**Ф. Риле**

**СТАНДАРТЫ**

**ЧАСТОТЫ**

**ПРИНЦИПЫ И ПРИЛОЖЕНИЯ**

1

« I '

Fritz Riehle

Frequency Standards

Basics and Applications



WILEY- VCH

WILEY-VCH Verlag GmbH Co. KGaA

Ф. Риле

СТАНДАРТЫ

ЧАСТОТЫ

Принципы и приложения

Перевод с английского Н. Н. Колачевского



**МОСКВА да ФИЗМАТЛИТ 2009**

*Издание осуществлено при поддержке* и *Российского фонда фундаментальных исследований по проекту 07-02-07013*



**УДК 539.194 ББК 22.38 Р50**

Риле Ф. Стандарты частоты. Принципы и приложения / Пер. с англ. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. - 512 с. - ISBN 978-5-9221-1096-9.

В книге представлен обзор основных принципов работы стандартов частоты — от микро­волнового до оптического диапазона, при этом подчеркиваются их особенности, связанные со спектральным диапазоном работы, и приводятся основные области приложения.

Обсуждается реализация на практике таких широко используемых компонентов как ос­цилляторы, макроскопические и атомные реперы частоты.

Детально описаны наиболее важные стандарты частоты — цезиевые атомные часы, ионные ловушки и лазеры, стабилизированные по частоте. В качестве критериев важности стандарта выбраны степень его влияния на науку и технологию как в прошлом, так и в настоящем, а также возможность дальнейшего развития.

В книге обсуждаются различные приложения стандартов частоты в современных высоко­технологичных областях, в передовых направлениях фундаментальных исследований, в метро­логии и в области поиска новых точных часов. Описано измерение времени как специальная область применения стандартов частоты.

© ФИЗМАТЛИТ, 2009

ISBN 978-5-9221-1096-9

ОГЛАВЛЕНИЕ

[Предисловие jq](#bookmark6)

[Глава 1. Введение 12](#bookmark7)

[§ 1.1. Характеристики стандартов частоты и часов 12](#bookmark8)

[§ 1.2. Часы и стандарты частоты: исторические перспективы 16](#bookmark10)

1. Часы в природе (16). 1.2.2. Часы и стандарты частоты, созданные челове­ком (18).

[Глава 2. Теоретические основы стандартов частоты 22](#bookmark11)

[§2.1. Математическое описание колебаний 22](#bookmark12)

1. Идеальные и реальные гармонические осцилляторы (22). 2.1.2. Амплитуд­ная модуляция (26). 2.1.3. Фазовая модуляция (35).

[§ 2.2. Колебательные системы с обратной связью 40](#bookmark24)

[§ 2.3. Стабилизация частоты 42](#bookmark26)

1. Модель сервосистемы (43). 2.3.2. Генерация сигнала ошибки (44).

[§ 2.4. Электронные сервосистемы 4g](#bookmark27)

1. Компоненты (47). 2.4.2. Пример электронной петли обратной связи (52).

[Глава 3. Характеристики амплитудных и частотных флуктуаций 55](#bookmark28)

[§ 3.1. Флуктуации частоты во временном представлении 56](#bookmark29)

1. Дисперсия Аллана (58). 3.1.2. Коррелированные флуктуации (61).

[§ 3.2. Спектральное описание флуктуаций частоты 65](#bookmark34)

[§ 3.3. Переход от частотного к временному представлению 67](#bookmark37)

[§3.4. От флуктуаций частоты к форме линии генерации 71](#bookmark40)

1. Спектр мощности источника с белым шумом частоты (73). 3.4.2. Спектр полупроводникового лазера (73). 3.4.3. Спектр источника со слабыми шумами фазы (75).

[§ 3.5. Методы измерений 75](#bookmark44)

1. Гетеродинное измерение частоты (77). 3.5.2. Автогетеродинирование (80).
2. Эффект переноса спектра (81).

[§ 3.6. Стабилизация частоты при наличии шумов 82](#bookmark46)

1. Ухудшение стабильности вследствие эффекта переноса спектра (83).

[Глава 4. Макроскопические стандарты частоты 85](#bookmark48)

[§ 4.1. Пьезокристаллические резонаторы 85](#bookmark49)

1. Основные свойства пьезоэлектрических материалов (85). 4.1.2. Механиче­ские резонаторы (86). 4.1.3. Эквивалентная схема (89). 4.1.4. Стабильность и точность кварцевых генераторов (92).

[§ 4.2. Объемные резонаторы СВЧ дд](#bookmark56)

1. Уравнения электромагнитных волн (94). 4.2.2. Электромагнитное поле в цилиндрическом волноводе (95). 4.2.3. Цилиндрические объемные резонато­

ры(98). 4.2.4. Потери из-за конечной проводимости (100). 4.2.5. Диэлектриче­ские резонаторы (101).

[§ 4.3. Оптические резонаторы ЮЗ](#bookmark63)

1. Коэффициенты отражения и пропускания интерферометра Фабри-Пе- ро (103). 4.3.2. Поперечные моды (108). 4.3.3. Микросферические резонато­ры (114).

[§4.4. Стабильность резонаторов. 116](#bookmark66)

[Глава 5. Атомные и молекулярные стандарты частоты 119](#bookmark67)

[§5.1. Энергетические уровни атомов 119](#bookmark68)

1. Одноэлектронный атом (120). 5.1.2. Многоэлектронные системы (123).

[§5.2. Энергетические состояния молекул 125](#bookmark69)

1. Колебательно-вращательная структура (127). 5.2.2. Оптические перехо­ды в молекулярном йоде (128). 5.2.3. Оптические переходы в ацетилене (132).
2. Другие молекулярные поглотители (133).

§5.3. Взаимодействие простых квантовых систем с электромагнитным излучением. . . 133

1. Двухуровневая система (133). 5.3.2. Оптические уравнения Блоха (138).
2. Трехуровневые системы (144). 5.3.4. Оптическая накачка (144). 5.3.5. Ко­герентное пленение населенностей (144).

§ 5.4. Сдвиги и уширение спектральных линий 146

1. Уширение из-за конечного времени взаимодействия (146). 5.4.2. Эф­фект Доплера и эффект отдачи (149). 5.4.3. Уширение из-за насыщения (153).
2. Столкновительные сдвиги и столкновительное уширение (155). 5.4.5. Вли­яние внешних полей (158). 5.4.6. Сдвиги спектральных линий и погрешности стандартов частоты (163).

[Глава 6. Подготовка ансамблей атомов и молекул и их опрос 165](#bookmark83)

[§6.1. Атомы и молекулы в ячейках 165](#bookmark84)

[§ 6.2. Коллимированные атомные и молекулярные пучки 166](#bookmark85)

[§ 6.3. Охлаждение 168](#bookmark86)

1. Лазерное охлаждение (168). 6.3.2. Охлаждение и замедление моле­кул (173).

[§ 6.4. Атомные ловушки 1^](#bookmark92)

1. Магнитооптическая ловушка (178). 6.4.2. Оптические решетки (180).
2. Характеристики холодных атомных ансамблей (182).

[§6.5. Нелинейная спектроскопия без доплеровского уширения 185](#bookmark93)

1. Спектроскопия насыщения (185). 6.5.2. Селекция по скорости на основе зависимости от мощности (188). 6.5.3. Двухфотонная спектроскопия (189).

[§6.6. Измерения с помощью последовательности когерентных взаимодействий 190](#bookmark94)

1. Метод Рэмси в микроволновых стандартах (191). 6.6.2. Возбуждение по­следовательностью когерентных взаимодействий в оптических стандартах (194).

[Глава 7. Цезиевые атомные часы 201](#bookmark97)

[§ 7.1. Часы на пучке атомов цезия с селекцией магнитных состояний 202](#bookmark98)

1. Серийные цезиевые часы (203). 7.1.2. Первичные лабораторные стандар­ты (206). 7.1.3. Сдвиги частоты в цезиевых часах (207).

[§ 7.2. Пучковые цезиевые часы с оптической накачкой 214](#bookmark101)

[§7.3. Атомный фонтан ^16](#bookmark102)

1. Принцип работы атомного фонтана (216). 7.3.2. Погрешность измере­ний (219). 7.3.3. Стабильность (222). 7.3.4. Другие типы часов (222).

[§ 7.4. Часы в условиях микрогравитации 225](#bookmark105)

Глава 8. Микроволновые стандарты частоты 227

§8.1. Мазеры 227

1. Принципы работы водородного мазера (227). 8.1.2. Теория водородного мазера (228). 8.1.3. Устройство водородного мазера (232). 8.1.4. Пассивный во­дородный мазер (240). 8.1.5. Криогенные мазеры (240). 8.1.6. Использование мазеров (241).

[§ 8.2. Стандарты на рубидиевой ячейке 243](#bookmark118)

1. Принцип работы и устройство (244). 8.2.2. Характеристики рубидиевых стандартов с ламповой накачкой (247). 8.2.3. Применение рубидиевых стандар­тов (248).

[§ 8.3. Альтернативные микроволновые стандарты 249](#bookmark119)

1. Рубидиевые стандарты на лазерной основе (249). 8.3.2. Оптическое воз­буждение сверхтонких переходов (249).

[**Глава** 9. Лазерные стандарты частоты 252](#bookmark120)

[§ 9.1. Стандарты на газовых лазерах 253](#bookmark121)

1. He-Ne лазер (253). 9.1.2. Стабилизация частоты по контуру усиления (256).
2. He-Ne лазер, стабилизированный по йоду (258). 9.1.4. He-Ne лазер, стабилизированный по метану (262). 9.1.5. СОг-лазер, стабилизированный по 0s04 (263).

[§ 9.2. Методы стабилизации частоты лазеров 265](#bookmark122)

1. Метод Хэнша-Куйо (265). 9.2.2. Метод Паунда-Дривера-Холла (267).
2. Фазово-модуляционная спектроскопия насыщения (272). 9.2.4. Метод пе­реноса спектра модуляции (275).

[§ 9.3. Перестраиваемые лазеры 277](#bookmark124)

1. Лазеры на красителях (278). 9.3.2. Полупроводниковые лазеры (281).
2. Параметрические генераторы света (295).

[§ 9.4. Оптические стандарты на нейтральных поглотителях 296](#bookmark129)

1. Частотно-стабилизированный лазер на Nd:YAG(296). 9.4.2. Лазеры со стабилизацией по молекулярным обертонам (299). 9.4.3. Лазерный стандарт на двухфотонном переходе в Rb (300). 9.4.4. Оптические стандарты на щелочнозе­мельных атомах (301). 9.4.5. Водородный оптический стандарт (307). 9.4.6. Дру­гие кандидаты для оптических стандартов частоты на нейтральных поглотите­лях (310).

[Глава 10. Стандарты на ионных ловушках 311](#bookmark131)

[§ 10.1. Принцип действия ионных ловушек 311](#bookmark132)

1. Радиочастотные ионные ловушки (312). 10.1.2. Ловушка Пеннинга (319).
2. Взаимодействия между захваченными ионами (322). 10.1.4. Режим Лэм- ба-Дике (323).

[§ 10.2. Практическая реализация ионных ловушек 324](#bookmark134)

1. Загрузка ионной ловушки (324). 10.2.2. Методы охлаждения захвачен­ных ионов (324). 10.2.3. Регистрация захваченных и возбужденных ионов (329).
2. Другие конфигурации ионных ловушек (331).

[§ 10.3. Ионные стандарты частоты микроволнового и оптического диапазонов 333](#bookmark137)

1. Микроволновые стандарты частоты на захваченных ионах (333).
2. Оптические стандарты частоты на захваченных ионах (339).

[§ 10.4. Точные измерения в ионных ловушках 345](#bookmark139)

1. Масс-спектрометрия (345). 10.4.2. Точные измерения (347). 10.4.3. Тесты фундаментальных теорий (348).

Глава 11. Формирование и деление оптических частот

§ 11.1. Нелинейные элементы

350

350

356

361

364

366

383

383

387

392

395

399

410

417

417

428

429

432

434

435

1. Точечно-контактные диоды(351). 11.1.2. Диоды Шоттки(352).
2. Оптическая генерация второй гармоники (352). 11.1.4. Полупроводнико­вые лазеры как нелинейные элементы (356).

§ 11.2. Элементы для сдвига частоты \_

1. Акусто-оптический модулятор (356). 11.2.2. Электрооптический моду­лятор (357). 11.2.3. Электрооптический генератор оптической гребенки ча­стот (360).

§ 11.3. Синтез частот с помощью умножения ■

§ 11.4. Деление оптических частот

1. Деление частотных интервалов (365). 11.4.2. Параметрические генерато­ры света как делители частоты (365).

§ 11.5. Ультракороткие лазерные импульсы и фемтосекундная гребенка частот

1. Титан-сапфировый лазер (368). 11.5.2. Синхронизация мод (369).
2. Распространение ультракоротких импульсов (371). 11.5.4. Фемтосе­кундный титан-сапфировый лазер с пассивной синхронизацией мод (374).
3. Расширение гребенки частот (376). 11.5.6. Измерение оптических частот с помощью фемтосекундных лазеров (377).

Глава 12. Шкалы и распространение сигналов времени

§ 12.1. Шкалы времени и единица времени

1. Исторический обзор (383). 12.1.2. Шкалы времени (384).

§ 12.2. Основы общей теории относительности

§ 12.3. Сличение времени и частоты

1. Сличение транспортируемых часов (392). 12.3.2. Передача с помощью электромагнитных сигналов (393).

§ 12.4. Радиоуправляемые часы

§ 12.5. Глобальная система спутниковой навигации

1. Принципы спутниковой навигации (399). 12.5.2. Глобальная навигаци­онная система GPS (401). 12.5.3. Передача частоты и времени по оптическим каналам (409).

§ 12.6. Часы и астрофизика

1. Интерферометрия со сверхдлинной базой (410). 12.6.2. Пульсары и стан­дарты частоты (412).

Глава 13. Приложения в науке и технике

§ 13.1. Длина и величины, связанные с длиной

1. Исторический обзор и определение единицы длины (417). 13.1.2. Измере­ние длины по задержке распространения (419). 13.1.3. Сеть дальней космической связи (420). 13.1.4. Интерферометрическое измерение длины (421). 13.1.5. Прак­тическая реализация метра (425).

§ 13.2. Стандарты напряжения

§ 13.3. Измерение токов

1. Электроны в накопительном кольце (430). 13.3.2. Одноэлектронные при­боры (430).

§ 13.4. Измерение магнитных полей

1. СКВИД-магнитометры (432). 13.4.2. Магнитометры на щелочных ато­мах (432). 13.4.3. Ядерный магнитный резонанс (433).

§ 13.5. Связь с другими единицами СИ

§ 13.6. Измерение фундаментальных констант

1. Постоянная Ридберга (435). 13.6.2. Измерение постоянной тонкой структуры (436). 13.6.3. Атомные часы и постоянство фундаментальных констант (437).

[Глава 14. Приближение к границам точности 441](#bookmark179)

[§ 14.1. Приближение к квантовому пределу 441](#bookmark180)

1. Соотношение неопределенности (442). 14.1.2. Квантовые флуктуации электромагнитного поля (442). 14.1.3. Флуктуации населенности в квантовых поглотителях (447).

[§ 14.2. Новые принципы 455](#bookmark190)

1. Вспомогательный считывающий ион в оптических часах (455). 14.2.2. Ча­сы на нейтральных атомах в оптических решетках (457). 14.2.3. Использование ядерных переходов (458).

[§ 14.3. Ограничения, накладываемые окружением 459](#bookmark192)

Список сокращений 461

Список литературы

463

Посвящается моим родителям, а также Хильдегард и Рут

ПРЕДИСЛОВИЕ

Невозможно переоценить вклад методов точных измерений времени и частоты в развитие мировой науки, технологии и экономики. В качестве частных примеров можно привести глобальные коммуникационные сети и точные системы спутниковой навигации, необходимым условием слаженной работы которых является наличие стабильных источников точно известной частоты. Точные измерения частоты позво­ляют выполнить наиболее чувствительные тесты фундаментальных теорий. Область науки, посвященная частотным стандартам, оказывается тесно связана с прогрессом в этих и многих других областях, открывая возможности использования высокоточ­ных часов для обобщения результатов измерений, полученных в различных местах и в различное время, в общую систему.

Прогресс в областях, связанных с разработкой стандартов частоты, открывает возможности понимания многих физических явлений и дает новые сведения для анализа. Представленная читателю книга посвящена принципам действия и основ­ным приложениям стандартов частоты. Большинство опубликованных материалов, относящихся к этой проблеме, представлено в разрозненном виде в классических книгах, обзорных статьях или инженерных, физических, метрологических и астроно­мических научных журналах. В большинстве случаев эти научные труды написаны для специалистов и посвящены разработке того или иного узкого направления с характерной ограниченной областью приложения и соответствующими терминами. Данная книга рассчитана на широкую аудиторию читателей. Она адресована студен­там, инженерам и физикам, интересующимся как собственно самим предметом, так и вводным обзором этого быстро развивающегося направления. В основе книги лежат курсы лекций, которые автор читал в университетах г. Ганновера и г. Констанца. Перечислим основные цели, которые преследуются в этой монографии.

Во-первых, в книге представлен обзор основных принципов работы стандартов частоты от микроволнового до оптического диапазона, причем изложенные резуль­таты могут быть использованы в самых различных приложениях. В него включены отдельные темы из механики, физики твердого тела и атомной физики, оптики и ме­тодов саморегулирования. Изложение тем, которые обычно считаются сложными (на­пример, принципы и следствия теории относительности) по-возможности начинается с простого физического описания. В дальнейшем изложении вопрос прорабатывается до уровня, необходимого для адекватного понимания предмета в рамках данной монографии.

Во-вторых, обсуждается реализация на практике таких широко используемых компонентов как осцилляторы, макроскопические и атомные реперы частоты. Уде­ляется внимание не только описанию основных принципов их работы и областям применения, но и практическим примерам. Ряд обсуждаемых вопросов ориентирован на специалистов в той или иной области. В этих случаях для краткости изложения приводятся ссылки на дополнительную литературу, с помощью которой заинтересо­ванный читатель может детально проработать вопрос.

В-третьих, книга знакомит читателя с детальным описанием наиболее важных стандартов частоты, таких как цезиевые атомные часы, ионные ловушки и лазеры, стабилизированные по частоте. В качестве критериев «важности» стандарта выбраны степень его влияния на науку и технологию как в прошлом, так и в настоящем, а также возможность дальнейшего развития. В дополнение к передовым образцам наиболее точных первичных стандартов рассмотрены и малогабаритные, дешевые и простые в обращении вторичные стандарты, а также системы, в которых использу­ются синхронизированные часы, к которым относится, например, глобальная система спутниковой навигации.

В-четвертых, в книге обсуждаются различные приложения стандартов частоты в современных высокотехнологичных областях, в передовых направлениях фунда­ментальных исследований, в метрологии и в области поиска новых точных часов. Несмотря на ограниченную возможность прогнозирования в отдаленном будущем, в книге описываются некоторые перспективы. Представлены также фундаментальные ограничения, накладываемые физическими принципами, что позволяет читателю со­ставить представление об обсуждаемых в настоящее время концепциях, нацеленных на преодоление или обход этих ограничений. Хочется надеяться, что книга будет служить не только для использования ее студентами, инженерами и исследователями в качестве научного пособия, но и доставит читателю удовольствие, знакомя его с этой областью физики и технологии.

В главе 1 вводится основная терминология и дается краткий исторический обзор развития хронометрии. В главах 2 и 3 описываются характеристики идеального и реального осцилляторов. В главе 4 исследуются свойства макроскопических реперов частоты, в то время как глава 5 посвящена соответствующему анализу атомных и молекулярных реперов. Основные методы приготовления и опроса атомов и молекул в стандартах частоты представлены в главе 6. Конкретные примеры стандартов частоты от микроволнового до оптического диапазонов даны в главах с 7-й по 10-ю, при этом подчеркиваются их особенности, связанные со спектральным диапазоном работы, и приводятся основные области приложения. Глава 11 посвящена некоторым принципам и методам измерения оптических частот, относящихся к наиболее продви­нутым современным стандартам и прототипам новых приборов. Измерение времени как специальная область применения стандартов частоты описано в главе 12. Осталь­ная часть книги посвящена специальным областям приложения и фундаментальным ограничениям.

Я хочу поблагодарить всех коллег за постоянную помощь, многочисленные об­суждения и возможность воспользоваться разнообразной информацией и рисунками. Я благодарен также коллективу издательства Willey-VCH за терпение и помощь, а также Хильдегард за ее постоянную поддержку и за помощь с рисунками и ссыл­ками. Хочется выразить персональную благодарность А. Бауху (A. Bauch), Т. Бин- невису (Т. Binnewies), К. Деггенхардту (С. Deggenhardt), И. Хельмке (J. Helmke), П. Хетцелю (P. Hetzel), X. Кнокелю (Н. Knockel), Э. Пайку (Е. Peik), Д. Пистеру (D. Piester), Й. Штенгеру (J. Stenger), У. Штерру (U. Sterr), К. Тамму (Ch. Tamm), X. Телле (Н. Telle), С. Вейерсу (S. Weyers) и Р. Винандсу (R. Wynands) за помощь в вычитывании некоторых частей монографии. Вышеперечисленные коллеги, однако, не несут ответственности ни за возможные недостатки, ни за то, что некоторые части книги, возможно, требуют дополнительной доработки для более ясного изложения темы. В дополнение я бы приветствовал появление обратной связи с читателями (которая является необходимой составной частью любого стандарта частоты) и жду , от них предложений по улучшению текста.

Глава 1 **ВВЕДЕНИЕ**

**§1.1. Характеристики стандартов частоты и часов**

Из всех экспериментально определяемых величин частота может быть измерена с наивысшей точностью. В настоящий момент относительная точность измерения частоты достигла единицы в пятнадцатом знаке. В свою очередь, существенный прогресс методов измерения частоты открыл возможность значительно повысить точность других физических и технических величин, если они допускают преоб­разование в частоту. Кроме того, для сравнения и совместного анализа резуль­татов, полученных как в различных областях науки, так и в различных точках пространства и времени, требуется некая общая основа для проведения частотных измерений. Стандарты частоты представляют собой приборы, способные синтезиро­вать известные стабильные частоты с определенной погрешностью и обеспечивать потребителя необходимыми реперами частоты в широчайшем частотном диапазоне, представляющем интерес для науки и техники (рис. 1.1). Кроме того, стандарты частоты позволяют использовать единую для всех диапазонов единицу - герц. В

3 Электромагнитная Оптическая

~ связь связь

\_ 3" о

^ £ - 5

«Л О О о

РЙ 5 \_ 3 s «я

t- sc о\*

С- С s 9- o-s S \*5

\* 5 5 'I Кварцевые « I 3 S’ | 3 § 1

II I =<з 9 I I ? i I

I I I I I I I—I—I—I—I—►

1. нГц 1 мкГц 1мГц 1 Гц 1 кГц 1МГц 1 ГГц 1ТГц 1ПГц 1 ЕГц 13Гц 10° с 10ес 10\*с 10°с 10 ' с 10 \*'с 10 5с 10 ''с 10 '’с 10 ' с 10 с Рис. 1.1. Частотно-временная шкала, типы часов и соответствующие технологические диапа­

зоны

качестве примера рассмотрим двое идентичных часов, частоты которых стабильны и отличаются на 1 • 10-15 в относительных единицах. Рассогласование их значений достигнет одной секунды через интервал времени в 30 миллионов лет. В дополнение к реализации точных часов и шкалы времени стандарты частоты используются в широком круге приложений, поскольку целый ряд физических величин может быть исключительно точно определен путем измерения соответствующих частот. Характерным примером такого измерения является экспериментальное определение длины. Большие расстояния между объектами могут быть определены с высокой

точностью путем измерения интервала времени, который требуется электромагнит­ному импульсу для того, чтобы покрыть разделяющую их дистанцию. Полицейские радары, в свою очередь, представляют собой пример, когда измерение частоты позволяет извлечь информацию о скорости автомобиля. Другие величины, такие как магнитное поле или электрическое напряжение, могут быть также непосредственно преобразованы в частоту, для чего используется явление прецессии ядерных спинов в магнитном поле или эффект Джозефсона, что позволяет достичь исключительно высокой точности в измерениях.

Прогресс в понимании и методах обработки результатов, а также взаимосвязей процессов в таких областях, как механика небесных тел, физика твердого тела, электроника, атомная физика и оптика, открыл возможность работать со все более высокими частотами (рис. 1.1), постоянно увеличивая точность измерений (рис. 1.2). Можно проследить, как развивалось направление, начиная с механических часов (резонансные частоты которых составляют порядка v$ ~ 10° Гц), затем появились кварцевые часы и технологии радиопередачи (103 Гц < щ < 108 Гц), микроволновые атомные часы (108 Гц < vq < Ю10 Гц), и кончая созданными недавно оптическими часами, основанными на применении лазерной техники (ио < 1015 Гц). Параллельно,

|  |  |
| --- | --- |
|  | Cs фонтаны q |
| - | Оптические часы q \* - |
| \_ | Cs пучковые часы |
| - | О Cs (ранний) - |
|  | Кварц ■ |
| Харрисон | „ , \_ • Шортт Рифлер • |
| ~ • | — |
| Гюйгенс ф |  |
| - # Грэхэм  I 1 | | 1 |

10

10

10

н

О О ЕВ

В

о

& ю

О

ю

ю-'

10“

1700

1800

Год

1900

2000

О

ЕС

5

1600

Рис. 1.2. Относительная погрешность различных часов. Механические маятниковые часы (полные кружки), кварцевые часы (полные квадраты), Cs атомные часы (открытые кружки) и оптические часы (звездочка). Детали представлены в § 1.2

современные технологии, позволяющие создавать более компактные, надежные, мощ­ные и в то же время более доступные электронные компоненты, существенно рас­ширили область применения технологии синтеза частот. Широкое распространение кварцевых и радиоуправляемых часов, корабельной, воздушной и автомобильной спутниковой навигации, а также высокоскоростных телекоммуникационных линий было бы невозможно без сопутствующего развития технологии создания осциллято­ров, стандартов частоты и методов синхронизации.

Принято разделять стандарты частоты на активные и пассивные приборы. «Пас­сивный» частотный стандарт включает в себя некоторый компонент или вещество, чрезвычайно чувствительное к воздействию поля на определенной частоте или серии частот (рис. 1.3). Такие реперы частот могут базироваться как на макроскопиче­ских резонаторах (см. главу 4), так и на микроскопических квантовых системах

Репер Сигнал

частоты пропускания

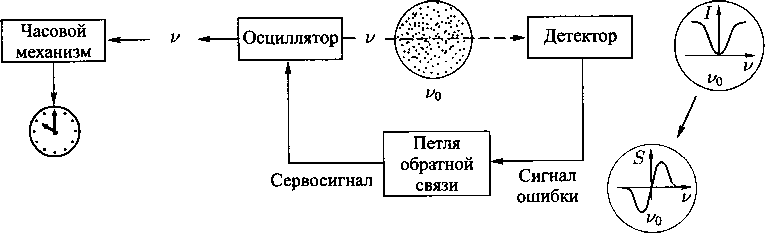


Рис. 1.3. Схематическое представление стандарта частоты и часов

(см. главу 5), например, на ансамбле атомов в поглощающей ячейке. Под воз­действием сигнала генератора частотная зависимость отклика образца приводит, например, к появлению линии поглощения с минимумом пропускания на резонансной частоте vo- Анти-симметричный сигнал S, являющийся производной симметричного сигнала поглощения I, может быть использован в качестве сигнала ошибки в петле обратной связи для получения управляющего сигнала. Задачей петли обратной связи, воздействующей на управляющий вход осциллятора, является как можно более точ­ная подстройка частоты осциллятора и к опорной частоте uq. При замыкании петли обратной связи частота осциллятора оказывается стабилизирована или «привязана» к опорной частоте щ. Прибор можно использовать в качестве стандарта частоты при условии, что его частота v стабильна и известна с достаточной точностью.

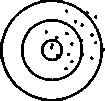
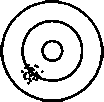
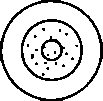
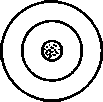
В отличие от пассивных стандартов, под «активными» стандартами понима­ют приборы в которых, например, ансамбль возбужденных атомных осцилляторов непосредственно производит сигнал определенной частоты, которая определяется внутренними характеристиками этих атомов. Когерентность сигнала может быть чрезвычайно высока, если часть излучения используется для возбуждения стиму­лированных процессов в ансамбле. Так, к активным стандартам частоты относятся активный водородный мазер (см. §8.1) или гелий-неоновый лазер (§9.1).

Стандарт частоты может быть использован в качестве часов в том случае, если его частота будет соответствующим образом поделена некоторым часовым механиз­мом и отображена на индикаторе (рис. 1.3). В качестве примера возьмем наручные кварцевые часы, в которых кварцевый резонатор (см. §4.1) определяет частоту осциллятора, равную 32 768 Гц = 215 Гц. Частота делится микросхемой-делителем, который выдает импульсы для шагового моторчика, вращающего секундную стрелку часов.

Специфические требования, возникающие в различных областях применения стандартов частоты, привели к созданию целого ряда самых разнообразных прибо­ров, используемых для этих целей. Несмотря на различные реализации стандартов частоты, существуют два непременных требования, предъявляемые к любому из этих приборов. Прежде всего, частота сигнала, генерируемого прибором, должна быть стабильна во времени. Однако, частота, синтезируемая реальным прибором, всегда флуктуирует. Изменения частоты могут быть вызваны, например, флуктуа­циями окружающей температуры, влажности, давления или других условий работы прибора. В контексте данной книги мы будем оценивать стандарт как «хороший» по его способности выдавать стабильную, слабо флуктуирующую частоту.

Однако источник стабильной частоты сам по себе не обеспечивает полноценного стандарта частоты. В дополнение необходимо, чтобы его частота v была известна в абсолютных единицах. В международной системе единиц СИ частота измеряется в герцах, представляющих количество циклов за одну секунду (1 Гц = 1/с). Если частота данного стабильного прибора измерена путем сравнения с частотой другого источника, откалиброванного по первичному стандарту частоты 0, который реали­зует единицу СИ, то в этом, и только в этом случае, прибор представляет собой стандарт частоты.

Если прибор удовлетворяет описанным требованиям, то этот прибор может быть использован для калибровки других стабильных осцилляторов, которые впослед­ствии также могут быть использованы в качестве вторичных стандартов.



|  |  |  |
| --- | --- | --- |
| , и, | , V | 1 V, |
| 1/0 | м/v 4 | Щ |

Время

Время

6

Время

Рис. 1.4. Пулевые отверстия на мишени (верхний ряд), иллюстрирующие различные виды случайных реализаций стрельб: стабильную и точную (а), точную, но нестабильную (б), стабильную, но неточную (в), нестабильную и неточную (г). Источник (нижний ряд) со ста­бильным и точным сигналом частоты (а), точным, но нестабильным сигналом (б), стабильным, но неточным сигналом (в), нестабильным и неточным сигналом (г)

Время

Итак, такие характеристики, как точность и стабильность, необходимы для описа­ния качества стандарта частоты. Эти характеристики наглядно проиллюстрированы в работе [2], где временная реализация сигнальных выходов различных осцилляторов сравнивалась с серией пулевых отверстий в мишенях, оставленных после стрельб (рис. 1.4). На левой мишени мы видим результат наиболее искусного стрелка, стрелявшего из хорошей винтовки. Все отверстия с высокой точностью находятся вблизи центра мишени. Проводя аналогию с частотными измерениями, а именно, заменяя последовательность координат отверстий на последовательную реализацию частот v, считываемых с осциллятора, будем считать, что отклонение пули от центра мишени соответствует отклонению частоты от некоторой центральной частоты щ ). Такой точный и стабильный источник частоты может быть использован в качестве стандарта. На следующей иллюстрации рис. 1.4 отверстия далеко, но симметрично разбросаны вокруг центра. Соответствующий стандарт будет обладать пониженной временной стабильностью, но его средняя частота, получаемая усреднением по дли­тельному интервалу времени, будет точно соответствовать щ. На третьем рисунке

О Первичным стандартом частоты называется стандарт, чья частота соответствует обще­принятому определению секунды с заданной точностью без внешней калибровки прибора [1].

1. Координаты отверстий, лежащих в левой полуплоскости, положим отрицательными.

стрельба такая же кучная, как и на первом, однако отверстия расположены далеко от центра. Соответствующий источник будет иметь отстройку частоты. Если отстройка постоянна и не зависит от времени, то его тем не менее можно использовать в качестве стандарта при условии, что отстройка будет определена и впоследствии скорректирована. На последнем рисунке большинство пулевых отверстий расположе­но справа от центра: может быть, при стрельбах стрелок не смог сконцентрироваться. Соответствующий осциллятор не обладает ни стабильностью, ни точностью и не может быть использован в качестве стандарта частоты.

Точность и стабильность источника частоты, отображенного, например, на тре­тьей слева части рис. 1.4, могут быть количественно охарактеризованы заданием отклонения от центральной частоты и разбросом частот, выраженных в герцах. Для сравнения характеристик различных стандартов вводятся относительные величи­ны, такие как «относительная точность» или «относительная стабильность» и пр., получаемые делением отклонения частоты или разброса на значение центральной частоты. Наряду с терминами «точность» и «стабильность» широко используются выражения «неточность» и «нестабильность». При этом хороший стандарт будет ха­рактеризоваться низкой нестабильностью или неточностью, которым соответствуют малые отклонения частоты, представляемые малыми числами; этому же соответ­ствует высокая точность и стабильность источника.

Наглядная и простая иллюстрация на примере результатов стрельб, использован­ная для описания характеристик стандарта частоты (рис. 1.4), оказывается неадек­ватной в ряде исключительно важных случаев. Рассмотрим, например, вновь создан­ный источник, который, как мы полагаем, превосходит по своим характеристикам все известные до сих пор стандарты. Таким образом, у нас отсутствует непосредственная возможность определить точность источника по отношению к какому-либо превос­ходящему его стандарту частоты. Этому соответствовал бы случай мишени в виде белого листа, на котором отсутствовали бы как центр, так и концентрические круги. Изучая результат стрельб, мы, тем не менее, можем охарактеризовать результат с точки зрения стабильности (разброса) стрельбы, но ничего не сможем сказать

о его точности. Аналогично, можно оценить погрешность (нестабильность) стандарта частоты так, как это делается при измерениях любой неизвестной априори величины. Существует общепринятая процедура, определенная в Руководстве по Определению Погрешности Измерений (GUM) [3]. Специфицированная погрешность представляет собой «границы доверительного интервала измеренной или вычисленной величи­ны» [1] при условии, что определен уровень достоверности. Если распределение вероятностей гауссово, обычно используется величина стандартного отклонения (1 а), соответствующая уровню достоверности в 68%. О Для ясности, мы воспроизведем здесь также более точное определение точности как «меры соответствия измеренной или вычисленной величины ее определению», а стабильности как «меры взаимного соответствия внутри серии отдельных измерений, зачастую, но не обязательно, выраженную в виде стандартного отклонения» [1].

§ 1.2. Часы и стандарты частоты: исторические перспективы

1. Часы в природе. Периодичность движения небесных тел и соответству­ющая смена дня и ночи, времен года и морских приливов задавала ритм жизни на Земле с момента ее зарождения и человечество стало группировать те или

') В тех случаях, когда указанный уровень является слишком низким, можно задать погрешность в виде к а, при этом уровень поднимется до 95,5% для к = 2 и 99,7% для к = 3.

иные события и даты в хронологическом порядке, используя периодичность явлений в природе в качестве естественных меток времени. Как следствие, понятия дней, ме­сяцев и лет, появившиеся в ранних календарях, соответствовали частотам вращения Земли относительно ее оси (одно за день), вращения Земли вокруг Солнца (одно за год) и вращения Луны вокруг Земли (одно за месяц). Действительно, определение интервала времени при общении различных групп людей становится однозначным, если все участники дискуссии используют одну и ту же единицу времени, например, день, который с ранних времен использовался в качестве естественного стандар­та времени. Соответственно естественный стандарт частоты (один цикл в день) также может быть определен с использованием природных часов. Следовательно, календарь позволяет установить шкалу времени при однозначном выборе начала отсчета и единицы измерения. О Формирование календаря встретило определенные трудности, поскольку отношения вышеперечисленных стандартных частот враще­ния небесных тел не являются целыми числами. В настоящий момент тропиче­ский год[[1]](#footnote-2)) состоит из 365,2422 дней, а синодический месяц[[2]](#footnote-3)) — из 29,5306 дней. В современном солнечном календаре, восходящем к введенному Юлием Цезарем в 45 г. до н.э. римскому календарю,[[3]](#footnote-4)) год состоит из 365 дней, причем каждый четвертый високосный год содержит дополнительный день, и, таким образом, состоит из 366 дней.

Использование часов, основанных на таких явлениях природы, как движение небесных тел, обладает двумя недостатками. Прежде всего, существенным требо­ванием к шкале времени является то, что она не должна изменяться во времени. Астрономические и геохронометрические наблюдения показывают, что отношение частоты вращения Земли вокруг Солнца к частоте ее обращения вокруг собственной оси меняется с течением времени.[[4]](#footnote-5)) Кроме того, единица времени, определяемая из скорости вращения макроскопических небесных тел, является в большинстве случаев слишком большой для большинства технических приложений. [[5]](#footnote-6))

1. Часы и стандарты частоты, созданные человеком. Впоследствии, в эпоху великих цивилизаций шумеров, живших в долине Тигра и Ефрата, а также у египтян время было поделено на более короткие промежутки, и в дополнение к календарям возникли сконструированные человеком часовые механизмы. Часы, как мы знаем, представляют собой прибор, отображающий некоторые равные ин­тервалы протекшего времени. Предшественниками современных часов вплоть до конца Средних веков являлись солнечные, водяные или песочные часы, выполненные в различнейших модификациях. Использовались вода или песок, текущие с относи­тельно постоянной скоростью, и по общему количеству перетекшего вещества можно было судить об истекшем интервале времени. Существенный прогресс в часовых механизмах был достигнут после появления колебательных систем, работающих на некоторой резонансной частоте, определявшейся свойствами системы. Если известна частота колебаний щ такой системы, то промежуток времени Т = l/щ может быть задан, как обратная к частоте величина. Следовательно, любой интервал времени может быть измерен путем подсчета количества истекших циклов и умножением их на период Т. Любой прибор, производящий известную частоту, называется стандартом частоты и, следовательно, может быть использован для создания часов. Отличием хороших часов является осциллятор, спроектированный таким образом, что его частота мало подвержена изменениям окружающей среды, не зависит от условий работы или собственно часового механизма.
2. Механические часы. В механических часах часовой механизм выполняет двоякую роль. Во-первых, его задачей является измерять и отображать частоту коле­бательной системы или прошедшее время. Во-вторых, он подводит к колебательной системе энергию, необходимую для поддержания амплитуды колебаний. Подкачка энергии от внешнего источника является необходимым условием, поскольку сво­бодно осциллирующая система, связанная с окружающим миром, будет постепенно растрачивать собственную энергию, и в определенный момент колебания затухнут. В механических системах поток энергии регулируется специальным механизмом, чья роль заключается в управлении часовым механизмом при минимальном воз­действии на осциллятор. Начиная с четырнадцатого века, большие механические часы, основанные на колебательных системах, использовались в итальянских собо­рах. Приток энергии к часовому механизму обеспечивался за счет гирь, которые высвобождали потенциальную энергию при их опускании в гравитационном поле Земли. Эти часы управлялись так называемым веретенно-маятниковым механизмом, который представлял собой модификацию торсионного маятника. Несмотря на то, что аналогичные принципы были впоследствии успешно использованы при создании гораздо более точных часов, техническая реализация механизмов соборных часов делала их весьма чувствительными к трению в часовом механизме и к приложенному усилию со стороны гирь. Считалось, что их точность соответствует четверти часа в сутки. Относительная точность осциллятора, управляющего этими часами, может быть задана через относительную погрешность АТ/Т — Av/v и 1%. Наблюдения итальянского исследователя Галилео Галилея (1564-1642) положили начало эре ка­чественных маятниковых часов. Галилей обнаружил, что период колебаний маятника не зависит от амплитуды колебаний (в пределах малых отклонений), а определяется лишь длиной самого маятника. Однако первые работающие маятниковые часы были созданы лишь в 1656 г. датским физиком Кристианом Гюйгенсом. Точность этих часов составляла одну минуту за сутки, причем в дальнейшем их точность была улучшена вплоть до 10 секунд, что соответствовало АТ/Т = 10~4 (рис. 1.2). Счи­тается, что Гюйгенс также изобрел маятниково-пружинный механизм. Маятниковые часы были в дальнейшем улучшены Джорджем Грэхэмом (1721), который применил температурную компенсацию уходов частоты, вызываемую зависимостью дины маят­ника от температуры, достигнув точности в одну секунду за сутки (АТ/Т = 10 ).

Роль точных часов в навигации и их вклад в безопасность сообщений стали очевидны после изобретения Джоном Харрисоном в 1761 году морского хронометра. Часы, работающие на маятниково-пружинном механизме, обладали точностью 0,2 се­кунды в день (АТ/Т « 2-3 • 10~6) даже на борту судна во время качки. Хронометр Харрисона впервые позволил разрешить проблему, как точно определить долготу во время морских путешествий [6]. Последующее совершенствование маятниковых часов привело к созданию в конце девятнадцатого века таких образцов, как часы Рифлера в Германии. Часы Рифлера обладали точностью в сотую секунды в сутки (АТ/Т и 10-7) и использовались в качестве стандартов времени в создаваемых Национальных Институтах Стандартов вплоть до двадцатых годов прошлого века, когда их начали вытеснять часы Шортта. В 1920 году Уильям Шортт разработал часы с синхронизованными маятниками. Один из маятников, так называемый ведущий маятник, качался в вакуумном объеме. Ведомый маятник, управляющий часовым механизмом, был синхронизован с ведущим посредством электромагнитной связи и, в свою очередь, раз в полминуты обеспечивал мягкий толчок ведущему маятнику для компенсации растраченной им энергии. Часы Шортта измеряли время с точностью выше, чем 2 миллисекунды в сутки (АТ/Т « 2 • 10-8), или лучше, чем секунда в год (АТ/Т » 3 • 10-\*).

1. Кварцевые часы. В районе 1930 года началось широкое использование кварцевых осцилляторов (см. §4.1), генерирующих на частотах порядка 100 кГц и снабженных системой температурной стабилизации и электронной подстройкой. Через небольшое время кварцевые часы вытеснили механические из ниши точ­ных измерений времени. Частота кварцевых часов определяется периодом упругих колебаний специально вырезанного и обработанного кристалла кварца, причем за счет пьезоэлектрического эффекта механические колебания приводят к осцилляциям электрического напряжения на сторонах кристалла. Кварцевые осцилляторы дрей­фуют примерно на одну миллисекунду в день (Аи/и^ 10~8) [7] и, следовательно, не могут быть использованы в качестве стандартов частоты без предварительной калибровки. В то время калибровка осуществлялась по точным измерениям среднего солнечного времени, определявшегося из астрономических наблюдений.

Впоследствии было доказано превосходство точности кварцевых осцилляторов (обозначенных как «Кварц» на рис. 1.2) по отношению как к механическим часам, так и к частоте вращения Земли. Шайбе и Адельсбергер из немецкого Государствен­ного физико-технического ведомства (PTR) сравнивали показания трех кварцевых часов с начала 1934 года по середину 1935 года и обнаружили, что все их показания дали одинаковое отличие от сидерического дня. Исследователи пришли к заключе­нию, что наблюдаемые отклонения возникают из-за систематической ошибки в опре­делении астрономического времени за счет изменения угловой скорости Земли 0. В настоящее время кварцевые осцилляторы используются во множестве приложений и фактически все часы, работающие на батарейках, управляются внутренним квар­цевым осциллятором.

1. Атомные часы микроволнового диапазона. Атомные часы отличаются от механических часов тем, что в них используются квантово-механические системы в качестве «маятника», в то время, как частота колебаний определяется разностью энергий двух квантовых состояний. Такие осцилляторы могут быть «опрошены»,

О Т. Джоунс в работе [8] обращает внимание на то, что «Первые указания на наличие сезонных измерений во вращении Земли возникли в наблюдениях с часами Шортта».

то есть связаны с некоторым часовым механизмом, только вследствие возбуждения когерентных электромагнитных волн. Как следствие, возникновение и развитие часов этого типа последовало за разработкой соответствующих радаров и микроволновой техники в 40-х годах прошлого века. Подробное описание исторических шагов развития этой области, приведших к возникновению атомных часов, может быть почерпнуто из первоисточников (см., например, [9, 10, 11, 12]), в то время как мы ограничимся лишь кратким описанием некоторых прорывных результатов того времени. Одно из наиболее ранних предложений о создании атомных часов с ис­пользованием эффекта магнитного резонанса в атомных пучках было высказано Исидором Раби, награжденным в 1944 г. Нобелевской премией за создание этого спектроскопического метода. Появление цезиевых атомных часов датируется перио­дом 1948-1955 гг., когда несколько научных коллективов в США, в частности, из Национального Бюро Стандартов (NBS, в настоящее время Национальный Институт Стандартов и Технологии, NIST) и из Англии (NPL, Национальной Физической Лаборатории) разработали и создали пучковые аппараты. Они основывались на идее Нормана Рэмси об использовании возбуждения в раздельных полях (см. §6.6) для достижения узких резонансных линий. Эссен и Парри из NPL впервые запустили лабораторный цезиевый стандарт (обозначенный как «Cs (ранний)» на рис. 1.2) и измерили частоту сверхтонкого расщепления основного состояния атома Cs [13, 14]. Вскоре после этого в 1958 году появились первые серийные цезиевые часы [15]. В последующие десятилетия в мире был разработан целый ряд цезиевых атомных стандартов, причем точность лучших образцов улучшалась примерно на порядок за десятилетие. Это развитие привело к переопределению секунды в 1967 г., когда на 13-й Генеральной Конференции Мер и Весов (CGPM) секунда была определена как «длительность 9192631770 периодов излучения, соответствующего двум сверхтон­ким уровням основного состояния цезия-133». Спустя два десятилетия относительная погрешность цезиевых пучковых часов (например, часов CS2 (1986 г.) в немецком Федеральном физико-техническом ведомстве (РТВ), обозначенных как «Cs пучковые часы» на рис. 1.2) опустилась до уровня 2.2 ■ 10-14 [16].

Новая эра цезиевых часов началась с момента создания прототипа Cs фон­тана в Лаборатории Стандартов Времени и Частоты (LPTF, в настоящее время BNM-SYRTE) в Париже [17]. В часах этого типа охлажденные лазером цезиевые атомы запускаются в полет, продолжающийся около 1 с, по баллистической тра­ектории в гравитационном поле Земли. Столь длительное время взаимодействия, достигнутое в результате развития методов лазерного охлаждения (см. 6.3.1), при­вело к дальнейшему сужению резонансной линии. В дополнение низкая скорость атомов Cs позволила уменьшить некоторые систематические вклады, сдвигающие частоту. Менее чем через десять лет после первой демонстрации относительная погрешность фонтана достигла 1 • 10-15 [18, 19, 20] (см. «Cs фонтан» на рис. 1.2).

1. Оптические часы и перспективы развития. Один из выводов, который можно сделать из приведенного краткого исторического обзора, заключается в том, что повышение точности стандартов частоты сопровождалось повышением частоты используемых осцилляторов. Начиная с герцового диапазона для маятниковых часов, мегагерцового режима работы кварцевых осцилляторов и кончая гигагерцовым диа­пазоном работы микроволновых атомных часов, частота выросла на десять порядков величины. Действительно, более высокие частоты обладают рядом преимуществ. Прежде всего при определенной ширине резонансной линии Аг/ поглощения обрат­ная относительная ширина линии, часто называемая добротностью линии или ее Q-фактором

Q = v0/Av, (1.1)

растет при увеличении щ. Учитывая возможность «разбить» резонансную линию, то есть определить положение ее центра, можно сделать вывод, что относительная погрешность будет обратно пропорциональна Q, и, следовательно, частоте осцилля­тора. Для того, чтобы проиллюстрировать второе преимущество работы на более высоких частотах, рассмотрим двое маятниковых часов с частотой порядка 1 Гц, одни из которых отстают от других на секунду в год (Ais/v — 1 • 10“ ). Если оба маятника изначально находились в фазе, потребуется около полугода для того, чтобы зафиксировать уход относительной фазы на 180°. Однако для часов, работающих на частоте 10 ГГц, то же различие проявится через 1,6 мс. Следовательно, исследование и подавление систематических эффектов, сдвигающих частоту стандарта, во мно­гом облегчается при использовании высоких частот. Логично ожидать дальнейшего увеличения точности часов при переходе к оптическим стандартам, частота которых на пять порядков выше частоты микроволновых стандартов. Недавнее создание пре­образователя (делителя) частот из оптического в микроволновый диапазон (гл. 11) открыло реальную возможность использования оптических часов [21], которые по точности уже сопоставимы с лучшими часами микроволнового диапазона (см. «Оп­тические часы» на рис. 1.2).

Можно предвидеть, что некоторые, в основном оптические, стандарты частоты будут генерировать частоты с точностью, превосходящей лучшие цезиевые стан­дарты. Тем не менее, до тех пор, пока определение секунды опирается на частоту сверхтонкого перехода в цезии, новые стандарты не смогут реализовать секунду или герц с точностью выше, чем лучшие из цезиевых часов. Однако они могут использоваться как вторичные стандарты частоты и дадут возможность проводить все более точные измерения отношения частот, что, в принципе, может повлечь появление нового определения единицы времени.

**Глава 2**

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ

§2.1. Математическое описание колебаний

Многие процессы в природе и технике замечательны тем, что одно и то же событие в них периодически повторяется через заданный интервал време­ни Т. Морской прилив повторяется приблизительно через каждые двенадцать ча­сов (Т « 12,4 час), колебания маятника (Г < 1 сек), электрическое напряжение в электропроводке (Т « 0,02 сек), напряженность электрического поля, излучаемого частотно-модулированным (ЧМ) радиопередатчиком (Т « 10~8 сек), или световая волна, излучаемая атомом (Т и 2 • 10\_1“ сек), — все это периодические явления. В каждом из этих случаев происходят колебания некоторой физической величи­ны U(t), например, высоты подъема воды над средним уровнем моря или напряжения в электропроводке.

1. Идеальные и реальные гармонические осцилляторы. Хотя колебания в приведенных выше примерах значительно отличаются друг от друга по величине периода Т и соответствующей частоте щ = 1/Т, для их описания часто используют уравнение (идеальных) гармонических колебаний

U(t) = *Uq* cos(wq£ + ф).

(2.1)

Зная амплитуду колебаний Uq, частоту



и начальную фазу ф, можно рассчитать мгновенное значение интересующей нас величины U(t) для любого момента времени t. Здесь соо — это угловая частота, a ip = (ijjot + ф) — текущая фаза колебаний. Начальная фаза определяет значение U(t) в произвольно выбранный начальный момент времени t = 0. Уравнение гар­монических колебаний (2.1) представляет собой решение дифференциального урав­нения, описывающего идеальный гармонический осциллятор. В качестве примера рассмотрим механический осциллятор, где механическое тело с массой m соединено со стальной пружиной. Если растянуть пружину на величину U от положения равновесия, то возникает сила, пытающаяся вернуть тело в прежнее положение. Для целого ряда материалов возвращающая сила F(t) в достаточно хорошем приближе­нии пропорциональна растяжению:

F(t) = —DU(t) (закон Гука).

(2.3)

Постоянная D в законе Гука определяется жесткостью пружины, которая зависит от ее материала и размеров. С другой стороны, эта возвращающая сила придает телу

ускорение a(t) — d?U(t)/dt2 = F/rn. Приравняв значения силы из этих формул для произвольного момента времени, мы получим дифференциальное уравнение



\*Ш+и$и{г) = О, где 0,0 = (2.4)

*at*

Уравнение (2.1), как легко убедиться, является решением (2.4). Угловая частота loq осциллятора определяется его материальными свойствами. В данном случае угловая частота определяется массой то и жесткостью пружины D.

Если бы в качестве примера мы взяли электрический резонансный контур с кон­денсатором емкости С и катушкой индуктивности L, то угловая частота была бы равна uj0 = 1 J(\fLC). Для атомных колебаний резонансная частота определяется свойствами атомов. В этой и в следующей главах мы абстрагируемся от свойств конкретных осцилляторов и рассмотрим их общие свойства.

Для возбуждения колебаний осциллятора, ему необходимо сообщить некоторую начальную энергию. В случае механического осциллятора потенциальная энергия заключена в пружине, сжатой по сравнению с положением равновесия на величину U0. Если отпустить пружину, то она начнет действовать на массу с некоторой силой, ускоряя ее. Скорость груза v = dU(t)/dt будет увеличиваться, и он наберет кинетическую энергию согласно (1.1)

2

*dU(t)*

ЯктСО = *\ту2 = \т*

*dt*

= ^тошо^о sin2(woi + Ф)- (2-5)

Кинетическая энергия колебательной системы будет расти до тех пор, пока на тело действует сила. Сила перестает действовать в положении равновесия, то есть, когда sin2(wot + ф) = 1 и полная энергия равна максимальной кинетической (или максимальной потенциальной) энергии

Еил = \mulUl = \DUl (2.6)

Энергия ') движения осциллятора пропорциональна квадрату амплитуды, что явля­ется общим свойством всех осцилляторов. ^ Для описания гармонических колебаний (2.1) мы воспользовались функцией косинуса, однако мы с тем же успехом могли бы использовать и синус, только начальная фаза ф, как следует из соотношения cos ip = sin(ip + ж/2), изменилась бы

на тг/2. В более общем случае гармонические колебания могут быть представлены в виде суперпозиции синуса и косинуса с одинаковыми частотами

U(t) = U0 cos(wot + ф) — Uq cos(u>ot) cos(ф) — Щ sin(a>o£) sin(<^) =

= Uoi cos(a;ot) - U02 sin(u0t) (2.7)

(мы использовали здесь формулу cos(a + /3) = cos a cos/3 — sin a sin/3). Величины t/oi = Uq cos ф и Uq2 = (Jo sin ф называются квадратурными амплитудами колебаний. Поскольку вычисления, включающие синусы и косинусы, иногда становятся слишком громоздкими, удобнее описывать гармонические колебания комплексной экспонен­той, используя формулу Эйлера ехрг^ — cos ip + г sin у?. Тогда (2.1) можно заменить на

U(t) = Re = Re {t/0e^ot} = + к.с.^,

и0 = и0е[[6]](#footnote-7) = Uol+iUo2

где

(2.9)

* комплексная амплитуда.

и0

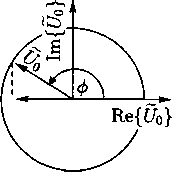
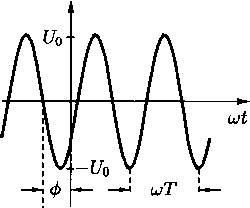


Рис. 2.1. Идеальный гармонический осциллятор, а) Временное представление. 6) Частотное представление, в) Фазовое представление

Комплексная амплитуда Uq включает в себя модуль Uo = \U(t)\ и начальную фазу, записанные в виде одного комплексного числа. Комплексное представление позволяет упростить вычисления благодаря простоте операций с комплексными экспонентами. Получив окончательный результат в комплексном виде, следует оставить только действительную часть. О

Соответственно, существуют различные способы графического представления идеальных гармонических колебаний (2.8). Чтобы изобразить колебания как функ­цию от времени (рис. 2.1, а), необходимо знать их начальную фазу ф, ампли­туду Щ и частоту щ — 1/Т. Частотное представление колебаний не содержит никакой информации об их фазе (рис. 2.1,6). Представление через комплексную амплитуду Uq = Uq ехр(г^) можно изобразить на комплексной плоскости в видевектора длиной Щ, который можно задавать либо в полярных, либо в декартовых координатах (диаграмма Аргана, (рис. 2.1, в)). Начальной фазе соответствует угол между действительной осью и этим вектором. Комплексную амплитуду не следует путать с комплексным числом U0exp[i(u;ot + ф)}, которому соответствует вектор, вращающийся против часовой стрелки 0 с постоянной угловой скоростью щ.

Идеальный гармонический осциллятор позволяет определить его фазу в любой момент и с любой требуемой точностью исходя из начальных условий (начальной фазы, амплитуды и частоты). Поведение реальных осцилляторов из приведенных выше примеров можно предсказывать только с некоторой характерной для них неопределенностью. Например, уровень морских приливов не всегда бывает одним и тем же — время от времени происходят необычно высокие сизигийные приливы, когда амплитуда колебаний, вызванных притяжением Луны, «модулируется» гравитацион­ным воздействием Солнца. В примере с качающимся маятником амплитуда постоянна лишь в том случае, если компенсируется энергия, затраченная на трение. Иначе амплитуда колебаний маятника будет постоянно уменьшаться, как и амплитуда атомных колебаний при излучении атомом волнового цуга. В действительности ни амплитуда, ни частота реальных осцилляторов не являются константами. Изменения частоты могут быть чрезвычайно малы на протяжении долгого времени, как в случае океанских приливов, где угловая скорость Земли постепенно уменьшается из-за внутреннего трения в приливах, как океанских, так и в твердой земной массе. Но и они становятся заметными после огромного числа колебаний (см. примечание 5 на стр. 17). Помимо естественной модуляции, отмеченной в этих двух примерах, частота может модулироваться целенаправленно. Частота электромагнитного излуче­ния ЧМ-радиопередатчика модулируется с целью передачи речи и музыки. Измене­ние во времени амплитуды колебаний принято называть амплитудной модуляцией, а фазы или частоты — соответственно фазовой или частотной модуляцией. Далее мы рассмотрим процессы амплитудной и фазовой модуляции осциллятора и предложим методы их описания.

Для осцилляторов, пригодных к использованию в качестве стандартов частоты, можно предположить, что модуляция представляет собой всего лишь незначительные отклонения от средней амплитуды Щ и фазы и>оt. Тогда амплитудно-модулированный сигнал можно записать следующим образом

U(t) — Uo(t) cos <p(t) = [Uo + Д U0(t)] cos[w0i + <£(\*)]• (2.10)

Мгновенная частота

"W = I'T = l Ш I2\*4’4+ ^ ^ + й <2'1»

отличается от частоты t/o идеального осциллятора на

д"<‘>s sir- ,212)

Ниже мы рассмотрим отдельно амплитудную и фазовую модуляцию осциллятора.

1. Амплитудная модуляция. В общем случае зависимость амплитуды от времени AUo{t) у реального осциллятора может быть очень сложной и не под­дающейся аналитическому описанию. Такое стохастическое поведение может быть описано в терминах распределения вероятности. Эту ситуацию мы рассмотрим в гла­ве 3. В данной главе мы займемся детерминированной модуляцией и рассмотрим два частных случая амплитудной модуляции, где функцию AU(t) можно выписать в явном виде, а именно, гармоническую модуляцию и экспоненциально затухающие колебания.
2. Спектр колебаний с гармонически модулированной амплитудой. Предположим, что амплитуда изменяется • во времени точно по функции синуса или косинуса вблизи среднего значения Uo с максимальным отклонением AUq и частотой ит = шт/(2п) (см. рис. 2.2, а). В технических приложениях частота модуляции ит обычно существенно ниже частоты самих колебаний и. Такие амплитудно-модулированные (AM) колебания описываются следующий формулой:

Е^ам(£) = (Щ + AUq coswmt) cosljqt = i7o(l + M cosa>mt) cosa>ot, (2.13)

*AU0*

*U0*

(2.14)

*M =*

где величина

называется коэффициентом амплитудной модуляции. Используя тождество cos a cos /3 = - cos (a + /?) + - cos(a — /?), можно переписать (2.13) как

UxM.(t)~U0 сояui0t + у cos(oj0 + ojm)t + у cos(w0 - um)t^ ■ (2.15)

Частотный спектр амплитудно-модулированных колебаний (2.15) состоит из трех компонент (рис. 2.2,6). Первый элемент в квадратных скобках в выражении (2.15) представляет собой несущую частоту, то есть компоненту с угловой частотой ujq, соответствующей исходным немодулированным колебаниям. Вторая и третья ком­поненты, которые возникают при модуляции, называются соответственно верхней и нижней боковыми частотами 0. Каждая из боковых частот отличается от несущей на величину шт. Колебания на боковых частотах имеют одну и ту же амплитуду, которая определяется амплитудой несущей частоты и коэффициентом модуляции.

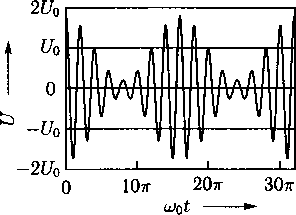


Рис. 2.2. а) Зависимость от времени амплитуды колебаний, модулированной в соответствии с формулой (2.13), при шт = wo/8 и М = 0,8. б) Частотный спектр тех же колебаний

М

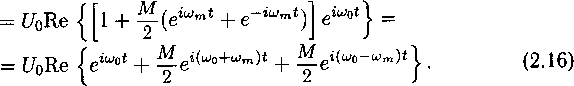
*и0*

*и>0 ш*

*Шо — Шт Шо+Шт*

К тому же результату, что был получен в (2.15), можно прийти, если использовать комплексное представление колебаний (2.13):

^ам(\*) = U0Re {[1 + Мcosumt}elUJot}

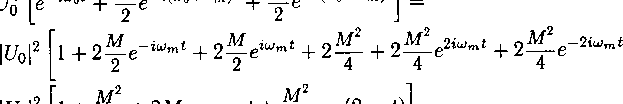


В комплексном представлении колебания с гармонически модулированной амплиту­дой, согласно последней строке в формуле (2.16), могут быть изображены тремя векторами на комплексной плоскости. Комплексная амплитуда колебаний на несущей частоте откладывается по действительной оси 0. Комплексная амплитуда верхней боковой частоты вращается против часовой стрелки с угловой частотой uim по отно­шению к комплексной амплитуде несущей, а комплексная амплитуда нижней боковой частоты вращается с той же угловой частотой по часовой стрелке. Длины векторов, представляющих боковые частоты, равны М/2. Эффект амплитудной модуляции об­разуется за счет сложения этих двух векторов. Суммарный вектор всегда параллелен вектору комплексной амплитуды несущей, но периодически изменяет свою длину и направление с угловой частотой шт. В результате длина описывающего гармонически модулированные колебания вектора, равного сумме всех трех компонент, также изменяется периодически (рис. 2.3).

Мощность колебаний с гармонически модулированной амплитудой пропорцио­нальна квадрату амплитуды (см. примечание 1 на стр. 23) или, если используется комплексное представление, произведению самой амплитуды на ее комплексно со­пряженную величину:

Рам ос *Uq* \eiu,ot + ^е^Шо+Шт)\* + М-еЧ“о-шт)г~\ х L z

^ —iiiJnt, I 1 „— i (u)ft—



= I [/о |2 1 + + 2M cos u>mt + cos(2u>mt) .

(2.17)

Быстро осциллирующие косинусоидальные слагаемые при времени измерения t 3> 2тг/шт стремятся к нулю, поэтому

Pam oc \Uq\2 1 + -y •

(2.18)

Таким образом, полная мощность амплитудно-модулированных колебаний слагается из мощности немодулированной несущей с добавлением мощности колебаний на обеих боковых частотах.

Простая гармоническая модуляция амплитуды осциллятора приводит к появле­нию двух дополнительных частот. Можно предположить, что более сложные виды модуляции дадут более сложный спектр с большим числом боковых частот. В случае

>

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
| I  гч»  II  О | 2ж | 4ж |
| (bJrnt— 0 | ж/4  V" г | ж/2 ♦ - |
| wot = 8п | 107Г | 12ж |
| (U>mt = ir | 5ж/4 | Зтг/2 |

Рис. 2.3. Комплексное представление колебаний с гармонической модуляцией амплитуды со­гласно (2.16), где М = 0,8 и шт = и>о/8, см. рис. 2.2, а). Комплексная амплитуда верхней боковой частоты вращается по отношению к несущей с угловой скоростью шт, а комплексная амплитуда нижней боковой частоты — со скоростью — шт. Длина суммы всех трех векторов (серая стрелка) изменяется периодически.

гармонической амплитудной модуляции спектр частот был получен с помощью про­стых правил сложения гармонических функций. В более общем случае для получения частотного спектра используется преобразование Фурье, если известна функция зависимости амплитуды от времени.

67Г

37г/4)

£

147Г

7тг/4)

1. Преобразование Фурье. Преобразование Фурье основывается на теоре­ме барона Жана Батиста Жозефа де Фурье (1768-1830). Согласно этой теореме любую периодическую функцию от времени /(£), характеризующуюся периодом Г, можно однозначно представить в виде суммы гармонических функций с периодами Tit являющимися целыми долями Т, то есть Т, Г/2, Т/3, Т/4,... Эта же теорема может быть сформулирована иначе. Любую периодическую функцию от времени U(t) с угловой частотой и>д = 2ж/Т можно представить в виде суммы конечного или бесконечного числа синусов и косинусов с угловыми частотами, кратными основной частоте шд. Амплитуды этих высших гармоник основной частоты представляют собой веса компонент, необходимых для синтеза интересующей нас функции време­ни. Функция времени для колебаний с гармонически модулированной амплитудой, представленная на рис. 2.2, содержит три гармонические компоненты с угловыми частотами (ш0 - шт), ш0 и (шо + шт), каждая с соответствующим весом (амплитудой)

^-Щ, U0 и На это можно взглянуть с другой стороны: функцию времени,

представленную на рис. 2.2, можно синтезировать из этих трех чисто гармонических функций. Обобщение рядов Фурье на случай непериодических функций приводит к интегралу Фурье

ОО

U(t) = ± \ А(ш)е™<1ы, (2.19)

* ОО

позволяющему выразить любую функцию времени {7(f) через гармонические функ­ции с угловыми частотами из. Как и при описании гармонического осциллятора, здесь мы используем комплексную форму интеграла Фурье, позволяющую упростить математические выкладки. Комплексная спектральная функция А(ш) дает веса всех гармонических компонент (часто называемых фурье-компонентами с частотами Фу­рье и>), на которые раскладывается функция U(t). Чтобы определить коэффициент некоторой (комплексной) фурье-компоненты, мы должны использовать (комплексное) преобразование Фурье

00

и($е~шеи. (2.20) — 00

*A(uj) =* Re *A(u) +* ilm *A(u>) = T{U(t)} =*

К сожалению, в литературе существует разнобой в определении прямого (2.20) и обратного (2.19) преобразований Фурье. В зависимости от того, положительной или отрицательной выбрана фаза в комплексном представлении колебаний (см. примечание 1), фазовые углы в комплексных экспонентах в формулах (2.20) и (2.19) могут изменять свои знаки на противоположные. Кроме того, иногда коэффициент

1. /(27г) в формуле (2.20) поровну распределяется между формулами (2.20) и (2.19) в виде множителей 1/\/27г.

Применение преобразования Фурье к колебаниям с гармонической модуляцией амплитуды приводит к следующей формуле:

+оо

А(и)=Щ J -

— 00

+оо

+ MUo | (в‘“-'+е--)(е^+ге-»-)^,д =

—оо

-1-00 -1-00 = % | e-i(w-Wo)\* dt + Vo | е-г(ш+ш0)Ь dt+

—оо —оо

+ 00 +00

*UqM* Г i(w -со0~и>

*z-i(u+u0~u>m)t ^1*-(-

+ 4 J 6

—оо —оо

-foo +оо +^|

—оо —оо

Интегралы типа ')t dt, встречающиеся в этой формуле, являются

частными случаями дельта-функции Дирака О

+00

= ^ | е-\*"--'')\* dt. (2.23)

* 00

Следовательно,

А(и>) = 2w-^S(cj + шо) + 2тг—^—S(u) + (и>о + ojm)) + 2w —^—<5(w + (шо — шт))+

+ 27Г- ш0) + 2тг[[7]](#footnote-8)~-5(и) - (ш0 + wm)) + 2тг^^-6(ш - (ш0 - шт)). (2.24)

В отличие от амплитудного спектра функции (2.15) амплитудный спектр (2.24) со­держит компоненты не только с положительными угловыми частотами ш — шт, и иц + шт, но также с отрицательными ш = — (u>o — wm)> — ш и — (шо + ыт). Таким образом, комплексный анализ Фурье приводит к амплитудному спектру, симметрич­ному по отношению к нулевому значению угловой частоты. Так как мощность ко­лебаний не должна зависеть от того, используется комплексное или действительное фурье-представление, спектр последнего поровну делится между положительными и отрицательными (зеркальными) угловыми частотами комплексного представления Фурье. Поэтому амплитуды спектральных компонент в формулах (2.24) и (2.15) отличаются коэффициентом 1/2.

1. Спектр затухающих колебаний. Теперь рассмотрим другой тип ампли­тудной модуляции, когда амплитуда колебаний затухает со временем — например, в случае возбужденного атома, теряющего энергию при испускании электромагнит­ного излучения. При описании скорости затухания часто предполагают, что порция энергии dW, излученной за время dt в любой момент времени t, пропорциональна энергии W(t) колебаний осциллятора в этот момент, то есть dW(t) = —TWfydt1). Интегрируя формулу dW(t)/W(t) = — Г£, получаем, что lnW(t) - In Wo = — Г£ и

W(t) = W(t = 0) ехр(-П). (2.25)

Так как энергия колебания пропорциональна квадрату амплитуды U(t), затухающие колебания могут быть представлены как

U(t) = Uoe~"*2*t cos wot. (2.26)

Уравнение (2.26) является приближенным решением дифференциального уравнения

О Поскольку в этой книге в формулах в равной степени используются частота v и угловая частота ш, то для коэффициента затухания, ширины полосы и т.д. будут использоваться как обозначение Г = 2‘К'), соответствующее угловой частоте, так и 7 для «обычной» частоты.

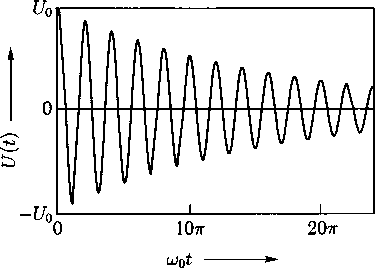


Рис. 2.4. Затухающие гармонические колебания в соответствии с (2.26) при Г = 0,04а>о

движения для гармонического осциллятора с массой т, жесткостью пружины D и коэффициентом затухания а:



(2.27)

где, при Г -С cjo,



\_ а и Г = —

*т*

Подставив в дифференциальное уравнение (2.27) решение вида U(t) — Uoexp(iujt), получим:

-uj2U(t) + icjTU(t) + wgtA(t) = 0. (2.28)

Это уравнение выполняется для любой амплитуды Uq ф 0, если



(2.29)

что при ГСы дает w12 и — ± шо- Подстановка этих двух корней в выражение U(t) = U'q exp(icji) и суммирование двух полученных частных решений дает выраже­ние (2.26) при Щ = Щ/2. "

Чтобы получить частотный спектр затухающих гармонических колебаний, приме­ним к формуле (2.26) преобразование Фурье (2.20):

ОО

А(и) = Ще 2\* cos(w0£) е гшЬ dt,

(2.30)

о

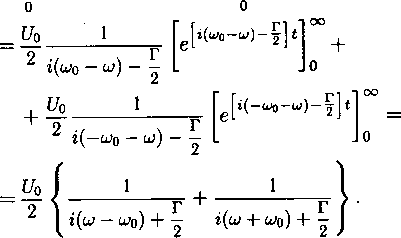
где нижний предел интегрирования изменен с —оо на 0, так как U(t) — 0 при t < 0. Отсюда получим:



ОО

0

оо



оо

(2.31)

Для частот ш, близких к luq, то есть для \ui — и>о\ <С щ, второе слагаемое, вообще говоря, намного меньше первого, и им можно пренебречь. О После умножения чис­лителя и знаменателя на комплексно сопряженное значение знаменателя получим

-i(w *-ш0) +*

*и0*

(2.32)

(w-w0)2 + (|)2'

Г г

[i(w - ш0) + -][-i(w - w0) + g]

-i(u - w0) +

В отличие от случая колебаний с гармонически модулированной амплитудой эта спектральная функция А(ш) — Re A(uj) + ilm А{и>) имеет как действительную, так и мнимую части:

Г

2

С/о

*и0*

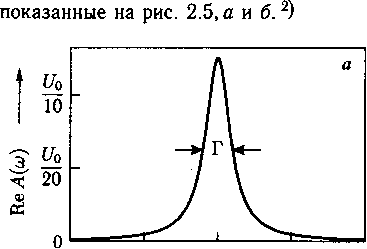
W — Wо

Re *А(ш)*

(2.33)

(ш - Wo)2 + (-)2

и Im *А(ш) = —*

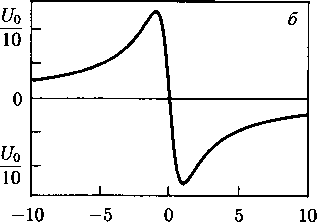


-10

-5 0 (ш-шо)/Г

10

Рис. 2.5. Спектр затухающих колебаний согласно (2.33) при Г = 0,04wo: а) действительная



*(ш—и>о)/Т*

часть; б) мнимая часть

Частотная зависимость спектра мощности Р(ш) ос А(и>)А[[8]](#footnote-9)(ш) = р1еЛ(и;)]2 + + [1тЛ(о;)]2, то есть в нашем случае

V \_ Щ

*U;*

*Р(ш)* ос

(2.34)

(и - Wo)2 + (£)2

[(w-w0)2 + (i)2]2

*2 (ш-иоу + ( )■*

как и функция Re^(w), имеет форму кривой Лоренца (рис. 2.6). Следовательно, экспоненциальный спад амплитуды затухающих гармонических колебаний приводит к образованию непрерывной полосы частот шириной Аш. Чтобы вычислить величи­ну Аш, найдем сначала максимум кривой Лоренца: А(ш = ujo)A\*(w = ujq) = Uq/Г2.

Далее вычислим частоту ш\/%, для которой величина А(из\/2)А\*(ш\/2) вдвое меньше максимальной, то есть А(ш\/2)А\*(ш\/2) = \/2A(ujq)A\*(ujq), или

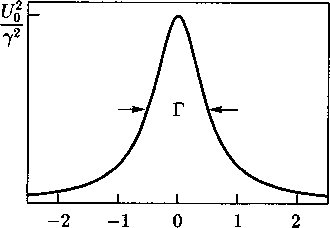
1. *и[*
2. **г2**

uS

(2.35)

(wi/2-ыо )[[9]](#footnote-10) + (х)2

Из формулы (2.35) следует, что (ш\/2 —



3,

\*

•'Ч

(w-w0)/r

Рис. 2.6. Квадрат модуля спектра затухающих гармонических колебаний представляет собой кривую Лоренца

* щ)2 = (Г/2)2, то есть полная ширина лоренцевской кривой по уровню полови­ны максимума Awfwhm = 2(wi/2 - w0) равна константе затухания О

Awfwhm = Г.

(2.36)

Согласно (2.25) 1 /Г = т представляет собой характерное время, за которое энергия осциллятора уменьшается в е раз. В случае излучающего атома, где энергия возбуждения, как и излучаемая мощность, уменьшаются в е раз за неко­торое время г, ширина линии излучения связана с этим временем как

Ды = Г =

(2.37)

т

Если возможно излучение как с верхнего, так и с нижнего уровней с временами затухания тг и т\ соответственно, то ширина линии перехода между ними будет равна

1 1

(2.38)

Аш = — + —.

п т*2*

Оптические переходы в атомах часто происходят из возбужденных состояний, ха­рактеризующихся временем жизни в несколько наносекунд. В качестве примера рассмотрим атом кальция в возбужденном состоянии ЧРь которое распадается в основное состояние с характерным временем т « 4,6 не, излучая голубой свет с длиной волны А « 423 нм (частота и = с/А и 7 • 1014 Гц). Сопоставляя время этого перехода с соответствующим периодом колебаний, можно заметить, что амплитуда излучаемого волнового цуга снизится до 1 /е и 0,37 только после трех миллионов циклов колебаний. Следовательно, изменение амплитуды в течение одного периода очень мало, и его вряд ли можно будет увидеть на графике, подобном тому, что приведен на рис. 2.4.

Для описания затухающих колебаний используется величина добротности Q, пропорциональная отношению средней энергии колебаний W к средним потерям энергии за единицу времени:

<239>

Из формулы (2.26) следует, что W ос U(t)2 = ЦЦ2 ехр(-П) и dW/dt ос ос -TUq /2 ехр(-П), а из формулы (2.36) — что

1. wo (2.40)

V Г ДиГ

Таким образом, добротность Q можно вычислить из относительной ширины спек­тральной линии Аш/и>о, так что определения (2.39) и (1.1) являются эквивалент­ными.

Спектральная линия кальция, приведенная выше в качестве характерного примера оптического перехода, имеет добротность Q ~ 2 ■ 107. Однако тот же самый атом можно перевести в возбужденное состояние 3Pi со временем жизни г = 0,4 мс, из которого атом переходит в основное состояние, излучая красный свет с длиной волны А = 657 нм. Добротность соответствующих затухающих колебаний превышает Q > 1,1 • Ш12.

Соотношение Ашт = 1 (см. (2.37)), связывающее время затухания и ширину соответствующей полосы частот, было получено здесь из преобразования Фурье. Умножение этого соотношения на постоянную Планка Ь, = h/(27т) дает формулу fi Ai.iT = АЕт — И, что свидетельствует о тесной связи соотношения (2.37) с кванто­вомеханическим принципом неопределенности Гейзенберга

П

(2.41)

AEAt>

Описания колебаний во временном и частотном представлениях связаны тем, что интегральные спектры мощности колебаний в обоих представлениях должны быть одинаковыми. Покажем это. Полная энергия затухающих колебаний (см. примечание

1. к главе 2) пропорциональна

оо ОО

*А\*{ш) e~iultdu*

*U(t) U\*(t)dt —*

| I*U{t)\4t~-*

— OO

Меняя порядок интегрирования и используя формулы (2.19) и (2.20), получим

(2.42)

*U(t)*

27Г

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| ОО | ’ оо | |  |
| ‘ А\*(и>) |  | U(t) e~iwt dt | du) |
| -ОО | \_— | Х> . |  |

27Г

*\U(t)\2dt*

(2.43)

\A(u)\2dt (формула Парсеваля).

*\U(t)\2dt =*

27Г

Так как \А(ш)\2 du> - это мощность в интервале угловых частот между и и u> + duj, то |A(ti>)|2 соответствует так называемой спектральной плотности мощности (в пред­ставлении угловых частот). Следовательно, формула Парсеваля утверждает, что полная энергия, полученная интегрированием по времени, равна полной энергии, полученной интегрированием по частотам.

Итак, просуммируем результаты этого раздела. Мы показали, что любая ам­плитудная модуляция гармонических колебаний приводит к добавлению к несущей частоте дополнительных частотных компонент. Следовательно, узкая ширина линии генерации может быть достигнута только в случае высокой стабильности амплитуды колебаний во времени. В случае затухающих колебаний образуется полоса частот с шириной, обратно пропорциональной времени затухания т. Точно так же любым

колебаниям, которые наблюдаются на ограниченном отрезке времени т, соответству­ет полоса частот с шириной, обратно пропорциональной т (см. раздел 5.4.1).

1. Фазовая модуляция. В этом разделе мы рассмотрим модуляцию фазы гармонических колебаний и ее влияние на частотный спектр. Чтобы упростить математические выкладки и выделить в наиболее чистом виде эффекты, вызванные фазовой модуляцией, мы будем считать амплитуду постоянной. Кроме того, мы будем рассматривать лишь гармоническую модуляцию фазы вида

UpM(t) = Uo cosLp = *Uq* cos(uj(jt + 6coswmt). (2.44)

Коэффициент фазовой модуляции д равен максимальному отклонению фазы модули­рованных колебаний от фазы исходных немодулированных колебаний. Мгновенная угловая частота колебаний ai(t) в формуле (2.44) может быть получена из форму­лы (2.11):

uj(t) *=u)q* — шт6 sin u)mt = шо — A ui sin wmt, (2.45)

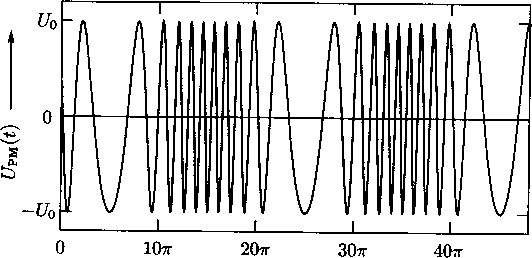
где величина

Аш = шт8 (2.46)

равна максимальному отклонению мгновенной угловой частоты от ее исходного значения u)q.

Согласно формуле (2.46) фазовая и частотная модуляции тесно связаны, и эти термины часто используются параллельно. В радиотехнике термин «фазовая модуля­ция» используется, когда коэффициент модуляции S не зависит от частоты модуляции шт. В этом случае девиация частоты Дш = шт6 растет линейно с ростом частоты модуляции. Если же в процессе модуляции девиация частоты фиксирована и не зависит от частоты модуляции шт, то используется термин «частотная модуляция». В этом случае коэффициент модуляции S — Аш/шт обратно пропорционален частоте модуляции шт.

На рис. 2.7 показаны колебания с фазой, гармонически модулированной с часто­той шт =0,1 и;0, и коэффициентом модуляции 6 = 7,5. Из формулы (2.46) следует, что этому коэффициенту модуляции соответствует девиация частоты Auj = 0,75 wo, а мгновенная частота изменяется в интервале между 0,25 и 1,75ш0. Очевидно, что фазово-модулированные колебания не могут быть представлены одной единственной



ui0t

Рис. 2.7. Фазово-модулированные колебания при шт = 0,1 w0 и 6 = 7,5 (согласно (2.44))

частотой. Чтобы исследовать частотный спектр таких колебаний, запишем форму­лу (2.44) в виде:

Um(t) = U0cos(uj0t + 8cosujmt) = U0Re {exp(it\*,\*) exp(i5cosu>mt)}. (2.47)

Разложим вторую комплексную экспоненту в степенной ряд и заменим степени cos u>mt порядка п косинусами высших гармоник nu>mt, используя соответствующие тригонометрические формулы. В итоге получим:

ехр[г<£ cos(o;fnt)] = 1+

+ i6cos(u>mt)+

+ i2^S2^[l+c°s(2ujmt)}+

+ г3^у <53i[3 cos(u)mt) + cos(3o;mt)]+

+ \*4 Tf i [3 + 4 cos(2 u!mt) + cos(4a>mt)]+

4! о

+ i5i J5i[10 cos(wmt) + 5 cos(3u>mt) + cos(5wmi)]+

**5! Id**

+ гб1 ^6\_L[10 + 15 cos(2 wmt) + 6 cos(4 u>mt) + cos(6 umt)]+

6! . 32

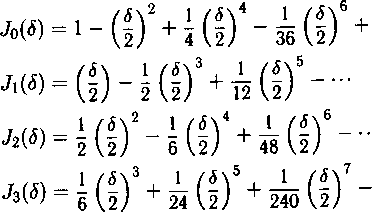
+ 1 ^7 1 [35 cos(umt) + 21 cos(3 wmt) + 7 cos(5 umt) + cos(7 wmi)]+ 7! 64

Перегруппировка членов дает:

exp[i$cos(u>mt)] = Jo{S) + 2 i J\ (5) cos(u>mt) + 2 i Jq(S) cos(2wmt)+

H \-2in Jn(5)eos(nujmt) , (2.48)

где Jn — функции Бесселя первого рода:



Графики функций Бесселя от Jo Д° Jw приведены на рис. 2.8.

Следовательно, формулу (2.47) можно представить как

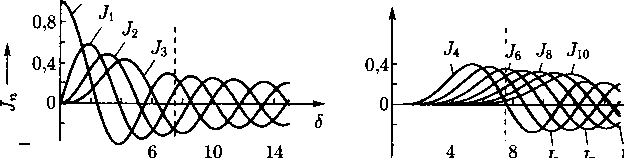
ОО

UPfA{t) = Uo Re {(\*Г^п(<5) exp[i(oi0 + пшт) \*]}. (2.50)

71= — ОО

Функции Бесселя отрицательного порядка могут быть вычислены по формуле

. J\_n = (-l)nJ„. (2-51)



Jo

°’4Г 2 6

10 14

-0,4-

® Jb Ji 'h

6

Рис. 2.8. Функции Бесселя (первого рода) Jn(5) порядка 0 < п < 10. Пунктирная линия соответствует коэффициенту модуляции 6 = 7,5, характеризующему колебания, изображенные

на рис. 2.7

Выписав слагаемые в формуле (2.50) в явном виде

UpM.(t) — UoRe{Jo(S) exp(iwoi) =

+ iJ\(£)[exp + ujmt) + exp i(u>ot - wmt)\-

* 7г(<^)[ехр i(ujQt + 2wmt) + exp i(u>ot - 2bjmt)]-
* iJ3(£)[exp i(u0t + 3u>mt) + exp i(u0t - 3wm£)]+ + iJ4(<J)[exp i(uJot + 4wmt) + exp i(u)ot - 4wmt)]+

+ **\*•••}-**

= U0{J0(S) cosuj0t-

* Ji{5) sm(w0t + u>mt) - Ji(6) sin(o>ot - wmt)-
* J2(S) sin(w0i + 2umt) - J2(6) sm(a>01 - 2uimt)+ + J3{6) sin(u>ot + 3ujmt) + J3(S) sin(u>ot - 3wmt)+ + Ji(5) sin(wot + 4ujmt) + Ji(S) sin(a;o< - 4wmt)—

(2.52)

можно заметить, что спектр колебаний с гармонически модулированной фазой со­стоит из несущей частоты и>о и бесконечного числа компонент на боковых часто­тах ш ± гшт, отличающихся друг от друга на величины, кратные частоте модуляции и>т. Мы получили совершенно иной спектр, чем у колебаний с гармонически моду­лированной амплитудой, имеющих лишь по одной боковой частоте и>±шт с каждой стороны от несущей.

Из рис. 2.8 видно, что вклад функций Бесселя высших порядков становит­ся существенными только тогда, когда коэффициент модуляции превышает еди­ницу. Чтобы более детально проиллюстрировать это обстоятельство, рассмотрим фазово-модулированные колебания, изображенные на рис. 2.7. Поскольку коэффи­циент модуляции в этом примере 6 = 7,5, можно либо вычислить значения Jn(7,5) по формуле (2.49), либо найти их по рис. 2.8, используя пунктирную линию 6 = 7,5. Результат представлен на рис. 2.9, а. Из него видно, что для описания фазово-модулированных колебаний с коэффициентом модуляции S = 7,5 необходимо взять примерно по 10 боковых частот с каждой стороны от несущей. Амплитуды вкладов более высоких порядков можно считать пренебрежимо малыми. В качестве удобного правила для простых оценок можно считать, что число боковых частот, вносящих существенный вклад в формирование спектра, равно коэффициенту моду­ляции. Это очевидным образом следует из того, что согласно (2.46) максимальноезначение мгновенной частоты равно u>max = и>о + Aw = и>о + Чтобы правильно синтезировать самые быстрые колебания, показанные на рис. 2.7, требуется учиты­вать частоты ниже максимальной.

Квадраты амплитуд боковых частот, показанных на рис. 2.9, а, пропорциональны мощности, заключенной в соответствующих компонентах фазово-модулированного колебания. Спектр мощности симметричен относительно несущей частоты. В нашем примере несущая содержит только около 7% всей мощности колебаний. Хотя из формулы (2.50) это и не очевидно, но полная мощность, заключенная в несущей и во всех боковых частотах, равна мощности немодулированных колебаний, как это следует из формулы Парсеваля (2.43). Следовательно, фазовая модуляция оставляет полную мощность неизменной, но распределяет ее по боковым частотам в зависимо­сти от коэффициента модуляции. Это отличает фазовую модуляцию от амплитудной (см. (2.18)), где полная мощность увеличивается с ростом коэффициента (амплитуд­ной) модуляции М.

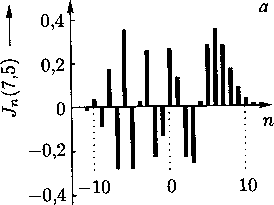
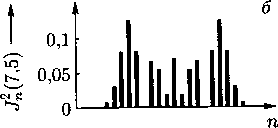


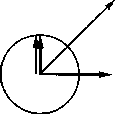
Рис. 2.9. а) Функции Бесселя J„ («5 = 7,5), вносящие существенный вклад в спектр фазово-модулированных колебаний, изображенных на рис. 2.7. б) Квадраты амплитуд с рис. 2.9, а) отражают мощность, заключенную в боковых частотах колебаний с гармонически модулированной фазой, представленных на рис. 2.7

Осцилляторы, используемые в качестве стандартов частоты, должны иметь незна­чительную фазовую модуляцию и, соответственно, малые значения коэффициента фазовой модуляции (5 < 1). В этом случае достаточно учитывать только несу­щую и боковые частоты первого порядка, пропорциональные Jo и J\, посколь­ку функции Бесселя более высоких порядков здесь становятся очень малы (см. рис. 2.8 и формулу (2.52)). Как и в случае амплитудной модуляции, такие колеба­ния состоят из несущей шо и двух боковых частот wo + ыт и шо - шт. Имеется, однако, существенное отличие, вытекающее из сдвигов фаз между косинусоидаль­ной несущей и синусоидальными боковыми частотами первого порядка в форму­ле (2.52). А

Для наглядности рассмотрим векторное представление фазово-модулированных колебаний с коэффициентом модуляции 6 = 1 (см. рис. 2.10). В этом случае J0 = 0,765, Ji = 0,44, J2 = 0,115, и можно с достаточным основанием сохранять только несущую и две боковые частоты первого порядка. Как обычно, мы рассмотрим значения фазы шоt, кратные 27т, чтобы вектор несущей был всегда направлен вдоль действительной оси. В начальный момент времени t = 0, то есть при шоt = 0, векторы, представляющие обе боковые частоты, повернуты на 90° по отношению к вектору несущей из-за сдвига фаз на 90° между косинусом и синусом (или фазового коэф­фициента г = ехр(йг/2) в комплексном представлении (2.52)). Суммарное значение при uj0t = 0 представляется вектором, полученным в результате сложения вектора несущей и двух перпендикулярных к нему векторов боковых частот. Результиру­ющий вектор направлен под углом a = arctg(2 -0,1) « 38,7°. Когда фаза несущейдостигнет значения 2ж (рис. 2.10), вектор нижней боковой частоты отклонится на 45° против часовой стрелки, а вектор верхней боковой частоты — на 45° по часовой стрелке. В этом случае и во всех остальных случаях, приведенных на рис. 2.10, оба вектора боковых частот располагаются симметрично относительно мнимой оси и их сумма перпендикулярна вектору несущей. Из рис. 2.10 видно, что в случае фазово-модулированных колебаний результирующий вектор «качается» относительно вектора несущей.

На первый взгляд кажется удивительным, что, хотя мы рассматривали «чистую» фазовую модуляцию с постоянной амплитудой, длина результирующего вектора на рис. 2.10 не остается постоянной, и это эквивалентно добавочной амплитудной моду­ляции. Кажущаяся амплитудная модуляция возникла из-за того, что мы принимали во внимание только векторы боковых частот для компонент первого порядка. Более строгий подход требует включения более высоких порядков с частотами а>о + п^т

Шо TtLOm\*



*ujot=0 (umt*=О



|  |  |  |
| --- | --- | --- |
|  | 'V г |  |
| 27Г | 4тг | X  67Г |
| 7г/4 | 7г/2 | 37г/4) |
|  | .Г V . |  |



wot = 8n Ю7Г 127Г 147Г

(ujmt=7Г 57г/4 37г/2 7тг/4)

Рис. 2.10. Векторное представление фазово-модулированных колебаний (2.52) с коэффициен­том модуляции <5 = 1 и частотой модуляции шт = wo/8 в виде вектора несущей, направленной вправо вдоль абсциссы, и двух вращающихся векторов боковых частот (см. текст)

Вообще говоря, колебания в реальных осцилляторах модулированы более слож­ным образом, чем в простых примерах, рассмотренных выше. В реальных осцилля­торах присутствуют в той или иной етепени одновременно и фазовая, и амплитудная модуляция. Кроме того, эта модуляция не может быть описана одной единствен­ной частотой, то есть гармонической функцией времени. Если известен явный вид зависимости модулирующей функции от времени, то можно представить ее в виде фурье-разложения по конечному или бесконечному числу гармонических функций. Спектр боковых частот при этом может оказаться очень плотным. В общем случае модуляция реального осциллятора даже не всегда может быть описана аналитической функцией времени из-за случайных непредсказуемых флуктуаций фазы и амплиту­ды. Методы описания флуктуаций амплитуды и частоты таких осцилляторов будут рассмотрены в главе 3.

§ 2.2. Колебательные системы с обратной связью

Из результатов предыдущего раздела следует, что в любом осцилляторе, исполь­зующемся в качестве стандарта частоты, амплитудная и фазовая модуляции должны быть по возможности малы. Чтобы поддерживать амплитуду колебаний постоянной, необходимо компенсировать энергию, теряемую осциллятором. Это достигается пу­тем отвода части выходящей мощности и подачи ее обратно на осциллятор в нужной фазе (см. рис. 2.11, а). Обратную связь можно обеспечить также и в том случае, если поменять местами делитель мощности и усилитель (см. рис. 2.11,6). Для поддер-

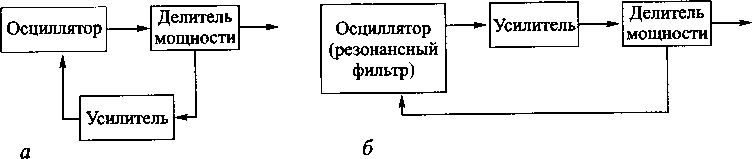


Рис. 2.11. а) Чтобы компенсировать потери мощности осциллятора, часть ее отводится, уси­ливается и подается на осциллятор, б) Делитель и усилитель на рис. 2.11, а можно поменять

местами

жания непрерывных колебаний с постоянной амплитудой должны быть выполнены определенные условия, которые можно вывести из условия равновесия системы, изображенной на рис. 2.11, а. Рассмотрим сигнал Uout = С/о exp(iwt) на выводах осциллятора. Он может представлять собой, например, электрическое напряжение, мощность СВЧ-излучения или напряженность поля световой волны. Доля к этого сигнала отводится с помощью делителя и подается обратно на осциллятор через усилитель с коэффициентом усиления А. В стабильном режиме мощность (ос Uout), генерируемая осциллятором, должна быть возвращена на его вход (ос U-m), что приводит к следующему условию для амплитуд: ')

Uout = *Uq* ехр( iuit) = Um = kAUo exp i[uit - a(u>) - /3(w)]. (2.53)

Величины а и j3 в формуле (2.53) учитывают, соответственно, частотно-зависимый фазовый сдвиг из-за задержки сигнала в канале обратной связи (возникающей за счет конечной скорости распространения) и фазовый сдвиг в усилителе. Из формулы

1. можно получить условия отдельно для амплитуды и для фазы:

кА = 1 (баланс амплитуд) (2.54)

и

а + /3 = О, 27Г, • • • (баланс фаз). (2.55)

Условие для фазы а + /3 = 0, 27т,... требует, чтобы сигнал подавался обратно на осциллятор в фазе с колебаниями осциллятора. Согласно условию для амплитуды гармонические колебания возможны лишь в том случае, когда обратная связь точно компенсирует все потери. Если компенсация недостаточна, то амплитуда колебаний будет экспоненциально уменьшаться со временем. Если приход энергии выше рас­хода, то она будет экспоненциально расти. Однако поскольку величина сигнала на выходе усилителя ограничена, то амплитуда колебаний в конце концов достигнет

') Здесь для простоты мы предполагаем равенство входного и выходного импедансов.

насыщения на уровне, определяемом, например, напряжением источника питания. При этом нелинейность усилителя будет искажать сигнал осциллятора, и получить чистый гармонический сигнал не удастся. Помимо основной частоты выходной сигнал будет содержать более высокие гармоники. Чтобы избежать этого, система управле­ния усилителем должна гарантировать соблюдение условия баланса амплитуд (2.54).

В системе с обратной связью, представленной на рис. 2.11, а, часть энергии осцил­лятора подается обратно на осциллятор через усилитель, то есть колебания переста­ют быть свободными. Поскольку делитель и усилитель можно поменять местами (см. рис. 2.11,6), возможна альтернативная интерпретация этой схемы обратной связи, согласно которой часть мощности, создаваемой усилителем, возвращается на его вход через осциллятор. В этом случае осциллятор выступает как резонансный фильтр, чьи свойства мы сейчас рассмотрим.

Для нахождения частотной зависимости вынужденных колебаний осциллятора (резонансного фильтра) модифицируем динамическое уравнение затухающих гармо­нических колебаний (2.27), добавив действующую на осциллятор периодическую си­лу F(t). Для простоты используем комплексное представление F(t) = щ/т ехр( kot), что даст:

^Ш.+Т^Ш+(^щЬ) = ^е^ш (256)

dt at т

Уравнение (2.56) можно решить путем подстановки в него функции U(t) = Uoexp(iwt): О

пп = щ ~ ^ \_ ,• «оГы (о ™

° т^-^ + гТш) тЦ-ш2)2 + тГ2ш2 т(ш20 - ш2)2 + тГ2ш2' К }

где Uq — частотно-зависимый комплексный отклик осциллятора (резонансного филь­тра) на внешнее воздействие. Часто используется также комплексная функция пере­дачи, определяемая как отношение отклика к действующей силе

(2.58)

Отклик резонансного фильтра может быть представлен на комплексной плоскости либо в декартовых координатах своими действительной и мнимой частями Re Uq и Iml/o, либо в полярных координатах амплитудой и фазовым углом:

до = а(и)е[[10]](#footnote-11)

где

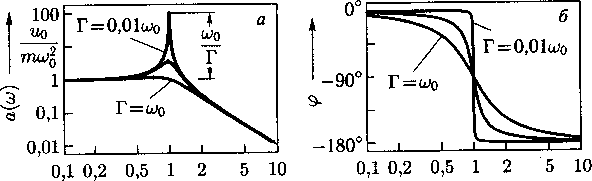
\_ I uo[(w3-V)2 + rV] \_ (2-59)

V ~ -2)2 + rV]2 mv/K\_w2)2 + rV

И (2.60)

Re *Uq u)q* — *uj*

Амплитудный коэффициент передачи резонансного фильтра, равный модулю ком­плексной функции передачи (2.60), остается почти постоянным на низких частотахш < шо (см. рис. 2.12, а) и при условии, что Г < шо, растет, когда частота приближа­ется к шо- После прохождения максимума при щ он начинает уменьшаться примерно пропорционально 1/w, а на высоких частотах из » и>о — пропорционально \/ш . Сдвиг фазы на резонансном фильтре в окрестности резонансной частоты меняется с 0° на -180°, как можно видеть из рис. 2.12,6.



w/w0

w/wo

Рис. 2.12. Частотные характеристики резонансного фильтра при Г = wo, Г — 0, lw0

и Г = 0,01 wo: а) амплитуда; б) фаза

Общепринятым является представление каждого элемента в схеме обратной связи в виде комплексной функции передачи, модуль которой описывает частотную за­висимость коэффициента передачи амплитуды сигнала, а фаза представляет собой фазовый сдвиг, который испытывает сигнал на этом элементе. Если схема содержит более одного элемента, то полный фазовый сдвиг в схеме рассчитывается путем сложения фазовых сдвигов на каждом из элементов, а общий коэффициент передачи амплитуды определяется произведением коэффициентов передачи отдельных элемен­тов. Модуль a(w) и фазу <р(ш) комплексной функции передачи электронного элемента часто изображают в логарифмическом и линейном масштабах, как на рис. 2.12 (так называемые диаграммы Боде). При этом диаграмму Боде для полной системы можно получить сложением графиков, соответствующих отдельным элементам. По­скольку часто требуется знать частотную зависимость функции передачи в диапазоне частот, включающем несколько порядков, частоты на графиках изображаются в ло­гарифмическом масштабе.

Свойство быстрого изменения фазы вблизи резонансной частоты можно использо­вать, чтобы удержать осциллятор на резонансной частоте. Поэтому интересно иссле­довать поведение фазы вблизи резонанса (см. рис. 2.12,6) более детально. Из урав­нения (2.59), используя формулу arctgx = ±7г/2 - 1/х + 1/(Зх2) - ..., следует:

2 2 7Г W — Wq

Tw

(2.61)

ip = arctg -

Tw

2

• Wq

W

Для и) = ujo получим (см. также формулу (2.40)):

W2 + Wq

" Tw2

2*Q*

Wq

2

Г

*dtp*

*dut*

(2.62)

*Ш=Шо*

*ш=ш* о

§ 2.3. Стабилизация частоты

Крутую частотную зависимость амплитудного или фазового отклика вблизи ре­зонанса (см. рис. 2.12) у микроскопических и макроскопических эталонов частоты можно использовать для стабилизации генераторов.

1. Модель сервосистемы. Рассмотрим сервосистему стандарта частоты, изображенного на рис. 1.3. Если схема обратной связи 0 не замкнута, то какая-либо зависимость между частотой щ нестабилизированного генератора и эталонной часто­той ио отсутствует. Схема стабилизации включает компонент, называемый дискрими­натором, который создает сигнал ошибки S, зависящий от отклонения 5v mvs — щ частоты генерации vs от эталонной частоты щ. Частота щ нестабилизированного генератора отличается от частоты vs, даже если схема обратной связи замкнута.

Существует множество способов генерации сигнала ошибки, некоторые из них будут рассмотрены далее в этой книге. Сначала предположим, что если отклонение частоты от эталонного значения 5v не слишком велико, то сигнал ошибки пропорци­онален этому отклонению:

S и C(vs - i/o) = CSv. (2.63)

Обычно сигнал ошибки надлежащим образом фильтруется и усиливается, что при­водит к формированию сервосигнала Ur.

Этот сигнал воздействует на сервоэлемент, способный изменять частоту ге­нератора с целью минимизировать отклонение 5v. Задав для сервоусилителя частотно-зависимый коэффициент усиления g(f), можно записать: [[11]](#footnote-12))

*Ur* = g(f)C8v. (2.64)

Предположим, что сервоэлемент изменяет частоту генератора на величину, про­порциональную произведению его частотно-зависимого коэффициента передачи на величину сервосигнала Ur. Тогда общая частотно-зависимая функция передачи сер­восистемы будет равна D(f)g(f) С. В системе с замкнутой петлей обратной связи изменение частоты генератора, вызванное сервоэлементом, должно компенсировать отклонение частоты 5и, образуя так называемую отрицательную обратную связь:

vs = щ — D g(f) С 5v. (2.65)

Если вычесть uq из обеих частей уравнения (2.65), то получим

vs ~ Щ = Щ ~ г'о - D g(f) С Sv. (2.66)

Левая часть уравнения (2.66) представляет собой отклонение Sv частоты vs генера­тора со стабилизированной частотой от эталонной частоты щ. Обозначив отклонение частоты колебаний свободного генератора от эталона, как — щ = Av, запишем:

Av = 8и + Dg(f)C5v = 6и[ 1 + D g(f) С], (2.67)

что даст:

SV = 1 +Dg(f)C' (268)

В этой простой модели сервосистемы с линейным усилением и отрицательной обратной связью девиации частоты Av свободного генератора уменьшаются в (1 + D g(f) С) раз. Несколько удивительным здесь является существование отличной от нуля остаточной девиации частоты Si/. Чтобы поддерживать частоту стабилизированного генератора как можно ближе к эталонной, общий коэффициент усиления С D g(f) системы должен быть как можно выше.

Вообще говоря, коэффициент усиления усилителя, как и чувствительность сер­воэлемента, зависят от частоты. Чтобы оптимизировать работу обратной связи, необходимо знать комплексные частотные характеристики всех элементов, включая коэффициенты передачи амплитуды и фазовые сдвиги. Задержки прохождении сиг­нала, свойственные сервоэлементам, кабелям и усилителям, приводят к частотно­зависимым фазовым сдвигам в обратной связи. Фазовые сдвиги имеют крайне важное значение, поскольку имеют свойство накапливаться, и при достижении суммарно­го фазового сдвига 180° изначально отрицательная обратная связь превращается в положительную, что приводит к усилению любых отклонений частоты генера­ции. Проектирование оптимизированных систем обратной связи требует знания частотно-зависимых функций передачи всех компонентов цепи. Примеры передаточ­ных функций часто используемых электронных компонентов будут приведены в § 2.4.

1. Генерация сигнала ошибки. Существует множество различных методов генерации сигнала ошибки. Сигнал ошибки не обязательно должен быть линейной функцией отклонения частоты от эталона, как предполагалось в формуле (2.63), но эта функция должна быть монотонной и равной нулю на резонансной частоте. Смена знака на резонансной частоте позволяет сервосистеме определять, когда частота генератора становится выше или ниже эталонной, и надлежащим образом реагиро­вать на это. Зависимость фазы от частоты вблизи резонансной частоты осциллятора (см. рис. 2.12,6) непосредственно дает сигнал ошибки с желательными свойствами, если вычесть постоянную величину —7г/2. С другой стороны, зависимость мощности в петле обратной связи от частоты вблизи резонансной частоты (см. рис. 2.12, а) име­ет почти симметричную колоколообразную форму. Ниже мы рассмотрим два метода генерации несимметричного сигнала ошибки из такой симметричной резонансной характеристики. Еще ряд примеров будет приведен при описании конкретных стан­дартов частоты в главе 9.
2. Стабилизация на склоне резонансной кривой. Обеспечить стабили­зацию частоты генератора особенно просто, когда эталонная частота выбирается в подходящей точке на одном из склонов резонансной кривой, где величина переда­ваемого сигнала находится между максимумом и минимумом функции передачи (см. рис. 2.13).

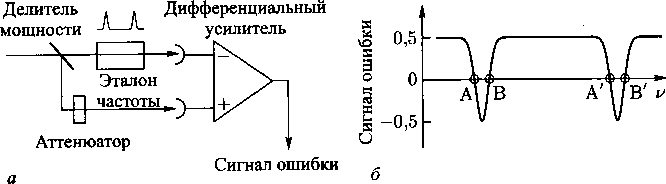


Рис. 2.13. а) Схема стабилизации на склоне резонансной кривой. б) Сигнал ошибки, равный разности сигналов с детектора, измеряющего мощность, передаваемую на эталонной частоте,

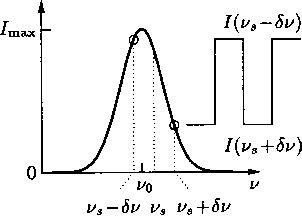
и с эталонного детектора

В этой схеме часть мощности генератора, частоту которого требуется привязать к частоте эталона, распределяется делителем мощности приблизительно в равных долях между двумя, разными каналами. В одном сигнал взаимодействует с эталоном. Обсуждение этой схемы не требует задания конкретного вида генератора и эталона частоты. Так, может использоваться комбинация лазера, интерферометра Фабри- Перо и фотодиодов или СВЧ-генератора с поглощающей ячейкой и СВЧ-детектора. Сигнал в другом канале обеспечивает опорный уровень. Для этого вторая половина мощности генератора пропускается через аттенюатор с требуемым коэффициентом ослабления и подается на второй детектор. Вычитая сигналы двух детекторов друг из друга, например, с помощью дифференциального усилителя, мы получим сигнал, подобный тому, что представлен на рис. 2.13,6. Он имеет две рабочие точки А и В для каждого резонанса эталона частоты. В окрестности точек А и В сигнал ошибки обладает требуемыми свойствами монотонности и изменяет знак в этих точках.

Схема стабилизации на склоне резонансной кривой проста в реализации и поз­воляет в ограниченных пределах регулировать частоту путем изменения величи­ны опорного сигнала. Дифференциальная схема имеет то преимущество, что она в значительной степени не зависит от флуктуаций мощности генератора. Однако за простоту такой схемы приходится расплачиваться рядом ее недостатков. Рабочая точка не совпадает с вершиной резонансной кривой, а определяется смещением, зависящим от коэффициента ослабления аттенюатора. Следовательно, такая рабочая точка не обеспечивает высокой стабильности. Флуктуации мощности будут ском­пенсированы только до той степени, до какой обеспечивается симметрия откликов обоих детекторов на эти флуктуации. Флуктуации связи с эталоном частоты также будут приводить к вариациям проходящей мощности и к частотным сдвигам. Такие отклонения случаются нередко, например, в случае интерферометра Фабри-Перо, где согласование мод может нарушаться из-за недостаточной стабильности направления входящего лазерного луча. Кроме того, область захвата петли обратной связи, вооб­ще говоря, довольно асимметрична, как можно видеть из рис. 2.13,6. Рассмотрим, например, точку А, которая является рабочей точкой для использованной на рисунке полярности сигнала ошибки. Любое возмущение, снижающее частоту генератора, приводит к смене знака сигнала ошибки на положительный и компенсируется петлей обратной связи. Однако возмущение, увеличивающее частоту генератора, может быть скомпенсировано петлей обратной связи лишь в том случае, если сигнал ошибки остается отрицательным, то есть пока частота находится в интервале между и(А) и i^(B). Если частота окажется выше ^(В), сигнал ошибки станет снова положи­тельным, частота генерации еще дальше отклонится от точки А и может произойти перескок на точку к' вышележащего резонанса. Такие недостатки могут быть пре­одолены в схемах стабилизации, использующих модуляцию.

1. Генерация сигнала ошибки с применением модуляции. Стабилизация частоты vs генератора вблизи резонансной частоты щ может также достигаться за счет модуляции разности частот vs — щ. Вообще говоря, можно модулировать как частоту генератора, так и среднюю частоту эталона. Последний метод ча­сто применяется в макроскопических эталонах частоты, но встречается также и в квантовых стандартах частоты, если их рабочие переходы зависят от внешних параметров, которые могут быть использованы для модуляции, например, линии поглощения с отчетливо выраженным эффектом Зеемана. Для неподдающихся на­стройке резонансных линий модулируется частота генератора либо непосредственно, либо с помощью внешнего модулятора. В СВЧ и оптических стандартах частоты обычно используются два вида модуляции: прямоугольная и гармоническая. При прямоугольной модуляции частота vs генератора принимает попеременно значения us + 8v и va — 6и с периодичностью т (см. рис. 2.14, а).

Рассмотрим случай, когда мощность, пропускаемая через поглотитель и изме­ряемая детектором, интегрируется на каждом из полупериодов т/2. Разность двух проинтегрированных сигналов AI(us) = I(vs + Su) — I(vs — 6v) как функция от-



а | б

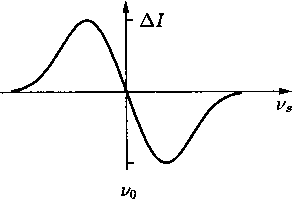


Рис. 2.14. а) Зависимость мощности от модулирующего сигнала, б) Разностный сигнал AI(vs) = I(vs + Sv) - I(vs - Sv) дает антисимметричную дискриминантную кривую, равную

нулю при vs = Vo

клонения vs - vo частоты генератора от средней частоты дает антисимметричную дискриминантную кривую (см. рис. 2.14,6).

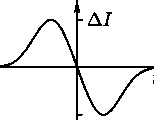
Следовательно, разностный сигнал может быть использован в качестве сиг­нала ошибки для петли обратной связи. Сигнал ошибки принимает положитель­ное значение, если частота генератора ниже средней частоты эталона и наобо­рот. Разностный сигнал может быть получен с помощью синхронного детектора. Это устройство интегрирует сигнал синхронно с частотой модулирующего сигнала, изменяя полярность входного сигнала через каждый полупериод модуляции. Та­кой фазово-чувствительный метод позволяет регистрировать слабые периодические сигналы, скрытые под сильным фоном, поскольку как постоянная составляющая, так и все частотные компоненты за исключением собственно частоты модуляции обращаются в нуль при описанном методе интегрирования.

По ряду причин прямоугольная модуляция сигнала часто неудобна в использо­вании. Она вносит высокие гармоники, которые могут добавлять высокочастотные шумовые компоненты к основной полосе в результате эффекта переноса спектра (aliasing), см. раздел 3.5.3. Кроме того, быстрые переключения приводят к появлению переходных процессов в узкополосном фильтре, которые зависят от вида частотного спектра модуляции. Поэтому часто используется гармоническая модуляция, при которой детектируется амплитудно-модулированный сигнал, образующийся за счет модуляции частоты опрашиваемого генератора либо резонансной частоты эталона (см. рис. 2.15). ц

Фаза этого сигнала зависит от разности частоты генератора и средней частоты эталона, что при использовании синхронного детектора дает антисимметричную дискриминантную кривую (см. рис. 2.15, в). Как можно видеть из рис. 2.15, а, смена знака сигнала ошибки является результатом разницы на 7г между фазами модулированных сигналов для частот ниже и выше резонансной.

§ 2.4. Электронные сервосистемы

В системе управления, изображенной на рис. 1.3, сигнал ошибки, генерируе­мый дискриминатором, преобразуется в сервосигнал, который подается обратно на генератор, если петля обратной связи замкнута. В этом разделе рассматривается



Vs-VQ

в

*б*

*а*

т

I

**vy^N/v'**

**Т**

Рис. 2.15. Гармоническая модуляция частоты генератора (пунктир), настроенного на различные участки резонансной линии, приводит к различным значениям модуляции амплитуды сигнала (сплошные линии), а) На правом склоне резонансной кривой вблизи (и') отклонение частоты вверх приводит к уменьшению сигнала, а на левом (и") — к увеличению, б) Вблизи вершины резонансной кривой (щ) частотная модуляция приводит к появлению амплитудной модуляции на удвоенной частоте, в) Фазово-чувствительное детектирование амплитудно-модулированного

сигнала приводит к антисимметричной дискриминантной кривой

работа некоторых широко используемых в таких цепях электронных элементов и их частотные характеристики.

1. Компоненты. Для нахождения частотного отклика сервосистемы можно использовать представление ее конкретных компонентов, например, электронных усилителей или фильтров, а также механических и тепловых элементов, через эквивалентные электронные схемы.
2. Фильтр низких частот. В качестве первого примера рассмотрим элек­тронный фильтр низких частот (рис. 2.16). Свойство подавлять высокие частоты обнаруживается также в механических компонентах, усилителях с присущими им ограничениями по верхней частоте, пьезоэлектрических актюаторах и других устрой­ствах. Фильтр низких частот часто используется в качестве эквивалентной схемы таких устройств.

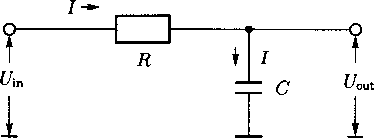


Рис. 2.16. Фильтр низких частот

Вычислим частотно-зависимый комплексный коэффициент передачи фильтра низ­ких частот

А(ы) = 1Г- (2-69)

Из рис. 2.16 видно, что приложенное напряжение Um создает ток I, который зависит от чисто омического сопротивления R и частотно-зависимого комплексного импедан­са Rc = 1 /(iujC) конденсатора. В свою очередь, ток I приводит к возникновению напряжения на конденсаторе, которое, собственно, и является выходным напряжени­ем I/out- Следовательно, можно записать, что

Если приравнять оба результата и подставить в формулу (2.69), то получим, что

*ujRC*

(2.71)

1 *+ u2R2C2’*

+ *iuRC* 1 + *ui2R2C2*

**1**

Поведение A(ui) определяется безразмерной величиной ujRC, причем произведе­ние RC обратно пропорционально характерной угловой частоте среза

и)с = 27ПЛ.

(2.72)

*RC'*

Частотные зависимости модуля |А| и фазы ip имеют следующий вид:

= / 1 = 1 ■

1. 1 у (1+0>2R2C2)2 y/l +и>2я2с2 ’

(2.73)

* If1 = —uRC или ip = — arctg(w.RC').

Re

Модуль коэффициента передачи остается практически постоянным при частотах ниже частоты среза (у < vc или шЯС < 1) и уменьшается пропорционально \/v для частот ujRC » 1.

Как и в случае резонансного фильтра, для описания электронных элементов в петле обратной связи часто используется не отношение амплитуд (2.69), а его логарифм. Единицей измерения для десятичного логарифма отношения мощностей Pout/Pin является бел (Б), равный 10 децибелам (дБ). Таким образом, отношение мощностей, выраженное в децибелах будет выглядеть, как

101og^ = 101og%i = 201og

***UovX***

*Ж'*

(2.74)

Если в петлю обратной связи последовательно с фильтром низких частот включить широкополосный усилитель с коэффициентом усиления, скажем, 40 дБ (коэффици­ент усиления амплитуды А = 100), то амплитудная кривая, показанная на рис. 2.17, для новой сервосистемы поднимется выше на 40 дБ.

Коэффициент передачи низкочастотного фильтра для частот выше vc уменьшается на 20 дБ при увеличении частоты в 10 раз и приблизительно на 6 дБ при увеличении частоты в 2 раза (на октаву). Частота, где коэффициент передачи А = 1 (или 0 дБ), называется частотой единичного усиления. Частотно-независимое увеличение ко-

|  |  |
| --- | --- |
| \А\2, дБ ■ | И |
| 0 | - 1 |
| -20 | - од |
| -40 | - 0,01 |

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
| 1 1 1 1 1 ^ | | |
| 0,01 0,1 |  | .10 100 v/vc |

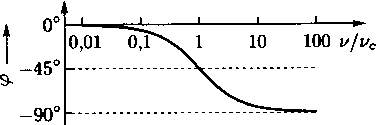


Рис. 2.17. Частотные характеристики фильтра низких частот

эффициента усиления ведет к пропорциональному увеличению частоты единичного усиления.

Добавление нескольких элементов, каждый из которых имеет частотно­зависимый фазовый сдвиг, может привести к тому, что полный фазовый сдвиг выше некоторой частоты превзойдет 180°. При этом отрицательная обратная связь превратится в положительную, и, если при этом ее коэффициент передачи не удовлетворяет условию А ^ 1, то флуктуации частоты будут усиливаться.

1. Операционный усилитель. Для повышения коэффициента усиления пет­ли обратной связи, как правило, используются операционные усилители. Опера­ционный усилитель, схематическое обозначение которого приведено на рис. 2.18, представляет собой интегральную схему с рядом особых свойств.

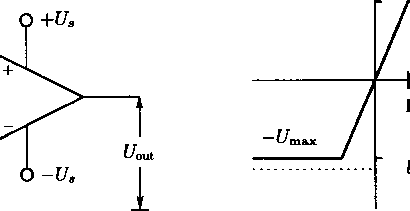
Для его питания часто используют биполярное напряжение ±f/s, где 12 В < 4: Us ^ 15 В. Операционный усилитель имеет два входа, на которые можно подавать дифференциальный сигнал, не связанный гальванически с нулевым потенциалом (землей). Выходное напряжение U0ut может меняться по отношению к нулевому потенциалу в пределах от +UmaJC до —Umax, где t/max несколько меньше напряжения питания Us- При отсутствии обратной связи коэффициент усиления А операционного усилителя очень велик,

105 < ^ < 106. (2.75)

U in

Если, например, Umax = 10 и А = 105, то входное напряжение в 100 мкВ способно довести операционный усилитель до насыщения. Зависимость выходного напряжения от входного для этого случая представлена на рис. 2.19.

Если принять вход «—» за ноль отсчета, то полярность выходного сигнала будет совпадать с полярностью сигнала на входе «+». Поэтому этот вход называется неин­вертирующим входом в отличие от другого, инвертирующего, для которого выходное напряжение имеет противоположную полярность (если принять неинвертирующий вход за ноль отсчета). В силу очень высокого коэффициента усиления для операци­онного усилителя справедливо соотношение +U-m w —Um, пока выходное напряжение находится в диапазоне линейной зависимости от входного (см. рис. 2.19).



Uout

+U*S*

Рис. 2.18. Обозначение операционного усилителя на электронных схемах

0,1 мВ

*- -Us*

Рис. 2.19. Зависимость выходного на­пряжения от входного для операцион­ного усилителя

Несмотря на своеобразие кривой усиления (рис. 2.19), где выходное напряже­ние достигает насыщения при ничтожно малом входном, операционный усилитель

оказывается очень полезным устройством, если используется совместно с внешними элементами обратной связи. Для описания поведения операционного усилителя с об­ратной связью можно использовать два «золотых правила» [22], приведенных ниже.

1. Выходное напряжение операционного усилителя всегда таково,

что разность потенциалов между входами равна нулю. (2.76)

1. Входные токи всегда очень малы (равны нулю). (2.77)

Однако эти правила верны лишь в том случае, если операционный усилитель не достигает состояния насыщения.

1. Неинвертирующий пропорциональный усилитель. В схеме, представ­ленной на рис. 2.20, входное напряжение подается на неинвертирующий вход, и малая часть выходного напряжения поступает обратно на инвертирующий вход через сопротивление R^. Вследствие отрицательной обратной связи выходное напряжение будет таким, чтобы его поданная обратно часть обнуляла разность потенциалов на входах в соответствии с золотым правилом I (2.76).

Так как инвертирующий и неинвертирующий входы имеют один и тот же по­тенциал (Ur2 « Uin) и по золотому правилу II (2.77) входные токи практически отсутствуют, то напряжения распределятся следующим образом:

*Ri*

(2.78)

*Ri + R2*

Ur2 — t4,t В результате коэффициент усиления

Ri + R2

#2

А **t-'OUt**

*ТГ*

(2.79)

теперь будет определяться не коэффициентом усиления открытой схемы, а внешни­ми сопротивлениями Ri и йг- Такая схема представляет собой пропорциональный усилитель. На высоких частотах, однако, в зависимости от конкретного типа опера­ционного усилителя коэффициент усиления снижается, и частотная характеристика становится такой же, как у фильтра низких частот, включая соответствующий фазовый сдвиг.

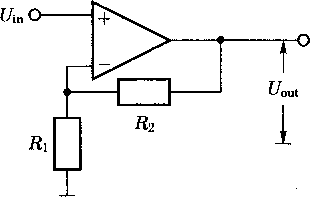


Рис. 2.20. Неинвертирующий усили­тель

Л2

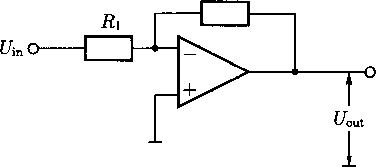


Рис. 2.21. Инвертирующий усилитель

1. Инвертирующий усилитель. В схеме на рис. 2.21 неинвертурующий вход взят качестве опорного и положительный сигнал на инвертирующем входе создает отрицательное выходное напряжение, часть которого подается на этот же вход через резистор R2. Согласно золотому правилу II (2.77) ток, втекающий на

вход операционного усилителя, равен нулю, и, следовательно, входной ток 1т равен выходному току /out:

(2.80)

*j* *Uin* *Uoui* *j*

**out'**

Поэтому коэффициент равен

**Й2**

ЯГ

(2.81)

А \_

77.

U [П

где знак «минус» отражает тот факт, что полярность выходного напряжения обратна полярности входного. В отличие от неинвертирующего усилителя, который согласно золотому правилу II (2.77) обладает бесконечным входным импедансом, в этом уси­лителе входной ток может быть велик, если для достижения большого коэффициента усиления Ri/R\ входное сопротивление R\ выбирается малым.

1. Интегратор. Инвертирующий усилитель может быть превращен в инте­грирующий усилитель (рис. 2.22), если омическое сопротивление R в схеме обратной связи заменить конденсатором С.

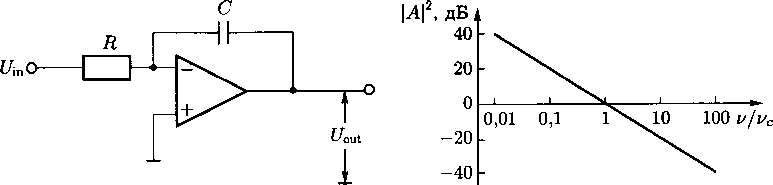


Рис. 2.23. Зависимость коэффициента пере­дачи интегратора от частоты

Рис. 2.22. Интегратор на основе операцион­ного усилителя

В результате частотной зависимости импеданса конденсатора 1 /иС коэффициент передачи амплитуды уменьшается с частотой, как \fv (рис. 2.23). Чтобы разобраться, как работает эта схема, предположим, что на инвертирующий вход подано напряже­ние Um. Согласно золотому правилу I (2.76) оба входа должны иметь один и тот же потенциал. Следовательно, по контуру обратной связи будет течь ток I — U-m/R, заряжая конденсатор, и напряжение U = Q/С на нем будет расти (здесь конденсатор подобен сопротивлению, величина которого растет со временем). В итоге выходное напряжение Uout будет также линейно расти со временем.

Предположим далее, что входное напряжение устанавливается равным нулю (Uin = 0). При условии, что выходное напряжение f70ut не достигло насыщения, напряжение между входными контактами будет также равно нулю (см. (2.76)). Следовательно, ток через сопротивление R течь не будет, и заряд на конденсаторе С, как и выходное напряжение, будет оставаться постоянными. Однако, если снова подать входное напряжение Uia, то конденсатор вновь начнет заряжаться.

Согласно золотому правилу II (2.77) входной ток и ток через цепь обратной связи и /out равны друг другу, следовательно,

т \_ Um \_ \_dQ \_ in ~ R dt

Л(си.= -с^г.

(2.82)

Интегрирование уравнения (2.82) дает:

**1\_**

*RC*

(2.83)

Uout — T-ч^,

Uin dt + const.

Из формулы (2.83) видно, что выходное напряжение пропорционально интегралу входного. О В действительности, однако, выходное напряжение интегратора может достигать насыщения даже при закороченных входах в результате неизбежных смещений нуля в операционном усилителе. Для регулировки этих смещений могут использоваться специальные внешние выводы микросхемы. Чтобы учесть темпера­турные зависимости, следует проводить эту регулировку в реальных рабочих усло­виях.

1. Пропорционально-интегрирующий усилитель. Рассмотрим случай, по­казанный на рис. 2.24, где в контур обратной связи последовательно включены конденсатор и омическое сопротивление. Для высоких частот коэффициент усиления схемы определяется сопротивлением, а для малых — реактивным импедансом конденсатора (рис. 2.25). Аналогично (2.73) можно получить, что

l-^l — д/1 +

1

(2.84)

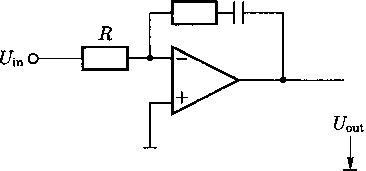
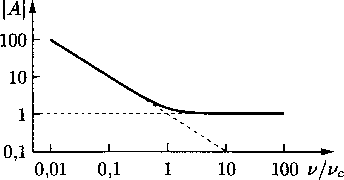
О*Jr2c*2)2

<р = — arctg

(2.85)

*uRC’*

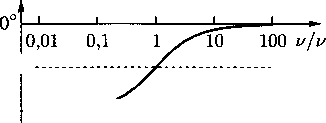
Характерная частота пропорционально-интегрирующего усилителя vc, на которой амплитудно-частотная характеристика интегратора (точечная линия на рис. 2.25 вверху) пересекает амплитудно-частотную характеристику пропорционального уси­лителя (пунктирная линия), задается соотношением wcRC = 1 (см. формулу (2.84)).



*R С*

-45°-

-90° -



**? t**

Рис. 2.24. Пропорционально-интегрирую- Рис. 2.25. Амплитудно-частотная характе- щий усилитель, выполненный на основе ристика пропорционально-интегрирующего

операционного усилителя с обратной свя­зью

усилителя

1. Пример электронной петли обратной связи. Комбинируя схемы, ана­логичные рассмотренным выше, можно создать петлю обратной связи с желаемой частотной характеристикой. В качестве примера рассмотрим схему (рис. 2.26), ко­торая используется для стабилизации частоты полупроводникового диодного лазера

') Входной ток можно интегрировать без использования входного сопротивления R.

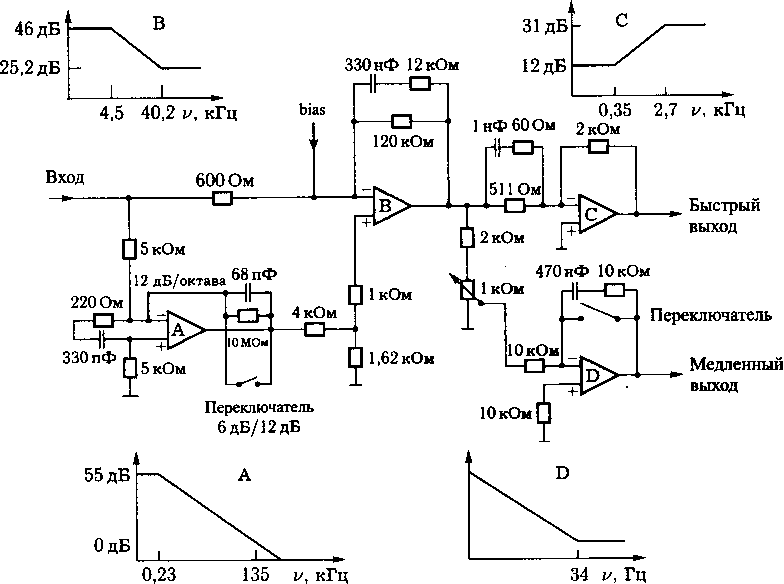


Рис. 2.26. Упрощенная схема петли обратной связи для стабилизированной по частоте лазерной системы [23]. На врезках приведены амплитудно-частотные характеристики операционных

усилителей

с помощью интерферометра Фабри-Перо [23]. Для управления частотой лазера ис­пользуются два независимых параметра, а именно ток через лазерный диод (быстрый вход) и длина лазерного резонатора, изменяемая посредством пьезоэлемента (медлен­ный выход). Следовательно, контроллер, представленный на рис. 2.26, имеет быстрый выход, задающий ток через лазерный диод, и медленный выход для пьезоэлемента.

Схема, обеспечивающая высокое напряжение на пьезоэлементе, имеет частотную характеристику фильтра низких частот с частотой среза 32 Гц по уровню 3 дБ, а операционный усилитель D работает в режиме интегратора при v < 32 Гц и имеет постоянный коэффициент передачи 0 дБ для более высоких частот. В итоге эта пара ведет себя как интегратор. Характерная частота vc « 32 Гц определяется соотноше­нием \/(2itvcC) = R, где емкость конденсатора равна С = 470 нФ, а сопротивление R = 10 кОм. Суммарная частотная характеристика быстрого выхода контроллера и быстрого входа лазерного диода подобрана так, чтобы обеспечить интегрирующее поведение при частотах, превышающих примерно 4,5 кГц.

Поскольку измеренная амплитудно-частотная характеристика лазера имеет ин­тегрирующее (1/V) поведение при частотах 40 кГц < и ^ 350 кГц и дважды ин­тегрирующее (1/г^2) при частотах выше примерно 350 кГц, частотно-зависимые коэффициенты усиления операционных усилителей В и С подобраны так, как по­казано на врезках В и С рис. 2.26. Рассмотрим операционный усилитель В. Для низких частот конденсатор емкостью 330 пФ в цепи обратной связи имеет высокий импеданс и коэффициент усиления схемы равен 120 к0м/600 кОм = 200, или 46 дБ.

На высоких частотах импедансом конденсатора можно пренебречь, и сопротивление обратной связи образуется двумя параллельными резисторами 120 кОм и 12 кОм, что дает 10,90 кОм и приводит к коэффициенту усиления 25,2 дБ. Нижняя частота среза (ус = 4,5 кГц) определяется, как та частота, при которой суммарный импеданс 1/(27П/с • 330 пФ) + 12 кОм равен 120 кОм, а верхняя задается соотношением 1/(27П/с • 330 пФ) = 12 кОм.

Если переключатель в цепи обратной связи разомкнут, то на частотах свыше 230 Гц операционный усилитель А работает как двойной интегратор 0. Коэффициент усиления в режиме двойного интегрирования уменьшается с частотой пропорци­онально l/ir. Коэффициент передачи в 55,2 дБ достигается за счет усилителя (10 МОм/5 кОм) и стоящего после него делителя напряжения (1,62 кОм/5,62 кОм). Коэффициент усиления спадает в 4 раза на октаву, чему соответствует уменьшение мощности примерно на 12 дБ за октаву. Высокое усиление на низких частотах, обеспечиваемое двойным интегратором, позволяет подавить флуктуации частоты (см. формулу (2.68)) на том участке спектра, где технические шумы вносят наиболь­ший вклад. Более детальное обсуждение электронных схем стабилизации лазеров можно найти в [24].

') RC-цепочка на входе операционного усилителя А используется для предотвращения самовозбуждения этого каскада.

Глава 3

ХАРАКТЕРИСТИКИ АМПЛИТУДНЫХ И ЧАСТОТНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ

Частоты и амплитуды сигналов даже самых лучших генераторов не являются точно определенными константами, а представляют собой флуктуирующие во вре­мени величины. В предыдущей главе была рассмотрена ситуация, когда модуляция сигналов производилась строго детерминированным способом. Было показано, что гармоническая модуляция амплитуды колебаний ведет к появлению дискретных бо­ковых частот, а экспоненциальное затухание амплитуды приводит к возникновению непрерывного частотного спектра. В обоих случаях для любого момента времени в прошлом или будущем можно предсказать точную величину мгновенной ампли­туды, частоты и фазы. Однако в реальных генераторах на эти величины сложным образом воздействует огромное количество не поддающихся контролю физических процессов. В результате амплитуда, фаза и частота любого генератора флуктуируют случайным образом, так что в общем случае их изменение невозможно представить аналитической функцией времени. Эти нежелательные флуктуации называют шумом или случайными уходами, для их описания используют статистические методы. Знание количественных значений статистических характеристик стандартов частоты позволяет выбрать наиболее подходящий стандарт или получить информацию о воз­можных причинах ухудшения его параметров.

В качестве стандартов частоты обычно используются лучшие из доступных ге­нераторов, у которых шумы амплитуды и фазы минимальны. Следовательно, для них можно использовать модель, где мгновенное значение выходного сигнала можно записать в виде, аналогичном формуле (2.10):

(3.1)

ий) = [U0 + AUo(t)} cos(27w0t +

Величина U(t) может представлять собой, например, сигнал от кварцевого генера­тора, напряженность электрического поля СВЧ или поле оптического генератора. В отличие от формулы (2.10) AU(t) представляет здесь не детерминированные, а случайные изменения амплитуды вблизи значения Щ. Флуктуации фазы <f>(t) также носят случайный характер. Допустим, что флуктуации фазы и амплитуды в форму­ле (3.1) являются ортогональными, другими словами амплитудные флуктуации не переходят в фазовые и наоборот. Для сравнения стандартов, работающих на разных частотах z/q, удобно использовать нормированные фазовые флуктуации



(3.2)

называемые иногда «фазовым временем». Аналогично, вместо флуктуаций мгновен­ной частоты (см. формулу (2.11)), используются ее относительные (или нормирован­

ные) флуктуации

(3.3)



Последняя формула была получена с помощью уравнения (2.12).

§ 3.1. Флуктуации частоты во временном представлении

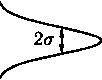
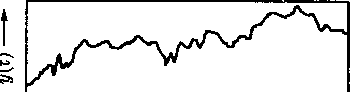
Рассмотрим зависимость от времени некоторой флуктуирующей величины, пред­ставляющей собой либо непрерывную функцию y(t) (рис. 3.1, а), либо набор дис­кретных отсчетов yi (рис. 3.1,6). Последний случай имеет место, например, при измерении y(t) с помощью частотомера. В этом случае непрерывная функция y(t) превращается в последовательность дискретных отсчетов, усредненных за время г (см. рис. 3.1, в), называемых нормированными девиациями частоты при времени усреднения т.:

U+T

Vi = 7 j y(t)dt. (3.4)

U

Экспериментальные методы получения этих величин будут рассмотрены в § 3.5. По­скольку последовательные измерения у», вообще говоря, дают случайные результаты, (см. рис. 3.1,6), для анализа таких наборов используются статистические методы, которые будут рассмотрены ниже.



***р(у)***

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
|  | Ук У■ |
|  |  |
|  |  |
| ,\* и \* | F |
|  | р . |

Fy д

IS»

I

15»

Рис. 3.1. а) Непрерывная функция времени y(t). б) Последовательность дискретных значений флуктуирующей величины у\*. в) Последовательность усредненных значений функции y(t). г) Гистограмма Fy, описывающая распределение у с шагом Ау. д) Плотность вероятности гауссова распределения р(у). е) Последовательность значений (j/i+1 — у{), используемая для вычисления дисперсии Аллана по формуле (3.13).

Известно, что среднее значение и квадрат стандартного отклонения для последо­вательности результатов измерений (среднее и дисперсия по выборке) равны

21

(3.6)

г= 1

N 1 ( N **Erf-sfe»**

i=l

Стандартное отклонение для средней величины равно

s- — *Sy*

(3.7)

у *л/N '*

Величина sy характеризует ширину гистограммы Fy (см. рис. 3.1, г), где значе­ния y(t) (или yi) сгруппированы с шагом Ду.

Флуктуации y(t) часто рассматриваются как результат статистического случай­ного процесса. Если процесс, вызывающий флуктуации, является стационарным О, то в соответствии с центральной предельной теоремой теории вероятностей можно ожидать, что при устремлении времени усреднения к бесконечности Т —► оо ги­стограмма Fy будет стремиться к плотности вероятности гауссова распределения

(3.8)

представленной на рис. 3.1, д. Здесь а[[12]](#footnote-13) — дисперсия этого распределения.

Случайный процесс характеризуется математическим ожиданием (средним стати­стическим)

ур{у) *dy*

(3.9)

***(у) =***

и дисперсиеи

*а[[13]](#footnote-14) =*

(:У ~ {У)?Р{У) dy-

(3.10)

Используя (3.9), формулу (3.10) можно записать как

<г2 = ({У ~ (У))2) = (У*2* ~ 2у{у) + (у)2) = {У2) ~ (у)2-

(3.11)

Математическое ожидание (3.9) и дисперсия (3.10) случайного процесса могут быть лишь оценены с помощью конечной последовательности измерений таким образом, что выборочное среднее (3.5) будет служить оценкой математического ожидания (у) гауссова процесса, а квадрат стандартного отклонения (3.6) — оценкой дисперсии а2.

Помимо определения среднего значения и стандартного отклонения из серии по­следовательных измерений, например, частоты генератора, эти величины могут быть определены как статистические средние для выборки идентичных генераторов. Для стационарных процессов результат усреднения по ансамблю не зависит от момента измерения. Для эргодических процессов 2) оценка дисперсии а2 может быть получена как усреднением по времени, так и усреднением по выборке. [[14]](#footnote-15))

Использование таких статистических характеристик, как среднее значение и стандартное отклонение, может быть затруднено, если между флуктуирующими величинами существует корреляция. Это можно показать, распределив результаты последовательности измерений на рис. 3.1, а согласно их значениям по интервалам равной ширины, как на рис. 3.1, в. Видно, что разброс данных на каждом таком интервале меньше, чем для полного набора данных. Соответствующая дисперсия (3.6) для каждого из интервалов, вообще говоря, будет значительно меньше дисперсии отклонения для полного набора. Это свидетельствует о том, что соседние точки не являются независимыми друг от друга, а коррелируют. Как следствие, стандартное отклонение средней величины не уменьшается, как l/y/N, с ростом числа измерений N, как было бы в случае некоррелированных данных (см. формулу (3.7)). Таким образом, вычисление стандартных отклонений для различных подмножеств из набора данных может быть использовано для получения информации о существовании корреляций. Следует отметить, что функция распределения флуктуирующей величины даже при наличии корреляций может иногда описываться одномерным распределением Гаусса, и, следовательно, такой критерий не может быть использован для обнаружения корреляций.

1. Дисперсия Аллана. Для получения адекватной численной характери­стики случайного процесса в присутствии корреляций необходимо задать число N измерений (элементов выборки), время каждого измерения т и интервал Т между последовательными измерениями, который может отличаться от т на величину мерт­вого времени (Т - т) (см. рис. 3.2). После этого, по аналогии с формулой (3.6), можно определить для этого набора данных так называемую ЛГ-точечную выбороч­ную дисперсию при заданном числе измерений N и заданных величинах Гит (см. рис. 3.2):

ст2(лг-т-т)=лгЬе(^-^е^) ■ (з12>

i=i \ j=i )

и — ►

*t\ t2 h U t$ te tpf—i tw t*

Рис. 3.2. Цикл измерений

В настоящее время общепринято [25] следовать предложению Дэйва Аллана [26, 27] и использовать выборочную дисперсию с N = 2 и Т = т. Эта так называемая диспер­сия Аллана <т^(2,т, г), для которой используются также более короткие обозначения дартов частоты. В силу ограниченности времени измерения и числа идентичных стандартов частоты, доступных при реальных измерениях, эти свойства являются лишь разумными предположениями, которые невозможно доказать. Необходимо с осторожностью применять на практике результаты, полученные из этих предположений. В течение срока службы в стандартах частоты, например, шумы могут возрастать, и их, возможно, уже нельзя будет рассматривать как стационарные.

&у(2, т) или Оу(т), может быть определена с использованием формулы (3.12), как

4(т) = (j2 ^\_ ^= ^((^2 -i/i)2>- (злз)

Дисперсия Аллана и квадратный корень из нее, называемый иногда стандартным отклонением или девиацией Аллана, опираются на измерение разности двух соседних последовательных измерений частоты, а не на измерение отклонения частоты от среднего значения, как в случае классического определения стандартного отклоне­ния.

Дисперсия Аллана может быть также определена из девиаций фазы </>(i) либо

нормированных девиаций x(t). Для заданного интервала г из формулы (3.3) следует,

что - -

у. = —IE\*. (3.14)

Подстановка последнего соотношения в формулу (3.13) дает:

*о2у{т)* = <(xi+2 - *2xi+i +Xi)2) .* (3.15)

1. Практическое определение дисперсии Аллана. Экспериментально опре­делить дисперсию Аллана для некоторого генератора «1» можно, например, при измерении частоты сигнала биений с другим (эталонным) генератором «2» с помощью счетчика с временем накопления т (то есть из разницы частот этих генераторов). Согласно определению дисперсии Аллана, между двумя соседними измерениями не должно быть мертвого времени. Квадраты нормированных разностей частот между парами соседних измерений iи Vi+ \ усредняются, и результат делится на два, что в результате дает дисперсию Аллана a2 tot для времени измерения т. Чтобы полу­чить в формуле (3.13) хорошую оценку математического ожидания (()), необходимо выполнить достаточно большое число измерений разностей частот. Эта процедура повторяется для различных значений времени т. В результате могут быть получены графики, подобные тем, что представлены на рис. 3.3, где приведены девиации Аллана сгу(т) для разнообразных стандартов частоты в диапазоне частот от СВЧ до оптического.

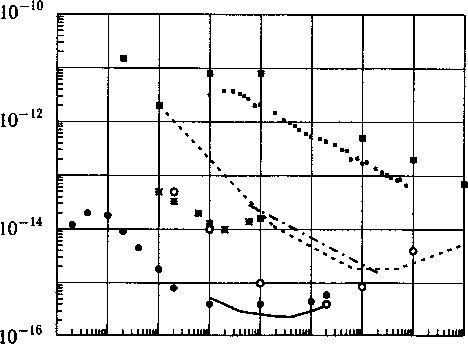
На практике дисперсия Аллана определяется несколько другими способами, позволяющими получить всю необходимую информацию за минимальное время из­мерения. Счетчик настраивается на кратчайший интервал то, для которого требуется измерить дисперсию Аллана. Значения разности частот генераторов yi TQ многократно измеряются и запоминаются, причем гарантируется отсутствие мертвого времени за весь период накопления данных (см. рис. 3.4, а). Для нахождения дисперсии Аллана при большем времени измерения, например, при г = Зто, вычисляются значения

У\,т = (У1.Т0 +У2.Г0 +Уз,т„)/3, У2.г = (У4,г„ +У5,го +Уб,г„)/3, Ъ,т = ■■■ (™. рис. 3.4,6)).

Можно еще более эффективно использовать накопленные данные, получив при­мерно в п раз больше отсчетов значений yiT=nT, если обрабатывать данные спо­собом, проиллюстрированным на рис. 3.4, в, для которого используются формулы

У\,т = (l/l.Ttt + У2,Т0 + Уз,г0)/3> У2,Т = (У2,т0 + Уз,г„ + У4,т0)/3- Ш,т = • ■ ,

Если известно, что эталонный генератор обладает существенно более высокой стабильностью по сравнению с тестируемым, то дисперсия Аллана будет мерой нестабильности последнего. Если дисперсия Аллана измеряется для двух идентич­ных генераторов «1» и «2», то естественно предположить, что каждый из них дает



0,01 1 100 10000 т(з) —►

Рис. 3.3. Девиация Аллана сгу(т) как функция времени измерения т для различных вы­сокостабильных генераторов, которые используются в качестве стандартов частоты и об­суждаются в этой книге: коммерческих цезиевых часов (большие квадраты: [28], малые квадраты: [29]); типичного водородного мазера (пунктир; см. также рис. 8.5); цезиевого фон­тана (штрих-пунктир) [18]; СВЧ-генератора с заполненным сапфиром резонатором (сплошная линия) [30]; СВЧ-генератора, стабилизированного относительно сверхпроводящего резонатора (окружности) [30]; лазера, стабилизированного относительно резонатора Фабри-Перо (круж­ки) [31]; лазера, стабилизированного по переходу в кальции (звездочки) [32]

а r-U Л гЦ Л r К rU г';; UrUrl ^

*to ti ti* <3 *t\ ts te tl tg tg tff-2 tfi £*

\_ - \*JV—1

*У* i,r *Уч.т У$,т*

e **L** 1**У1'Т**1 **>**1 I I LJ I I**;; I I I** ^

*Ш.Г*

Рис. 3.4. Альтернативные методы расчета дисперсии Аллана

одинаковый вклад в нестабильность, и дисперсия Аллана tot должна быть поровну распределена между ними:

*<4.и\*(т) = °l,i (г) + <т2у,* 2 (т) и *<\*уЛт) = <Гу.г(т) =* (3.16)

Дисперсия Аллана а2 (г) является полезной мерой зависимости нестабильности частоты генератора от времени наблюдения, позволяющей выбирать наилучший ге­нератор для каждой области приложений. Например, рассмотрим дисперсию Аллана типичного водородного мазера и одного из лучших лазеров со стабилизированной частотой, см. рис. 3.3. Последний достигает максимума стабильности ау ^ 5 • 10-1 при временах измерения т между 1 и 100 с, в то время как первый достигает своего оптимума на промежутке от одного до нескольких часов. На графике <ту(т) часто можно обнаружить области, где нестабильность частоты хорошо описывается степенной функцией. В разделе 3.1.1.2 мы увидим, что линейный дрейф приводит к девиации Аллана оу(т), пропорциональной т. Зависимости вида т 1 и г 1 различимы, например, на графике водородного мазера (рис. 3.3). Шумовые процессы, лежащие в их основе, будут рассмотрены в § 3.3.

Помимо стохастических процессов существенное влияние на величину дисперсии Аллана могут оказывать детерминированные отклонения частоты генератора. Ниже мы рассмотрим два важных случая: линейный дрейф и гармоническую модуляцию частоты.

1. Влияние линейного дрейфа частоты. Рассмотрим генератор, частота которого линейно дрейфует со временем, y(t) = at, где а задает скорость дрейфа. С учетом того, что у{ = [aio + a(fo 4- т)]/2 и у2 = [а(^о + Т) + а(^о + 2т)]/2, из формулы (3.13) следует, что

ау(т) = (ат Л/5) = -|т для линейного дрейфа частоты. (3.17)

Следовательно, линейный дрейф частоты приводит к девиации Аллана, линейно зависящей от времени измерения т.

1. Влияние гармонической модуляции. Теперь рассмотрим генератор с ча­стотой, модулированной по синусоидальному закону: \*)

y(t) = — sin(27r/TOt), (3.18)

vo

где /то — частота модуляции. Подстановка (3.18) в формулу (3.13) дает (см. [25]): cfJt) = — sm ^7r^’mT). для модуляции синусоидальным сигналом. (3.19)

У Vo KfmT

Отсюда видно, что вклад частотной модуляции в девиацию Аллана становится равным нулю при т = 1//т. то есть когда время т кратно периоду модуляции 1 jfm и влияние модуляции обнуляется при усреднения по времени. Девиация максимальна при г и п/(2/то), где п — целое нечетное число.

1. Коррелированные флуктуации. Простой метод обнаружения корреля­ции между экспериментальными данными состоит в том, чтобы представить каждое измеренное значение как функцию предыдущего (см. рис. 3.5). В качестве примера флуктуирующей величины при наличии корреляций возьмем простую модель, опи­сываемую формулой

*yk+i =аук + е,* (3.20)

где каждое значение флуктуирующей величины у имеет чисто статистическую со­ставляющую €, но, кроме того, находится в некоторой зависимости от предыдуще­го значения. Степень этой зависимости определяется коэффициентом корреляции

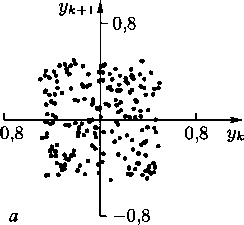
1. < а < 1. При а = 0 (рис. 3.5,а) значения Ук+iiVk) будут равномерно распределены

') В этом разделе частоты модуляции и частоты в фурье-разложениях обозначаются через /, чтобы лучше отличать их от несущей частоты и.

по всем четырем квадрантам, и никакои корреляции между соседними значениями не наблюдается. В отличие от этого случая на рис. 3.5, б наличие корреляции проявляет себя скоплением точек в первом и третьем квадрантах. Ниже мы обсудим методы, которые наилучшим образом подходят для статистической обработки коррелирован­ных наборов данных, с которыми можно столкнуться при работе со стандартами частоты.

|  |  |
| --- | --- |
| а/м-ь  а  , Л\г | -0,8. . . « • \* \* i/. «,\*• •  • \ •  f7\*;Oe |
| •г  V  00  о | ^ 0,8 Ук |
| • •  \*. .\* . • | Г\*-»\* |
| • • • • ■ | • »• |
|  | г |
| б | I—  Г  о  00 |

Рис. 3.5. Серия из 200 псевдослучайных данных, рассчитанных по формуле (3.20). а) Некор­релированные данные, а = 0. б) Коррелированные значения, полученные при а = 0,5



Обычно любой флуктуирующий сигнал B(t), например, y(t), U(t) или Ф(£), представляют в виде суммы чисто флуктуационного слагаемого b(t) и среднего значения B(t):

*B(t) = b{t)+ ВЩ.* (3.21)

Введем автокорреляционную функцию флуктуаций сигнала как среднее значение по времени от — оо до оо от произведения случайных отклонений сигнала в моменты t и t + r:

*т*

*Яь(т) = b(t + r)b(t) =* lim *b(t + r)b(t) dt.*

(3.22)

***T—\*oo £1***

Если флуктуации полностью независимы, то среднее значение b(t + r)b(t) оказыва­ется равным 0 для любого т > 0. Для стационарных процессов автокорреляционная функция должна быть четной, поскольку выполняется равенство Rb(-T) = Яь(т). Сравнивая определение автокорреляционной функции (3.22) и правую часть формулы (3.11) для случая случайной величины с нулевым средним значением (By2 = 0, можно видеть, что значение автокорреляционной функции при г = 0 равно дисперсии флуктуаций сигнала

Rb{r = 0) = а\. (3.23)

Для очень больших значений т можно предположить, что флуктуации будут всегда некоррелированы и, следовательно, автокорреляционная функция стремится к нулю при т —> оо.

В предыдущей главе было показано, что фурье-преобразование некоторой функ­ции от времени дает ее частотный спектр. Для случайно флуктуирующей мощности генератора точная зависимость от времени величины U(t) не известна, но для нее может быть определена автокорреляционная функция Rb(t).

Чтобы выполнить интегрирование в формуле (3.22), представим b(t) как результат преобразования Фурье bit) = !F(a(u))) (см. (2.19)) величины а(ш), смысл которой будет ясен позднее. При этом получим:

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| ОО оо | | ■ 1 | г» “ |
|  |  | lim | ei(u-K/)t dt |
|  |  | 7^00 2Г ( |  |
| -оо —оо | | . - | т . |

аМе^‘+т) du

ад = тЧтоо2Г

-Т

(2

*a(u)')eiu t dw'dt =*

*a{u;)a(cj')eiwT dw'dw,* (3.24)

где мы поменяли во второй строке порядок интегрирования. В пределе Т -> оо выражение в квадратных скобках есть дельта-функция Дирака (см. (2.23)), и, сле­довательно,

*а{ш)а(ш')е[[15]](#footnote-16)ит6(ш* + u/) *dw'du =*

>

оо оо

*=* [ 1аИаМ1 *e^dui = Sb(fy2\*fTdf.* (3.25) J 27r

—оо —оо

Чтобы выяснить смысл величины Sb(f), положим в формуле (3.25) т — 0, что даст:

*Rb(r) =*

27Г

*Sb(f)df.*

(3.26)

Дб(0)

Вспоминая, что левая часть уравнения (3.26) равна среднему квадрату флуктуирую­щей величины b(t) (см. (3.22)), мы получим, что Sb представляет собой спектральную плотность мощности флуктуаций. В случае флуктуирующего напряжения спектраль­ная плотность измеряется в В2/Гц.

Автокорреляционная функция Rb(t) и функция спектральной плотности связаны между собой преобразованием Фурье:

ОО

*Sb'sideA{f) = ^\*{Rb(r)}=* | *Rb(r)* ехр(—г27г/т) *dr,* (3.27)

— ОО

ОО

Дь(т) = F{SlMed(f)} = J Sb(f) ехр(г27г/т) df, (3.28)

* ОО

где значение индекса «2-sided», то есть «двусторонняя» (спектральная плотность), будет обсуждено позже. Формула (3.27) представляет собой одну из форм записи так называемой теоремы Винера-Хинчина и позволяет вычислить функцию спектральной плотности исходя из автокорреляционной функции.

При подстановке вместо флуктуаций амплитуды b(t) флуктуации мощности гене­ратора SP(t) преобразование Фурье соответствующей автокорреляционной функции Rsp(t) даст спектральную плотность квадрата флуктуаций мощности (в единицах

Вт2/Гц) 0. Флуктуации фазы ф(Ь) описываются спектральной плотностью фазового шума, измеряемой в единицах рад2/Гц.

Следует отметить, что в литературе иногда используется квадратный корень из спектральной плотности ^Sb(f) (см. формулу (3.25)).

В соответствии с определением (3.27) спектральная плотность флуктуаций за­дается для фурье-частот от —оо до оо, занимая тем самым как положительную, так и отрицательную части спектра частот. Именно поэтому при данном опреде­лении спектральная плотность называется «двусторонней», 5jjsided(/). Из соотноше­ния Дь(т) = Rb(-T) следует, что спектральная плотность является действительной, неотрицательной и четной функцией Sb{-f) = 5&(/). Поскольку в эксперименте не существует отрицательных частот, часто вводят «одностороннюю» спектральную плотность, определенную для частот 0 < / < оо (рис. 3.6):

-sided (/) = 252-sided (3.3Q)

Ввиду того, что спектральная плотность является Действительной величиной, вместо формул (3.27) и (3.28) достаточно использовать действительное преобразо­вание Фурье. Изменив также пределы интегрирования, получим, что соотношения Винера-Хинчина для односторонней спектральной плотности Slbs'ded(f) имеют вид:

Sb'sided(/) - 4 Яь(т) =

Дь(т) cos(27г/т) dr,

(3.31)

(3.32)

5'b'sided(/) cos(27t/t) df.

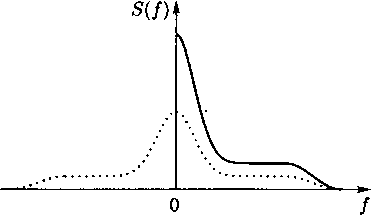


Рис. 3.6. Двусторонняя (точечная линия) и односторонняя (сплошная линия) спектраль­ные плотности.

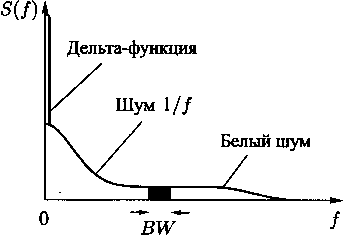


Рис. 3.7. Различные формы спектральной плотности

§ 3.2. Спектральное описание флуктуаций частоты

Для генератора с достаточно высокой стабильностью частоты можно ожидать, что мгновенная частота v(t) как функция времени лишь незначительно отклоняется от среднего по времени значения V, так что будет выполняться условие

*Av(t)* = *v(t) — v* < *v.*

(3.33)

Мы предполагаем, что флуктуации частоты Av(t) являются стационарными, то есть функция распределения вероятностей для них не зависит от времени. Аналогично формуле (3.22), определим функцию автокорреляции частотных флуктуаций

т

*Rv{t)* = lim *Av{t* + *r)Av(t) dt*

(3.34)

T—»oo 2T

X—>oo Z1

-T

и используем затем формулу Винера-Хинчина для получения соответствующей спек­тральной плотности:

oo



oo

(3.35)

Помимо спектральной плотности флуктуаций частоты используется их относитель­ная величина (см. формулы (3.3), (3.34) и (3.35)), определяемая согласно формуле

sy(f) = \sv(f).

(3.36)

*Vo*

Подобно этому можно определить спектральную плотность флуктуаций фазы вф(/). Из формул (3.34) и (3.35) с учетом того, что флуктуации частоты — это по сути производная по времени от флуктуаций фазы (2ttAv = d/dtA(fi(t)), следует, что



(3.37)



(3.38)

Все три спектральные плотности несут одну и ту же информацию.

Типичный вид функции спектральной плотности приведен на рис. 3.7. На нем можно выделить несколько характерных участков. Дельта-функция при / = О имеет место, если B(t) имеет ненулевое среднее значение B(t). Вклад низкочастотных фурье-компонент, спадающий с ростом частоты, называет 1// шумом. В свою оче­редь, участок, где спектральная плотность не зависит от частоты, соответствует бе­лому шуму. Полная мощность, содержащаяся во флуктуациях частоты, вычисляется согласно выражению:

OO

OO

#sided(/) df = 52'sided(/) df = <[Д^)]2> = al

(3.39)

о

—oo

1. Ф. Риле

Здесь мы использовали формулы (3.23) и (3.26). В силу закона сохранения энергии полная мощность должна быть конечной, следовательно, на высоких частотах спек­тральная плотность должна падать (см. рис. 3.7).

Измерения спектральной плотности различных источников стабильных частот, от кварцевых генераторов до атомных стандартов, показали, что наблюдаемые функции спектральной плотности шумов могут быть достаточно хорошо смоделированы путем наложения пяти независимых шумовых процессов со спектральными плотностями, имеющими зависимость от частоты в виде степенных функций (см. табл. 3.1):

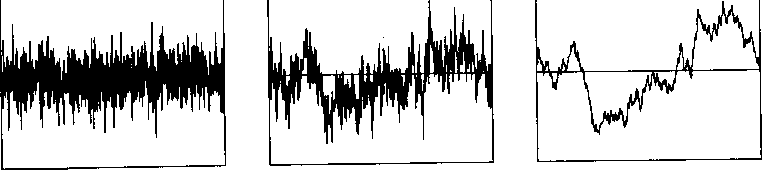
Зд) = Еhafa• (3-40)

а=—2

Эти шумовые компоненты имеют также характерный вид во временном представле­нии, см. рис. 3.8.

Таблица 3 1 Компоненты спектральной плотности флуктуаций частоты со степенной ча­стотной зависимостью Sy(f) = hafa и соответствующие им компоненты спектральной плот­ности флуктуаций фазы S\*(/). Дисперсия Аллана а2у(т) вычислена в §3.3 в предположении наличия дополнительного низкочастотного фильтра с частотой среза Д, где 27гДт > 1.

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| Sy(f) | «\*(/) | Тип шума | <d(r) |
| h-2r2 | i4h-2f~\* | Случайные уходы частоты | (2тг2/1\_2/3)г+1 |
|  | vlh-2f-3 | Фликкер-шум частоты | 2/i\_i 1п2т° |
| hof | vihof-2 | Белый шум частоты | (ho/2)r~l |
|  |  | (случайные уходы фазы) |  |
| hif | vlhif'1 | Фликкер-шум фазы | fti [ 1.038 4- 31п(2тгДт)] • |
|  |  |  | т\_2/4тг2 |
| h2f2 | vlh2f | Белый шум фазы | [3/12Л/(4тг2)]т-2 |
|  | | | |



а t б t - « t

Рис 3 8 Характерные зависимости от времени шумовых сигналов, а) белый шум, б) шум 1 //, ‘ ' в) шум 1 //2

На графиках в двойном логарифмическом масштабе можно легко различить вклад отдельных слагаемых в (3.40) по их наклону, что позволяет идентифицировать при чины возникновения флуктуаций в генераторах. Отдельные вклады, перечисленные в табл. 3.1, иногда могут быть выделены в стандартах частоты [25]. Случайные уходы частоты (а = -2) часто обусловливаются окружением, например, изменени­ями температуры, вибрациями, и т.д. Частотный фликкер-шум (а = -1) обычнонаблюдается в активных устройствах, таких, как кварцевые генераторы, водородные мазеры и полупроводниковые лазеры, а также иногда и в пассивных стандартах частоты, например, в цезиевых часах. Белый шум частоты (а = 0) может возникать из-за теплового шума в петле обратной связи генератора в активных стандартах. Он также имеет место и в пассивных стандартах, где его источником является, например, пуассоновский шум фотонов или атомов. В этом случае он соответствует квантовому пределу шума. Фликкер-шум фазы (а = 1) часто возникает из-за шумов в электронике; он может быть уменьшен за счет подбора малошумящих электронных компонентов. Белый шум фазы (а = 2) становится важен на высоких частотах и может быть уменьшен путем пропускания выходного сигнала стандарта частоты через полосовой фильтр.

Необходимо отметить, что степенные зависимости в формуле (3.40) представляют собой лишь теоретическую модель и вид функции спектральной плотности шума может существенно отличаться от модельного. Низкочастотные компоненты шума, называемые шумом 1//, часто следуют зависимости вида /“^, где 0.5 < /3 < 2 (см., например, рис. 3.10), причем наблюдаемая степенная зависимость может объясняться наложением нескольких шумовых процессов разного типа.

§ 3.3. Переход от частотного к временному представлению

До сих пор мы описывали нестабильность частоты генераторов либо в фурье- представлении через спектральную плотность, либо во временном представлении через дисперсию Аллана. Здесь мы разработаем процедуру, позволяющую вычислять дисперсию Аллана исходя из заданной спектральной плотности.

Дисперсия Аллана, определяемая соотношениями (3.13) и (3.4), может быть записана в виде:

(3.41)



*al{T) = ^{{y2-Vi)2) = \*

tfc+i ifc

\*k+2 tfc + |

где tk+i tk — ir для любых целых г. В уравнении (3.41) каждый отсчет равен половине квадрата разности средних значений функции y(t), полученных для двух соседних интервалов длительностью т, а дисперсия Аллана является математическим ожиданием этой величины. Для того, чтобы получить больше данных для нахожде­ния дисперсии Аллана, лучше не делить функцию y(t') на дискретные интервалы, а проводить вычисления для каждого момента времени t:

(3.42)

2

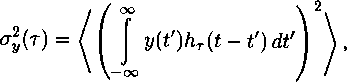


*t+r t*

*t t — T*

Уравнение (3.42) может быть переписано следующим образом:

(3.43)



з\*

где мы ввели функцию hT(t) вида (см. рис. 3.9, а):

*-т=—* при *—r<t<* О, *у/2т У*

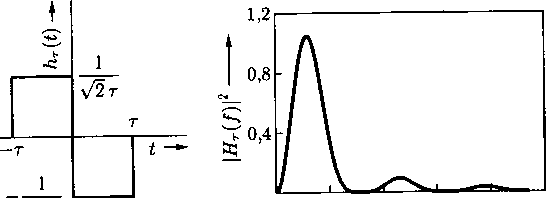
(3.44)

hT(t) < —J\_\_ ПрИ о < t < г,

О во всех других случаях.

Интеграл в формуле (3.43) представляет собой свертку выборки y(t) с функци­ей hT(t). Можно понять действие функции hT(t), подставив в качестве y(t) уз­кий импульс (дельта-функцию Дирака), что даст саму функцию hT(t) (см. 2.22). Следовательно, интеграл свертки в (3.43) можно интерпретировать как временной отклик гипотетического линейного «фильтра» с импульсной характеристикой hT(t) на входной сигнал y(t). Соответственно, дисперсия Аллана представляет собой средний квадрат флуктуаций, пропущенных через такой фильтр. С другой стороны, (истинная) дисперсия исходного сигнала с нулевым средним y(t) равна интегралу

* 1. от его спектральной плотности.



у/2 т 0 2 4 6 8 10

Рис. 3.9. а) Функция фильтра hT(t) согласно формуле (3.44). б) Функция передачи |Ят(/)|2, соответствующая функции фильтра рис. 3.9, а

Чтобы учесть влияние фильтра hT(t) на спектральную плотность, вспомним, что, согласно теореме о свертке, свертка функций y(t) и hT(t) во временном представ­лении соответствует перемножению фурье-образов F(y{t)) и T(hT(t)) в частотном. Следовательно, спектральная плотность сигнала на выходе фильтра равна произве­дению исходной спектральной плотности на соответствующую весовую функцию, то есть на квадрат функции отклика фильтра. О Поэтому,

ОО



о

ВД) = ям\*)}

(3.45)

где функция

(3.46)

представляет собой фурье-образ функции фильтра h(t).

') Отметим, что это верно, только если соответствующие функции во временном представ­лении не коррелированы между собой.

Теперь мы можем вычислить функцию передачи для фильтра (3.44):

О г

#(/) = - I exp(i2irft) dt + ехр(г27г/£) dt =

J **v2r V2r**

Т О

= тЬ {\_i2^7[exp(i27r/t)]--+ йЬ[ехр(Й7г/‘)]г} -

= + ехрН2тг/т) + ехр(г2тг/т) - 1] =

: 2[cos(2Tr/r) - 1] = -jj— 2staV/r). (3.47) |Ят(/)|г = 2^/У (3.48)

Следовательно,

(тт/т)

и

ОО

❖) = 2fs„(/)^«lf. (3.49)

J (7Г/Г)

Эта формула позволяет вычислить дисперсию Аллана исходя непосредственно из (односторонней) спектральной плотности Sy(f).

В качестве примера вычислим дисперсию Аллана для белого шума фазы (Sy = Л2/2). Формула (3.49) дает:

' оо оо

о\*(т) = 2 h2f2 4Г = -^ f sin4(Tr/r) df. (3.50)

(7Г}Г) 7Г Г ,

1. 0

Интеграл в (3.50) расходится при / —> оо. В эксперименте это не представляет проблемы, поскольку полоса частот любого измерительного прибора ограничена на высоких частотах. Если смоделировать это ограничение при помощи фильтра низких частот с частотой среза Д, то интеграл в (3.50) может быть вычислен с помощью формулы J sin4 ах dx = 3/8х — 1/(4a) sin 2ах + 1Д32а) sin 4ах. При этом получим:

*fh* .

°у(т) = -ft sin4(7r/r) df = + <Э{т~3). (3.51)

— — 4^ у

7Г Т

Поскольку членом 0(т~3) при Д 1/(27гг), как правило, можно пренебречь, ва­риация Аллана для белого шума фазы ведет себя как степенная функция ос т~2. Аналогичным образом можно вычислить cry(t) для других форм спектральной плот­ности. В каждом случае для дисперсии Аллана получается характерная степенная зависимость (см. табл. 3.1).

Интеграл (3.49) расходится также для фликкерного шума фазы (Sy(f) = h\f). Это можно видеть из того, что функция |#(/)|2 с ее бесконечным числом боковых максимумов (см. рис. 3.9,6) затухает с частотой, как I//2. Так же, как и в случае белых фазовых шумов, введение низкочастотного фильтра позволит вычислить дис­персию Аллана, которая будет зависеть от частоты среза фильтра.

В общем случае интеграл в формуле (3.49) расходится при / —> оо для всех сла­гаемых в формуле (3.40) с а — 1. Слагаемые с а = — 1 иа = —2 расходятся также

при / —► 0. В действительности, однако, бесконечных дисперсий не наблюдается, так как оба этих предельных случая не могут быть реализованы экспериментально. Случай / —> 0 требует бесконечного времени измерения, а случай / —> оо — беско­нечной полосы пропускания измерительного оборудования. Тем не менее, ситуацию, когда а2 (т) зависит от максимального времени измерения или от полосы пропускания приборов, нельзя считать полностью удовлетворительной.

При наличии низкочастотного обрезания интеграл (3.49) сходится на низких частотах для всех спектральных плотностей вида Sy(f) ос /“ при а > -2. Если спектральная плотность Sy(f) может быть представлена по формуле (3.40) в ви­де степенной функции, то вычисление соответствующей дисперсии Аллана (3.49) в общем случае даст степенную зависимость результата <т2(т) от времени измере­ния т. В тех случаях, когда а = -2, -1,0, показатели степени в выражениях для спектральной плотности и в дисперсии Аллана однозначно связаны между собой. Однако наблюдаемые зависимости дисперсии Аллана от бремени не позволяют одно­значно различить на практике фликкерные шумы фазы (Sy(f) ос / , «^(т) ос г ) и белый шум фазы (ЗД) ос /“‘^(т) ос т-2[1.038 + 31п(2тгДт)]), см. табл. 3.1. Для преодоления этого недостатка была предложена так называемая модифицированная дисперсия Аллана [1, 34]:

(3.52)

fc=l

fc=l

г=1

Mod (г2 (т) = ^

Эта модификация не влияет на выражения для первых четырех типов спектральных плотностей, перечисленных в табл. 3.1, но она обладает повышенной чувствитель­ностью к белому шуму фазы. Для спектральной плотности вида Sv(f) = h2f модифицированная дисперсия Аллана Mod<T2(r) = 3/12Лто/(47г2)/т3 будет пропор­циональна т~3, в то время как обычная пропорциональна т .

Описание нестабильности генераторов во временном представлении посредством дисперсии Аллана используется очень часто, так как эта дисперсия легко вычис­ляется из наборов данных, получаемых с помощью простых счетчиков. С другой стороны, описание флуктуаций в частотном представлении посредством спектраль­ных плотностей содержит всю информацию о шуме. Более того, оно позволяет вычислить дисперсию Аллана с помощью формулы (3.49). В противоположность этому вычисление спектральной плотности из дисперсии Аллана требует решения интегрального уравнения, что возможно только для отдельных простых случаев, например, если спектральная плотность зависит от частоты степенным образом. Этого, однако, оказывается достаточно, если весь диапазон частот может быть раз­делен на отдельные участки, в пределах каждого из которых спектральная плотность следует некоторому степенному закону. Такое поведение может интерпретироваться как результат суперпозиции нескольких различных шумовых процессов.

В качестве примера рассмотрим девиацию Аллана водородног.о мазера (см. рис. 3.3), для которой при малых временах измерения доминирует белый шум фазы (ос г-1) или, возможно, фликкерный шум фазы (также примерно пропорциональный т-1), а при больших — белый шум частоты (ост ). Затем девиация Аллана достигает минимума, так называемого уровня фликкерных шумов, после чего она может начать вновь расти, например, благодаря дрейфу частоты (ос т1/2). Лежащие в основе такого поведения физические процессы более подробно будут рассмотрены в §8.1.

§ 3.4. От флуктуаций частоты к форме линии генерации

Часто при исследовании свойств лазера или СВЧ-стандарта частоты представляет интерес лишь участок спектра мощности в узкой полосе вблизи частоты гене­рации. Для идеального генератора с частотой щ этот спектр должен иметь вид дельта-функции на этой частоте. Для реального генератора, возмущаемого шумовы­ми процессами, мощность распределяется по некоторому диапазону частот вокруг щ.

Спектр мощности может быть измерен различными методами. В качестве первого можно привести полосовой фильтр, чья центральная частота перестраивается в пре­делах некоторого диапазона вокруг центральной частоты генерации. Тогда спектр мощности есть зависимость мощности сигнала на выходе от частоты настройки этого фильтра. В оптическом диапазоне с этой целью часто используется перестраиваемый резонатор Фабри-Перо. Другой возможностью измерения спектра мощности являет­ся подача сигнала с генератора одновременно на несколько параллельно включенных фильтров. Тот же результат может быть получен с помощью процедуры быстрого преобразования Фурье для оцифрованного сигнала.

Следует, однако, указать, что концепция спектра мощности с хорошо определен­ной формой и спектральной шириной огибающей в общем случае применима не ко всем шумовым процессам. В качестве примера рассмотрим спектральную плотность с большим вкладом шума 1//. Для больших времен наблюдения, соответствующих низким фурье-частотам, центральная частота генерации будет дрейфовать. При этом не будет однозначно определенной «ширины линии», поскольку измеренная ширина спектра мощности будет зависеть от времени наблюдения.

Помня это обстоятельство, мы покажем, как можно вычислить форму линии излучения исходя из заданной спектральной плотности флуктуаций частоты Su(v). Спектральная плотность флуктуаций напряженности электрического поля может быть вычислена способом, представленным в работах [35, 36, 37]. По аналогии с формулами (3.27) и (3.28) эта (двусторонняя) спектральная плотность задается преобразованием Фурье

ехр(—*12тп/т)11е{т) dr* (3.53)

*Se{v)* =

от автокорреляционной функции

*Re(t) = (E(t* + *т)Е\** (\*)) (3.54)

для напряженности электрического поля E(t). Для комплексного представления электрического поля в электромагнитной волне с пренебрежимо малыми амплитуд­ными флуктуациями и действительной амплитудой Eq

E(t) = Eq exp i[2m/ot + ф(Ь)] (3.55)

автокорреляционная функция имеет вид:

*Re(t)* = *Eq ехр[12тп/0т]{ехр{[ф(г + т) - ф(т)]).* (3.56)

Среднее значение (ехр 1[ф(Ь + г) — ф(т)]) может быть выражено через спектраль­ную плотность флуктуаций фазы /). Для этого предположим прежде всего,

что флуктуации являются эргодическими, то есть усреднение по времени для них эквивалентно усреднению по ансамблю:

ехр[гФ(£, г)] = (ехр[гФ(£, г)]) = р{ Ф) ехр(гФ) dФ,

(3.57)

Ф *(t,r)* = *ф{Ь + т)* - *ф(Ь)*

где

(3.58)

* набег фазы за время т. В правой части формулы (3.57) используется обычное определение математического ожидания величины ехр[гФ(\*,т)] для заданного рас­пределения вероятностей р(Ф). Для большого числа некоррелированных событий, возмущающих фазу, центральная предельная теорема позволяет использовать гаус­сову плотность вероятностей

(3.59)

с классической дисперсией а2. Поскольку эта функция р(Ф) является действи­тельной, то в интеграле (3.57) остается только действительная (косинусоидальная) часть. Подстановка (3.57) в (3.59) с учетом формулы J“ooexp(-a2a:2)cosa;da; = = у/ж /аехр(1/4а2) дает:

(ехр[гФ(£, г)]) = ехр ( -

(3.60)

Используя формулы (3.11) с нулевым средним значением (Ф) = 0 и (3.58), получим:

*а2(*Ф) = (Ф2) = *([Ф{Ь* + *т) - ф(т)]2) =*

= *{W +* т)]2> - 2*(№* + *т)ф(т)])* + *Шт)}2).*

(3.61)

Из формул (3.54) и (3.32) следует, что:

вф(/) cos(27г/т) df = ify(/),

(3.62)

(3.63)

*(Ш* + *т)ф(т)]) =*

(№ + т)]2> - Шт)}2) = вф(Л df = Д\*(0).

о

Подстановка (3.62) и (3.63) в (3.61) дает:

ОО

(3.64)

(3.65)

5Д/)[1 - cos27г/т] df,

а2 = 2

что позволяет вычислить автокорреляционную функцию (3.56):

Re{t) = El ехрЦ2тгщт\ ехр [ - 5^(/)[ 1 - cos27r/т] df

Формулы (3.53) и (3.65) позволяют, исходя из заданной спектральной плотности фазовых флуктуаций Зф(/) (см.(3.37)), вычислить спектр мощности:

exp-[i2n(v - щ)т] exp | S^(/)[ 1 - cos27t/t] dfj dr (3.66)

*ОО*

i2

при условии, что интеграл в скобках в формуле (3.66) сходится.

1. Спектр мощности источника с белым шумом частоты. Рассмотрим генератор, чьи частотные флуктуации могут быть представлены в виде белого (частотно-независимого) шума 5° (см. табл. 3.1). При этом, соответственно, будет

ЗД) = y = jr, (3.67)

что позволяет вычислить интеграл в показателе экспоненты в (3.66) аналитически, используя формулу J“[l - cos(bx)]/x2dx = тг|Ь|/2:

ОО

*Se(v* — щ) — Е$ J exp—\i2it(v — г/0)т] exp(—*dr* —

• —OO

oo

= 2Eq J exp ( т [i2n(v - щ) + я-2/^]) ^т. (3.68)

о

Вычисляя интеграл в (3.68) и сохраняя только действительную часть результата, получим спектр мощности:

SE(u - щ) = 2Eq 4 = 2Е1-- ]/2 (3.69)

Ъцж щ + 4ж (и- щ) (7/2) + 4тг(и - и0)

где 7 = 2/г07г2ь'о = 2ж(пЬои1) = 2w(wS®). Следовательно, спектр мощности генерато­ра, флуктуации частоты которого представляют собой белый шум со спектральной плотностью S£, имеет вид функции Лоренца с полной шириной на уровне половины максимума, равной

Д1/1/2 = тг5°. (3.70)

Подобно этому могут быть рассмотрены другие виды спектральной плотности флук­туаций фазы. Случаи белого и фликкерных шумов фазы были рассчитаны в работе Годона и Леви [38].

1. Спектр полупроводникового лазера. В качестве примера источника белого шума частоты рассмотрим частотные флуктуации в лазере, возникающие из-за спонтанного излучения фотонов [39]. Они приводят к пределу Шавлова-Таунса для спектральной ширины линии

\_ 2тг/1«о(Д1/1/2)2а» ,0,,ч

Ab'QNL р , (3.71)

где hvo — энергия фотона, Ащ/2 — полная ширина по уровню половины максимума полосы пассивного лазерного резонатора, /г = N2/(N2 - N\) — параметр, описываю­щий инверсию населенностей в активной среде лазера и Р — выходная мощность лазера. Спектральная плотность мощности квантовых шумов для нестабилизирован- ного полупроводникового лазера может быть измерена на частотах выше некоторой частоты около 80 кГц. Отметим, что в полупроводниковых лазерах она оказывается

*Se{v ~ vo)* = *El*

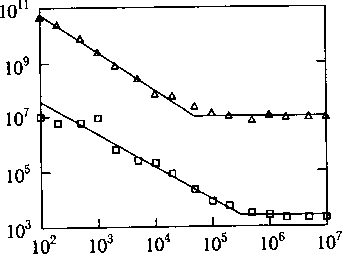
выше, чем, например, в газовых лазерах, за счет фактора Генри (см. (9.37)). На часто­тах ниже приведенного значения спектральная плотность растет примерно как 1//. Для полупроводниковых лазеров с удлиненным резонатором (см. раздел 9.3.2.5) эта пороговая частота составляет примерно 200 кГц, однако собственно значение спектральной плотности *S„(f)* в этих системах оказывается ниже на 33 дБ за счет меньшей ширины полосы Д^/г (см. формулу (3.71)).

Поскольку зависимость вида 1// для спектральной плотности часто является результатом технических шумов, которые до некоторой степени имеют место в любом генераторе, интересно проверить справедливость выражения (3.69). О’Махони и Хеннинг [41] исследовали влияние низкочастотных (1//) шумов на форму спектра полупроводникового лазера. Опираясь на их результаты, Кох предложил следующий критерий, позволяющий получить информацию о форме спектра мощности излучения исходя из величины пороговой частоты /с [40]:

Sv(fc)/fc > 1 :=> лоренцева форма линии (3.72)

SAfc)/fc < 1 :=>■ гауссова форма линии. (3.73)

Применим этот критерий к спектраль­ной плотности частотного шума, пока­занной на рис. 3.10. Здесь можно видеть, что для нестабилизированного лазерного диода (треугольники) Sv{fc)/fc > Ю0,



/. Гц

Рис. 3.10. Измеренная спектральная плот­ность мощности флуктуаций частоты полу­проводникового лазера. Треугольники: без об­ратной связи; квадраты: с использованием схемы обратной связи с дифракционной ре­шеткой [40] (с разрешения авторов)

и, следовательно, выполняется крите­рий (3.72). С учетом формулы (3.70) здесь можно ожидать лоренцева профи­ля с шириной линии около 5 МГц. Из вида спектральной плотности диодного лазера с внешним резонатором (квадра­ты, см. также раздел 9.3.2.5) следует, что в данном случае Sv(fc)/fc <1/100 и следует ожидать гауссовой спектраль­ной формы линии, используя критерий (3.73). Такую форму можно рассматри­вать как результат случайных блужда­ний узкой лоренцевой линии с шири­ной полосы из (3.70) вокруг некоторой центральной частоты. Ширина гауссовой линии зависит от времени усреднения Т, которое задает также наименьшую частоту 1/Т, для которой можно измерить спектральную плотность. Для строгой частотной зависимости спектральной плот­ности Sv вида 1 // ширина линии должна быть бесконечной, поскольку в этом случае (Т Sv{f) = оо (см. формулу (3.66)). Однако в эксперименте всегда получается конечная полоса в силу конечности времени измерения Т и соответствующего низ­кочастотной частоты среза 1 /Г. Среднеквадратичный уход частоты Auims (ширина полосы) при этом может быть вычислен исходя из (3.39):

/с

(3.74)

Д^гтв — *&v(f) df ■*

\ 1/Т

В случае лазера с оптической обратной связью и внешним резонатором (квадраты на рис. 3.10) полная ширина кривой Гаусса по уровню половины максимума составляет примерно 120кГц при времени измерения Юме.

1. Спектр источника со слабыми шумами фазы. Формула (3.66) может быть преобразована с помощью (3.62) и (3.63) следующим образом:

ОО

Se{v — v0) = Eq ехр[-Д(Д0)] ехр[ДДт)] exp[-i27r(i/ - vo)т] dr. (3.75)

* ОО

Если флуктуации фазы малы J^° Бф(/) df <с 1, то можно разложить первые две экспоненты в ряд, оставляя только первые члены:

ОО

Se(v - vo) = Eq I [1 - Иф(0) + Яф(т)] exp[-i27r(z/ - vq)r] dr. (3.

76)

Используя затем определение дельта-функции Дирака (2.23) и соотношение Винера- Хинчина (3.28), можно получить, что

SE{v - щ) = Eq[1 - Яф(0)]J(i/ - 1/0) + Е^2фшы{и - !/„). (3.77)

Следовательно, спектр мощности состоит из несущей частоты (дельта-функции) при v = vo и двух симметричных боковых полос, пропорциональных спектральной плотности фазового шума Бф при / = \v - v0\.

Для коммерческих генераторов часто задается параметр так называемой спек­тральной чистоты £(/), равный уровню шума на каждой из боковых полос при непосредственном измерении выходного сигнала генератора при помощи спектроана­лизатора [ 1 ]: .

r»2-sided / \

С(,) = 1/IeS (3J8)

Здесь предполагается, что амплитудный шум пренебрежимо мал по сравнению с фазовым. Таким образом, спектральная чистота представляет собой фазовый шум на всех боковых частотах за исключением vo, то есть за вычетом дельта-функции в (3.77).

§ 3.5. Методы измерений

В практических приложениях спектральная плотность частотных (фазовых) флук­туаций в сигнале определяется исходя из измеренных временных последовательно­стей Av(t) (Д<fi(t)) различными методами. Можно измерить S„(/), разделив спектр на интервалы частот путем набора фильтров с различными центральными частотами и затем измеряя средние мощности на выходе каждого из фильтров. Поделив их на соответствующие ширины полос фильтров, можно получить набор дискретных зна­чений, соответствующих значениям спектральной плотности Su(f) на центральных частотах фильтров. В другом методе используются цифровые спектроанализаторы, в которых реализуется алгоритм быстрого преобразования Фурье (FFT):

(3.79)

Отсюда можно получить спектральную плотность флуктуаций фазы по формуле:

ЗД) = (3.80)

где Т — время измерения. Для большинства шумовых процессов эта процедура экви­валентна определению спектральной плотности через автокорреляционную функцию.

Чтобы дать возможность читателю лучше понять результат, приведем вывод фор­мулы (3.80). Перепишем формулы (3.31) и (3.32) в комплексном виде [42] следующим образом:

:4 Um £

***Т—***>00 ***Т***

(3.81)

ехр(27г г/т) dr.

*b(t)b(t* + т) *dt*

*Sb(f)*

Замена переменных

(3.82)

*т —> z — t*

дает:

|  |  |
| --- | --- |
| т | 1  —>4 |
| 0 | .0 |

*b(z)* exp(27r*ifz) dz*

*b(t) exp(—2-Kift) dt.* (3.83)

ад)=4Г1“if

Выражение в квадратных скобках — это комплексное число, которое может быть вынесено за пределы интегрирования:

*т т*

*b(t)* exp(—27Г*ift) dt.*

(3.84)

*b(z)* ехр(27г *ifz) dz*

**S»(/) =** 4**Ttof**

Поскольку значение выражения не меняется при сдвиге интервала интегрирова­ния на т (см. (3.82)), каждый из интегралов-сомножителей является комплексно­сопряженной величиной другого, и, следовательно, мы получаем следующее оконча­тельное соотношение для односторонней спектральной плотности 5ь(/)

2

*b(t) exp(—2mft) dt*

(3.85)

ад)

Частотные флуктуации могут быть превращены во флуктуации амплитуды или мощности при помощи дискриминатора. В качестве дискриминатора могут быть ис­пользованы, например, склоны частотных характеристик электронного фильтра, оп­тического резонатора Фабри-Перо или линии поглощения. Если генератор и фильтр настроены так, что частота генерации находится на склоне частотной характеристи­ки, желательно вблизи точки перегиба, то мощность, пропускаемая фильтром, будет, в первом приближении, линейно меняться в зависимости от частоты сигнала:

(3.86)

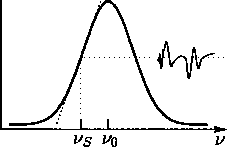
*V{v- vs) = {у- vs)kd + V(vs),*

где hd — крутизна склона в точке ng. Детектор, расположенный после фильтра (рис. 3.11, а), позволяет преобразовывать флуктуации мощности во флуктуации напряжения, которые могут быть проанализированы посредством электронного ана­лизатора спектра. О Современные спектроанализаторы непосредственно показывают спектральную плотность флуктуаций сигнала. Чтобы вычислить спектральную плот­ность флуктуаций частоты (в Гц2/Гц), необходимо знать еще крутизну ка частотного дискриминатора. •

Pin(v) PoutM

***V(v)***

*: kd*



V(v)

Фильтр Детектор



6

***a***

Рис. 3.11. а) Спектральная зависимость пропускания фильтра может быть использована для преобразования флуктуаций частоты сигнала Р(v) во флуктуации напряжения V(v). 6) При подходящем выборе рабочей точки vs фильтр работает как частотный дискриминатор, в котором флуктуации напряжения на выходе приблизительно пропорциональны частотным

флуктуациям на входе (см. (3.86))

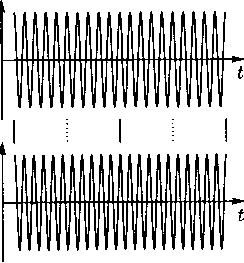
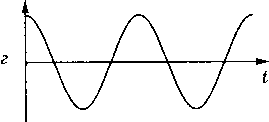
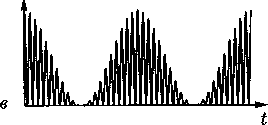
Для успешной реализации этого метода необходимо, чтобы вклад других источ­ников шумов не оказывал влияния на результат измерения. Флуктуации центральной частоты фильтра или амплитуды сигнала могут имитировать увеличение спектраль­ной плотности частотных флуктуаций. Вклад амплитудных флуктуаций может быть устранен за счет стабилизации амплитуды сигнала от генератора или путем измере­ния амплитуды вторым детектором с частотно независимым откликом и последующей нормализацией выходного сигнала фильтра. Присутствие амплитудных флуктуаций может быть обнаружено путем настройки центральной частоты фильтра или частоты сигнала так, чтобы эти частоты совпали. Горизонтальный участок характеристики фильтра на его центральной частоте менее восприимчив к частотным флуктуациям, и в случае не слишком больших уходов частоты наблюдаемые флуктуации в выходном сигнале будут связаны только с амплитудными флуктуациями входного.

Электронные частотомеры позволяют напрямую измерять частоты вплоть до нескольких гигагерц. В простейшем случае частотомер измеряет число периодов сигнала в течение заданного интервала времени г путем подсчета числа пересечений сигналом нуля при его положительной производной. Интервал счета задается опре­деленным числом периодов эталонной частоты. В этом простейшем случае частотное разрешение ограничено одним периодом. Однако часто электронные частотомеры используют методы интерполяции, позволяющие оценивать доли периода. В любом случае, ошибка измерения частоты уменьшается, как 1/т.

1. Гетеродинное измерение частоты. Более высокие частоты могут изме­ряться с использованием техники гетеродинирования. В гетеродине возникает сигнал с частотой, равной разности частоты исследуемого генератора v и эталонной часто­ты vq путем смешения этих двух сигналов. Рассмотрим два гармонических сигнала с очень высокими частотами v и vq (см. рис. 3.12, а, б), например, два лазерных

') При использовании частотных дискриминаторов необходимо принимать во внимание их инерционность (прим. ред.).

Рис. 3.12. а, б) Сигналы, различающиеся по частоте на 10%. в) Квадрат суммы сигналов а)



и б), г) Сигнал биений

поля, которые накладываются друг на друга на фотодетекторе. Частоты полей в этом случае намного больше тех, которые электроника способна отслеживать непосред­ственно. Однако мощность на фотодетекторе, пропорциональная квадрату амплитуды суммарного поля, содержит амплитудно-модулированный сигнал (рис. 3.12,в). Этот сигнал с разностной частотой

bWt = W~ Щ\ (3.87)

может быть выделен фильтром низких частот (см. рис. 3.12, г).

Фотодетектор создает сигнал, пропорциональный квадрату электрического поля, то есть он реагирует на входное поле существенно нелинейным образом. Аналогично этому в радиотехнике нелинейные устройства используются для получения произ­ведения двух входных сигналов. Напомним вкратце основные свойства такого сме­сителя. Он перемножает два сигнала, которые часто называются сигналом высокой частоты (RF) и сигналом гетеродина (LO), создавая на выходе сигнал промежуточной частоты (IF). Если входные сигналы являются гармоническими, то выходной сигнал

^ cos[(wrf + WLo)i] + ^ cos[(wrf - wlo)\*] (3.88)

cos(wrf^) cos(o>Lot)

содержит лишь суммарную и разностную частоты входных сигналов, но не сами эти частоты или их гармоники. Такой двойной балансный смеситель (рис. 3.13), часто используемый для смешения частот, представляет собой электронное устройство, состоящее из четырех диодов и двух трансформаторов и позволяющее создавать сигналы с суммарной и разностной частотами, не пропуская сами входные сигналы или их гармоники.

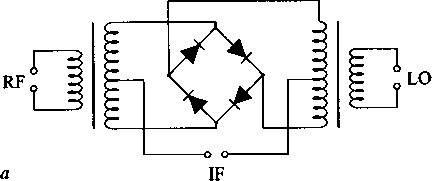


Рис. 3.13. Двойной балансный смеситель: а) схема; б) символическое изображение

Важным случаем применения такого устройства является ситуация, когда на вход подаются два сигнала с одинаковыми частотами o>lo = ^rf = ш, обладающие некоторой разностью фаз ф. Используя формулу (3.88), можно показать, что в этом случае }

cos(wf + *ф)* cos*(ut) = - [cos(2ujt + ф) +* cos *ф].* (3.89)

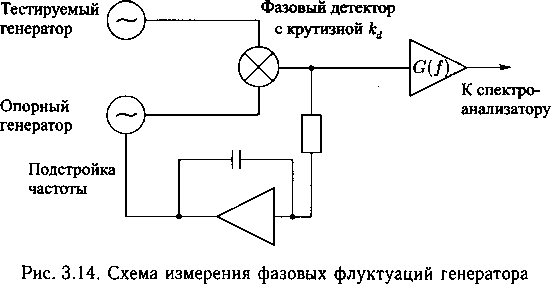
Выходной сигнал содержит высокочастотную составляющую | cos(2uit + ф) с удво-

» “ - 1 ж

еннои входной частотой плюс постоянное слагаемое - cos ф, зависящее от разности

фаз между двумя входными сигналами.

Следовательно, смеситель может использоваться как дискриминатор, позволяю­щий детектировать фазовые флуктуации, как на рис. 3.14 [1], где фаза тестируемого генератора сравнивается с фазой сигнала эталонного генератора. Флуктуации напря­жения на выходе смесителя, измеренные при помощи спектроанализатора, позволяют определить флуктуации разности фаз при условии, что амплитудная модуляция на входе пренебрежимо мала. Таким образом, можно охарактеризовать фазовые флуктуации тестируемого генератора при условии, что фаза эталонного генератора является существенно более стабильной.



Чтобы фазовый дискриминатор работал в режиме, когда его рабочая точка близка к 90° и функция косинуса в формуле (3.89) равна нулю, его отклик может быть аппроксимирован линейной характеристикой. Необходимым условием этого является равенство средних частот обоих генераторов в течение всего времени измерения. Другими словами, их средние фазы должны быть привязаны друг к другу. Эта привязка реализуется с помощью схемы фазовой автоподстройки частоты (PLL), использующей сигнал со смесителя в качестве сигнала ошибки и управляющей частотой эталонного генератора. При условии, что крутизна характеристики фазового дискриминатора ка и амплитудно-частотная характеристика усилителя G(f) извест­ны, спектральная плотность фазовых флуктуаций на частоте / может быть получена согласно формуле (3.80) из измерения среднеквадратичного отклонения фазы при полосе частот измерения в 1 Гц.

При измерении спектральной плотности флуктуаций фазы следует быть внима­тельным, если частота сдвигается путем сложения, умножения или деления. При сдвиге частоты (см. (3.87)) к фазовому шуму тестируемого генератора S^st(uo,f) добавляются фазовые шумы эталонного генератора и нелинейного устрой­

ства, осуществляющего сдвиг S^rans(/):

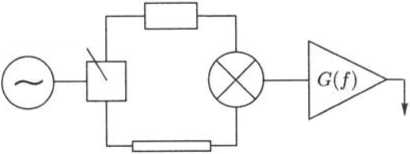
^(гл /) = SfVo, /) + Sf(ui, /) + Sps(/). (3.90)

Умножение частоты на N в нелинейном устройстве умножает фазу, и, следовательно, фазовые флуктуации, на тот же самый множитель N. Из формулы (3.80) следует, что в этом случае спектральная плотность фазового шума увеличивается в N2 раз:

5\*(ЛГио, Я = о, /) + 57“(/), (3.91)

где S"mlt(/) — спектральная плотность, добавляемая нелинейным устройством в про­цессе умножения. Подобно этому деление частоты на N уменьшает спектральную плотность в N2 раз. Следовательно, если частота высокочастотного сигнала делится, а не сдвигается вниз, то его фазовый шум уменьшается [43].

1. Автогетеродинирование. Фазовый шум одиночного генератора может быть измерен при помощи техники автогетеродинирования, в которой фазовые флук­туации генератора сравниваются с его же сигналом за предыдущие моменты времени (рис. 3.15). Выходной сигнал генератора расщепляется на два, и один из двух полу­ченных сигналов задерживается по отношению к другому. Затем они смешиваются и усиливаются. Расщепление сигнала и дальнейшее совмещение на смесителе делают эту систему аналогичной комбинации интерферометра с квадратичным детектором.



ф=7г/2

Делитель

мощности

Двойной

балансный

смеситель

Линия задержки

К спектро­анализатору

Рис. 3.15. Схема измерения фазового шума, использующая дискриминатор на основе линии

задержки

1. Измерение малых амплитудных и фазовых шумов в СВЧ-диапазоне. Измерение флуктуаций амплитуды и фазы малошумящих устройств на частотах, близких к частоте генерации, сопряжено с трудностями, поскольку мощность на несущей частоте обычно на несколько порядков выше, чем измеряемая шумовая мощ­ность. В 1968 году был предложен высокочувствительный интерферометрический метод таких измерений [44]. Позже он был усовершенствован и использован в из­мерениях со сверхвысокой чувствительностью [45]. В таком СВЧ-интерферометре (рис. 3.16) в плече, обозначённом Д, несущая частота гасится путем сложения сигнала с тестируемого устройства с фазой, сдвинутой на +90°, и опорного сигнала.

нюатор сдвигатель связи

Генератор

Атте- Фазо- Элемент

Тестируемое '' устройство СВЧ-интерферометр

Фазовращатель в опорном плече

Выход

Усилитель

Считывающая система

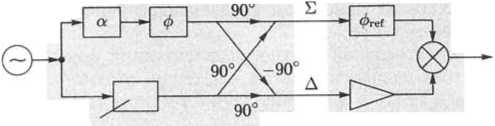
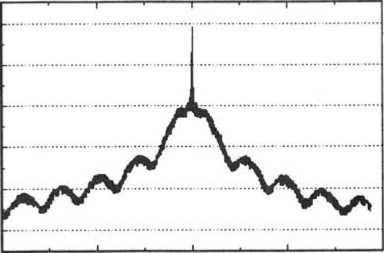


Рис. 3.16. СВЧ-интерферометр для измерения фазовых и амплитудных флуктуаций

сдвинутого по фазе на —90°. Сигнал с подавленной несущей частотой усиливается и смешивается с сигналом из опорного плеча Е. В зависимости от величины сдвига фазы в последнем схема позволяет измерять либо фазовые, либо амплитудные флук­туации.

1. Оптоволоконный интерферометр. Интерферометрические системы ча­сто используются в системах оптической связи для исследования спектров генерации диодных лазеров. Интерферометр в этих случаях включает в себя отрезок оптиче­ского волокна в качестве линии задержки и акусто-оптический модулятор (АОМ) (см. раздел 11.2.1), сдвигающий частоту в одном из плеч интерферометра. Если при этом время задержки мало по сравнению с временем когерентности лазера, то спектр мощности состоит из узкого пика (дельта-функции) на частоте АОМ, наложенного на пьедестал [46, 47] (рис. 3.17). Когда время задержки увеличивается настолько, что фазы оптического поля в плечах становятся некоррелированными, пик превращается в суперпозицию отдельных сдвинутых линий (это происходит, если время задержки примерно в шесть раз больше, чем время когерентности [46]). Для высококогерентных лазеров с шириной линии в 10 кГц необходимая длина линии задержки должна составлять несколько десятков километров. Однако применяется другой метод, в котором используется оптоволокно длиной в 100 метров, которое создает разность оптических путей, малую по сравнению с длиной когерентности лазера. В этом случае каждая частотная компонента интерференционного сигнала соответствует одной из фурье-компонент частотного шума лазера (имеются в виду только высокочастотные компоненты в области белых шумов, как показано на рис. 3.10, прим. ред.). В этом случае сравнение между рассчитанным и измеренным спектрами (рис. 3.17) позволяет найти ширину линии излучения лазера. Более того, оно позволяет также выявить источники ухудшения стабильности фазы [46].



-10 -5 0 5 10 /. МГц »

Рис. 3.17. Спектральная плотность мощности излучения лазера Se(v — ^о) с длиной волны 1,5 мкм и шириной линии 0,4 МГц, измеренная на выходе гетеродинного оптоволоконного интерферометра. График предоставлен У. Штерром

|  |  |
| --- | --- |
|  | 0 |
|  | -10 |
| и  И  Kt | -20 |
|  | -30 |
|  |  |
| 1  й | -40 |
| У | -50 |

1. Эффект переноса спектра. При вычислении спектральной плотности посредством цифровой обработки непрерывного сигнала следует соблюдать осто­рожность. Подобные ситуации возникают, например, при использовании цифровых спектроанализаторов, как показано на рис. 3.15. Хорошо известно, что гармониче­ский сигнал может быть однозначно оцифрован, если за период Т делаются как минимум два отсчета (см. например, окружности на рис. 3.18, а). Соответствующая

минимальная частота отсчетов

"N = j (3.92)

называется частотой Найквиста.

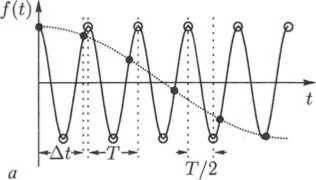


Рис. 3.18. Перенос спектра, а) Косинусоидальный сигнал (сплошная линия) может быть однозначно оцифрован при наличии как минимум двух отсчетов за период (окружности). При недостаточном числе отсчетов (точки) реконструированный сигнал выглядит как имеющий меньшую частоту (точечная линия), б) Составляющая сигнала с истинной частотой v\ = 1/Т, превышающей частоту Найквиста i>n (3.92), выглядит так, как будто ее частота оказывается

ниже

*v\*

*2i/n*

*1/ц*

Рассмотрим гармонический сигнал, который оцифровывается с частотой, мень­шей, чем два отсчета за период Т (точки на рис. 3.18, а). При этом частота сигнала будет выше частоты Найквиста. В данном случае (рис. 3.18, а) десяти периодам сиг­нала соответствует одиннадцать точек, в которых проводится оцифровка, и частота сигнала и = 20/11 на 82% больше, чем частота Найквиста. В результате оцифро­ванный сигнал выглядит, как гармонический сигнал, однако с меньшей частотой по сравнению с истинным значением и. В частотном представлении (рис. 3.18,6) этот сигнал возникает на частоте и' = у/10 = 0. 18i/jv. которая на 82% меньше частоты Найквиста. Итак, реально существующая частотная составляющая с частотой, пре­вышающей частоту Найквиста, как бы «отражается» от нее.

В случае, если сигнал оцифровывается слишком грубо, то есть в исходной спек­тральной плотности есть составляющие с частотами выше частоты Найквиста, спек­тральная плотность на участке между и 2^дг отразится на интервал 0 < v < и^. В результате измеренная спектральная плотность оказывается искаженной за счет вкладов, лежащих вне этого интервала. Это явление, возникающее при недостаточ­ной частоте выборок, получило название «перенос спектра» (aliasing).

**§ 3.6. Стабилизация частоты при наличии шумов**

В схеме стандарта частоты, приведенной на рис. 1.3, где для стабилизации используется сигнал пассивного репера частоты, флуктуации сигнала I от пассивного эталона приводят к появлению флуктуаций стабилизируемой частоты. В качестве примера рассмотрим зашумленный сигнал в схеме, где в качестве эталона исполь­зуется линия поглощения. Девиации частоты генератора от центральной частоты uq измеряются с помощью модуляции частоты на ±Дг//2 и последующего сравнения сигналов на правом и левом склонах линии поглощения (рис. 3.19). Флуктуации сигнала в рабочей точке i/wp и погрешность частоты uwp, равная асвязаны

между собой через величину крутизны склона линии поглощения в точке uwp:

1

|  |  |
| --- | --- |
| dl(v) |  |
| dv | "wp |

<т("> = <т<7>

(3.93)

В общем случае крутизна склона может быть представлена в следующем виде:

*d.1* *jr I max*

(3.94)

*di> ~*

где К — константа порядка единицы, зависящая от вида функции I(v), а Аи — полная ширина линии на уровне половины максимума. В качестве примера мы аппроксимировали I(i>) на рис. 3.19 равнобедренным треугольником с высо­той /тах и основанием 2Av. В этом простом случае К = 1. Вторым важ­ным примером является функция 1(и) =

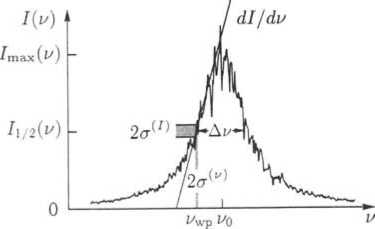


Рис. 3.19. Влияние флуктуаций сигнала пас­сивного эталона частоты на стабильность ча­стоты

= /тах{1 + COs[27r(l/ - V0)t]}/2, КОТОрЭЯ

встречается в случае возбуждения по методу Рэмси (см. (6.44)). Для него К = п.

Часто флуктуации сигнала сводятся к белому шуму частоты, возникающему, например, из-за пуассоновского шума при детектировании фотонов или ато­мов. При этом

а(0(Т) = а(1)!т = 1 с) \* (3.95)

*s/т*/с

Из соотношения (3.93) следует полезная формула, позволяющая оценить предельно достижимую стабильность стандарта частоты:

1

(3.96)

*К Q S/N '*

где Q = vq/Au, а(|/) = и отношение сигнал/шум S/N задается значениями

сигнала 5 = Ттах и шума N = сг(/)(т = 1 с). Формулу (3.96) следует модифицировать, если атомы опрашиваются лишь в течение доли т/Тс полного цикла возбуждения Тс. При этом справедливо выражение:

/ ч \_ 1 1 1

(3.97)

*7у(Т) К Q S/N*

Формулы (3.96) и (3.97) широко используются для определения достижимой стабиль­ности частоты, задаваемой девиацией Аллана, при известном значении отношения сигнал/шум.

1. Ухудшение стабильности вследствие эффекта переноса спектра.

В стандартах частоты, где генератор привязывается к пассивному эталону представленными выше модуляционными методами, стабильность частоты не всегда достигает значения (3.97) из-за различных эффектов переноса спектра. Эти эффекты накладывают собственные высокочастотные шумы внутреннего осциллятора в стандарте на частоту сигнала стабилизированной системы.

Эффекты, носящие также название «интермодуляционных» [48, 49], возникают вследствие нелинейности склона дискриминантной характеристики, которая исполь­зуется для получения сигнала ошибки (см. рис. 3.19). Нелинейные элементы в петле обратной связи создают разностные частоты между гармониками частоты модуляции и близкими к ним высокочастотными компонентами шума генератора, подмешивая их в рабочий диапазон частот. Возникающие при этом низкочастотные флуктуации интерпретируются петлей обратной связи как флуктуации частоты, которые она пытается компенсировать, создавая избыточный сервосигнал. В итоге флуктуации частоты стабилизированного генератора увеличиваются.

Этот эффект особенно выражен в пассивных стандартах частоты, работающих или опрашиваемых в импульсном режиме, например, атомных фонтанах (§ 7.3) или стандартах частоты на основе единичных ионов, (гл. 10), где атомы последовательно подготавливаются и опрашиваются. Периодическая активация обратной связи только на время опроса также может переносить частотный шум генератора вблизи гар­моник частоты опроса в рабочий диапазон и, следовательно, в диапазон системы обратной связи. Увеличение шума из-за этого эффекта, предсказанного Диком [50] и обнаруженного в атомных стандартах частоты, носит название «эффекта Дика».

Степень снижения стабильности зависит от конкретного режима опроса. Она была вычислена для нескольких различных схем и наборов параметров [51, 52, 53]. Часто используется «функция чувствительности» g(t), равная значению отклика атомной системы в момент времени t на единичный скачок фазы или на импульс­ный выброс частоты опрашиваемого генератора [50]. Функция чувствительности позволяет учитывать, что во время опроса пассивного резонанса влияние частотных флуктуаций генератора на сигнал ошибки может существенно различаться в раз­личные моменты цикла опроса Тс. В качестве примера рассмотрим синусоидально модулированный генератор, чьи частотные флуктуации почти не сказываются, когда мгновенная частота находится вблизи максимума спектральной линии, и оказывают максимальное влияние, когда мгновенная частота находится на участке максималь­ной крутизны (см. рис. 2.15). Функция чувствительности в этом случае представляет собой периодическую функцию с периодом Тс, фурье-разложение которой имеет вид

ОО



т= — оо

(3.98)

где /с = 1 /Тс. Вклад спектральной плотности Sy° флуктуаций частоты нестаби- лизированного генератора в итоговую дисперсию Аллана может быть вычислен следующим образом с учетом соответствующих фурье-компонент функции чувстви­тельности [51, 52]:



(3.99)

где до — среднее значение g(t) за время Тс. Поскольку эффект Дика и интермоду­ляционный эффект могут существенно сказываться на стабильности большинства современных стандартов частоты, необходимо подбирать генераторы, чьи шумовые характеристики отвечали бы выбранным схемам опроса [51].

**Глава 4**

**МАКРОСКОПИЧЕСКИЕ СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ**

Резонаторы представляют собой макроскопические структуры со специально по­добранной геометрией, в которых можно возбуждать колебания на некоторых опре­деленных частотах. Такие частоты, называемые собственными, однозначно определя­ются размерами резонаторов и свойствами материала, из которого они изготовлены. Одной из областей применения резонаторов является стабилизация частоты гене­раторов, которые используются во вторичных стандартах частоты. Так, например, в кварцевом генераторе (см. §4.1) частота задается колеблющейся кварцевой пла­стинкой. В СВЧ (§4.2) и оптическом (§4.3) диапазонах используются объемные полые и диэлектрические резонаторы. Кроме того, пустотелые объемные резонаторы используются в квантовых стандартах частоты.

**§4.1. Пьезокристаллические резонаторы**

Частоты механических колебаний, возбуждаемых в твердых телах, зависят от свойств материала и размеров резонатора. Некоторые материалы, например, кварц, (S1O2) или лангасит (LaaGasSiOu) и его изоморфы, обладают пьезоэлектрическими свойствами, позволяющими преобразовать их высокочастотные механические коле­бания в электрические сигналы.

1. Основные свойства пьезоэлектрических материалов. Рассмотрим пла­стинку из пьезоэлектрического материала, на противоположные стороны которой нанесен тонкий слой металла. Если к такой пластинке приложить механическую силу, то положительно и отрицательно заряженные центры в каждой элементарной кристаллической ячейке сместятся по отношению друг к другу. Внутри пластинки эти заряды компенсируют друг друга, однако на металлизированных поверхностях возникнут нескомпенсированные заряды, которые приведут к появлению электриче­ского напряжения, зависящего от электрической емкости С. Следовательно, любые механические колебания пьезоэлектрической пластинки напрямую преобразуются в переменное электрическое напряжение. И наоборот, разность потенциалов, прило­женная к пластинке, порождает механическую силу, так что переменное напряжение может использоваться для возбуждения механических колебаний.

Существует несколько кристаллических модификаций кварца, причем при тем­пературе ниже 573° С термодинамически стабилен Q-кварц. Эта модификация обла­дает рядом свойств, которые делают ее уникальным материалом для изготовления резонаторов. Во-первых, высокая механическая жесткость и гибкость позволяют возбуждать в вырезанных специальным образом пластинках колебания с высокой добротностью Q. Во-вторых, кристаллы чистого кварца можно выращивать в боль­ших количествах по относительно доступной цене. В-третьих, кварц легко обраба­тывается.

Лангасит (La3Ga5SiOi4) и его изоморфы — ланганит (La3Ga5.5Nbo.5O14) и лан- гатат (La3Ga5.5Tao.5O14) — обеспечивают еще более высокую добротность и пьезо­электрическую связь, чем наилучшие срезы кварца. У этих материалов отсутствуют фазовые переходы вплоть до температуры плавления, составляющей около 1400 °С. Поэтому в отдельных приложениях они используются в качестве альтернативы кварцевым резонаторам.

1. Механические резонаторы. В образцах кварца могут возбуждаться ме­ханические колебания сложной структуры. Чтобы вычислить частоты определенных мод. колебаний, мы ограничимся простейшим случаем прямоугольной пластинки, для которой рассмотрим моды растяжения, моды изгиба и сдвиговые моды (см. рис. 4.1). Рассмотрим прямоугольную пластинку длины /, ширины w и высоты b из однородного и изотропного материала. Сила F, приложенная с двух сторон пластинки, вызовет ее растяжение на Д/ (см. рис. 4.1, а). В случае упругой деформации, когда выполняется закон Гука, относительное удлинение будет пропорционально приложенной силе, F = ЕАА1/1, где А = а ■ b и Е — модуль Юнга материала пластинки. Это формулу можно также записать в виде:

*S = Es,* (4.1)

где S = F/А есть механические напряжение, a s = Al/l — созданная им деформация. Подобно случаю пружины с грузиком, в пластинке могут возбуждаться колебания и материал пластинки будет попеременно то растягиваться, то сжиматься. В момент растяжения пластинки ее ширина и высота будут уменьшаться (рис. 4.1, а). В изо­тропном материале как ширина, так и высота сокращаются в одинаковой пропорции. Соответствующее изменение относительных размеров обычно описывается формулой Аа/а = Ab/b = -crAl/l, где параметр а называется коэффициентом Пуассона. В об­щем случае формула (4.1) должна быть заменена тензорным уравнением, поскольку сила, приложенная по одному направлению, может приводить к различным деформа­циям во всех направлениях.



- *I - 1+А1*

*а б*

***в***

*г д*

Рис. 4.1. Типы колебательных мод в пластинке кристаллического кварца: а) мода растяжения; б) мода изгиба; в) контурная сдвиговая мода; г) мода сдвига по толщине, основная гармоника; д) мода сдвига по толщине, третья гармоника

Напомним, как вычисляются собственные частоты свободно колеблющегося длин­ного стержня (/ «С w, Ь). В этом случае изменением толщины можно пренебречь, так что необходимо учитывать только составляющую напряжения, направленную вдоль оси х. Собственные частоты таких продольных колебаний могут быть получены из второго закона Ньютона и закона Гука. В отличие от точечной массы, которая рассматривалась при выводе уравнения (2.4), в данном случае следует рассмотреть большое число элементов Атг, связанных между собой силами YlFij. Мы будем моделировать тонкий стержень линейной цепочкой элементов Дто\*, где элемент гс координатой д\* взаимодействует только со своими непосредственными соседями. Второй закон Ньютона для каждого из элементов г в этом случае записывается, как

*Jt^miTtqi)=Fii+l~Fi-lA‘* (42)

Вводя плотность р = А 1щ/(ААх), а также непрерывную функцию u(x,t), описы­вающую смещение элементов, можно перейти от отдельных масс Дто\* к упругому континууму, полагая „ \_ , д.

*±(Ат±а]->ААхр?-ди{-^* (4-3)

*dt \ dt ) Л\*хрсн т у*

“ (4-4)

Приравнивая друг к другу правые части уравнений (4.3) и (4.4) в соответствии с (4.2), получим:

*д du(x,t) \_ oS(x. t*) /4

*^ dt dt дх*

Учтем теперь в уравнении (4.5) закон Гука, связывающий деформацию s(x,t) и на­пряжение S(x,t):

S(x,() = £»<x.f) = E^. (4.6)

В результате получим волновое уравнение для и(x,t):

(47)

Это уравнение можно упростить подстановкой функции вида:

и(х, t) = u(i) exp[iut), (4.8)

что дает: „

—? и(х) + k2u(x) = 0, (4.9)

*дх*

\*-“71

где

(4.10)

* волновое число.

Решениями уравнения (4.9) являются синус, косинус и любые линейные ком­бинации этих функций. Однако, набор возможных решений должен удовлетворять граничным условиям. Так, если оба конца стержня не закреплены, то напряжение в точках х = 0 и х = I должно быть равно нулю. Из уравнения (4.6) мы получаем, что при этом ди(х)/дх = 0, и, следовательно,

*u(x) = Acoskx,* (4.11)

где к = тж/l. Учитывая выражение (4.10), можно получить набор эквидистантных собственных частот колебаний стержня:

^ = =v/E7р. (4-12>

где то = 1,2,3,...

Для противоположного случая тонкой пластинки, длина которой V (в этом случае был бы более приемлем термин «толщина») много меньше поперечных размеров

(/' < а и I' < 6), другими составляющими напряжения пренебрегать уже нельзя. В ра­боте [55] были выполнены соответствующие вычисления, по своей сути аналогичные представленным выше, но более громоздкие. В результате набор собственных частот описывается выражением:

1 — а

(4.13)

*Шт*

(1 + сг)(1 - 2а) '

*\_ тп Е*

Сравнение формул (4.12) и (4.13) показывает, что величина wm// из форму­лы (4.13) всегда меньше, чем uw из формулы (4.12), причем их отношение у/(1 — сг)( 1 — а — 2а2) определяется коэффициентом Пуассона. Поскольку обе фор­мулы (4.12) и (4.13) являются предельными случаями прямоугольного блока, можно предположить, что частоты продольных мод блока должны уменьшаться с увеличени­ем его поперечных размеров. Следовательно, для такого блока должны существовать различные собственные частоты для колебательных мод растяжения вдоль различ­ных направлений.

Эта простая модель не учитывает всего разнообразия эффектов, которые имеют место в реальном случае, например, в пластинках кварца. Во-первых, в зависимости от направления приложенной силы, помимо мод растяжения, могут возбуждаться другие типы колебаний (см. рис. 4.1). Во-вторых, в результате механической связан­ности колебаний в различных направлениях, описываемой коэффициентом Пуассона, соответствующие собственные моды могут быть связаны друг с другом. В-третьих, кварц является сильно анизотропным материалом, о чем можно догадаться уже из сложной формы кристалла (см. рис. 4.2, а), говорящей о разной скорости роста по различным направлениям. Подобно этому упругие константы и коэффициенты тепло­вого расширения кварца также отличаются по различным направлениям. Результатом является зависимость собственных частот от внешних параметров, которая может влиять на стабильность частоты кварцевых осцилляторов.

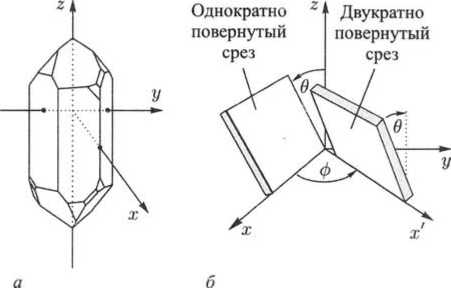


Рис. 4.2. а) Кристалл природного кварца, б) Ориентация однократно и двукратно повернутых срезов кристалла кварца, в) Углы для некоторых важных срезов согласно [2]. Определение

углов в и ф см. на рис. б)

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
| АТ | I | 1  FC IT SC |
| V | • |  |
| ВТ | LC | • |
|  | 1 | RT  I |

90°

60°

30°'

0°'

'-30°

-60°'

-90°

0°

10°

**20**°

30°

*<ь*

Такая зависимость от внешних условий может быть значительно подавлена за счет использования специальных срезов кварца. Было обнаружено, что так называе­мый АТ-срез позволяет создавать устройства с пренебрежимо малыми температурны­ми зависимостями электрических параметров. SC-срез, в свою очередь, обеспечивает превосходную компенсацию механических деформаций. С другой стороны, LC-срез

дает образцы, обладающие почти линейной температурной зависимостью, что может быть использовано в кварцевых термометрах. В этих приборах температура пластин­ки определяется по частоте ее колебаний. Ориентация некоторых характерных срезов по отношению к кристаллографическим осям показана на рис. 4.2, бив.

1. Эквивалентная схема. В кварцевых генераторах энергия периодически преобразуется из электрической энергии, запасенной в конденсаторе, в механическую энергиями упругих деформаций кристалла и обратно. Этот обмен между электри­ческой и механической энергией аналогичен тому, который имеет место в случае колебательного контура. В нем энергия попеременно перекачиваются из магнитного поля катушки индуктивности L в электрическое поле конденсатора С. Кварцевый резонатор может быть представлен в виде эквивалентной электрической схемы, по­казанной на рис. 4.3. Сопротивление R в этой схеме учитывает диссипацию энергии колебаний за счет выделения тепла в кристалле и его креплении. Цепь C-L-R называется динамической ветвью и представляет собой электрический эквивалент колеблющейся кварцевой пластинки, связанной с электрической цепью посредством пьезоэффекта. Статическая емкость электродов и подводящих проводов обозначена как Со- Чтобы найти резонансную частоту кварцевого осциллятора, необходимо вычислить импеданс Z эквивалентной схемы рис. 4.3:

! = \_!\_ + \_!\_ = ! + (4.14)

***z z2 i \_L + R J-*** '

lo-L + t л

*R*

*CL*

*Со* 1—

Рис. 4.3. Эквивалентная электрическая схема кварцевого резонатора

В общем случае импеданс Z — это комплексная величина, определяющая отклик по току на гармоническое напряжение единичной амплитуды. Действительная часть Z представляет собой обычное электрическое сопротивление. Мнимая часть, назы­ваемая реактансом, положительна, когда фаза тока отстает от фазы напряжения. Характерные эквивалентные значения для кварцевого резонатора с частотой 4 МГц составляют L « 100мГн, С « 0.015 пФ. С0 » 5пФ и R « ЮООм. Как видно, вбли­зи резонанса сопротивление R мало по сравнению с остальными составляющими импеданса. Пренебрегая этим сопротивлением, получим, что импеданс (реактанс) резонатора равен

\_L\_ + iwL + J\_ ^WCC0L+^ w Co + C — J\*LCCo iuiCq iwC

*JL*

*Со*

]

*u> LC -* 1

*ш ССр*

(4.15)

Z =

JLC - 1

Кварцевый резонатор обладает двумя выделенными частотами, при которых Z = 0 или Z = оо. Они называются частотами последовательного резонанса va и параллель-

ного резонанса ир соответственно. Их можно найти, приравнивая нулю числитель и знаменатель в формуле (4.15):

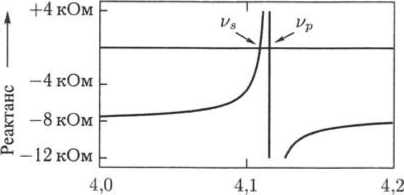
1\_

для последовательного резонанса, (4.16)

для параллельного резонанса. (4.17)

*V° ~ 2nVTC*

Частоты последовательного и параллельного резонансов оказываются близки друг к другу (см. рис. 4.4). Для вышеприведенного численного примера их отличие составляет всего 0,15%. Частота последовательного резонанса зависит от стабильной величины LC, в то время как частота параллельного резонанса включает допол­нительно емкость Со, зависящую от емкости электродов и подводящих проводов, поэтому она может значительно варьироваться.



V. МГц »

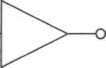
Рис. 4.4. Реактанс кварцевого осциллятора с резонансной частотой 4 МГц, вычисленный по формуле (4.15), при L = 100 мГн, С = 0.015 пФ и С0 = 5 пФ

В генераторах на кристаллических осцилляторах используется крутая зависи­мость реактанса от частоты в диапазоне между va и i/p (см. рис. 4.4). Основными составляющими генератора являются усилитель в качестве активного элемента и кварцевый резонатор, помещенный в цепь обратной связи (см. рис. 4.5), которая может быть реализована посредством различных схем (см., например, [22]). Для поддержания постоянной амплитуды колебаний коэффициент передачи в петле об­ратной связи должен быть равен единице согласно формуле (2.54), а фазовый сдвиг должен быть кратен 27т (2.55). Учитывая крутизну частотной зависимости реактанса выполнение этих условий в генераторе достигается при очень малых отклонениях ча­стоты, даже если параметры остальных элементов цепи обратной связи изменяются, например, при колебаниях температуры.

Кварцевый

резонатор

*Ф*



Усилитель

Рис. 4.5. Схема кварцевого генератора

Положим, что в схеме, показанной на рис. 4.5, усилитель вносит сдвиг фазы Дфатр- поддержания генерации этот сдвиг фазы должен быть компенсирован противоположным по знаку сдвигом фазы в резонаторе: Д^ге» = -Д^атр. который соответствует определенному сдвигу частоты резонатора. Последний можно оценить исходя из зависимости фазы от частоты вблизи резонанса (см. рис. 4.4). Из формулы (2.62) следует, что

— = Д^ашр. (4.18)

t'o 2 Ql н

где Ql, — добротность нагруженного резонатора. Следовательно, для достижения высокой частотной стабильности необходимо использовать высокодобротные резона­торы и усилители, обладающие малыми флуктуациями фазы Дфятр.

В ряде случаев возникает необходимость настраивать частоту кварцевого генера­тора. Для этого может быть использована, например, дополнительная нагрузочная емкость Cl (см. рис. 4.3), влияющая на частоту последовательного резонанса. В этом случае она может быть вычислена исходя из импеданса эквивалентной схемы резонатора (4.14) и конденсатора Cl, соединенных последовательно:

\_ 1 С + Ср + Cl — ui'LC(Cq + Cl) ^ jg^

* *iuCL Со* + *С* - *JLCCo*

Модифицированная частота последовательного резонанса вычисляется, опять же, путем приравнивания числителя нулю:

]

<4-2о>

(4.21)

1. *пу/LC*

При С < Со + Cl можно разложить корень в ряд:

*С*

1. +

*2(C0 + Cl)*

Следовательно, нагрузочная емкость Cl сдвигает частоту последовательного резо­нанса на величину

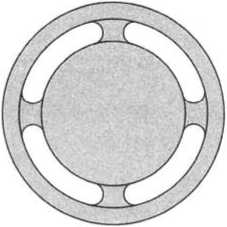
~ . (4.22)

v. 2(Со + Cl)

Обычно нагрузочная емкость представляет собой конденсатор с постоянной емко­стью, последовательно соединенный с варактором (варикапом), то есть конденсато­ром, емкость которого зависит от приложенного к нему напряжения. Это позволяет осуществлять тонкую подстройку частоты кварцевого генератора. В таком кварце­вом осцилляторе, управляемом напряжением (Voltage Controlled Crystal Oscillator, VCXO), подбирается компромисс между высокой стабильностью частоты кварцевого резонатора и возможностью ее подстройки (диапазон перестройки обычно составляет Ю~5 < Аи/и < 10~4). Характерная относительная стабильность частоты кварцевых генераторов, управляемых напряжением, составляет несколько единиц на 10-6 при обычных температурных условиях.

Изготовление кварцевых пластинок, достаточно тонких, чтобы обеспечивать ча­стоты основных мод колебаний выше 30 МГц, сопряжено с определенными труд­ностями. Для этого используются специальные электронные цепи, позволяющие селективно возбуждать высшие моды кварцевых резонаторов или привязывать по фазе 1,С-генератор к высшим гармоникам кварцевого резонатора, осциллирующего на более низкой частоте.

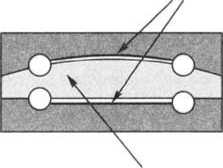
1. Стабильность и точность кварцевых генераторов. Фазовая и ампли­тудная нестабильность кварцевых генераторов обусловлена рядом различных причин. К ним относятся старение, шумы в электронных схемах, а также внешние воздей­ствия, такие, как температура, ускорения и магнитные поля. К старению также может привести ослабление механических напряжений в кристалле и креплениях, происхо­дящее в течение нескольких месяцев после изготовления резонатора, абсорбция или десорбция молекул, наличие постоянного электрического напряжения на кристалле, изменения нагрузочного реактанса (4.22) и другие причины. Для достижения высо­кой добротности, уменьшения связи между колебательными модами (см. рис. 4.1) и снижения внешних нагрузок высокое значение имеет правильный монтаж кристал­ла. Нанесение металлических электродов, как правило, приводит к возникновению механических напряжений в кварцевой пластинке, которые постепенно ослабевают и вызывают дрейф резонансной частоты, внося свой вклад в процесс старения. Этой разновидности старения можно избежать в так называемой безэлектродной структуре резонатора типа BVA [56] (рис. 4.6). В этой конфигурации электроды наносятся не на саму колеблющуюся кварцевую пластинку, а на дополнительные кварцевые пластинки, которые отстоят от основной на несколько микрон. Кроме этого, отсутствие механического контакта колеблющейся пластинки с электродами приводит к повышению добротности резонатора за счет уменьшения диссипации энергии в материале электродов.



*б*

Рис. 4.6. Кварцевый резонатор типа «BVA». а) Вид сбоку на колеблющуюся пластинку, зажатую между двумя кварцевыми держателями с нанесенными на них электродами, б) Вид сверху на колеблющуюся пластинку с четырьмя кварцевыми мостиками, соединяющими ее с внешним кольцом, которое зажимается держателями

Электроды



Колеблющаяся

пластинка

*а*

Несмотря на использование температурно компенсированных срезов, флуктуа­ции температуры оказывают определенное влияние на частоту кварцевых осцил­ляторов. Более высокой устойчивостью к температурным флуктуациям обладают температурно-компенсированные кварцевые осцилляторы (Temperature Compensated Crystal Oscillator, ТСХО), в которых температурная зависимость кварцевого кристал­ла компенсирована температурно-зависимым реактансом. Еще более высокая ста­бильность (см. табл. 4.1) может быть получена для кварцевых осцилляторов с ком­пьютерным управлением (Microcomputer Compensated Crystal Oscillator, МСХО), в которых используются резонаторы, возбуждаемые одновременно на основной ча­стоте i/i и на третьей гармонике и3 « 3i/|. Разность частот 3i/j —1/3 практически линейно зависит от температуры с коэффициентом, равным (примерно) —14 Гц/К. В осцилляторах МСХО разность частот отслеживается микрокомпьютером, который корректирует частоту генерации соответствующим образом.

Таблица 4.1. Параметры кварцевых осцилляторов [2]

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
|  | ТСХО | МСХО | ОСХО |
| Относительная нестабильность, за год | 2 • 1(П6 | СП  о  1  оо | 1 • 1(Г8 |
| Старение, за год | 5 • 1(Г7 | 2 • 1(Г8 | 5 • 1(Г9 |
| Температурная нестабильность, за год (—55° +85°) | 5 • 1(Г7 | СО  о  1  00 | 1 • 1(Г9 |
| <ту(т = 1 с) | 1 • 1(Г9 | о  7  О  СО | 1 • 1(Г12 |

В термостабилизированных кварцевых осцилляторах (Oven Controlled Crystal Os­cillator, OXCO) кварцевый кристалл, вырезанный по направлению, обеспечивающему минимальный температурный коэффициент, помещается в камеру, где с помощью термостата поддерживается постоянная температура > 80° С. Типичные промышлен­ные высокостабильные осцилляторы с частотой 10 МГц обладают относительной ста­бильностью частоты в несколько единиц на 10-11 за период времени от нескольких секунд до нескольких часов.

Частотная стабильность кварцевых осцилляторов зависит от большого числа факторов окружающей среды. Хотя кварц и является диамагнетиком, кварцевые резонаторы все же обладают чувствительностью к внешним магнитным полям, что может вызвать относительные изменения частоты около 2 ■ 10“8 Тл [57]. Виб­рации и удары также влияют на частоту осцилляторов. В этом случае причиной изменения частоты является ее зависимость от механических напряжений. Для лучших резонаторов типа BVA с кристаллом, вырезанным по направлению SC, относительные изменения частоты, вызванные ускорением, находятся в диапазоне от Ю-105-1 до 10-12д~1 [57]. Флуктуации влажности и давления в окружающей среде воздействуют на частоту через деформации корпуса резонатора и электронных цепей генератора. Флуктуации напряжения питания могут изменять напряжение на резонаторе и нагрузочный реактанс, что, в свою очередь, может влиять на амплитуду и фазу сигнала в петле обратной связи генератора. Шумы в электронных цепях являются еще одним фактором, дающим вклад в нестабильность частоты кварцевых осцилляторов.

Сверхстабильные кварцевые осцилляторы на частоте 10 МГц изготавливаются с использованием резонаторов типа BVA с кристаллом, вырезанным по направлению SC, причем для стабилизации частоты используется третья гармоника. При этом девиация Аллана составляет сгу(т) < 10-13 за времена усреднения 0.3 с ^ т ^ 500 с. Что касается уходов частоты, вызванных старением, то для лучших образцов были получены значения от 2 • 10-11 до 5 • 10-13 в день.

§ 4.2. Объемные резонаторы СВЧ

Для стандартов частоты сверхвысокочастотного (СВЧ) диапазона обычно исполь­зуются объемные резонаторы, в которых электромагнитные поля создаются в струк­турах, ограниченных электропроводящими поверхностями. Эти поверхности задают свойства электромагнитного поля внутри резонатора. Для количественного анали­за объемных резонаторов необходимо решить уравнения Максвелла с граничными условиями, определяемыми конкретной формой резонатора. Здесь мы ограничимся случаем резонатора в форме правильного цилиндра, который широко используется в стандартах частоты, например, в водородном мазере (см. § 8.2) или в цезиевом фон­тане (см. § 7.3). Такой резонатор можно рассматривать как отрезок цилиндрическо­го волновода, закрытого с обоих концов ме­таллическими крышками (см. рис. 4.7).

Выберем координатную систему так, чтобы ее ось 2 совпадала с осью цилиндра длины L и радиуса R. Обозначим через г расстояние до оси, а через ф — угол пово­рота вокруг нее относительно выбранного направления (цилиндрические координаты). Для математического описания свойств ре­зонаторов мы будем использовать двухэтап­ную процедуру. Сначала, с помощью урав­нений Максвелла, определим типы электро­магнитных волн, которые могут распростра­няться в цилиндрическом волноводе. По­сле этого найдем конфигурации и частоты стоячих волн, возникающих, если закрыть концы волновода. Эти расчеты будут вы­полнены в следующем разделе. Далее мы рассмотрим резонаторы, заполненные диэлектриком, которые также находят применение в стандартах частоты.

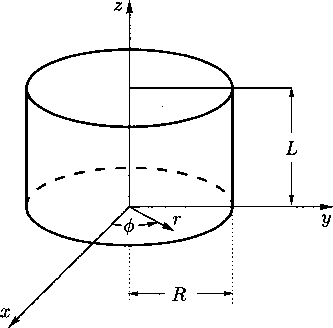


Рис. 4.7. Правильный цилиндр и коорди­натная система, используемая для анализа объемных СВЧ-резонаторов

1. Уравнения электромагнитных волн. Обычно рассмотрение резонаторов начинают с дифференциальных уравнений Максвелла для напряженности электриче­ского поля Е и магнитной индукции В в некотором объеме пространства, свободном от токов и зарядов и заполненном однородной средой без потерь [58]:

V х Е = (4.23)

VxB **= mee0f,** (4.24)

* • Е = 0, (4.25)
* • В = 0. (4.26)

Здесь цо = 47г • 10-7В • с/(А • м) и £о = 8,854 • 10-12 А • с/(В • м) — магнитная и диэлектрическая проницаемости вакуума. Из этих формул может быть получе­но волновое уравнение для напряженности электрического поля. Для этого возь­мем ротор от уравнения (4.23): V х (V х Е) = V х (—дЪ/дЬ). Используя затем хорошо известное соотношение V х V х Е = V(V ■ Е) - V ■ (VE), получим, что

1. — V2E = Vx (dB/dt) = —d/dtV хВ = —fifioeeod2E/dt2, что дает волновые урав­нения как для электрического, так и для магнитного полей:

V2E - Щ ^ = 0, (4.27)

с2 *dt2*

V2B-£\*? = 0. (4.28)

с2 *dt2*

Здесь мы использовали выражение для скорости света в вакууме с = 1/уЩёо. Пред­полагая гармоническую зависимость полей от времени и вводя множитель exp(iurf), можно получить уравнения для амплитуд:

V2E + k\jE - 0, V2B + fe^B = 0,

(4.29)

(4.30)



(4.31)

где

* волновое число.

Для решения этих уравнений необходимо принять в рассмотрение граничные условия, как это было сделано в разделе 4.1.2. Для простоты предположим, что стен­ки обладают бесконечной проводимостью и потери в них отсутствуют. Тангенциаль­ная составляющая электрического поля на идеально проводящей поверхности должна быть равна нулю, поскольку распределение зарядов внутри идеального проводника, возникающее под влиянием этого поля, полностью компенсирует приложенное поле. Кроме того, на границе раздела между двумя средами «1» и «2» как тангенциальная компонента электрического поля, так и нормальная компонента магнитного должны быть непрерывны, то есть должны выполняться равенства:

(4.32)

(4.33)

л х Ei = п х Е2, n Bi = п • Вг,

где п — вектор нормали к поверхности. Поскольку внутри идеального проводника Ег = 0 и Вг = 0, граничные условия принимают простую форму:

(4.34)

(4.35)

п х Ei |s = О, п • Bi |s = 0.

В соответствии с (4.34) электрическое поле Е на поверхности S цилиндра должно быть ортогонально к ней. Соответственно и нормальная компонента магнитного поля на идеально’проводящей поверхности должна быть равна нулю, поскольку магнитное поле, проникающее внутрь проводника, будет индуцировать токи, создающие проти­водействующее магнитное поле. Решения волновых уравнений (4.27) и (4.28) должны учитывать граничные условия (4.34) для Е и (4.35) для В. Им будут соответствовать типы волн, которые могут распространяться в волноводе. Достаточно определить только ^-компоненты полей, поскольку, как будет показано ниже, остальные могут быть вычислены через них.

1. Электромагнитное поле в цилиндрическом волноводе. Будем исполь­зовать цилиндрическую систему координат г, ф, z с соответствующими единичными векторами ег, е^,е2. Волна, распространяющаяся по волноводу в направлении +z, описывается выражениями

E(r) = Е(г, ф)е~1кг, B(r) = B(r, (p)e~ikz

(4.36)

(4.37)

гле к — волновое число. Если известна аксиальная составляющая поля (^-компонента), то радиальная и азимутальная составляющие могут быть найдены из уравнений Максвелла (4.23) и (4.24) следующим образом. Рассмотрим уравне­ние (4.24) и запишем ротор магнитного поля В в цилиндрических координатах:



) ez. (4.38)

Расписывая выражения (4.24) и (4.38) покомпонентно, мы получим следующие урав­нения:

1. *с) И*

*шц/М)€еоЕг = - -щ- + 1кВф,* (4.39)

*дВ*

*гшц/лоееоЕф = -ikBr -* (4.40)

. jp 1 д(гВф) 1 дВг /л Л\\

"т“»-Б\* = ; \* (4'4|) Аналогичным образом уравнение (4.23) дает:

*-шВг = ±^ + 1кЕф,* (4.42)

*ЯР*

—гшВф = —ikEr —(4.43) а" (4.44)

*в* \_ 1 *д(гЕф)* 1 *дЕг z г дг г дф'*

Можно скомбинировать эти уравнения (например, формула (4.45) получается из

1. и (4.43)), с целью выразить поперечные составляющие Ег,Еф,ВТ,Вф через аксиальные Ez и Bz.

Р ***ik*** fdEz ш 1 dBz\ .. ...

Г ш2ииоееп -к? \ дг к г дф)' ' ^

к г дф

*Е,*

» = (4.46)

ш finoeeo — к \г дф к дг J

D гк (dBz ш 1 dEz\

Br = j -к МЙ)«от - -5гг - (4.47)

иГццоеео - к2 \ дг ^ к г дф )

ту ik /1 dBz , и dEz\ .. оч

Вф — —j -j I —— ). (4.48)

ш рроеео - к \г дф ^ к дг J v 7

Следовательно, достаточно решить волновые уравнения с надлежащими граничными условиями только для z-компонент полей. Зная их, можно получить все остальные компоненты с помощью соотношений (4.45) - (4.48). Из формул (4.29) и (4.36) следует, что

V2 *[Ez(r, ф)е~\*кг] + k2Ez(r, ф)е~ikz =* 0, (4.49)

V2 [*Ez{r*, *ф)] e~ikz + Ez{r,* $)V2e~ifcz + *k20Ez(r, ф)е~\*кг =* 0, (4.50)

или

V2 [Ez(r, ф)} + (fc2 - k2)Ez(r, ф) = 0, (4.51)

V2 [Bz(r, ф)] + (fc2 - k2)Bz(r, ф) = 0. (4.52)

Конфигурация электромагнитного поля внутри резонатора отражает цилиндриче­скую симметрию граничных условий, причем внутренние электрически проводящие поверхности формируют различные граничные условия для магнитной индукции В и электрического поля Е. Поскольку эти граничные условия в общем случае не могут быть выполнены одновременно, существуют два типа конфигураций поля. В первом случае, когда Bz = 0, говорят о поперечно-магнитных (transverse magnetic, ТМ) волнах, а во втором, когда Ez — 0 — о поперечно-электрических (transverse electric, ТЕ) [58]. Волны ТМ и ТЕ известны под названием Е- и Н-волн соответственно.

Чтобы найти зависимость Ez и Bz от г и ф, необходимо решить волновые урав­нения (4.51) и (4.52), представив оператор Лапласа в цилиндрических координатах:

„2 \_ & 1 д 1 а2 д2

* — —j Н—-g—I——? + -—т-. (4.53)

*дг2 Г дг г дф2 dz2*

Подстановка (4.53) в (4.51) дает:

Ег(г,ф) = 0, (4.54)

где

72 = fc2 - к2. (4.55)

Будем искать решение уравнения (4.54) в виде: '

*Ez(r, ф) = А(г)Ф(ф).* (4.56)

При этом получим:

*д?А{г) ЭА(* г) *д?Ф(ф)*

*r2-A!rv + r4uLT + r‘2'f =* ~-(4-57)

*А(г) А(г) ‘* Ф *(ф)* v *’*

Поскольку левая часть формулы (4.57) зависит только от г, а правая — только от ф, обе они должны быть равны одной и той же действительной константе, которую мы обозначим ш2. В результате мы получим два дифференциальных уравнения:

АW + ^ + \_ Т-) А^ = °> (4-58)

*д2*

*—j Ф(ф)* + *т2Ф(ф) =* 0. (4.59)

*оф*

Частными решениями уравнения (4.59) являются функции sin тф и cos тф. Для того, чтобы Ez и Bz были однозначными функциями ф, должно выполняться условие т = 0,1,2, •••. Для каждого тф 0 имеются две вырожденные азимутальные соб­ственные функции, sin тф и cos тф. В то же время существует только одно решение с вращательной симметрией (то = 0).

Уравнение (4.58) известно как дифференциальное уравнение Бесселя [59]. В ка­честве решения (4.58) подходят только функции Бесселя первого рода J±m(,yr), которые остаются конечными при г = 0 (см. формулу (2.49)). Поскольку граничные условия (4.34) требуют, чтобы выполнялось условие Ez(r — R) = 0, функции Бесселя Jm{ir) порядка то могут быть решениями, только если они равны нулю при г = R. Следовательно, величины

*•Emn = 'YrnnR* (4.60)

представляют собой корни уравнения Jm(^R) = 0, где п —номер корня. Значения нескольких первых корней приведены в таблице 4.2.

В итоге, решение для ^-компоненты электрического поля имеет вид:

*Ez(r, ф,г) = E0Jm* (х”гга^) exp*(-ikz).* (4.61)

Используя (4.61) и формулу V х Е = В (которая следует из уравнения (4.23) и гармонической зависимости поля от времени), легко показать, что Bz равно нулю.

1. Ф. Риле

Таблица 4.2. Корни функций Бесселя первого рода порядка т (Jm(x) —0)

|  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- |
| т | %т 1 | •Етп2 | •ЕтЗ | Хгп4 |
| 0 | 2,405 | 5,520 | 8,654 | 11,792 |
| 1 | 3,832 | 7,016 | 10,173 | 13,324 |
| 2 | 5,136 | 8,417 | 11,620 | 14,796 |
| 3 | 6,680 | 9,761 | 13,015 | 16,223 |
| [ксимумы и минимумы | | функций Бесселя первого рода пор | | |
| т | \*^7П1 | хт2 | \*^тЗ | \*^т4 |
| 0 | 3,-832 | 7,016 | 10,173 | 13,324 |
| 1 | 1,841 | 5,331 | 8,536 | 11,706 |
| 2 | 3,054 | 6,706 | 9,969 | 13,170 |
| 3 | 4,201 | 8,015 | 11,346 | 14,568 |

Следовательно, формула (4.61) соответствует решению, в котором магнитное поле имеет только поперечные составляющие. Таким образом, это поперечно-магнитная (ТМ) волна, называемая также иногда Е-волной.

Теперь рассмотрим уравнение (4.30) и граничное условие (4.35). Поля Еф и Вг должны быть равны нулю на внутренней поверхности. Это эквивалентно условию, что производная функции Бесселя должна быть равна нулю при г = R.

Резонансные частоты цилиндрического резонатора в этом случае определяются ну­лями производных функций Бесселя: J'J^r) = 0, которые мы будем обозначать как х' = 7mnR. Несколько первых значений приведены в таблице 4.3. Следовательно, поле поперечно-электрических (ТЕ, или Н-волн) будет иметь вид

В,(г, Ф, Z) - В,.7„ ехр(—>Ь). (4.62)

1. Цилиндрические объемные резонаторы. Перейдем теперь к рассмотре­нию поля в цилиндрических резонаторах. В них волна, распространяющаяся в на­правлении +z (множитель е“гЬ), отражается крышкой резонатора. Если пренебречь потерями, то отраженная волна будет иметь ту же амплитуду, но зависимость от г изменится на eikz. В результате образуется стоячая волна, зависящая от z как Asinkz + Bcoskz. Далее мы должны учесть граничные условия на крышках резонатора, приводящие к соотношению

fe = gl q = 0,1,2,3,- (4.63).

*Lj*

В силу граничных условий (4.34) поперечные компоненты электрического поля Ег и Еф должны быть равны нулю на торцах цилиндра при г = 0 и z = L. В то же время, z-компонента магнитного поля на торцах цилиндра также должна быть равна нулю.’Следовательно, зависимость от 2 для собственных решений типа ТМ имеет

вид:

В свою очередь, для решений типа ТЕ имеем:

то = 0,1,2, • • •



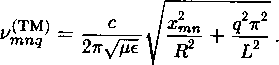
, где п - 0,1,2, ••• (4.65) <7 = 0,1,2,.

Три целых числа т, п и q равны числу нулей поля по осям ф, г и z, соответственно. Кроме того, т задает порядок функции Бесселя первого рода. Конфигурации поля, задаваемые этими целыми числами, называются модами резонатора. Уравнение (4.55) приобретает вид:



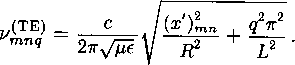
(4.66)

что позволяет вычислить резонансные частоты мод штпч, используя значения соот­ветствующих корней хтп = 'УтпЯ из таблицы 4.2:



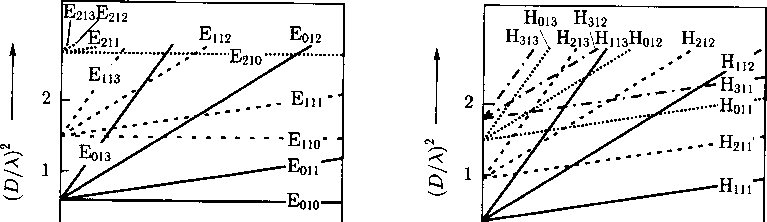
(4.67)

Вводя обозначение D = 2R, можно представить формулу (4.67) в виде линейного соотношения между величинами (D/Xf и (D/L)2, как показано на рис. 4.8, а. Аналогично, резонансные частоты для волн типа ТЕ равны (см. рис. 4.8,6):



(4.68)

Согласно выражению (4.56) для каждого тф 0 имеются два вырожденных типа ко­лебаний с угловой зависимостью sin тф и cos тф. Наинизшими частотами обладают моды TEjп при 2R/L < 0.985 и ТМ0ю при 2R/L > 0.985 (рис. 4.8).



0

0

0

1

2

0

1

2

(.*D/Lj*

*а*

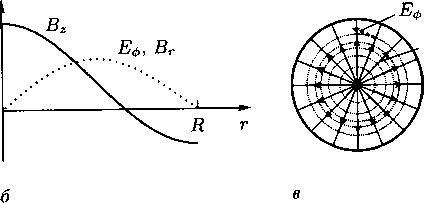
*б*

С*D/Lf*

Рис. 4.8. Резонансные частоты цилиндрического резонатора длины L и радиуса R = D/2. а) Волны типа ТМ (Е-волны), согласно формуле (4.67). б) Волны типа ТЕ (Н-волны)

В качестве примера рассмотрим моду типа ТЕ0ц, представленную на рис. 4.9. Эта мода часто используется в стандартах частоты типа цезиевого фонтана или водородного мазера для возбуждения и опроса сверхтонких магнитных переходов.

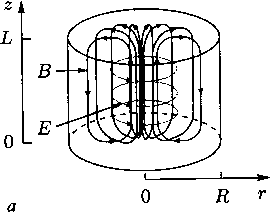
Атомы, которые должны взаимодействовать с магнитным полем, входят и покидают цилиндрический резонатор через небольшие отверстия в центрах его торцов.



. *Вг*

Рис. 4.9. а) Силовые линии магнитного (сплошные) и электрического (пунктир) поля для моды ТЕоп в цилиндрическом резонаторе. 6) Зависимость компонент поля от радиальной координаты г, согласно соотношениям (4.69), (4.72) и (4.73). в) Вид сверху

Поскольку т — 0, азимутальная зависимость магнитного поля отсутствует, а за­висимость от z задается формулой (4.65) при q = 1. Отсюда следует, что магнитное поле максимально вдоль оси z цилиндра и выполняется соотношение



Bz = В0 Jo (3,832-0 sin exp(\*wt),

(4.69)

(4.70)

Ez = 0.

Остальные составляющие поля для моды ТЕоп могут быть вычислены при помощи формул (4.45) - (4.48). Из подстановки выражений (4.69) и (4.70) в (4.45) следует,

ЧТ0 U1714

Ег — 0. (4-71)

Аналогичным образом можно получить, что:

Е\*= **(**3**,**832**s)**008 **(?) (4J2)**

" ' Br = (3- 832i)сш (т) • (4-73)

где мы использовали соотношение из [59]

*J'm{x) =* ~^ = *jUx) - JmM.* (4-74)

Множитель i в выражениях (4.45) — (4.48) приводит к сдвигу фаз на 7г/2 между Еф (см. (4.72)), Вг (см. (4.73)) и Bz (см. (4.69)). Подстановка формул (4.69) и (4.70) в (4.48) дает, что

Вф = 0. (4-75)

Радиальные зависимости Bz, Еф и Вг показаны на рис. 4.9.

1. Потери из-за конечной проводимости. Из-за конечной проводимости металлических стенок резонатора высокочастотное электромагнитное поле частично проникает внутрь них. В то же время, наводимые в стенках электрические токи испытывают омические потери, что приводит к затуханию собственных колебаний.

При этом распределение поля внутри цилиндрических резонаторов мало отличается от распределения в случае идеального резонатора с бесконечной проводимостью стенок. Отличия особенно малы для тех мод (mnq), для которых один из индек­сов равен нулю. Омические потери в стенках приводят к преобразованию энергии электромагнитного поля в тепло, следовательно, поток электромагнитной энергии в стенках экспоненциально спадает с ростом глубины проникновения. В обыч­ных проводящих материалах (например, меди) характерная глубина проникновения магнитного поля или так называемая толщина скин-слоя 6s составляет несколько микрометров. В сверхпроводящих материалах глубина проникновения определяется существенно меньшей глубиной Лондона. Так, для ниобия она составляет Хь и 30 нм.

Для вычисления добротности моды объемного резонатора (см. (2.39)) необходимо вычислить отношение запасенной электромагнитной энергии к мощности, диссипи- руемой в стенках [58]:

*dW/dt = Rao\Ht\2 dA,* (4.76)

где интегрирование производится по всем внутренним поверхностям резонатора. Здесь Ht — составляющая магнитного поля, перпендикулярная стенкам резонатора, и Rs — поверхностное сопротивление. В результате вычислений получается общая формула вида

*Q -dW/dt ~WS'* (4J7)

где параметр Г = hqcG(R/L) имеет порядок величины волнового сопротивления вакуума /хос = 367,730м для мод низшего порядка с геометрическим фактором G(R/L) порядка единицы. Поверхностное сопротивление меди при комнатной темпе­ратуре составляет Rs к, 5мОм, а у сверхпроводящего ниобия (при 1,8 К) оно равно Rs~ 7 нОм, что дает значения для добротности 50000 и 4 • Ю10 соответственно. Как правило, моды TEonq обеспечивают наибольшие значения добротности вследствие малых потерь в стенках. Для резонаторов с наивысшими значениями Q исполь­зуются сверхпроводящие материалы. Сверхстабильные объемные резонаторы [30] используются в фундаментальных исследованиях [60, 61], в ускорителях частиц и в космических приложениях [62].

1. Диэлектрические резонаторы. На частотах порядка 10 ГГц монокри- сталлический сапфир имеет высокую диэлектрическую проницаемость вдоль кри­сталлической оси с, равную 6= 11,5, что позволяет использовать его для изго­товления компактных резонаторов (см. формулы (4.67) и (4.68)). Рассмотрим сап­фировый резонатор с поверхностью, покрытой проводящим материалом, имеющий цилиндрическую симметрию с осью вдоль кристаллической оси с. Такой резонатор можно рассматривать как объемный резонатор с модами типа TEmnq и TMmnq (см. раздел 4.2.2).

Добротность ненагруженного резонатора в этом случае равна (см. [30])

*Q ~ R.T-1 +pttg6 + PltX"'* (4'78)

где р€ и рц — электрический и магнитный коэффициенты заполнения. Здесь к по­терям в металлическом экране Rs/T (4.77) добавляются потери в диэлектрической среде, что дополнительно снижает добротность. Тангенс угла потерь tg£ = е"/е' для диэлектрического материала определяется действительной е' и мнимой е" частями диэлектрической проницаемости. В выражении (4.78) х" есть мнимая часть магнитной восприимчивости, возникающая из-за наличия парамагнитных примесей. Для идеально проводящего покрытия и при отсутствии парамагнитных примесей добротность определяется диэлектрическими потерями, которые могут быть вычислены с помощью формулы (2.39). Вычисления дают W = e't0 ^\Е\~ dV, d\Y/dt = -Lj0e"e0 $\Е\[[16]](#footnote-17) dV, и, следовательно, Q = 1/tg S.

Когда металлическое покрытие нанесено непосредственно на сапфир, характери­стики поверхности оказывают максимальное воздействие на добротность. Поэтому в резонаторах проводящая поверхность обычно размещается на некотором рассто­янии от поверхности сапфира и структура моды выбирается так, чтобы поле было в основном заключено внутри диэлектрика. Таким свойством обладают, например, т.н. «моды шепчущей галереи» (WG)'), см. рис. 4.10. Как правило, моды в таких структурах носят гибридный характер. Однако, если в них доминирует аксиаль­ная составляющая электрического поля, тогда они называются моды типа Е (или квази-ТМ, а также WGH), а если аксиальная составляющая магнитного поля —то модами типа Н (или квази-ТЕ, WGE).

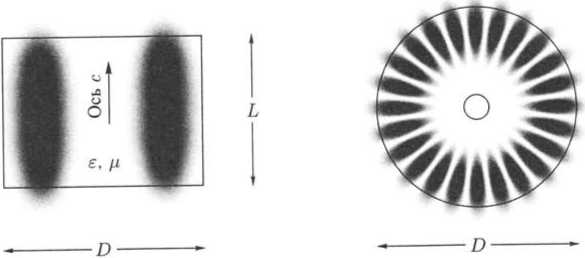


Рис. 4.10. Пример конфигурации электрического поля (темные области) для моды диэлектри­ческого резонатора с азимутальным числом т = 12 (металлическое покрытие не показано).

а) Вид сбоку, б) Вид сверху

Для правильно спроектированного сапфирового резонатора добротность в от­сутствие нагрузки (4.78) определяется тангенсом угла потерь в диэлектрике. При криогенных температурах она может достигать 108 при 50 К и Ю10 при 2 К (для частот вблизи 12 ГГц [30]).2) Стабильность собственных частот резонаторов опре­деляется стабильностью температуры, поскольку, например, механические размеры или диэлектрическая восприимчивость обладают существенной температурной зави­симостью. Для активной компенсации различных температурно-зависимых эффектов используются такие методы, как парамагнитная, диэлектрическая или механическая компенсация. В первом случае в диэлектрик помещается определенное количество парамагнитных ионов, с целью компенсировать температурную зависимость диэлек­трической проницаемости за счет температурной зависимости магнитной восприим­чивости. Второй способ основан на использовании двух диэлектрических материалов, например, рутила и сапфира, имеющих компенсирующие друг друга зависимости диэлектрической проницаемости от температуры и в то же время обладающих малыми потерями в СВЧ-диапазоне. Композитные сапфир-рутиловые резонаторы с низким линейным температурным коэффициентом частоты позволяют получать превосходную стабильность частоты и высокую добротность. В третьем способе для компенсации изменений е используется тепловое расширение диэлектриков.

На настоящий момент реализовано несколько методов, позволяющих получить высокую стабильность на коротких и средних временах усреднения [63]. В диапазоне от нескольких секунд до ста секунд значения девиации Аллана лучших сапфировых резонаторов могут достигать ст(т) « 3 • 10“|6, что соответствует уровню фликерного шума [30]. Сверхмалошумящие СВЧ-резонаторы, использующие такие диэлектрики, как монокристаллический сапфир, оказались превосходными рабочими резонаторами для различных генераторов, например, для цезиевых фонтанов [18, 64] или для космических приложений (см. раздел 13.1.3, [65]).

**§ 4.3. Оптические резонаторы**

Оптические резонаторы отличаются от резонаторов СВЧ-диапазона тем, что дли­на волны возбуждаемого поля (порядка одного микрона), как правило, очень мала по сравнению с размерами резонатора. Поэтому дифракционные эффекты в оптических резонаторах обычно не играют столь высокой роли и резонаторы не обязательно должны быть закрыты во всех трех измерениях, а могут состоять из отдельных отражателей. Простейшая структура состоит из двух зеркал на расстоянии L, парал­лельных друг другу (рис. 4.11,а). В случае использования большего числа зеркал, их можно объединить в кольцевую (рис. 4.11,6) или трехмерную конфигурацию.

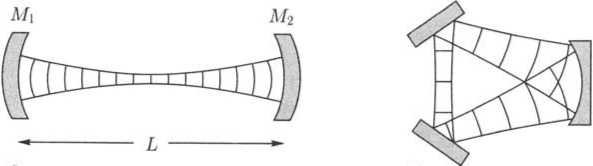


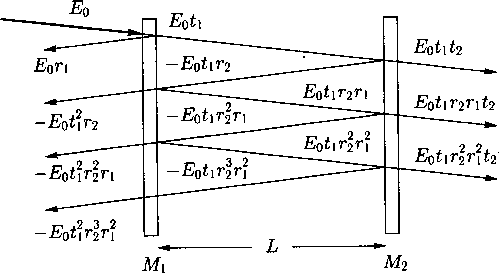
Рис. 4.11. а) Линейный оптический резонатор, б) Кольцевой оптический резонатор

*б*

***а***

1. Коэффициенты отражения и пропускания интерферометра Фабри- Перо. Исследуем простейший случай линейного резонатора с плоскими зеркалами, обычно называемого плоским интерферометром Фабри-Перо. Обозначим комплекс­ную амплитуду электромагнитной волны, падающей на входное зеркало М\, через Ео, амплитуду волны, отраженной этим зеркалом, через £д и амплитуду прошедшей волны через Ет (см. рис. 4.12). Предположим, что отражение происходит только на внутренних поверхностях зеркал. Отраженная волна при этом будет испытывать фазовый сдвиг 7г, поскольку за плоскостью отражения находится среда с большим показателем преломления. Введем амплитудные коэффициенты отражения зеркал Г] и г2 и соответствующие коэффициенты пропускания t\ и <2 Для первого и второго зеркал. Фазовый множитель для падающей волны exp i(ut - к • г) выберем таким образом, чтобы он был равен нулю на поверхности входного зеркала.

Найдем амплитуды волны, прошедшей через резонатор, и волны, отраженной от него (см. рис. 4.12). Для наглядности представления прошедших и отраженных



11, Т\

*t2, г2*

Рис. 4.12. Отражение и пропускание оптического резонатора (плоского интерферометра Фаб- ри-Перо); указаны амплитуды парциальных волн

парциальных волн изображено наклонное падение входящей волны. При этом в вы­кладках мы не будем учитывать возникающий из-за наклона фазовый сдвиг. Ком­плексная амплитуда прошедшей волны является суммой амплитуд всех парциальных волн: после однократного прохождения резонатора, двукратного и так далее. Каждый проход добавляет фазовый сдвиг ехр(-гк • г) = ехр(—йо/с- 2L), что дает:

ЕТ = E0tit2e-iuL/c + E0tit2rir2e-iu,3L/c + E0Ut2r\r22e-iu5L/c ■■■ =

= Eotit2e-iu,L/c [1 + nr2e~"2L/c + r\r\eTiM/c ■ • ■ ] . (4.79)

Геометрическая прогрессия в квадратных скобках в (4.79) вычисляется с помощью формулы

-“2Ь/С, (4.80)

q - >

*q = rxr2e*

71=0

что дает 1/[1 - r\r2e~iu,2L/°]. В итоге получим:

\_ „ ***titj*** ехр***(-iuL/c)***

(4.81)

Т 0 1 — Г1Г2 ехр(—ш2Ь/с)

Преобразуя далее,

tit2 exp(-wL/c)[l - r\r2 exp(w2L/c)]

*Ет* = *Eq*

[1 - nr2exp(-\*w2L/c)]l - nr2exp(iw2L/c)

\_ E t2t2[exp(-iwL/c) - nr2exp(wL/c)]

(4.82)

1. 1 + r\r\ — 2r\T2 cos(w2L/c)

получим

(4.83)

*ETE\*T* = *El-*

1. + r\r\ - *2*rw*2* cos(w2L/c)

Эта величина пропорциональна мощности, прошедшей через интерферометр Фабри- Перо. Ее зависимость от сдвига фазы

*Аф = ш2 L/c* (4.84)

между двумя соседними парциальными волнами описывается т.н. функцией Эйри (см. рис. 4.13).

Если сдвиг фаз кратен 2тг, то все парциальные волны складываются в фазе, а в остальных случаях они в той или иной степени гасят друг друга. Ясно, что раз­ность фаз между парциальными волнами, а, следовательно, и проходящая мощность зависит от частоты падающего света. Разность частот, которая соответствует сдвигу фаз в 27г за одно прохождение волны туда и обратно внутри резонатора, называется областью свободной дисперсии FSR или межмодовым расстоянием интерферометра:

FSR=^. (4.85)

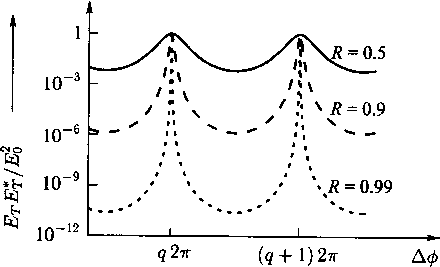


Рис. 4.13. Зависимость мощности, прошедшей через интерферометр Фабри-Перо, от набега фазы Аф представляет собой функцию Эйри (4.83). Представлены три случая, для которых R = rf = г\ = 0,5, Д = 0,9, Л = 0,99 и Т = tj = 4 = I - R

Максимумы интерференционной картины становятся более острыми по мере роста числа парциальных волн, вносящих вклад в проходящую волну, то есть по мере роста коэффициентов отражения зеркал г\ и г2. В случае малых фазовых сдвигов, то есть Аф = 2u>L/c 27т, легко получить количественное соотношение между спектральной шириной максимумов 8и и коэффициентами отражения. Разложение косинуса в знаменателе (4.83) в ряд дает:

*t\t* |

*■El-*

*EtEj*

(4.86)

.2 г 2

0-

4a*/L*

2c2

*ш L* 2c2

1 + rfrl - 2 nr2

(1 - nr2)2 + 4r,r2

+

В этом приближении резонансная кривая принимает вид функции Лоренца (2.34), для которой проходящая мощность уменьшается вдвое при отстройке и>\/2■ Полная ширина резонансной кривой на уровне половины максимума 27г^ = 2и>\/2 может быть вычислена из условия 1т(ш = ujiw) = 1/2Ix(oj = 0). В этом случае w?/9 = с2( 1 —

* *R)2/(L4R)* и

\_ 2ь>1/2 \_ (1 — Г1Г2) с 2п 7г ф\Г2 2 L'

*5v*

(4.87)

Отношение межмодового расстояния к ширине полосы 5v (4.85) называется резко­стью F\* резонатора Фабри-Перо. Используя формулу (4.87), ее можно представить в виде:

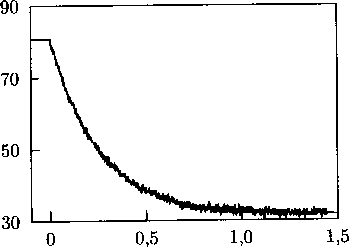
р\* = fSR \_ (1 - nrs)

(4.88)

*5v Ж^/Г\Г2*

Например, резонатор Фабри-Перо длиной L = 30 см и коэффициентами отражения зеркал R = г\г2 = 99% имеет резкость F\* и 314, межмодовое расстояние FSR = = 500 МГц и ширину полосы 5v « 1,6 МГц.

Оптический резонатор также мож­но рассматривать с точки зрения фото­нов поля, циркулирующего в нем. Фо­тоны, находящиеся в резонаторе, по­кидают его в среднем через время т, выходя через одно из зеркал. Время т и резкость оказываются связаны друг с другом. Резкость можно определить, измеряя зависимость интенсивности из­лучения, выходящего из резонатора, от времени после резкого выключения вхо­дящего излучения (рис. 4.14). Спек­тральная ширина полосы частот экспо­ненциально убывающей электромагнит­ной волны связана с постоянной вре­мени как 6и = 5ш/2тт = 1/(27гт) (2.37). Следовательно, резкость равна



t, мкс

Рис. 4.14. Экспоненциальный спад сигнала пропускания оптического резонатора после резкого отключения падающего света, заре­гистрированный с помощью быстродейству­ющего фотодиода (сигнал Up d). Экспери­ментальная кривая может быть аппроксими­рована экспонентой с постоянной времени г = 252 мкс, которой соответствует спек­тральная ширина полосы пропускания ин­терферометра 8v = 630 кГц и добротность Q = v/Su и 7,5 х 108

F\* = ^ = ^2ttt. (4.89)

ov ZL

Измерение времени т является удоб­ным способом определения спектраль­ной ширины пика пропускания оптиче­ских резонаторов с высокой резкостью. Соответственно, он используется для измерения коэффициента отражения высококачественных зеркал в случае, если он близок к единице [66, 67]. Связь между спектральной шириной пика пропускания резонатора и коэффициентами отражения зеркал можно получить из формул (4.88) и (4.89). В случае 1 - г\г2 « 1 она имеет вид:

г\г2 = 1 — —-• (4.90)

*ст*

Измерение коэффициента отражения зеркал должно производиться в резонаторе, находящемся в вакууме. Наличие любой поглощающей среды внутри резонатора приведет к уменьшению эффективного числа отражений и времени затухания поля в резонаторе, увеличивая спектральную ширину пика пропускания резонатора.

Амплитуда волны, отраженной от резонатора, может быть вычислена тем же способом, что и амплитуда прошедшей, (см. рис. 4.12):

Ет = *ЕоГ1* \_ EoUT*2*he-^L/c - EAnr\e-^Ltc - т\т\т\е~^ ***-■■■ =***

= *Ео* [г, - *tW-iw2L/c ~ tWle-iM/c - t]ry2e-iMlc* -•■•] =

= Eon - Е^г2е-^с [1 + r,r2e-“2i/c + + •••]■ (4.91)

Вычислив сумму геометрической прогрессии в квадратных скобках в последней строке формулы (4.91), получим:

ЕЯ = Eon - (4.92)

1 — ПГ2 ехр(—vJlLjc)

Амплитудный коэффициент отражения интерферометра Фабри-Перо

гр,м = |? =

Ео 1 — пг2 ехр(—гш2Ь/с)

не зависит от коэффициента пропускания выходного зеркала t2. Из формулы (4.92) и из рис. 4.11 следует, что амплитуда отраженной от резонатора волны складывается из двух частей. Первая является частью падающей волны, непосредственно отражен­ной входным зеркалом. Второй вклад обеспечивается частью волны, циркулирующей внутри резонатора, которая выходит обратно через входное зеркало. В резонансе (ш2Ь/с — 2л) у отраженной волны наблюдается минимум (см. формулу (4.93)), поскольку оба вклада находятся в противофазе, чему соответствует знак минус при втором члене в числителе (4.93). О

Коэффициент отражения снижается до нуля в симметричном резонаторе с г\ = = г2 — г и t\ = t2 — t при г2 + t2 = R + T = I. Для такого резонатора без потерь амплитудный коэффициент отражения (4.93) имеет вид:

rFrM = '7«р(-^ад.

1 - г ехр(—го>2L/c)

Кроме того, выписав отдельно действительные и мнимые части в (4.93):

RerFPH = -П ~ \*?nrj + 2(t] + 2т?) cos((j2L/e)

1 — 2r\r2 cos(w2L/c) + r\r\ '

ЬпгррМ = г^т(ш2Ь/с)

1 — 2nr2cos(uj2L/c) + r?r2

можно определить коэффициент отражения по мощности

rpprfp = (Иеггр^ч- (Im„P)’ = (4.96)

1 — 2пг2 cos(w2 L/c) + Г| г2

а также сдвиг фазы в отраженной волне

**tg фн** **= ImrFpM** \_ **r2t\** **sin(a;2L/c)**

(4.97)

**Rerpp(w) ri[j + r|(r2 + ^** \_ **r2(2rf +** t\) **cos(w2L/c)'**

В последней формуле мы использовали соотношение cosd = 1 — 2 sin2 (5/2).

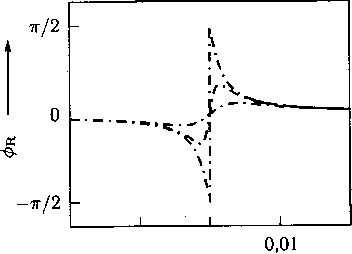
В окрестности резонансной частоты интерферометра Фабри-Перо ujq/2n=qc/(2L) фазы отраженной и прошедшей волн меняются на тг (см. рис. 4.16). При этом крутизна фазово-частотной характеристики растет с ростом коэффициента отражения зеркал.

Выражение для комплексного коэффициента отражения в окрестности резонанс­ной частоты Ug можно упростить, если ввести отстройку Аш = и> - ид. Для диапа­зона отстроек, много меньших межмодового расстояния с/(2Ь), фазовый множитель exp(—iu>2L/c) раскладывается в ряд 1 — i(Aui)2L/с Н , что приводит к выражению:

грр(Дш) « г- ***iAu)21j/c '*** ^ 9g^

1. — г + г iAu>2L/c

') В литературе знаки «+» и «—» при слагаемых числителя в формуле (4.93) иногда меняют местами.



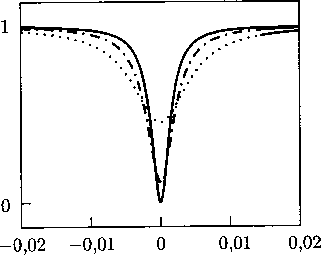
-0,02 -0,01 0

Дш (c/2L)

0,02

Рис. 4.16. Зависимость сдвига фазы волны, отраженной от интерферометра Фабри-Пе­ро, от частоты согласно (4.97). Представ­лены следующие случаи: R\ — rj = 0,99 и R2 = r\ = 0,99 (сплошная линия), R2 = r2 = 0,98 (штрих-пунктирная линия), R2 = r2 — 0,95 (точечная линия)

Для резонатора с высокой резкостью (1 — R 1) можно использовать приближение (1 \_ г2)/г2 и (1 - г2)/г, что с помощью (4.87) и определения Г = 2п5v дает:



Ец И S­\* И S-

***Аш{с/2 L)***

Рис. 4.15. Зависимость коэффициента отражения по мощности от частоты для интерферометра Фабри-Перо согласно (4.96). Представлены следующие случаи: Ri=r\ =0,99 и R2 = г2 = 0,99 (сплошная линия), R2 = r\ = 0,98 (штрих-пунктирная линия), R2 = r\ = 0,95 (точечная линия)

(4.99)

Отсюда легко извлечь зависимость амплитуды и фазы отраженной волны от частоты в окрестности резонанса.

1. Поперечные моды. Функция Эйри, описывающая частотный отклик интерферометра Фабри-Перо (рис. 4.13), принимает максимальные значения на ча­стотах

(4.100)

*LO„*

Моды электромагнитного поля с частотами wq называются продольными или ак­сиальными модами линейного оптического резонатора. Им соответствуют плоские электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль оптической оси резонатора. Поскольку плоская волна имеет бесконечную протяженность в поперечном направ­лении, в такой волне должна содержаться бесконечная энергия. При реалистичном описании электромагнитного поля в резонаторе необходимо учитывать зависимость амплитуды поля от поперечных координат и ограниченность поперечного сечения волны в резонаторе. С другой стороны, любые ограничения в поперечном направле­нии должны приводить к дифракционным эффектам и соответствующим изменениям

множителя exp(±ifcz).

Чтобы найти поперечный профиль светового пучка, воспользуемся волновым уравнением (4.27) для электрического поля E(x,y,z,t) в лазерном луче по анало­гии с работами [68, 69]. Разлагая E{x,y,z,t) на пространственную и временную части Е(х, у, z, t) = Е(х, у, z) ехр(iut) и вынося за скобки множитель, зависящий от времени, получим дифференциальное уравнение для пространственной части электромагнитного поля. Для него будем искать решение в виде:

*E(x,y,z) = u(x,y,z)e~lkz,* (4.101)

где u(x,y,z) есть комплексная амплитуда скалярной волны, описывающая попереч­ный профиль лазерного пучка. Для простоты мы используем скалярное уравнение

[V2 + к2]Е(х, у, z) = 0.

(4.102)

Подстановка (4.101) в (4.102) дает дифференциальное уравнение для комплексной скалярной амплитуды волны:

2ikWz = °’

(4.103)

***дхг*** + ***ду1 +***

***dz1***

причем в параксиальном приближении можно пренебречь второй производной от и по z по сравнению с другими слагаемыми. В итоге получим:

***д2й а2 дх2 ду***

| - 2ik^ = 0.

(4.104)

Это т.н. параксиальное волновое уравнение, которое можно решить подстановкой решения вида:

' (4Л05)

и(х, у, z) = A(z) exp ( — ikx + v

2 ***q(z)***

что приводит к дифференциальному уравнению

. 2

A{z) = 0.

(4.106)

Уравнение (4.106) имеет решение для всех х и у только в том случае, если оба члена в квадратных скобках тождественно равны нулю:

и *dA(z)* \_ *Mz)*

***dz dz q(z) '***

После интегрирования получим:

(4.107)

***A(z)*** \_ \_ ***A0 q(z)*** ‘

90

*q{z) = qo + z*

(4.108)

Для простоты положим константу интегрирования в (4.108) равной нулю (zq = 0). Первое из полученных уравнений определяет зависимость комплексного параметра пучка q от координаты 2.

Чтобы выяснить смысл параметра q, представим его как сумму действительной и мнимой частей:

1

1

Л

*к-2ж*

(4.109)

— г-

где

q(z) R{z) тxw2(z) и подставим его в формулу (4.105):

***и{х, у, z) = А0*** ®

Действительная часть

*/+У2 \_ х2 + У2 Ш* 2*R(z) W2(Z)* J

(4.110)

exp

***x2 + y2 w2(z)***

(4.111)

exp

= exp

***w (z)*** \_

является двумерным гауссовым распределением по поперечным координатам. Вели­чина w(z) называется радиусом пучка в точке z и задает поперечное расстояние, на котором амплитуда пучка становится в е раз меньше максимальной.

Мнимая часть

*ikx2+y2*

2 *R{z)*

*х2 + у2*

(4.112)

*ik*

= ехр

ехр

представляет собой фазовый множитель в сферической волне, причем R(z) задает действительный радиус кривизны волнового фронта, пересекающего ось пучка в точ­ке г. Такое представление параметра пучка q(z) через действительную и мнимую части содержит полное физическое описание гауссовой волны. В сечении z — 0 волновой фронт является плоским, то есть его радиус кривизны R(z = 0) = оо, что дает:

. A

■I 2 ’

7TlUo

1 \_ • 1 qo 9im (z = 0) 2

*.-KWq*

1

или

*q{z =* 0)

(4.113)

90 = г

Величина wo называется радиусом перетяжки гауссовой волны. С помощью формулы (4.113) величина q(z) может быть представлена следующим образом:

*.TTWo*

(4.114)

*q{z) = qo + z — i+ z = izR + z,*

где параметр zr — тгшЦХ известен как рэлеевское расстояние. Подставив формулу (4.114) в (4.109) и приравнивая мнимые части, мы получим:

A z V

**(^)!**

*wl*

*w2(z) = wl*

(4.115)

1 +

1 +

2 /

7ггУо

Приравнивание действительных частей, в свою очередь, дает

i + i£)‘

**1+(?У**

(4.116)

*R{z) = z*

Следовательно, если волна исходно имела гауссов профиль, то при распространении она остается гауссовой, причем ее радиус равен w(z) (см. рис. 4.17). Эволюция ра­диуса кривизны и радиуса пучка при этом описывается формулами (4.115) и (4.116), соответственно.

В итоге, комбинируя формулы (4.114), (4.115) и (4.116), получим выражение для комплексной амплитуды

*2 , 2 X +у*

*х2 + у2*

(4.117)

*u(x,y,z) = Aq*

*-ik*

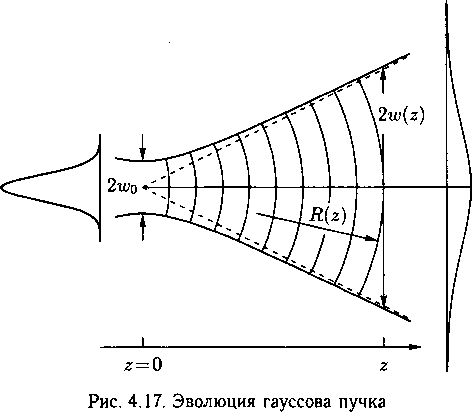
■ ехр

2z{l+k**) wK1+?).**

*i +*

*ZR*

Эволюция гауссовой волны, показанная на рис. 4.17, является результатом ди­фракции, присущей любым волнам. Несмотря на то, что в плоскости перетяжки z — 0 волновые фронты имеют вид плоской волны, конечные поперечные размеры приводят к расплыванию волны в поперечном направлении. Это расплывание есть результат дифракции, описываемой принципом Гюйгенса. Последний гласит, что в изотропной среде любая точка волны сама по себе служит источником вторичных сферических волн. Характерное расстояние, начиная с которого дифракционная расходимость становится заметной, задается рэлеевским расстоянием жгиЦХ.



Принцип дифракционного расплывания волнового фронта с ограниченными по­перечными размерами носит общий характер. Даже так называемые «пучки без дифракционной расходимости» [70] подчиняются этому принципу. Правда, в этом случае видимое дифракционное расплывание маленьких поперечных структур на широком пьедестале существенно подавлено.

Радиус пучка w(z) на рис. 4.17 зависит от z по гиперболическому закону. Для больших расстояний выполняется неравенство w 3> wq и второй член в квадратных скобках в формуле (4.115) становится доминирующим:

ш(2)и^г. (4.118)

эт-шо

Угол между этой асимптотой и осью z равен

' \_Х\_

(4.119)

0 =

7ггио ’

поскольку в яз tg0 и w/z. Чем меньше радиус перетяжки wq, тем сильнее дифрак­ционная расходимость пучка.

Решение вида (4.105) для основной гауссовой моды не является единственным возможным решением параксиального волнового уравнения. Возможны также реше­ния вида

«(\*.#.\*)= 9

(4.120)

1. *q(z)*

соответствующие поперечным модам более высоких порядков, которые описываются произведением двух полиномов Эрмита Нт(у/2 —), Я„(\/2 —) и гауссовой функции. Четыре первых полинома Эрмита равны

Полином Эрмита Hn(V2—) имеет п нулей по оси х, что приводит к появлению п темных областей в поперечном профиле пучка. Соответственно, поперечные моды более высоких порядков характеризуются числом нулей то и п (в декартовых ко­ординатах). Они называются поперечными электромагнитными волнами (Transverse Electro-Magnetic) порядка топ, ТЕМтп.

Мода ТЕМоо не имеет нулей и описывается гауссовым профилем. Из-за вклада полиномов Эрмита площадь поперечного сечения мод более высоких порядков рас­тет с ростом то и гг. Это может быть использовано для подавления возбуждения поперечных мод высокого порядка путем помещения в резонатор селектирующей диафрагмы, вносящей существенные потери за счет их обрезания на периферии. При этом диаметр диафрагмы подбирается таким, чтобы не оказывать существенного влияния на распространение основной моды.

Если резонатор имеет цилиндрическую симметрию, то вместо декартовых коор­динат удобнее использовать полярные координаты г и ф. В этом случае его моды будут описываться произведением функций Лагерра и Гаусса.

Как функции Эрмита-Гаусса, так и функции Лагерра-Гаусса образуют полные системы собственных функций. Следовательно, для описания мод может исполь­зоваться любой из этих базисов. Мода, заданная в одной системе собственных функций, может быть представлена как суперпозиция мод в другой системе [71]. На рис. 4.19 изображена мода Лагерра-Гаусса, составленная из трех мод Эрмита-Гаусса. Номер моды Лагерра-Гаусса определяется двумя независимыми целыми числами, обозначающими число нулей вдоль радиальной (г) и азимутальной (ф) координат. Так, чтобы составить моду Лагерра-Гаусса ТЕМ31 с тремя нулями по ф и одним по г (см. рис. 4.19), необходимо скомбинировать три моды Эрмита-Гаусса с числом нулей по осям х и у, равным 1 и 4, 3 и 2, 5 и 0, соответственно.

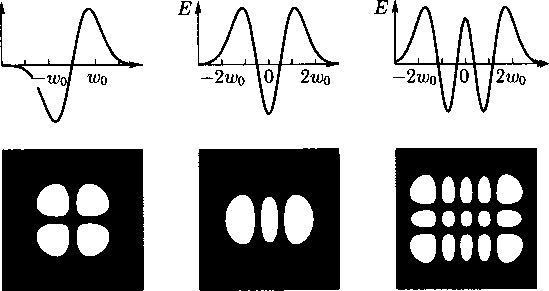
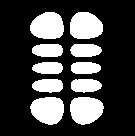
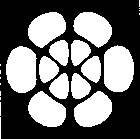
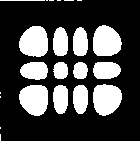
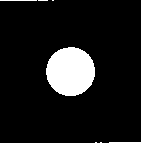


Рис. 4.18. Распределение электрического поля и амплитудный профиль моды

*Е*



*—2wo* 0 *2wo*



+

+

**ШИ»**

Рис. 4.19. Представление моды Лагерра-Гаусса ТЕМ3( через три моды Эрмнта-Гаусса: ТЕМм,

ТЕМ32 и ТЕМ50

Обычно в оптических резонаторах используются не плоские, а сферические зерка­ла. Плоские резонаторы Фабри-Перо, как правило, имеют заметные дифракционные потери и поэтому практически не используются для создания резонаторов с высокой резкостью. Иногда поле в них даже не имеет гауссова профиля. Для линейного резонатора, составленного из двух вогнутых зеркал с радиусами кривизны R\ и R2, находящихся на расстоянии L друг от друга, собственные частоты мод зависят от радиусов кривизны зеркал. Расчет собственных частот довольно громоздок. Его можно найти, например, в [61], где вычислено, что частота моды с номером mnq равна

q + I(m + п + 1) arccos Ml - A) (l - |) . (4.122)

***vmnq —***

При m = п = 0 эти частоты совпадают с частотами vq продольных мод, зависящих только от оптической длины резонатора.

Важным и широко применяющимся на практике является случай, когда радиус кривизны одного или обоих зеркал равен расстоянию между ними (L = Ri(= R2)). При этом выражение под квадратным корнем в (4.122) становится равным нулю, функция арккосинуса, соответственно, становится равной 7г/2 и зависимость соб­ственных ЧаСТОТ ОТ V, 771 и п сводится к

*q+^(m + n+l).* (4.123)

с

*2L*

Для четных значений то + п собственные частоты поперечных мод совпадают с ча­стотами продольных мод, то есть модовая структура вырождена. В то же время, собственные частоты поперечных мод с нечетными то + п смещены на c/(4L) по отношению к продольным модам, разделенным промежутком c/(2L). Следовательно, в конфокальном резонаторе Фабри-Перо могут возбуждаться моды с частотами, отстоящими друг от друга на

(4.124)

q-1 Q 9+1 9+2

I— FSR —I

m+n 0123456... 0123456...0123456...0123456... v

Рис. 4.20. Схематическое изображение спектра мод интерферометра Фабри-Перо

Линейный оптический резонатор можно составить из двух зеркал с различными радиусами кривизны R\ и R2. Если длина резонатора L ф R\,R2, то вырождение собственных частот поперечных мод снимается (см. рис. 4.20).

Падающая на оптический резонатор электромагнитная волна может возбуждать только те моды, чьи частоты совпадают с частотой волны. В конфокальном резона­торе бесконечное число продольных мод имеет различные поперечные распределения поля при том, что их собственные частоты совпадают. Следовательно, падающая волна будет наиболее эффективно возбуждать ту моду резонатора, чье распределениеполя совпадает с распределением поля в этой волне. На математическом языке, па­дающая волна будет разлагаться в линейную комбинацию мод, то есть собственных функций, описывающих поле в резонаторе. Связь падающей волны с различными модами определяется коэффициентами связи, зависящими от интеграла перекрытия между модами резонатора и падающей волны. Если необходимо возбуждать только одну моду, то распределения поля в некоторой плоскости (например, на поверхности зеркала) в падающей волне и в моде должны точно совпадать.

В оптических стандартах частоты интерферометры Фабри-Перо широко исполь­зуются для анализа частотного спектра лазерного излучения или для предваритель­ной стабилизации частоты лазера. В первом случае интерферометр используется как перестраиваемый фильтр, в котором частота одного из резонансов подстраивается под определенную частоту лазера. Настройка осуществляется с помощью приложе­ния электрического напряжения к пьезоэлементу, к которому прикреплено одно из зеркал резонатора, что позволяет менять длину резонатора на несколько длин волн. В этом случае предпочтителен конфокальный резонатор Фабри-Перо, поскольку в нем частоты всех мод с четными т + п группируются на частотах аксиальных мод, а частоты мод с нечетными т + п — на частотах, отстоящих на половину межмо- дового расстояния. Следовательно, точное согласование поперечной структуры моды падающего излучения с модой резонатора не требуется. Однако для получения узкой спектральной ширины пика пропускания интерферометра (что требуется, например, для частотной стабилизации лазера) предпочтение отдается резонаторам с невы­рожденной модовой структурой, поскольку при настройке резонатора Фабри-Перо технологически невозможно реализовать условие L = R с достаточной точностью.

1. Микросферические резонаторы. Оптические моды шепчущей галереи в диэлектрических микросферах из плавленого кварца обладают исключительно вы­сокой добротностю Q и могут служить альтернативой резонаторам типа Фабри-Перо. В перспективе они могут найти применение в качестве ультракомпактных оптических стандартов частоты. Микросферы легко изготавливаются плавлением конца волокна из высококачественного плавленого кварца в пламени кислородно-водородной горел­ки. Поверхностное натяжение расплавленного материала приводит к образованию сфероида с диаметром D = 2R от нескольких десятков до нескольких сотен микро­метров.

Добротность моды шепчущей галереи определяется радиационными потерями, возникающими из-за кривизны поверхности, рассеянием на остаточных неоднородно­стях поверхности, поверхностными загрязнениями и внутренними потерями в мате­риале [72, 73]. Для последних определен фундаментальный предел, соответствующий Q = 9 ■ 109 для А = 633 нм и Q = 1,5 • 10й для А = 1,55мкм. Для трех образцов резонаторов с диаметрами от 0,6 мм до 0,9 мм значения добротности, измеренные сразу после их изготовления, составили Q = 8 • 109 на длине волны А = 633 нм. К сожалению, оказалось, что столь высокие значения Q быстро ухудшаются из-за адсорбции атмосферной влаги и, поэтому, может потребоваться размещение микро­сферы в герметически изолированной камере [74].

Собственные моды электромагнитного поля типа ТЕ и ТМ в диэлектрической сфере характеризуются тремя целыми числами I, т, q. Число максимумов поля вдоль радиуса сферы задается параметром q ^ 1, число максимумов в экваториальной плоскости равно т, а / — номер продольной моды [75, 76]. Последний параметр примерно равен числу длин волн А, укладывающихся вдоль окружности сферы (/ « 27гЯп/А). Моды с I q носят название мод шепчущей галереи. Из-за особен­ностей процесса изготовления форма микрорезонаторов отличается от сферической и может быть аппроксимирована эллипсоидом. Характерные значения, получаемыедля эксцентриситета е = 1 — Ь2/а2 (а, Ь — длины полуосей эллипсоида) составляют 10-2 < е2 < 10-1 [74].

Собственные частоты для эллипсоидального микрорезонатора определяются со­отношением (см. [74])

1

1. *+ ^ — Aq \/{1+* 1/2)/2 - *Ае,н* ± *е2(1 - \т\)/2*

(4.125)

где Ад - 2,238, 4,088, 5,521, 6,787,... —нули функции Эйри. Слагаемое АЕ,н учи­тывает, что волны с двумя различными ортогональными поляризациями в разной степени проникают в пространство вне поверхности диэлектрика и эффективный показатель преломления для них оказывается различен. Положительный и отрица­тельный знаки в последнем слагаемом соответствуют сплюснутому и вытянутому эллипсоидам. Межмодовое расстояние для микрорезонатора равно До = c/(nDn), что для сферы с диаметром D — 370 мкм, при п — 1,45 и Л = 852 нм, составляет примерно 180 ГГц.

Собственные частоты можно перестраивать нагревом или приложением меха­нической нагрузки к микрорезонаторам. Резонансная частота при этом меняется как Avjv — — Да/а - Ап/п, где а —радиус сферы и п — показатель преломления. Чувствительность к изменению температуры составляет порядка несколько гига­герц на градус. Более широкая перестройка была продемонстрирована в ближнем инфракрасном диапазоне. Для этого использовалось сдавливание сферы в «микро­тисках» [77] или растяжение с помощью двух приваренных к сфере в полюсах волокон [78]. При этом частота менялась в основном за счет изменения длины экватора и в меньшей степени — за счет изменения показателя преломления. Была продемонстрирована возможность изменения длины окружности примерно на 10\_3 без заметной деградации добротности, которая сохранялась на уровне Q « 109.

Высокая добротность мод шепчущей галереи говорит о том, что потери в этих модах малы и, следовательно, они слабо связаны с окружением. Оборотной сторо­ной этого факта является то, что возникает проблема возбуждения мод внешними световыми пучками. Для связи с мик- росферическими резонаторами исполь­зуются такие устройства, как, напри­мер, оптические волокна с сошлифо- ванной оболочкой или призмы связи (см. рис. 4.21) [79]. В первом случае был достигнут коэффициент перекачки оптической мощности в сферу, равный 99,8% [80].

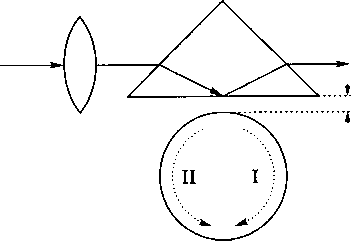


Рис. 4.21. Ввод лазерного излучения в мо­ду шепчущей галереи микрорезонатора через призму с использованием эффекта нарушения полного внутреннего отражения

Во втором методе лазерный луч фо­кусируется линзой на внутренней по­верхности призмы связи. Если разме­стить микрорезонатор на расстоянии d и А/(27г) от этой поверхности, то, несмотря на явление полного внутрен­него отражения, часть света из зоны ближнего поля будет проникать в моду

шепчущей галереи (I). Резонансы, возбуждаемые в микросферическом резонаторе, Цудут проявляться как провалы мощности отраженного света, выходящего из призмы связи. Глубину связи с резонатором можно варьировать путем настройки зазора d.

Рэлеевское рассеяние внутри микросферы в сочетании с высокой добротностью, как правило, ведет к образованию отраженной обратной волны (II), которую можно

использовать для частотной стабилизации диодного лазера [74]. Ширина спектра диодного лазера, стабилизированного по микросферическому резонатору, может быть снижена вплоть до субкилогерцевого диапазона, что позволяет создавать очень компактные стандарты частоты [74]. О

§ 4.4. Стабильность резонаторов

Собственные частоты рассмотренных в этом разделе резонаторов находятся в об­ратной зависимости от их размеров (4.100). Следовательно, любые изменения разме­ров приводят к пропорциональным изменениям частоты:

*dv \_ qc \_ v dL ~ ~ ~L*

1. - r (4.126)

ИЛИ А Л Г

^ = -^. (4.127)

*v Ju*

Здесь мы заменили дифференциалы конечными разностями. Одним из наиболее важных параметров внешней среды, влияющих на стабильность размеров макро­скопических резонаторов, является температура. Отклонения температуры АТ от среднего значения То приводят к изменению длины Lq, определяющемуся темпе­ратурной зависимостью L(T). Эта функция может быть разложена в ряд Тэйлора с линейным (а), квадратичным (/3), кубичным (7) и т. д. коэффициентами теплового расширения:

*ЦТ)* = *ЦТ0) + ЦП) а АТ + ЦТ0)* /3 *{АТ)[[17]](#footnote-18) + ЦТ0)* 7 (АТ)[[18]](#footnote-19) + • ■ ■ . (4.128)

В большинстве случаев достаточно ограничиться линейным коэффициентом теп­лового расширения а. При этом относительный сдвиг частоты моды описывается формулой

^«-аДТ. (4.129)

Высокая стабильность частоты требует создания высокостабильного температур­ного режима и подбора материалов с низкими коэффициентами теплового расшире­ния (см. табл. 4.4). При комнатной температуре коэффициент теплового расширения меди составляет «си ~ 1,65- 10~5К-1, в то время как у инвара (температурно компенсированного сплава железа с никелем)2) он примерно на порядок меньше и сравним с коэффициентом теплового расширения плавленого кварца (см. табл. 4.4). Существенно меньшие значения коэффициента теплового расширения обеспечивают­ся смесями стекла и керамических материалов, такими, как Церодур, и температурно компенсированными стеклами (Ultra Low Expansion, ULE), например Corning ULE 7991 (около 80% Si02 и 20% ТЮг). Состав этих материалов специально подобран

Таблица 4.4. Свойства материалов, используемых при изготовлении макроскопических ре­зонаторов. Здесь а — линейный коэффициент теплового расширения, Е — модуль Юнга, р — плотность, Ср — удельная теплоемкость, Л — теплопроводность

Величины Единицы Медь Инвар Плавленый ULE Церодур Сапфир

|  |  |  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- |
|  | измерения |  |  | кварц |  | М | при 4,2 К |
| a | о  i  00  1 | 1650 | 150 | 55 | 0,3 | < 1 | Сл  О  1 |
| E | 109 H/m2 | 130 | 145 | 73 | 68 | 89 | 435 |
| P | 103 кг/м3 | 8,92 | 8,13 | 2,2 | 2,21 | 2,52 | 4,0 |
| Cp | Дж/(кг • К) | 385 | 500 | 703 | 767 | 821 | 5,9- 10“3 |
| A | Вт/(м • К) | 400 | 10,5 | 1,38 | 1,31 | 1,63 | 280 |

так, чтобы обеспечить минимальное значение коэффициента теплового расширения а(Т) при заданной температуре, например, около 25° Цельсия. \*)

Стекла и стеклокерамика, в отличие от кристаллических материалов, под­вержены долговременному изменению размеров. Такое поведение является ре­зультатом тепловой диффузии молекул в стекле, приводящей к формированию кристаллических доменов и, как след­ствие, уменьшению объема. Скорость изменения длины из-за подобных эф­фектов старения обычно экспоненци­ально спадает во времени [81, 82, 83].

|  |  |
| --- | --- |
| 1 Г ~Т г  ш ■■  1!\ | Ни\* |
| ; у\* 25,5 °C\_25jQ 1 | 1 г 1 ' | 2А,5-°С\_- |

30 20 10 \* 0 а -ю < -20 -30

о

-1

-2

-3

200 400 600 800 1000 1200

t, дней ►

В качестве примера рассмотрим сделан­ный из сплава Церодур М резонатор Фабри-Перо, для которого в течение трех лет измерялась частота одной из собственных мод (см. рис. 4.22). По ис­течении примерно ста дней начал на­блюдаться монотонный дрейф частоты, который в дальнейшем постепенно за­медлялся. Поведение частоты на более раннем интервале, возможно, связано с тепловой релаксацией резонатора после помещения его в вакуум. Изменение температуры на 0,5° (см. врезку на рис. 4.22) не привело к заметному эффекту, хотя при а ф 0 можно было бы ожидать скач­кообразного изменения собственной частоты. Измеренный долговременный дрейф частоты резонатора составил Дг/ ~ 0,4 Гц/с на частоте 456 ТГц, что соответствует скорости относительного изменения длины L/L = —v/v < 10~15, или около 8-10 11 в день. В работе [84] Марметом и соавторами был исследован оптический резонатор, сделанный из термокомпенсированного стекла (ULE) с дифференциальным коэффи­циентом теплового расширения 2 • 10~9К-2. Двухступенчатая система стабилизации позволила снизить колебания температуры вплоть до 50 мкК. При этом флуктуации

Рис. 4.22. Временная зависимость длины резо­натора Фабри-Перо, изготовленного из сплава Церодур М. Измерялась частота одной из про­дольных мод резонатора. Наблюдаемый дрейф вызван старением материала. На врезке по­казан отклик на уменьшение температуры на 0,5° С

О Температурная зависимость ULE имеет вид: AL/L ~ 10 9(Т — Тс)2, где Тс — темпера­тура «нулевой точки», которая находится вблизи комнатной (согласно Notcutt М., Ма L.-S., Ye I., and Hall J.L. 11 Opt. Lett, 30, 1815 (2004), прим.. ред.)относительной длины определялись в основном дрейфом материала со скоростью примерно 1 ■10-11 в день.

Тепловое расширение твердых кристаллических материалов, например кварца, объясняется энгармонизмом колебаний кристаллической решетки. В случае гармони­ческих колебаний атомов вокруг их положения равновесия средняя длина кристалла не должна зависеть от температуры. Поэтому тепловое расширение тесно связано с модами колебаний решетки кристаллов. Удельная теплоемкость определяет, в част­ности, температурную зависимость коэффициента расширения, поскольку именно колебательные моды вносят вклад в удельную теплоемкость кристалла. Согласно модели Дебая удельная теплоемкость и, следовательно, коэффициент теплового рас­ширения при низких температурах уменьшаются как куб температуры. Этим фактом воспользовались авторы работ [85, 86], в которых описаны ультра-стабильные крио­генные оптические резонаторы, изготовленные из сапфира и охлажденные до тем­пературы 1,9 К. Низкий коэффициент теплового расширения сапфира (см. табл. 4.4) приводит к существенному подавлению влияния флуктуаций температуры на часто­ту резонатора. Кроме этого, при криогенных температурах температуропроводность материала оказывается существенно выше, чем при комнатной температуре, что также способствует повышению точности отработки системы активной стабилизации температуры [86]. Температуропроводность А/(рср) представляет собой меру того, как быстро материал реагирует на изменение потока тепла.

При выборе материала резонатора как для работы в СВЧ, так и в оптическом диапазонах следует обращать внимание на модуль Юнга материала Е (см. табл. 4.4), из которого изготавливается резонатор. При увеличении Е снижаются относитель­ные деформации резонатора вследствие наклонов и ускорений, что способствует повышению его стабильности.

**Глава 5**

АТОМНЫЕ И МОЛЕКУЛЯРНЫЕ СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ

Собственные частоты резонаторов (см. главу 4) зависят от их размеров, на них могут оказывать влияние такие параметры окружающей среды, как температура, атмосферное давление, вибрации, сила тяжести и прочее. Поэтому стабильность резонансных частот макроскопических осцилляторов зависит от возможности кон­троля и компенсации перечисленных факторов. С другой стороны, если для стабили­зации частоты используются электромагнитные переходы в свободных атомах, ионах или молекулах, то влияние внешних параметров на их частоту обычно оказывается незначительным. При этом используется тот факт, что испускание и поглощение электромагнитного излучения частицами происходит на хорошо определенных ча­стотах, характерных для каждого вещества. Согласно теории Бора, при поглощении излучения с частотой и частица совершает переход между двумя дискретными состояниями с энергиями Е\ и Е2. Из закона сохранения энергии следует хорошо известное соотношение между энергией фотона и разностью энергий состояний:

*AE = E2-Ei = hp = nuj,* (5.1)

где h — постоянная Планка. Другим преимуществом микроскопических квантовых систем является тот факт, что все атомные системы одного типа идентичны и имеют одинаковые частоты переходов. Поэтому, определив частоту одного микроскопиче­ского осциллятора, -можно изготовить большое количество копий такого стандарта, которые будут генерировать определенную частоту электромагнитного спектра.

В противоположность макроскопическим резонаторам, рассмотренным в главе 4, каждый из которых обладает широким спектром практически эквидистантных резо­нансных частот, атомы и ионы обычно имеют небольшое число линий поглощения в заданном диапазоне спектра. В свою очередь, молекулярные квантовые системы имеют большое число переходов, которые могут служить источниками эталонных частот, перекрывая широкие спектральные интервалы.

В этой главе мы рассмотрим основные свойства квантовых переходов в ато­мах (§5.1) и молекулах (§5.2), обратив особое внимание на примеры, имеющие отношение к стандартам частоты. Затем мы приведем количественное описание взаимодействия излучения с двухуровневыми квантовыми системами (§5.3), кото­рое будет использовано в последующих главах. Наконец, мы рассмотрим основные эффекты, вызывающие сдвиг и уширение квантовых переходов и накладывающие фундаментальные ограничения на точность квантовых стандартов (§ 5.4).

§ 5.1. Энергетические уровни атомов

Квантовая теория позволяет определять энергетические уровни изолированных квантовых систем, таких как отдельные атомы, ионы или молекулы. Квантовые состояния описываются волновыми функциями ф, или векторами состояний, для которых часто используются введенные Дираком обозначения (^>| (бра) и \ф) (кет). Эволюция квантового состояния ф описывается зависящим от времени уравнением Шредингера

= (5.2)

которое для стационарных состояний сводится к не зависящему от времени урав­нению Шредингера Нфп = Enipn. Оператор Гамильтона Н выбирается так, чтобы значения Еп включали в себя все существенные слагаемые энергии системы. К числу последних относятся электростатическое кулоновское притяжение, которое испы­тывают электроны в центральном поле ядра, взаимное отталкивание электронов, взаимодействие магнитных моментов, связанных с угловыми моментами и спинами электронов и ядра, а также взаимодействие с внешними полями.

1. Одноэлектронный атом. Для начала рассмотрим простейшую атомную систему, в которой один электрон движется в центральном поле положительно заря­женного ядра с зарядом Ze. Такая ситуация имеет место в атоме водорода (Z = 1) или в водородоподобных атомах и молекулах. В таком приближении центрального поля в рассмотрение принимаются только кинетические энергии ядра и электрона и их кулоновское взаимодействие. Решение уравнения Шредингера дает волновую функцию фп(г), задающую амплитуду вероятности нахождения электрона в точке г, а также соответствующее собственное значение энергии Еп. Волновая функция водородоподобного атома может быть представлена как произведение радиальной функции R(r) и сферической гармоники У^т(в,ф)\

Фп,1,т{Г) = Rn,l(r)Yl,m{0, *ф).* (5.3)

Она зависит от главного квантового числа п = 1,2,3..., значения которого обо­значаются как К, L,М..., орбитального квантового числа Z = 0,1,2,3,..., (п — 1), значения которого обозначаются как s,р,d,f..., и магнитного квантового числа т = + 1),..., (Z - 1),Z. Квантовое число I определяет орбитальный угловой

момент электрона, am — проекцию этого момент на заданную ось z.

В приближении центрального поля энергии дискретных уровней

*г/2 т* 2 *v2 2*

T7I *1* т~) ^ ТПгС /j QI / .ч

Еп = -hcR-f ЕЕ £ 5- (5.4)

п 4 п

зависят только от главного квантового числа п. Постоянная тонкой структуры а и постоянная Ридберга R задаются следующими формулами:

as5№ <5-5>

R = (5.6)

8бо /те те 4 '

Здесь ей тпе есть элементарный заряд и масса покоя электрона, с — скорость света и бо — диэлектрическая проницаемость вакуума. Приведенная масса mr равна

гпг = , (5.7)

*те* + *тпп* ' *'*

где тпп — масса ядра. — это значение постоянной Ридберга для ядра бесконеч­ной массы, когда приведенная масса совпадает с массой электрона тое. Энергии уровней водородоподобного атома в приближении центрального поля описываются диаграммой, приведенной в левой части рис. 5.1. Поскольку положение энергети-

ческих уровней водородоподобного атома зависят от массы ядра (см. (5.4)), уровни энергии различных изотопов одного и того же элемента различаются на величину изотопического сдвига. О

О

-0,85

-1,5

оо.

6:

4-

ш

-3,4

iг 2s3/2 ■ 2pi/2

2S1/2-

ж

*(Т)*

+ 1 m f=0 -1

m f=0



-13,6

Is

1/2

***а бег***

Рис. 5.1. Схематическая диаграмма уровней энергии в атоме водорода, а) Приближение центрального поля, б) В рассмотрение включены спин-орбитальное взаимодействие и эффекты квантовой электродинамики, в) Взаимодействие со спином ядра, д) Взаимодействие с магнит­ным полем (эффект Зеемана)

Помимо кулоновского взаимодействия вклад в энергию вносят взаимодействия магнитных моментов ц,, связанных с орбитальным угловым моментом электрона и спинами электрона и ядра:

(5.8)

-ц-В.

*Jmag*

Как и в классической физике, в квантовой механике магнитный момент вращающе­гося заряда пропорционален его угловому моменту J. Для атома магнитный момент определяется, в основном, электроном, имеющим заряд е = — q = —1,602 • 10~19 А • с. Следовательно, магнитный момент атома

*еЬ,* J *2 те Тг*

(5.9)

*-9J*

всегда антипараллелен его угловому моменту. Здесь фактор Ланде gj — безразмер­ная константа порядка единицы, которую можно рассчитать в рамках квантовой механики, а ц,в = е7г/(2тое) = 2,274 • 10~24Дж/Тл — магнетон Бора, где те — масса электрона. Фактор д равен единице для орбитального углового момента электрона 1 и д и 2 для спинового углового момента s.

Магнитный момент ядра обычно записывается в виде

I

(5.10)

И = 91

***2т,***

I *= 91*

2*тр П*

eh J

где I —спин ядра и /хп = еЬ/(2тр) = 5,061 • 10\_27Дж/Тл — ядерный магнетон, а тр — масса протона.

Взаимодействие магнитных моментов, определяющихся спиновым и орбитальным угловыми моментами, также вносит вклад в энергию атомной системы. Следователь-

') При необходимости можно явно указывать суммарное число протонов и нейтронов в ядрах атомов, ионов и молекул, например, 40Са, 5Ве+ или 1271г.

но, простая структура уровней, описываемая в приближении центрального поля (5.4), модифицируется спин-орбитальным взаимодействием, которое приводит к возникно­вению тонкой структуры атомных уровней. Она вычисляется либо посредством учета спин-орбитального взаимодействия и релятивистских поправок, оказывающихся су­щественными в силу большой скорости электрона v/c > 10~2, либо с использованием уравнения Дирака. В результате формула (5.4) переходит в следующее выражение:

(см. [87, 88]):



j + 1/2 4)+--

(5.11)

Таким образом, спин-орбитальное взаимодействие приводит к уменьшению энергии электронных уровней в водородоподобном атоме на величину, зависящую от сум­марного углового квантового числа электрона j. Расщепление уровней р3/2 и pi/2, являющихся компонентами тонкой структуры состояния с п — 2, составляет при­мерно 3 • lO~&hcR. Согласно формуле (5.4) для каждого главного квантового числа п имеется п2 возможных состояний, которым соответствует одна и та же энергия. В теории Дирака это вырождение снимается лишь для полного углового момента j, но не для орбитального момента I. Такое вырождение является особенностью кулоновского потенциала, для которого уровни энергии не зависят от квантового числа I орбитального углового момента атома 1 (5.11). О

Ядро, как и электронная оболочка, может иметь полный угловой момент I, обра­зованный угловыми моментами составляющих его отдельных протонов и нейтронов. При 1^0 необходимо учитывать взаимодействие ядерного момента I с полным угловым моментом электронной оболочки J. По правилам квантовой механики, квантовое число F, соответствующее полному угловому моменту атома F, может принимать значения F = J + I,J + I — 1,..., | J - /|. Для основного состояния во­дорода J — j = 1/2 и I = 1/2, что дает возможные значения F = 1 и F = 0. Соответствующее расщепление энергетических уровней носит название сверхтонкой структуры (см. рис. 5.1, в). В магнитном поле магнитный момент состояния с F = 1 может быть ориентирован в трех различных направлениях по отношению к направ­лению вектора магнитной индукции В. Он может быть параллелен, перпендикулярен или антипараллелен В, что обозначается соответствующими значениями квантового числа тр = 1,0,— 1. Эти три состояния имеют различные энергии во внешнем магнитном поле (см. рис. 5.1, г).

Согласно формуле (5.1), дискретные уровни энергии водородоподобного ато­ма определяют дискретные линии поглощения электромагнитного излучения. Так, в атоме водорода могут возбуждаться хорошо известные серии Лаймана, Бальмера и Пашена, которые соответствуют переходам из состояний с щ — 1,2,3, на уровни с более высокими энергиями п2 = щ + \,щ +2,щ +3,.... Многие из переходов не наблюдаются в силу правил отбора, отражающих законы сохранения для различных физических величин. Рассмотрим, например, правило отбора, применимое к случаю электрического дипольного излучения. Фотон имеет спиновый угловой момент h, и закон сохранения углового момента требует, чтобы угловой момент электронной оболочки атома изменялся при поглощении или излучении фотона именно на эту величину. Следовательно, выполняется

A J = 0, ± 1, кроме переходов J = 0 \*-\* J = 0.

(5.12)

^Существует небольшая разница в энергиях состояний sj/2 и Р1/2, возникающая из-за лэмбовского сдвига.

Таблица 5.1. Сверхтонкое расщепление основного состояния нейтральных атомов. Данные

для ионов приведены в таблице 10.1

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| Атом | Частота (Гц) | Тип стандарта частоты | Ссылки |
| 'Н | 1420405751,770(3) | Водородный мазер (§8.1) | [1, 90] |
| 00  3 | 6834682610,90429(9) | Рубидиевые часы (§ 8.2) | [91] |
| 133Cs | 9192631770,0 (точно) | Цезиевые часы (глава 7) | [1, 92] |

Для стандартов частоты, в которых частота генератора стабилизируется отно­сительно частоты линии поглощения атомов, желательно использовать те перехо­ды, которые обладают малой спектральной шириной, что соответствует переходам между состояниями с большими временами жизни. Примером таких долгоживущих состояний являются уровни сверхтонкой структуры основного состояния. О Напри­мер, можно использовать переход между подуровнями с F = 1 и F = 0 основного состояния атома водорода. Частота этого перехода Дг/ « 1,4 ГГц лежит в удобном микроволновом диапазоне, что послужило одной из причин широкого использования этого перехода в стандартах частоты, а именно в водородных мазерах (см. §8.1). В ряде других точных стандартов также используются переходы между сверхтонки­ми подуровнями основного состояния атомов и молекул (см. таблицу 5.1). Для ука­занных магнито-дипольных переходов точно выполняется правило отбора AF = 0, ±1 (кроме F = 0<->.F = 0)h приближенно — правило AJ = 0, ±1 (кроме J = 0 \*-\* J = 0). Поскольку скорости распада для разрешенных дипольных переходов пропорциональ­ны кубу их частоты (см. формулу (5.133)), соответствующие спектральные ширины линий быстро увеличиваются при переходе от СВЧ к оптическому диапазону частот. Для разрешенных электрических дипольных переходов время жизни в возбужденном состоянии обычно составляет единицы наносекунд, а спектральная ширина линии — десятки мегагерц (2.37). Следовательно, для оптических стандартов главным обра­зом используются запрещенные переходы, для которых электрический дипольный переход оказывается невозможен.

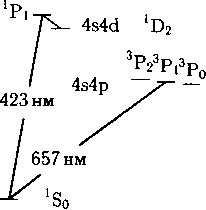
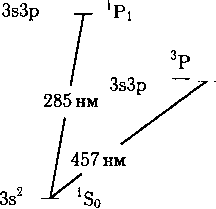
1. Многоэлектронные системы. За исключением водородоподобных си­стем, все атомы имеют более одного электрона. Взаимодействие электронов в обо­лочке усложняет структуру энергетических уровней атомов или ионов. В качестве примера рассмотрим атомы щелочноземельных элементов, например магния и каль­ция (рис. 5.2), имеющих по два электрона во внешней оболочке (3s для атома Са и 4s для Mg).[[19]](#footnote-20)) У наиболее распространенного изотопа кальция, ^Са, спин ядра равен нулю и, следовательно, сверхтонкая структура отсутствует. Восемнадцать внутренних электронов заполняют нижние оболочки Is , 2s[[20]](#footnote-21), 2р6, 3s2 и Зр6. Угловые моменты двух внешних электронов могут быть описаны посредством схемы LS-связи. В этой схеме предполагается, что помимо суммарного углового момента J, величи­нами, сохраняющимися с высокой точностью, являются суммарный спин S = и суммарный орбитальный угловой момент L = ^ 1, электронов. В результате при­ближенно выполняются следующие правила отбора для электрического дипольного излучения:

AL = 0,±1 (5.13)

и

AS = 0. (5.14)

Спины двух внешних электронов в основном состоянии атома кальция антипарал- лельны, что дает L = 0, S' = 0 и J = 0. Используя общепринятую систему обозначе­ний n2S+lLj, это состояние обозначается как 41So, 4s4s1So или 4s21 So- Поскольку мультиплетность основного состояния равна 25+ 1 = 1, оно является синглетным.



4s4p

2JP!3Po

4s2

Магний Кальций

Рис. 5.2. Некоторые уровни энергии щелочноземельных атомов магния и кальция

Наинизшие возбужденные состояния образуются из одноэлектронных состояний 4s и 4р. Случай нулевого суммарного спина S = 0 соответствует состоянию 'Рь распадающемуся за время г = 4,6 нс в основное состояние 1 So с излучением фотона на длине волны А = 423 нм. Помимо этого синглетного уровня, комбинация состо­яний 4s и 4р дает еще один триплетный уровень, обладающий меньшей энергией. В этом случае спины электронов параллельны (S = 1), и существует три комбинации J = L + S = 2, L + S — 1 = 1 и L — S = 0 для L = 1, которым соответствуют три состояния 3Рг, 3Pi и 3Ро.

1. Использование запрещенных атомных переходов в оптических стан­дартах частоты. В схеме уровней атома кальция, представленной на рис. 5.2, переход атома из возбужденного состояния 4s4p3Pi в основное состояние 4s2'So (длина волны 657 нм) требует переворота спина одного из двух электронов. Если бы схема LS-связи выполнялась точно, то есть если бы квантовые числа S и L сохранялись по отдельности (см. (5.14)), то этот переход был бы полностью запрещен для электрического дипольного излучения. В эксперименте наблюдается, что естественное время жизни возбужденного состояния 3Pi составляет г « 0,5мс. Это время примерно на пять порядков больше, чем у синглетного возбужденного состояния 'Рь Следовательно, интеркомбинационный переход между синглетным и триплетным состояниями 3Pi —► 'So запрещен в том смысле, что он примерно на пять порядков менее вероятен, чем соответствующий переход между синглетными состояниями 'Pi —► 'So на длине волны 423нм.

Чем легче атом, тем более точно применима схема LS-связи. Соответствен­но, интеркомбинационное правило отбора становится менее жестким для атомов с большим числом протонов (Z) и электронов. В результате, время жизни состо­яния 3Pj уменьшается в последовательности щелочноземельных атомов от магния к барию. В свою очередь, переход 3Р2 —> 2So с AJ = 2 разрешен только для элек-

Таблица 5.2. Некоторые спектрально узкие атомные переходы, используемые в оптиче­ских стандартах частоты. Частоты переходов для Н, Mg, Са, Sr, Ag и Хе взяты из ра­бот [93], [94], [95], [96], [97] и [98] соответственно. В работе [99] представлены некоторые другие часовые переходы. Метрологические переходы в ионах перечислены в таблице 10.2. Длины волн, отмеченные звездочкой, соответствуют двухфотонным переходам, поэтому им соответствуют удвоенные частоты. Для ксенона спектральная ширина перехода при комнат­ной температуре увеличивается вплоть до 12 Гц в результате переходов на более высокие ко- роткоживущие уровни, вызванных тепловым излучением [100]

|  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- |
| Атом | Переход | Частота  ТГц | Длина волны нм | Ширина линии Гц |
| ‘Н | 1S-2S | 2466,061413187103(46) | 243,13 [[21]](#footnote-22) | 1 |
| 24Mg | 3‘S0-33Pi | 655,6589 | 457,24 | 40 |
| 40Са | 4‘S0-43Pi | 455,98624049415 | 657,46 | 370 |
| 88 Sr | 5‘S0-53Pi | 434,829121311(10) | 689,45 | 6900 |
| 109 Ag | 5s2S1/2 - | 453,3204 | 661,33 \* | 0,8 |
|  | 4d95s2 2D5/2 |  |  |  |
| 132Хе | 6s'[1/2]0-6s[3/2]2 | 136,844 | 2190,76 \* | 1,2 |

трического квадрупольного излучения и поэтому для магния время жизни уровня 3Р2 превышает 5000 секунд. Возбужденные уровни, распад которых в состояния с более низкими энергиями возможен только посредством мультипольных переходов, могут иметь исключительно большие времена жизни. Например состояние иона 171 Yb+, которое может распадаться в основное состояние только посредством октупольного перехода, имеет время жизни десять лет [101] (см. раздел 10.3.2.2). С другой стороны, переход 3Ро —> ’So (рис. 5.2) представляет собой пример перехода J = 0 —> J = 0, полностью запрещенного в 40Са вследствие закона сохранения углового момента. Так, фотон должен уносить с собой угловой момент, равный Ь, однако как в начальном, так и в конечном состояниях суммарный угловой момент атома равен нулю.

Правила отбора (5.13) и (5.14) запрещают дипольный переход IS — 2S в атоме водорода (см. рис. 5.1). Естественная ширина линии, равная 1 Гц, обусловлена двухфотонным распадом в основное состояние. Указанный переход может возбуж­даться в интенсивных лазерных полях при одновременном поглощении двух фо­тонов с длиной волны 243,1 нм (см. таблицу 5.2) [102]. Переходы 1S-2S [93], 2S-8S/D [103] и некоторые другие [88] используются для создания оптических стандартов частоты или для прецизионных измерений. Кроме того, метрологический двухфотонный переход имеется также у атомарного серебра (см. [99, 104, 105] и таблицу 5.2). Реализация стандартов, основанных на этих переходах, описывается в главе 9.

§ 5.2. Энергетические состояния молекул

По сравнению со спектрами атомов и ионов, спектры молекул содержат на­много больше спектральных линий за счет более сложной энергетической струк­туры. Начнем рассмотрение с молекул, построенных из двух одинаковых атомов, например молекулы 1271г, используемой в ряде оптических стандартов частоты. Два атома в этой молекуле разделены расстоянием R. На больших расстояниях

R —> оо суммарная энергия молекулы равна сумме энергий двух изолированных атомов. Если расстояние между ядрами атомов сокращается, то между атомами может возникать как сила притяжения, так и отталкивания. Энергетические состо­яния молекулы зависят от расстояния R и разделяются на связанные и несвязан­ные состояния (см. рис. 5.3). Но при дальнейшем сокращении расстояния R ядра

атомов отталкиваются в результате куло- новского взаимодействия. Следовательно, с уменьшением расстояния R энергия свя­занного состояния сначала уменьшается до минимального значения в точке равно­весия Rq, а затем вновь начинает расти.

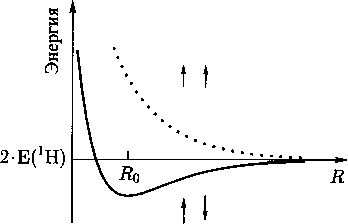


Рис. 5.3. Энергетические состояния молеку­лы делятся на связанные (сплошная линия) и несвязанные (пунктирная линия). Уровни энергии в обоих случаях зависят от рас­стояния R между атомами. Для молеку­лы Нг связанное состояние соответствует случаю, когда спины электронов антипа- раллельны, а несвязанное — когда они па­раллельны. Величина До есть равновесное расстояние между атомами в связанном со­стоянии молекулы

В отличие от центрального потенциала атома, обладающего сферической симмет­рией, потенциал двухатомной молекулы имеет цилиндрическую симметрию с осью, проходящей через ядра атомов. В слу­чае слабого взаимодействия между спино­вым и орбитальным угловыми моментами, то есть слабого мультиплетного расщепле­ния, полный спин молекулы S образует­ся из спинов Si и S2 отдельных атомов. Возможные значения его проекции состав­ляют S = Si + S2,Si + S2 - l,|Si - S2|. С другой стороны, орбитальные угловые моменты отдельных атомов Li и L2 кван­туются с учетом оси симметрии молекулы. Квантовое число результирующего элек­тронного орбитального углового момента обозначается через Л и принимает значения Л = 0,1,2 По аналогии с атом­ными состояниями, молекулярные состояния с Л = 0,1,2,3,... обозначаются как И,П, Д,Ф,.... Проекция суммарного углового момента электронной оболочки П на ось молекулы состоит из проекций орбитального момента Л и спина S, аналогично тому, как полный угловой момент электронов в атоме J формируется из L и S.

Пространственная плотность распределения электронного заряда в молекуле должна быть симметрична относительно всех плоскостей, включающих центры обоих ядер. При этом симметрия электронной волновой функции может быть либо четной, либо нечетной, что обозначается знаками плюс для симметричного Г2 = 0+,1+,... и минус для антисимметричного случая fi = 0~,l~,.... В однородной молекуле, состоящей из двух одинаковых ядер, существует центр симметрии, находящийся посредине между ядрами. Поскольку плотность электронного заряда должна отра­жать эту симметрию, она не должна меняться при смене знаков всех координат относительно центра, а соответствующая волновая функция должна быть либо чет­ной, либо нечетной. Волновые функции, четные относительно такого преобразования симметрии, обозначаются буквой «g», а нечетные — «и». О

Традиционно основное электронное состояние в молекулах обозначается бук­вой X, а вышележащие — как А,В,С, причем порядок обозначения зависит от исход­ной идентификации уровней.

1. Колебательно-вращательная структура. Квантовомеханическое рас­смотрение молекулы часто основывается на приближении Бора-Оппенгеймера. О Волновые функции электронов и ядер рассматриваются отдельно, при этом энергия молекулы оказывается равной сумме кинетической энергии центра масс и вклада, зависящего только от расстояния Д между ядрами. Последний определяется уравне­нием Шредингера следующего вида [106, 107]:

+ V(R)} x(R) = EV,J ■ х(Д), (5.15) 2шгЛ J

*П*2 *д2 П2* 1 *д* 2 *mr QR2 тт R 9R*

где mr — приведенная масса и — волновая функция, описывающая относитель­ное движение двух ядер.

В окрестности точки До потенциальная энергия V(R) (см. рис. 5.3) может быть аппроксимирована параболой V(R) = V(Ro) + (Д — Rq)2/2, to есть соответствует потенциальной энергии гармонического осциллятора. Следовательно, при J = 0 урав­нение (5.15) представляет собой уравнение Шредингера для квантованного гармони­ческого осциллятора, чье положение равновесия сдвинуто на До от начала координат. Ему соответствуют колебательные уровни энергии

Evib = f&Jvib (u + ^) • (5-16)

где o;vib — частота колебаний ии - колебательное квантовое число. В этом прибли­жении ядра колеблются по гармоническому закону вдоль соединяющей их линии.

Если амплитуда этих колебаний мала по сравнению с расстоянием До, то можно считать, что R « До, и принять третье слагаемое в фигурных скобках (5.15) за константу. При этом собственные значения энергии для уравнения (5.15) будут равны

Е = У (До) + ^vib (t> + I) + hJ{2Q 1}, (5-17)

где 0 = mr/?Q. Последний член соответствует вращательной энергии Erot = J2/(20) классической гантели, состоящей из двух масс mr/2 с расстоянием между их центрами 2До. Вращательная энергия квантовомеханического ротатора зависит от его момента инерции 0 и углового момента J с квантовыми числами J = 0,1,.... Следовательно, каждому колебательному состоянию соответствует ряд вращатель­ных состояний, как показано на рис. 5.4. По сравнению с атомом молекула обладает дополнительными степенями свободы, а именно колебаниями и вращением относи­тельно своего центра тяжести.

При большйх амплитудах колебаний необходимо учитывать асимметрию потенци­альной кривой, из-за которой колебания становятся ангармоническими. Ангармонизм ведет к модификации колебательных уровней энергии, которые перестают быть эквидистантными.

Аналогично и модель жесткого ротатора с постоянным моментом инерции 0 имеет свои ограничения для применения к реальной молекуле. Из-за энгармо­низма потенциальной кривой энергетические уровни зависят от колебательного квантового числа, а из-за растяжения молекулы за счет центробежной силы — от вращательного. В общем случае энергии колебательного и вращательного движе­ния нельзя считать независимыми друг от друга. Поэтому используется термин

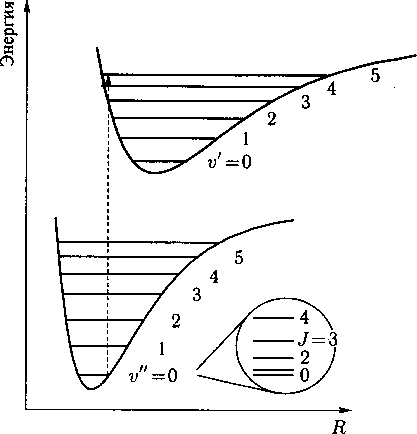


Рис. 5.4. Схема энергетических уровней молекулы (не в масштабе)

«колебательно-вращательные уровни». Для описания энергетических состояний и предсказания частот переходов в молекулах необходимо использовать более точное приближение для функций V(R), которое находится из сравнения с доступными экспериментальными данными.

1. Оптические переходы в молекулярном йоде. Молекула йода является одним из самых распространенных реперов, используемых в оптических стандартах частоты. Поглощая фотон, молекула переходит из более низкого энергетического состояния с электронной энергией Е"х, колебательной E"ib и вращательной E"ot, в более высокое состояние с энергиями E'el, E'vib, E'Iot (см. рис. 5.4) соответ­ственно. Расстояние между низколежащими колебательными уровнями молекулы 12 соответствует частоте ад,;ь/(27г), близкой к бТГц для Х-состояния и к 4ТГц для В-состояния. Частоты wrot/(27r) для низколежащих вращательных уровней со­ставляют около ЗГГц. При комнатной температуре тепловая энергия «/гс/А соответствует обратной длине волны, равной 200см-1, или частоте бТГц. Следова­тельно, заселенными оказываются только низколежащие колебательные состояния с v" = 0,1,2 и около ста вращательных состояний. В спектральном диапазоне от 500 нм до 900 нм, помимо около 80 доступных колебательных состояний г/, имеется около 60000 линий тонкой структуры, образующихся за счет переходов в системе В — X. Вследствие симметрии молекулы и соответствующих законов сохранения не все электрические дипольные переходы разрешены. Разрешенные переходы должны удовлетворять правилам отбора, перечисленным в таблице 5.3.

Вероятности переходов в молекулах очень сильно отличаются даже для пере­ходов, разрешенных правилами отбора (см. (5.133)). Наблюдаемые интенсивности поглощения определяются принципом Франка-Кондона 0 и зависят от структуры соответствующих волновых функций. Рассмотрим показанный на рис. 5.4 переход,

который происходит при значениях R, близких к краям соответствующих потенци­альных ям. В этой области обе волновые функции стремятся к нулю и, следователь­но, матричные элементы, задающие вероятность перехода, малы. С другой стороны, переходы, которым соответствуют значения R с большими значениями волновых функций начального и конечного состояний (а, следовательно, и плотности заряда), должны иметь большие вероятности.

Таблица 5.3. Правила отбора для электрических дипольных переходов в молекулах

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
| дл | = 0,±1 |  |
| ± | ± |  |
| g | <-» U |  |
| AJ = J'~ J" | = -1 | (Р-ветвь) |
|  | = 0 | (Q-ветвь; но не для J' = 0 <-> J" = 0) |
|  | = +1 | (R-ветвь) |

Линии поглощения классифицируются путем сравнения с результатами расчетов (см. 5.17) с учетом квантовых чисел. В качестве примера рассмотрим переход из основного состояния Х'Е+ в возбужденное состояние ВП+ (11 — 5), R(127), кото­рый совпадает по частоте с доплеровски уширенной линией гелий-неонового лазера и используется в оптических стандартах частоты (см. раздел 9.1.3 и таблицу 5.4). Буквы Е и П соответствуют значениям Л = 0 и Л = 1 для проекции орбитального углового момента на ось, соединяющую оба ядра. Волновая функция основного состояния является четной, а возбужденного — нечетной (то есть волновая функция сохраняет или меняет знак при инверсии относительно центра симметрии молекулы). Кроме того, эти волновые функции являются симметричной и антисимметричной относительно любой зеркальной плоскости, включающей центры обоих ядер, что обо­значается знаками «+» или «—». Колебательное квантовое число основного состояния равно v" = 5, а возбужденного - v' — 11 '). Вращательный угловой момент задается квантовым числом J" = 127, и поскольку этот переход принадлежит к Л-ветви (J1 = J" + 1, см. таблицу 5.3), то J' = 128.

Гернстенкорн с сотрудниками измерил доплеровски уширенный спектр йода методом фурье-спектроскопии в диапазоне от 11000см-1 (905нм) до 20000см-1 (500нм) [108, 109]. Като составил атлас линий иода, зарегистрированных методом субдоплеровской спектроскопии, в диапазоне от 15000см-1 (670нм) до 19000см-1 (500 нм) [110]. Результаты большого числа точных измерений частот переходов приведены также в работах [111, 112] и в цитирующейся в них литературе.

1. Определение молекулярных потенциалов. Поскольку потенциал V(R) определяет положение энергетических уровней молекулы (см. (5.15)), эксперимен­тально измеренные переходы могут использоваться для определения молекулярных потенциалов. Последние, в свою очередь, позволяют предсказывать неизвестные ранее уровни энергии и спектральные линии. Метод, позволяющий реализовать такой подход на практике, был предложен Данхэмом [113]. В нем используется



разложение в ряд потенциальной энергии колеблющегося ротатора, что дает уровни энергии

к

кЛ

Величины Yki называются коэффициентами Данхэма. Они могут быть найдены путем подгонки к измеренному колебательно-вращательному спектру, что позволяет восстановить функцию потенциальной энергии молекулы V(R). Гернстенкорн и Люк смогли описать измеренные ими 17800 линий йода посредством 46 молекулярных параметров с относительной погрешностью около 10-7 [114]. Позже Кнёкель с соав­торами описали избранные участки в спектре В-Х молекулы йода в диапазоне между 778 и 815 нм с погрешностью менее 200 кГц, используя коэффициенты Данхэма. При­меняя другую модель, опирающуюся на аналитически рассчитанные молекулярные потенциалы, можно предсказывать частоты спектральных линий йода в диапазоне между 515 нм и 815 нм с погрешностью не хуже 12 МГц.



Также возможно и полное квантовомеханическое описание вращательно­колебательной структуры с использованием аналитически заданной потенциальной энергии V(R) и численного интегрирования уравнения Шредингера (5.15), как было выполнено, например, в работе [115].

1. Влияние сверхтонкой структуры. Взаимодействие магнитных момен­тов электронов в электронной оболочке с магнитными моментами ядер приводит к сверхтонкому расщеплению линий, показанному на рис. 5.5. Два мультиплета так называемых линий 1104 и 1105, приведенных на этом рисунке, состоят из 15 и 21 сверхтонких компонентов, что следует из статистики спинов и правил отбора для электрических дипольных переходов. Спиновые квантовые числа ядер атомов йода в молекуле 12712 равны 1Х = 12 = 5/2, а в молекуле 12912 - соответственно
2. = 12 = 7/2. При этом возможные значения полного спинового квантового чис­ла молекулы составляют I = |/i - /2|,|/i — h + 11»l-^i + h\ — 0,1,...,5 для 127l2 и I = 0,... ,7 для 129I2. Поскольку эти ядра являются фермионами, полная волно­вая функция, представляющая собой произведение спинового и пространственного (включая вращательный) компонентов, должна быть антисимметричной по отноше­нию к перестановке ядер. Следовательно, в любом четном состоянии (например, в основном состоянии X), симметричная волновая функция для ядерных спинов требует антисимметричной вращательной волновой функции с нечетными значени­ями J и, наоборот, для антисимметричной спиновой волновой функции требуется симметричная вращательная. В молекуле йода антисимметричная спиновая волно­вая функция допускает значения I = 1\ + 12 = 0,2,4, а симметричная — / = 1,3,5. Следовательно, антисимметричные волновые функции для Х-состояния получаются комбинированием четных значений J" и четных же I либо нечетных J" и I. В результате основное состояние в 12712 расщепляется на

(2/ + 1) = 15 для четных J"

/=0,2,4

(5.19)

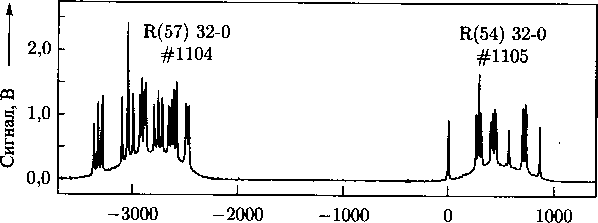
и

(2/ + 1) = 21 для нечетных J"

/=1,3,5

сверхтонких компонентов, а в 12912 соответственно — на 28 для четных J" и 36 для нечетных J".

Электрические дипольные переходы подчиняются правилам отбора AJ = ±1, AI = 0 и AF = 0, ± 1. Для больших значений J существенно только правило AF = A J [106]. Антисимметричная волновая функция возбужденного состояния В получается из состояний с четным J' и нечетным I (21 сверхтонкий уровень в ml2), либо с нечетным J' и четным I (15 сверхтонких уровней в 12712). Следовательно, оптические переходы для больших значений J" в основном состоянии также имеют 15 компонентов для четных J" и 21 — для нечетных. Это можно видеть на рис. 5.5, где линия R(57) для 12712 с нечетным J" = 57 имеет 21 сверхтонкую линию погло­щения, в противоположность линии Р(54) с четным J", где их 15. Рассуждения, подобные приведенному, позволяют описывать наблюдаемые переходы и сравнивать измеренные частоты с вычисленными.



Аи, МГц

Рис. 5.5. Экспериментально наблюдаемые мультиплеты R(57)32-0 и Р(54)54-0 молекул 12712, известные также как линии 1104 и 1105 согласно атласу линий йода [108]. Рисунок предо­ставлен Г. Шнатсом

Сверхтонкая структура образуется в результате электрического и магнитного взаимодействия ядерных моментов в молекуле с электронами и между собой. В силу сложности соответствующих расчетов обычно используется эффективный гамиль­тониан сверхтонкой структуры [116], позволяющий вычислять сверхтонкие уровни энергии для определенного вращательно-колебательного состояния следующим об­разом:

Whfs.eff = Weq + Wsr + Hsss + Htss- (5.20)

Здесь Heq представляет электрическое квадрупольное взаимодействие, Wsr — спин-орбитальное взаимодействие, Hsss — скалярное спин-спиновое взаимодействие и Wtss — тензорное спин-спиновое взаимодействие. Матричные элементы этих слагаемых часто представляются в виде произведений геометрических коэффициен­тов gi на параметры сверхтонкой структуры eQq,C,A,D [111, 117], что приводит к следующей формуле для энергии сверхтонкого расщепления:

((JI), -F|Whfs,eff|(>/. I), F) = eQq • geQq + С ■ gsn + А ■ gsss + D • <7tss- (5.21)

В результате подгонки к измеренным частотам переходов получены интерполяци­онные формулы для различных физических моделей (см., например, [111, 117] и цитированную в этих работах литературу). Бодерман и соавторы приводят погреш­ность вычислений сверхтонкой структуры менее 30 кГц в диапазоне длин волн от 510 нм до 820 нм, меньшую, чем [111]. В пределах одного сверхтонкого мультиплета четыре параметра, используемые в формуле (5.21), могут быть подобраны так, чтобы обеспечить совпадение с наблюдаемой сверхтонкой структурой с погрешностью менее 1 кГц [118].

1. Оптические переходы в ацетилене. В инфракрасной области, а особен­но в диапазонах вблизи длин волн 1,3 мкм и 1,5 мкм, используемых для оптической связи, требуются оптические переходы, которые могли бы использоваться как реперы частоты. Молекула ацетилена (С2Н2; Н-С = С-Н) хорошо подходит для этой цели [47, 119, 120, 121, 122, 123]. Она включает сильную тройную связь между центральными атомами С и более слабые одинарные связи между атомами С и Н. Молекула ацетилена имеет линейную структуру, и в ней могут возбуждаться различ­ные колебательные моды (см. рис. 5.6). Мода v2 соответствует случаю, когда атомы С движутся в противоположных направлениях, а каждый из атомов Н колеблется более или менее в фазе с соседним атомом С. При этом преимущественно растягивается связь С = С. В противоположность этому, в моде растягиваются связи С — Н. Мода щ соответствуют изгибу связи С = С, a — связей С — Н. Частоты (а также волновые числа и длины волн) мод ь>\, v2, г'з, щ и 1/5 равны, соответственно, 101,1 ТГц (3373 см'1; 2,965 мкм), 59,2 ТГц (1974 см-1; 5,066 мкм), 98,4 ТГц (3282 см ;
2. 047 мкм), 18,4 ТГц (613 см-1; 16,31 мкм) и 21,9 ТГц (730 см ■; 13,70 мкм) [47]. Ангармонизм потенциальной энергии (см. рис. 5.4) приводит к нелинейной зависи­мости смещения атомов от движущей силы. В результате может наблюдаться слабый

спектр обертонов с частотами и,2и Более того, нелинейное взаимодействие

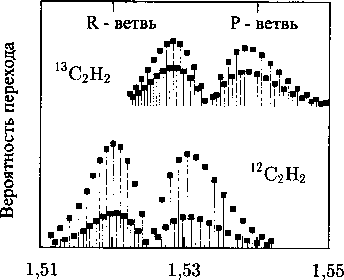
ведет к появлению комбинационных частот, например, v\ + v2, v\ — v2,2v\ -v2,... ) Переходы, образующиеся из комбинаций частот мод v\ и v3, часто используются как эталоны частоты и длины волны в диапазоне оптической связи (см. таблицу 13.1 и работу [124]).

|  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- |
| гл |  | ©-[[22]](#footnote-23) |  |  |
| V2 |  |  | ©- |  |
| Щ | <5Ъ |  |  | А |
| щ |  |  | . (С) | <а> |
| Vb | (Н) | (с) | (5) | <к |

Рис. 5.6. Пять нормальных мод колебаний молекулы ацетилена Н - С = С - Н. Стрелки показывают движение соответствующих атомов в некоторый момент времени

Ветви R(P) образуются за счет практически линейного увеличения (уменьшения) разностей энергий в зависимости от J" (см. рис. 5.7, а) при переходах J" -> J' с AJ = +1 (AJ = —1). Различия в интенсивности между переходами с четными и нечетными J, заметные на рис. 5.7,6, возникают из-за взаимодействия с ядерным спином, влияющим, как и в случае молекулярного йода (см. раздел 5.2.2.2), на число возможных молекулярных состояний. Форма огибающей спектра определяется тем,что, с одной стороны, с ростом J растет число доступных состояний, а с другой сто­роны, уменьшаются населенности этих состояний в соответствии с больцмановским распределением.

5



**А, мкм**

*б*

4

| I I I I

1\_ 5

4

R5 R3 R1 Р1 РЗ Р5

*а*

Рис. 5.7. а) Уровни энергии и вращательные переходы в ацетилене, б) Рассчитанные враща­тельные полосы в ацетилене, образующиеся из мод v\ +1/3, см. рис. 5.6.

Линии поглощения молекулы 13С2Н2 смещены примерно на 8 нм в длинноволно­вую область относительно соответствующих линий в молекуле 12С2Н2. Сдвиг вызван разностью масс двух изотопов углерода, приводящей к различию частот колебаний связей С — Н.

1. Другие молекулярные поглотители. Переходы в молекулярном йоде лежат в зеленом, красном и ближнем инфракрасном диапазонах спектра. Для инфра­красного диапазона имеются и другие молекулярные поглотители: Н20, NH3, HCN, HI, Cs2, О2 и др. [47]. В зеленом и синем участках спектра часто используется теллур Те2 [125, 126, 127, 128].

В молекуле метана СН4, используемой для стабилизации гелий-неоновых лазеров вблизи длины волны 3,39 мкм (см. таблицу 5.4), четыре атома водорода образуют правильный тетраэдр с атомом углерода в центре. Такая высокая молекулярная симметрия приводит к возникновению четырех невырожденных колебательных мод, одной дважды вырожденной и двух трижды вырожденных, обозначаемых как Ai, Е и F2 соответственно. Лазеры, стабилизированные по метану, используются как вы­сокоточные оптические стандарты, которые будут рассмотрены далее в разделе 9.1.4.

Молекула тетраоксида осмия OSO4 имеет трижды вырожденную колебатель­ную моду 1/3 с линией поглощения вблизи длины волны 10,42 мкм, что совпадает с длиной волны СОг-лазера (см. раздел 9.1.5). Обзор возможностей использования молекулярных переходов для стабилизации частоты лазеров можно найти, например, в работе [47].

§ 5.3. Взаимодействие простых квантовых систем с электромагнитным излучением

1. Двухуровневая система. При исследовании взаимодействия квантовых систем с монохроматическим электромагнитным полем в большинстве случаев до­статочно ограничиться анализом двухуровневой системы, имеющей только два со-

Таблица 5.4. Некоторые оптические переходы в молекулах, используемые в стандартах частоты. Ряд других переходов можно найти в монографии [47] и в таблице 9.1. ДЛ — диодный

лазер; ЛК — лазер на красителях

|  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- |
| Молекула | Переход | Частота  ТГц | Длина волны мкм | ’ Лазеры | Ссылка |
| 0s04 | R(12) | 29,09627495234 | 10,303 | С02 | [95] |
| СН4 |  | 88,37618160018 | 3,392 | He-Ne | [95] |
| 12с2н4 | Р(21) | 194,91619955(15) | 1,538 | ДЛ | [124] |
|  | щ + и3 |  |  |  |  |
| 13с2н4 | R(23) | 196,92974592(15) | 1,522 |  | [124] |
|  | V\ + 1^3 |  |  |  |  |
| 12с2н4 | Р(18) | 197,75046656(15) | 1,516 | ДЛ | [124] |
|  | V\ + Щ |  |  |  |  |
| HCN | Р(27) | 192,6224469(1) | 1,556 | ДЛ | [129] |
| 12712 | R(42) 0-17 bi | 367,615127628(14) | 0,816 | ДЛ | [130] |
|  | R(127) 11-5 ai3 | 473,612214705 | 0,633 | He-Ne | [95] |
| 130Те2 | di | 613,881 1491(5) | 0,488 | ЛК | [127] |
|  |  | 642,1165136(6) | 0,467 | ЛК | [128], |
|  |  |  |  |  | [131] |

стояния с энергиями Е\ и Е2, где Е2 > Е\. Эти состояния могут иметь различные обозначения, например, |1) и |2), или |д) и |е) от «ground» (основное состояние) и «excited» (возбужденное состояние), или | |) и | |). Мы рассмотрим этот случай, следуя учебникам [11, 132, 133], представим ряд методов и введем соотношения, которые будут использоваться далее в книге. Начнем с зависящего от времени уравнения Шредингера, представив гамильтониан в виде:

*Н = Нь + Нш.* (5.22)

Здесь гамильтониан Но описывает систему, не взаимодействующую с излучением. Ему соответствует не зависящее от времени уравнение Шредингера (без учета спонтанного излучения)

\* П0фк(г) = ЕМ г), (5.23)

где k = 1, 2, а переменная г описывает все внутренние степени свободы системы, включая положение электронов, спины и т. д. Оператор Wmt представляет собой возмущение, вызванное взаимодействием с внешним полем. Будем считать, что 'Hmt не имеет диагональных элементов. О Поскольку собственные функции фк(г) образу­ют полный набор, общее решение ф(г, t) уравнения (5.2) может быть представлено в виде их линейной комбинации:

ф{г, t) = с, {t)e~iE^Vi (г) + c2{t)e-iEit/‘%ф2{т). (5.24)

') Любой вклад постоянной энергии можно исключить переходом к новому базису со сдвинутыми энергиями обоих состояний и включением величины сдвига в Но-

В общем случае коэффициенты Ck(t) включают зависимость от времени, обусловлен­ную гамильтонианом взаимодействия 7Yint - Чтобы найти зависимость от времени в явном виде, нужно подставить формулы (5.22) и (5.24) в (5.2), что дает

•\* д

= гПШ

*(По + niat) [сх{£)е~^/пф{{т)* + *с2Ц)е-1Е^пф2(т)\ =*

Cl(f)e-iBlt/Vi(r) + с2{1)е~^пф2{ г)1 (5.25)

или

Ею i(t)e\_i£lt/ft^i(r) + Е2с2(г)е-^нф2(г)+

+ П-1аМ1)е-1В'ь1пфх{г) **+** и{пМЬ)е-1Е^ф2(т) **=**

= г) + *Elcl(t)e~iE't/%(r)+*

*+ Ш^-е-^^ф^г)* + *E2c2{t)e~iE^2(r).* (5.26)

В левой части последней формулы было использовано соотношение (5.23). Умножая уравнение (5.26) сначала на ^(г), затем на «^(г) и интегрируя по пространственной координате г, получим

= c2^i2We-ia,ot, (5.27)

=с1я21(<)е+"0(, (5.28)

где *Е2- Е\ = hu>o,* а

H2l(t) = J ^(r)Wint(f)0,(r)d3r = (2|Wint(i)|l) (5.29)

И

*Hl2(t)= ф\{т)П11А{1)ф2{т)йъг =* (l|Wint(\*)|2) (5.30)

* зависящие от времени матричные элементы. Поскольку HiQt является эрмитовым оператором, выполняется соотношение

#21 = щ2. (5.31)

Вероятности пребывания системы в состояниях |1) и |2) равны |ci|2 и |сг|2 и для них выполняется равенство

|ci(t)|2 + |c2(t)|2 = l. (5.32)

Решение системы дифференциальных уравнений (5.27) и (5.28) может быть найдено, если известны волновые функции (векторы состояний) для двух уровней системы, а также гамильтониан взаимодействия 7imt.

Явный вид гамильтониана, описывающего взаимодействие атома с электромагнит­ным полем, может быть получен путем разложения в ряд энергии связи заряженной частицы с электромагнитным полем с сохранением лишь первого неисчезающего члена [134, 135]. Пусть заряженная частица с массой ш, зарядом q и координатой г находится в поле с векторным потенциалом A(r,t). Если длина волны излучения велика по сравнению с размером атома, то поле может быть разложено по мультипо­

лям относительно центра масс атома го- Наиболее важные для стандартов частоты гамильтонианы даются следующими формулами [11]:

Timt = -d • E(ro,t) = +qr • E (электрическое дипольное взаимодействие), (5.33)

Timt = —ц- B(ro,i) (магнитное дипольное взаимодействие), (5.34)

Hint = |г • г • VroE(ro, t) (электрическое квадрупольное

взаимодействие), (5.35)

где d, ц и т.д. следует интерпретировать как квантовомеханические операторы. О Электрическое дипольное взаимодействие используется в оптических стандартах частоты, основанных на щелочноземельных атомах (см. раздел 9.4.4). В приближе­нии (5.33) электрический дипольный момент d = qr — ег (где элементарный заряд е = 1,602 • 10~[[23]](#footnote-24)Ас предполагается положительным) взаимодействует со средним электрическим полем, взятым в точке го.

Гамильтониан (5.34) описывает взаимодействие магнитного дипольного момен­та атома ц с магнитным полем B(r0,t) электромагнитного излучения. Магнитные дипольные переходы между сверхтонкими уровнями используются в стандартах частоты диапазона СВЧ, например, в цезиевых атомных часах (глава 7), водородном мазере (§8.1) и большом числе стандартов, основанных на ионных ловушках. В оп­тических стандартах частоты используются также квадрупольные (в Hg+ и Yb ) и октупольные (в Yb+) переходы (см. раздел 10.3.2). ^

Рассмотрим более подробно электрическое дипольное взаимодействие (5.33). Внешнее электрическое поле, прежде всего, стремится разделить положительные и отрицательные заряды в атоме, молекуле или ионе, поляризуя эту микрочастицу и изменяя ее энергию. Поляризация атома обычно описывается средним значением оператора (наведенного) электрического дипольного момента d = -q J2i=i гь где N — число электронов, а координаты г\* электронов берутся для возмущенного полем состояния атома. По аналогии с классическим случаем дипольный момент может рассматриваться, как расстояние г между зарядами, которое в квантовом случае представляет собой оператор. Для простоты мы предположим, что электрический диполь параллелен направлению е электрического поля линейно поляризованной электромагнитной волны E(ro,i) = Еое cos(wi). Используя дипольное приближение, то есть пренебрегая пространственной неоднородностью электрического поля в мас­штабе атома, можно записать формулу (5.27) в следующим виде:

= «(\*) = С2(\*)

*п*

*hfl,R*

2

где величина

(г) d •*Еф2{г)<?г) e~iu,otl* [*eiwt* + *e~iu,t]*

*ф\(т)г ■ еф2{т)йъг* (5.37)

носит название частоты Раби. Можно выбрать относительные фазы состояний ф\ и ф2 так, чтобы матричные элементы (5.29) и (5.30), а, следовательно, и частота Раби, были действительными [136]. Отсюда получим:

*dczit)* /,\ *Tl£Ir*

*Ш*

(5.38)

*dt —*

Вблизи резонанса (ш « u>o) второй член в квадратных скобках в формулах (5.36) и (5.38) быстро осциллирует с удвоенной частотой электромагнитного поля в проти­воположность первому слагаемому, зависящему от отстройки

*Аш = и- uq.* (5.39)

Можно показать, что быстрые осцилляции приводят лишь к малому сдвигу ча­стоты, известному как сдвиг Блоха-Сигерта [11, 137, 138]. Обычно пренебрегают быстро осциллирующими членами, содержащими а> + u>q. Эта процедура известна под названием приближения вращающейся волны. Следуя Ванье и Одуану [11], можно показать, что если выполнять интегрирование в (5.36) по достаточно малому интервалу времени так, чтобы c2(t) можно было считать постоянным (например, c2(t) « 1), то влияние этих быстро осциллирующих членов оказывается пренебрежи­мо малым. В этом случае c\(t) представляет собой сумму двух слагаемых, одного с резонансным знаменателем Аи>, а другого — пропорционального l/(w + u>o), причем первый оказывается много больше второго. В приближении вращающейся волны уравнения (5.36) и (5.38) упрощаются:

*dci (t) dt*

*dcj(t)*

*dt*

*-- -ic2(t)^eiAut*

(5.40)

(5.41)

Решение уравнений (5.40) и (5.41) будем искать в виде:

*ci(t) = eiat,* (5.42)

и, следовательно, dc\(t)/dt = iaexp(iat). Подставив это решение в (5.40), получим:

2

*c2(t)* = *-а~е^а~^\ Mr*

(5.43)

В свою очередь, подстановка данного результата в (5.41) приводит к квадратному уравнению о? — а А ш — Од/4 = 0 с двумя корнями

“1,2 = ± \ \/Да;2 + ■

(5.44)

(5.45)

(5.46)

(5.47)

Обозначив

Пд = Г2д + АиР-, можно переписать формулы (5.42) и (5.43) как

/ \ « Au>t

*ci(t) = е* 2

*Аё*

+ *Be*

. ч • Acjt

*c2{t) = е 1 2*

, Aw + Пд

2 ~в *nR*

*Aw ■*

Коэффициенты А и В можно получить из начальных условий с\ (t — 0) — 1 и c2(t = 0) = 0, что дает 1 = А + В и А(Дш + yjАш2 + fl2R) = —В(Аш — yJAtJ2 + Sl2R).

Следовательно,

(5.48)

(5.49)

(5.50)

(5.51)

*Qfjit* . *Аш . Qfit* C0S^-^Sm\_

. *Аш. 1~2\*

exp

2

. *Аш.*

*-г1Гь.*

. Пя .

■г?481П-2-ехр

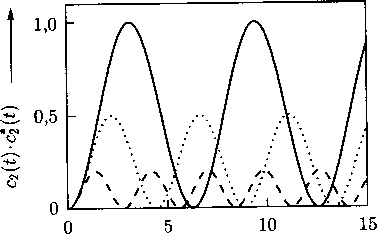
Подставив (5.48) и (5.49) в (5.46) и (5.47), получим окончательно:

Cl(t) = c2{t) =

*Аш* — *2Q!r Аш* Пя *2П'п* '

*В*

Вероятности |ci(£)|2 и |сг(£)|2 нахожде­ния двухуровневого атома на каждом из двух уровней осциллируют с часто­той (см. рис. 5.8), что носит на­звание осцилляций Раби. Их частота зависит от отстройки Аш, а также от частоты Раби Пд (5.37), которая опре­деляется видом взаимодействия, см. (5.33)-(5.35). Для нулевой отстройки вероятность обнаружения атома в воз­бужденном состоянии в какой-то мо­мент времени tv достигает единицы. Импульс излучения, воздействующий на атом в течение времени tn, называ­ется 7г-импульсом, поскольку он меняет фазу биений Раби (сплошная линия на рис. 5.8) на 7г. В общем случае угол



n't

Рис. 5.8. Осцилляции Раби для вероятности |c2(t)|2 обнаружения двухуровневого атома в возбужденном состоянии, согласно выраже­нию (5.51) при Аш = 0 (сплошная линия), Аш = Qr (пунктирная линия) и Аш = 2SIr (штриховая линия)

(5.52)

Or =

называется углом Раби. Как можно видеть из рис. 5.8, с увеличением отстройки частота осцилляций Раби возрастает, а их амплитуда уменьшается.

1. Оптические уравнения Блоха. Эволюция двухуровневой системы, опи­сываемой уравнением Шредингера 0 (5.2), может быть наглядно представлена с по­мощью геометрической картины, предложенной Фейнманом, Верноном и Хеллвар- том [139]. Чтобы избежать путаницы, которая может возникнуть при сопоставлении с выражением (5.24), мы изменим оригинальные обозначения, введенные авторами работы [139], и положим

ф(гЛ) = Ci(i)<£i(r) + C2(t)<j>2(r). (5.53)

’) Точно так же может быть использована картина Гейзенберга [138].

Подобно тому, как это было сделано в разделе 5.3.1, подставим эту формулу в (5.2), что, учитывая (5.25), приводит к следующим уравнениям:

^ = +\*^C,(t) - ic2(t)Hl2(t), (5.54)

^ = -i^C2(t) - ~Ci(t)H2i(t). (5.55)

Здесь снова Н2Х = J ф\*Пыф^3г, Я12 = J ф\Н1П%Ф2^г = Я2\*, и Тш0 = Е2 - Е{. За ноль отсчета энергии двухуровневой системы выбрано значение (Е\ +Е2)/2, что дает Е2 = 1ш0/2 и Е2 = —Ли>о/2.

Использовавшиеся в уравнениях (5.27) и (5.28) коэффициенты c\(t) и c2(t) имеют «медленную» зависимость от времени, определяемую только энергией взаимодей­ствия «ил. С другой стороны, основанные на картине Шредингера коэффициенты Ci(t) и C2(t) в уравнениях (5.54) и (5.55) являются быстро осциллирующими и опре­деляются полным гамильтонианом. Тем не менее, справедливы равенства С\ С? = cict и С2С% = с2с|.

Фейнман с соавторами использовали три действительные функции, зависящие от Ci(t) и C2(t)

R[(t) = C2(t)Cr(i) + CmCdt), (5.56)

*щг) = i\c2{t)c;(t)* - *стсш* (5.57)

^W = C2(\*)CJ(t)-C,(\*)CT(i). (5-58)

из которых можно составить вектор R'(£) = (R[(t), R'2{t), R’3{t j). Этот вектор обычно рассматривается как вектор некоторого фиктивного спина или вектор псевдоспина. Смысл этого названия будет понятен из последующего текста. Из формул (5.56)- (5.58) и (5.32) следует, что

*R\2(t)+ltf(t)+R?(t)* = *[C2(t)CZ(t)+Ci(t)C;(t)}2* = (|c2(t)|2+|Cl(\*)|2)2 = 1. (5.59)

Это означает, что длина вектора R/(t) остается постоянной и его конец очерчи­вает траекторию на сфере единичного радиуса, называемой сферой Блоха. Чтобы выяснить значение трех компонент вектора псевдоспина R'(£), рассмотрим динамику этого вектора. Для этого получим уравнения для его компонент.

Например, производная dR\(t)/dt может быть вычислена из (5.56):

СГ(\*) + <h(t) С{ (t) + С\*2 (t) . (5.60)

Используя формулы (5.54) и (5.55), а также (5.57) и (5.58), получим:

dR\ (t) 1 TiuJo 1 „ ... 1 Тш0 \_ t 1

d— -ih^T°2C' + ihClC'H21 + ih^TC2Cl - ih ^ 2 12

1 ^0 Г’\*Г\ *\_* 1 *(~1\** zt\* 1 ^0 r<\*r< I 1 s~< n\*TI *—*

*ih* 2 *°2°1 ihClClH2l~ih~TC2Cl + ihC2<J2Hl2-* =^(C2Cf - C2\*C,) + *±гСгЦ(Нп* - *Щу)* + *\c2c;(Hl2 - Щ2) =*

ь

*= -u)aR!2{t)* - |lm *{H2x)R!3{t).* (5.61)

Аналогично выводятся уравнения для компонент i?2(t) и R${t). Полный набор урав­нений, приведенный ниже, носит название оптических уравнений Блоха:

= -шоR'2(t) - |lm (Я21)ад, (5.62)

= +u0R[(t) - |Re(Я21)Дз(0. (5.63)

1Ш- = +|Re(#n)tf^) + |1т(Я21 )#,(\*)• (5.64)

Система уравнений может быть переписана в более компактном виде:

=П'х R'(f), (5-65)

*at*

где SI' представляет собой вектор 0 с тремя действительными компонентами [[24]](#footnote-25))

П'~ (|ке(Я21),-|1т(Я21),и>0). (5-66)

Уравнение (5.65) напоминает уравнение, описывающее прецессию вращающегося волчка под действием крутящего момента или прецессию частицы со спином 1/2 и магнитным моментом во внешнем магнитном поле. Отсюда название «вектор псевдоспина».

Оптические уравнения Блоха описывают связь поля излучения с двухуровне­вой системой. Компоненты R\ и R'2 вектора Блоха соответствуют действительной и мнимой частям поляризации атома, а компонента R'3 равна разности вероятностей нахождения двухуровневой системы в верхнем ф2{|е),|2)) и нижнем ф\ (Iff), 11)) со­стояниях, то есть задает инверсию населенности двухуровневой системы. Для атома, находящегося в основном состоянии |1), вектор В/ направлен вниз, а в возбужденном

|2) — вверх. о

Простая картина вектора R', прецессирующего вокруг О, является адекватной только в тех случаях, когда W медленно меняется по сравнению со временем, которое требуется R', чтобы обойти вокруг £1'. Вблизи резонанса выполняется условие w яз и>о и ^ имеет компоненты, для которых зависимость от времени определяется частотой электромагнитного поля и. В качестве примера рассмотрим случай 7г-импульса, когда взаимодействие постоянно в течении времени т, такого, что SIrt — 7Г (рис. 5.9). В стандартах частоты СВЧ-диапазона время т составляет порядка микросекунды или несколько больше. За это время вектор псевдоспина успевает обойти вокруг сферы Блоха, по крайней мере, тысячу раз. Поэтому обычно используется система координат и, v, w, вращающаяся со скоростью ш вокруг оси 3, причем ось w совпадает с осью 3 [133, 138, 139, 140].

Перед тем, как выполнить это преобразование, положим, что взаимодействие является электрическим дипольным, так что Н\2 = — —d • Е (см. (5.33)), причем дипольный момент di2 = dr + id\* является комплексным вектором. Используя те же рассуждения, что и прежде, фазы состояний ф\ и ф2 можно подобрать так,

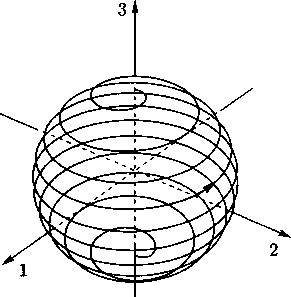


Рис. 5.10. Эволюция вектора R' на сфере Блоха под действием резо­нансного 7Г-импульса, приложенно­го к атому в основном состоянии

чтобы выполнялось di = 0. В этом случае формулы (5.62) - (5.64) можно переписать следующим образом:

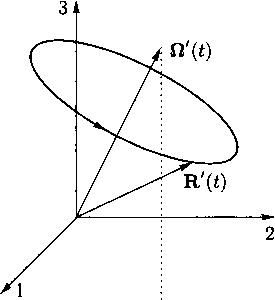


Рис. 5.9. Вектор псевдоспина R' прецессирует вокруг вектора Я'

= -щЩЬ), (5.67)

= +w0#'i (0 + cos ut R'3{t), (5.68)

*= -\*±Е0 cos utR^t).* (5.69)

Перейдем во вращающуюся систему координат, используя преобразование

R\(t) *=* и cos ivt — v s\nu)t, (5.70)

R^it) *—* usinut *+* vcoswt, (5.71)

. R'3(t) = w. (5.72)

Подстановка, например, (5.71) в (5.67) и приравнивание результата к производной от (5.70) дает

*й cos u)t — v sin ut — (ш — щ)и sin ut + (ш — ljo)v cos tut,* (5.73)

*U* sin *Lot + VCOSU}t — —(w — и>о)и COSUlt + (u —* CJo)'l,sin *U)t + Eq* cos *uitw,* (5.74)

u, = — ^^Eocoscjtsinwtu— ***Eq*** cos2 wtv. (5.75)

*n n*

Умножая уравнения (5.73) и (5.74) на cos ujt и sin wt и складывая полученные формулы, а также умножая их на sin wt и cos ut и вычитая результаты, получим соответствующие уравнения Блоха во вращающейся системе координат:

*й = (и — wo)v* + *-j^Eq* sin 2 *uitw,*

(5.76)

(5.77)

(5.78)

*v* = *—(ui — ujo)u + ^Eq{ \ +* cos 2*U)t) w,*

*w = - ^-Eq* sin *2uit и — ^-Eq(1 +* cos 2*wt) v. n n*

Таким образом, переход во вращающуюся систему координат приводит к появлению медленно осциллирующих членов на частоте ш - а;о, а также быстро осциллиру­ющих членов на частоте 2и>. В СВЧ и оптическом диапазонах, где длительность импульса т велика по сравнению с 1/и>, быстро осциллирующие члены, как правило, оказывают слабое воздействие на поведение системы, внося лишь незначительный сдвиг Блоха-Сигерта [11, 137, 138]. Используя приближение вращающейся волны, то есть пренебрегая слагаемыми, осциллирующими с частотой 2и> и вводя частоту Раби Qr (см. (5.37)), мы получим оптические уравнения Блоха во вращающейся системе координат:

й = (и - u>o)v, (5.79)

v — —(и> — и>о)и 4- (5.80)

w = (5.81)

Переход во вращающуюся систему координат оставляет длину вектора неизменной, так что вектор псевдоспина R = (u,v,w) вновь очерчивает орбиту на сфере Блоха единичного радиуса. Как и в случае (5.65) эти уравнения могут быть переписаны в виде одного векторного уравнения

= П х R(0 (5.82)

***at***

с вект°Р°м п = (-П\*, О, wo - О»), (5.83)

где третья компонента П теперь представляет собой отстройку, взятую со знаком минус: —(и - шо).

Представление вектора псевдоспина на сфере Блоха оказывается особенно полез­ным при рассмотрении импульсных возбуждений, например, в методе Рэмси, который будет рассмотрен более подробно далее (см. § 6.6). На рис. 5.11 показаны два важных частных случая, которые будут использованы при рассмотрении стандартов.

В качестве первого примера (рис. 5.11, а) рассмотрим взаимодействие с моно­хроматическим полем, частота которого совпадает с частотой атомного перехода. Поскольку в этом случае отстройка равна нулю, вектор П направлен вдоль оси -и (см. (5.83)), и вектор псевдоспина прецессирует вокруг этой оси. В общем случае, эволюция вектора псевдоспина описывается уравнениями (5.79) - (5.81). Если в на­чальный момент времени двухуровневая система находится в основном состоянии, то вектор псевдоспина указывает на южный полюс сферы Блоха u = d = 0hw = -1.

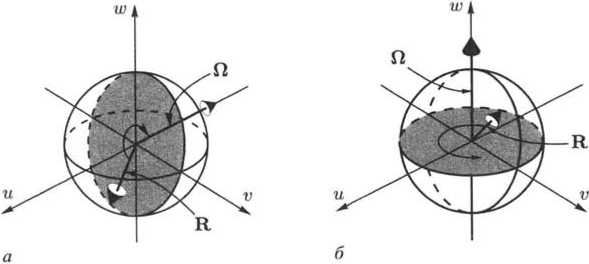


Рис. 5.11. а) При нулевой отстройке вектор псевдоспина прецессирует в плоскости v - w. б) Эволюция вектора псевдоспина для когерентной суперпозиции состояний двухуровневой

системы.

Следовательно, й = 0 (5.79) и w — 0 (5.81), при этом v = —Пд (5.80), в силу чего со временем у вектора псевдоспина появляется компонента —v. Этот вектор проходит по сфере Блоха через северный полюс, затем вновь через южный, и так раз за разом до тех пор, пока взаимодействие не будет выключено. Поскольку третья компонента вектора R отвечает инверсии верхнего уровня в двухуровневой системе, то мы снова получаем резонансные осцилляции Раби, показанные на рис. 5.8.

Рассмотрим также случай, когда вектор fi имеет только w-компоненту, то есть имеется не равная нулю отстройка, ш - шо ф 0, но напряженность поля равна нулю Пя = 0. Такой случай реализуется после воздействия на систему короткого 7г/2-импульса с частотой, отстроенной от резонанса. Вектор Блоха теперь прецесси­рует в плоскости и — v, а его третья компонента не меняется со временем. В случае положительной отстройки псевдоспин вращается по часовой стреле, а в случае отрицательной — против часовой стрелки.

В общем случае, когда вектор П имеет компоненты и и v, что соответствует взаимодействию двухуровневой системы с отстроенным полем излучения, у вектора Блоха появляется ненулевая компонента и. В результате, его конец не достигает северного полюса сферы Блоха и, следовательно, осцилляции Раби никогда не при­ведут к полной инверсии (рис. 5.8).

1. Оператор плотности. До сих пор мы характеризовали единичный двухуровневый атом посредством вектора состояния или волновой функции (5.24), содержащей всю возможную информацию о системе. Однако часто эта информация недоступна. Например, в присутствии спонтанного распада с верхнего уровня со скоростью 7 состояние системы оказывается не известно точно, а известны лишь вероятности нахождения системы на различных уровнях. В таком случае система описывается оператором плотности, который определяется как сумма проекций на каждый из возможных векторов состояний с весами, равными соответствующим классическим вероятностям Р,:



г

(5.84)

(см., например, [133, 135]). Для двухуровневой системы с волновой функцией, равной |ф) = Ci|l) + С212), матричные элементы оператора плотности



(5.85)

могут быть представлены как рц = (j\p\i), где

рп = С\ Ci — вероятность нахождения системы на нижнем уровне;

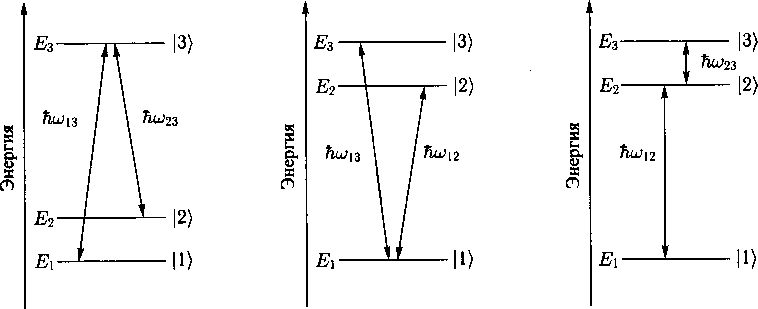
Р22 = С2С% — вероятность нахождения системы на верхнем уровне;

Р12 = СiC2 = р2\ — элемент, определяющий когерентность уровней.

Диагональные элементы матрицы плотности задают населенность атомных уровней. Недиагональные элементы, подобно компонентам i?i и R2 вектора Блоха, описывают наведенную поляризацию, ответственную за поглощение и дисперсию. Затухание, возникающее из-за спонтанного излучения, столкновений и других диссипативных механизмов, вводится в рассмотрение феноменологическим образом через скорость распада 7. Комплексные недиагональные элементы описывают когерентную суперпо­зицию двух возможных состояний и поэтому носят название когерентности.

Вектор псевдоспина на сфере Блоха может быть построен с использованием элементов матрицы плотности по формулам (5.56)-(5.58) [133].

1. Трехуровневые системы. Простая двухуровневая картина, рассмотрен­ная выше, позволяет описывать широкий круг эффектов, связанных с поглощением и испусканием фотонов квантовомеханическими системами, важных для физики стандартов частоты. Однако существует ряд эффектов, таких, как оптическая на­качка [141] или появление темных состояний (когерентное пленение населенно­стей) [142], основанных на взаимодействии поля излучения с поглощающей средой, имеющей более двух уровней. Большинство этих эффектов может быть описано в приближении трехуровневой системы, показанной на рис. 5.12.
2. Оптическая накачка. Явление оптической накачки, которое может иметь место в многоуровневых системах, было впервые описано Кастлером [141]. Рассмотрим ансамбль атомов, описываемый упрощенной схемой уровней, показанной на рис. 5.12, а. В этой схеме атом, находящийся в возбужденном состоянии |3), может распадаться в одно из состояний |1) и |2) через дипольно-разрешенные пере­ходы с соответствующими энергиями фотонов и Уш)2з- В случае, если система взаимодействует с источником монохроматического света, настроенным на переход Ни23, все атомы, спонтанно распавшиеся в состояние |2), будут снова переходить в возбужденное состояние. В то же время, это излучение не взаимодействует с ато­мами в состоянии |1). После нескольких циклов возбуждения-распада практически все атомы перейдут в состояние |1).



а б в

Рис. 5.12. Трехуровневая система: а) Л-конфигурация; б) V-конфигурация; в) каскадная

конфигурации

Для стандартов частоты оптическая накачка оказывается существенной с точки зрения нескольких аспектов. С одной стороны, она используется для приготовления многоуровневых атомов в определенном начальном состоянии. Например, в цезиевых часах с оптической накачкой переход между уровнями F = 4hF' = 3(A = 852 нм) используется для перераспределения населенности атомов между подуровнями ос­новного состояния. С другой стороны, в некоторых случаях оптическая накачка препятствует лазерному охлаждению. При этом возникает необходимость в допол­нительном лазерном источнике, который будет возвращать населенность обратно в охлаждающий цикл.

1. Когерентное пленение населенностей. При взаимодействии двух ко­герентных полей с трехуровневой системой могут наблюдаться некоторые специфи­ческие эффекты. Рассмотрим Л-систему (рис. 5.12, а), взаимодействующую с двумялазерными полями с частотами изц и близкими к условию двухфотонного рамановского резонанса

Пшы-ЬшЬ2 = Е2-Е1. (5.86) При этом лазерные отстройки частоты

= шц — о>1з, (5.87)

*6u>l2 = u>l2 —1023* (5.88)

могут быть отличны от нуля. В этих условиях возникает явление когерентного пленения населенностей и формируется темный резонанс. Можно определить харак­теристики резонанса, решая оптические уравнения Блоха для компонент матрицы плотности трехуровневой системы в стационарном случае р — 0 [142, 143, 144]. В ка­честве примера рассмотрим три элемента матрицы плотности рц,р22 и рзз (рис. 5.13), определяющие населенности трех состояний |1), |2) и |3) в схеме рис. 5.12, а. Вдали от двухфотонного резонанса зависимость населенности рзз возбужденного состояния |3) от отстройки частоты лазера следует кривой Лоренца. Однако в узкой области вблизи резонанса населенность уменьшается и при выполнении условия раманов­ского резонанса становится равной нулю. В результате населенность оказываются «захвачена» на двух нижних уровнях.

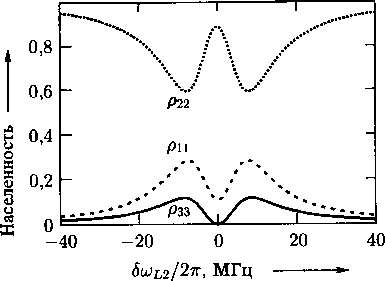


Рис. 5.13. Диагональные элементы матри­цы плотности, описывающие установивши­еся значения населенностей в изолирован­ной трехуровневой Л-системе (рис. 5.12, а) в зависимости от отстройки второго лазе­ра 5wl2 при резонансной настройке пер­вого лазера (5и>ы = 0). Скорости спон­танного распада и частоты Раби выбра-

Вследствие этого указанный интерфе­ренционный эффект получил название когерентного пленения населенностей (КПН).

Два диполя, которым соответствуют переходы |1) —\*■ |3) и |2) —> |3), связа­ны в оптических уравнениях Блоха че­рез недиагональные элементы матрицы плотности. Можно показать [142], что при точном резонансе когерентная су­перпозиция двух диполей приводит к де­структивной интерференции для вероят­ности перехода в состояние |3) и ин­тенсивность люминесценции с верхнего уровня ослабевает. По этой причине был введен термин «темный резонанс». Вда­ли от резонанса распределение населен­ностей в состояниях |1) и |2) опреде­ляется оптической накачкой и зависит от эффективных частот Раби для пере­ходов, возбуждаемых соответствующи-

« > / г < п\ т- пш Наог,“™п 1 1» — “К 13 — ~

ми лазерами (см. рис. 5.13). Так, уста- Ги = qR23 = 2п х 5 МГц и Г12 = 0, как новившиеся значения населенностей со- и в цитируемой работе [145]

стояний |1) и |2) зависят от отношений

соответствующих частот Раби Or 13/^23 и скоростей распада Г13 и Г23. Если бы на рис. 5.13 первый лазер был бы отстроен от частоты перехода (Scoli Ф 0), то темный резонанс оказался бы смещен на величину, задаваемую условием двухфотонного рамановского резонанса.

Темные резонансы и явление когерентного пленения населенностей находят ши­рокое применение в стандартах частоты, поскольку они позволяют регистрировать спектрально-узкие резонансы в компактных устройствах (§ 8.3). В предельном случае ширина темного резонанса ограничена временем сохранения когерентности междусостояниями |1) и |2). Если эти состояния являются компонентами сверхтонкой структуры основного состояния щелочных атомов (цезия или рубидия), то они оказываются связаны только слабыми магнитными дипольными переходами и об­ладают чрезвычайно высокими значениями времени спонтанного распада. Поэтому наблюдаемые в эксперименте значения спектральной ширины линии определяются, в основном, стабильностью лазеров, скоростью накачки в темное состояние и други­ми экспериментальными факторами.

§ 5.4. Сдвиги и уширение спектральных линий

Переходы в атомах, ионах и молекулах широко используются для стабилиза­ции частоты внешних генераторов. Любые эффекты, которые вызывают смещение частоты переходов, могут ограничивать возможности стандартов частоты. Поэтому необходимо контролировать указанные смещения, для чего требуется понимание их источников и соответствующих закономерностей. При этом микроскопические квантовые системы одного типа будут обладать схожими характеристиками лишь до той степени, до которой удастся обеспечить для них всех одинаковые внеш­ние условия. Если параметры квантовой системы нестабильны в течение времени взаимодействия или если взаимодействие включает много систем, подверженных различным возмущениям, то частотные сдвиги линии перехода будут приводить к уширению линии. В случае взаимодействия излучения с ансамблем частиц полезно различать две разновидности спектрального уширения линии. Если спектральный контур одинаково уширяется у всех частиц в ансамбле, то говорят об однородном уширении. Если же частоты переходов различных частиц возмущаются по-разному, то это называется неоднородным уширением линии.

1. Уширение из-за конечного времени взаимодействия. Естественная спектральная ширина линии, обусловленная конечным временем жизни в возбуж­денном состоянии (см. раздел 2.1.2.3), представляет собой характерный пример однородного уширения, поскольку уширение одинаково для всех атомов одного типа. Подобно этому, ограничение времени взаимодействия квантового поглотителя с воз­буждающим полем также приводит к однородному уширению линии поглощения. Ни­же мы рассмотрим два частных случая — резкого и плавного включения/выключения взаимодействия — и вычислим соответствующие частотные спектры.

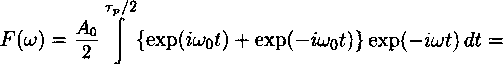
Пусть взаимодействие поля с атомом включается на конечное время тр:

**^> = {о**

Aocoscjo^ при — Тр/2 < t < гр/2

О в других случаях.

Соответствующий спектр частот может быть вычислен путем обратного преобразо­вания Фурье функции для /(f) (см. (2.19):



Р

-т,



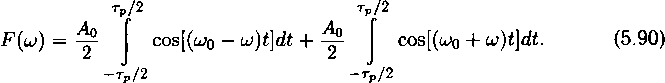
тр/ 2

тр/2

Тр/2

Тр/2

Переписав комплексные экспоненты через синусы и косинусы, получим с учетом того, что содержащие синусы члены пропадают при интегрировании:



Из двух слагаемых в формуле (5.90), которую мы представим в виде F(cj) = = F+(u) — и>о) + F-(и + и>о), второе отвечает за отрицательные «зеркальные» часто­ты. Вычисление первого интеграла дает:



*F+(w -ш0)*

*. —(ш — шо)тр* 111 2

А0Тр sin[(u; — а>о)тр/2] 2 (ш — Шо)тр/2 ’

(5.91)

Спектр мощности 0 |F+(w-u>o)|[[25]](#footnote-26) (см. рис. 5.14) помимо основной спектральной компоненты на частоте шо имеет боковые максимумы. Они появляются вследствие резкого включения и выключения поля взаимодействия и соответствующих высоких фурье-частот. Чтобы вычислить полную ширину по уровню половины максимума Ашр для центрального максимума спектра (см. рис. 5.14,6), запишем условие

1. \_ sin2[(^i/2 -шо)тр/2]

(5.92)

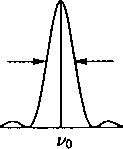
1. [(wi/2 — о»о)тр/2]2

Оно эквивалентно уравнению 1 j\[2x — sinx, решением которого является х =

= (^1/2 — шо)т/2 = 1,3916. Исходя из полной ширины по уровню половины максиму­ма Дыр = 2(wt/2 - uiq) = 4 • 1,3916/тр, получаем, что Аиртр = 0,8859. Это частный случай соотношения «длительность-полоса частот», 2) связывающего длительность импульса тр с шириной соответствующего частотного спектра F(v).



*t*



Ai/p ~ 0,9/т

**I**

*и*

111

*т*

*б*

*а*

Рис. 5.14. а) Прямоугольный импульс конечной длительности тр. 6) Спектр мощности

импульса

В ряде случаев взаимодействие включается и выключается плавно. Такая си­туация имеет место, например, когда движущийся атом пересекает лазерный луч с гауссовым профилем. В этом случае импульс поля имеет вид

f(t) = Д) exp

(5.93)

coswoi,

где Д) — значение амплитуды при t = 0 (рис. 5.15, а). Его спектр, вычисленный с использованием обратного преобразования Фурье, есть:

exp ( ~^~2 ) [exp(iu>o£) + ехр(—ехр(—iuji) dt ■

*F( и) =*

-оо

00

Г | ехр ехр[г(ш0 — w)]dt+

exp ( ) ехр[—г(а;0 + u))]dt.

(5.94)

+

Чтобы вычислить левую часть формулы (5.94), снова запишем ее в виде F(uj) = = F+(uj — u>q) + F-(w + wq) и дополним показатель экспоненты до полного квадрата:

*Ао*

*i(u*>о — *w)t*

*F{u) =*

*dt*

ехр •

2а

— ОО ОО

\_ *Ао ~* 2

= техр

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| F  1  ю  Я\* | С | О | " 2"  ( t . (uq — uf)V2а\ |
| 2 | — | ехр  X) | •  i  &  q  1  Ю  i |

*t . (и>о* — *ш)л/2* сг Л (о>о — *ш)2 а2*

722 I 2

*dt*

dt. (5.95)

ехр

Этот определенный интеграл сводится к табличному путем подстановки

*V2a*

.(wo

v2

*dt = V2 a*

exp(—*01) d/3 = y/2 Oypn.* (5.96)

exp

V2

Следовательно, фурье-преобразование гауссовой функции (5.93)

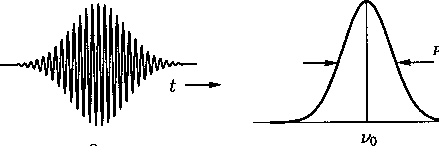
(w0 - W)V

т-i / ч *Ао\/2ж(т*

F+Ы) = s ехР

(5.97)

также является гауссовой функцией с а' — l/а (рис. 5.15). Ширина по уровню 1/2 графиков для квадратов амплитуд обоих импульсов (во временном и частотном пред­ставлениях) связана с соответствующими значениями полуширины этих импульсов множителем 2i/ln2. Следовательно, произведение длительности на полосу частот в данном случае равно Дир • тр = 4Ы2/2п и 0,4413.



*2а*

*v*

*а*

*б*

Рис. 5.15. а) Гауссов импульс длительности а. б) Спектр его мощности

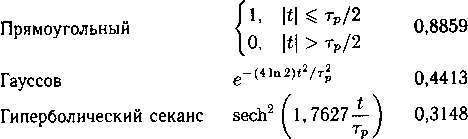
Дг/р = 2v1n2 /сг

Произведение длительности импульса на полосу частот для наиболее распростра­ненных форм импульсов, приведенных в таблице 5.5, оказывается близко к единице, и, следовательно, справедлива формула

(5.98)

**Дг/р • тр < 1**

Таблица 5.5. Произведение длительности на полосу частот для импульсов различной фор­мы. Здесь гр — ширина функции |/(£)|2 по уровню половины максимума, Avp — ширина поло-



сы по уровню половины максимума для [.F(/(t))]2

Форма импульса I(t) Аир ■

Лоренцев

0,2206

*Аир ■ тр*



1. Эффект Доплера и эффект отдачи. Реальные квантовые системы, например, цезиевые атомы в атомных часах или молекулы йода в поглощающей ячейке, в процессе своего взаимодействия с полем излучения не являются идеально изолированными и не находятся в состоянии покоя. В результате их движения угло­вые частоты поглощаемых или излучаемых фотонов отличаются от угловой частоты ш0 = (Е2 — Е\)/Ь для невозмущенных частиц. Вычислим сдвиг частоты, предполагая, что энергия и импульс системы должны сохраняться при поглощении или излучении фотона. Закон сохранения энергии требует, чтобы выполнялось соотношение



(5.99)

В свою очередь, закон сохранения импульса при поглощении или излучении фотона имеет вид:

(5.100)

pi + ftk = p2.

Здесь Ъш и Tik — энергия и импульс фотона с волновым числом к = ш/с, поглоща­емого или излучаемого двухуровневой квантовой системой с энергиями уровней Е\ и Е2, где Е2> Е\. Импульс атома до поглощения равен рь а после — р2. Переносяслагаемые в (5.99) из левой части в правую и подставляя формулу (5.100) в (5.99), получим:

*Пш = Е2-Е1 + ^--^- =*

1. т 2 т

с1 тг I Pi I Р\* ' k pi

* *Е2 - Ei +*  1 b — — =

2m m 2m 2m

*h2k2*

= Tujo + vi • Jik + —— (поглощение). (5.101)

Энергия Тш поглощенного фотона отличается от энергии Тги>о слагаемыми vi • Ьк

*Тск2 (Пш)2* „ „

и ~—у- Первое из них линеино зависит от скорости атома и соответствует

(линейному) эффекту Доплера. Второе слагаемое возникает в результате отдачи системы, принявшей на себя импульс фотона (см. (5.100)).

В случае излучения фотона атом вначале находится в состоянии |2) с импуль­сом р2- В этом случае получаем сходное выражение

*П2к2*

Twj — Тшо + V2 • Кк — (излучение), (5.102)

однако с отличием в знаке слагаемого, соответствующего отдаче. Из формул (5.101) и (5.102) следует, что разность энергий фотона, поглощенного атомом, до взаи­модействия находившимся в покое (vi = 0), и фотона, излученного атомом, также находившимся в покое (v2 = 0), равна

*ПАш = ^ф.* (5.103)

*тс*

Поскольку слагаемое, обусловленное отдачей, пропорционально и2, им обычно можно пренебречь в стандартах частоты диапазона СВЧ, но оно становится существенным в оптическом диапазоне, где его величина оказывается на десять порядков больше.

Ниже мы будем использовать релятивистское соотношение между моментом и им­пульсом свободной частицы Е = \Jp2c2 + Тодс4 вместо классического Е — р2/(2т), что позволит найти дополнительные поправки к формулам (5.101) и (5.102) (см. (5.108)). Релятивистский закон сохранения энергии требует, чтобы

Тш.> = ypfc2 + (гщс2 + Tujо)2 - ^/р,с2 + то^с4

= (moc2 + hw0)J 1 + 2Р2С 2 - тоЛ/1 + . (5.104)

у ***(тщс*** + ***Тиио)*** у ***гщс***

Раскладывая квадратные корни в ряд и пренебрегая всеми членами порядка вы­ше V2/(?, получим

Tiw - (moс2 + Тш0) (1 + ^ —- - .. -4) - m0c2 (1 +

i *pW*

О 2 4 \* ГЩС

\ *\* (гщс* -I- *Тш0) ) \*

*2 2* 2 2 **2 , \* .** *РоС 2 Р\с* к, т0с1 + Тш0 + ——^ - пг0<г —

п поци л

*2(гщс* + *Тьшо) 2rrioc*

*2ТП0С1*

Пио + fc2 . ~ (5.105)

с2 | 1 I 0 ) m°c

*гщ<? )*

Разложение в ряд выражения в скобках в знаменателе дает:

2шос2 \ то с J 2 то с

« Пи0 + Щ ~ (5-Ю6)

2тос 2тйс 2тос В случае поглощения фотона закон сохранения импульса имеет вид:

*р2=р2 + 2р1-ПЪ1 + П2к2.* (5.107)

Подставив его в (5.106), получим

= TvjJq + hvi • k + -Ъи+ - • • (поглощение). (5.108)

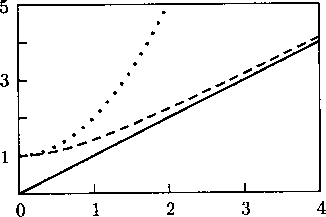
*2тщс 2 с*

Как и в формуле (5.101), здесь первые три слагаемых представляют частоту Тш>0, а также сдвиги частоты вследствие линейного эффекта Доплера и отдачи. Четвертое слагаемое иногда называют квадратичным эффектом Доплера, поскольку он зависит от v2/с2. Он возникает в результате замедления времени в движущейся системе отсчета с точки зрения внешнего наблюдателя, поэтому соответствующий сдвиг частоты также называют «сдвигом из-за замедления времени».

В случае излучения фотона получим:

Пш = Пшо + П\2 ■ к - ~Ъшо^2 + ■■■ (излучение). (5.109)

2 т0е 2 с



*р/тпос*

Рис. 5.16. Эффект отдачи и эффекты До­плера первого и второго порядков возни­кают из-за различных соотношений между энергией и импульсом для фотона (Е = рс, сплошная линия) и частицы с энергией покоя тщс2 при использовании как классического (Е = тпрс2 + у2 / (2т), пунктирная линия), так

и релятивистского (у р2^2 4- т\сА , штриховая линия) выражений для энергии

Поправки, ответственные за разность между энергией Ъшо = Е2 — Ех и энер­гией, поглощенной (или излученной) ча­стицей, то есть доплеровские сдвиги первого и второго порядков, а также сдвиг из-за отдачи, возникают из-за то­го, что зависимость между энергией и импульсом у фотона является линейной, а у частиц, обладающих ненулевой мас­сой покоя, она нелинейна (см. рис. 5.16).

1. Сдвиг и уширение спек­тральных линий из-за эффекта Допле­ра первого порядка. Рассмотрим части­цу, движущуюся со скоростью v в поле плоской электромагнитной волны с вол­новым вектором к, |к| = 2-г:/X = 2ттщ/с. Частота поля щ соответствует резонанс­ной частоте перехода в атоме, который находится в покое. Согласно формуле (5.108) частота и в системе отсчета, свя­занной с частицей, равна

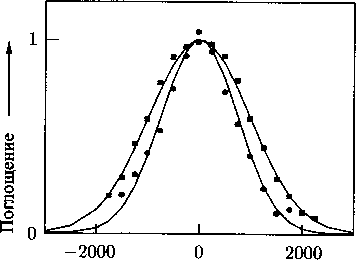
*Щ.*

27Г

2с‘

(5.110)

Она отличается от частоты перехода за счет вклада эффекта Доплера первого и второго порядка. Начнем с эффекта Доплера первого порядка, для которого сдвиг частоты зависит от угла а между к и v:



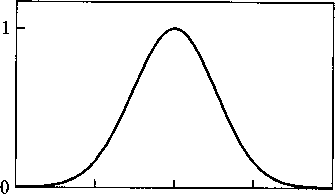
к • v |vi |v|

v — Щ = — = V1 cosa = V— cosa. (5.111)

Z7T Ac

Av, МГц

Рис. 5.18. Доплеровски уширенная ин­теркомбинационная спектральная линия кальция с А = 657 нм при температу­рах 756° (квадратики) и 625° (кружочки). Сплошные линии — теоретические кривые согласно формуле (5.114)



-6000 -3000 0 3000 vz, м/с

6000

Рис. 5.17. Максвелловское распределение ско­ростей (5.112) для атомарного водорода при Т = 300К

ж

Рассмотрим ансамбль атомов, находящихся в поглощающей ячейке. Предполо­жим, что атомы находятся в тепловом равновесии с термостатом при температуре Т и их скорости распределены изотропно. Для некоторого заданного направления, выбранного как ось 2, вероятность того, что 2-компонента скорости находится в диа­пазоне от vz до vz + dvz, описывается распределением Максвелла (рис. 5.17):

*p(vz)dvz = —==* ехр

(5.112)

***y/'KU***

где наиболее вероятная скорость и может быть получена из условия

2 *квТ*

(5.113)

Здесь кв = 1,38- 10-23Дж/К есть постоянная Больцмана.

Влияние эффекта Доплера первого порядка на спектральный профиль линии поглощения атомов, имеющих максвелловское распределение скоростей, легко может быть вычислено по формуле (5.112) путем подстановки значения vz = (v — щ)\ = = с{и — щ)/щ из формулы (5.111):

ос ехр

2 *квТ*

(5.114)

Вследствие эффекта Доплера первого порядка линия перехода уширяется в соответ­ствии с формулой (5.114). Доплеровский профиль спектральной линии (см. рис. 5.18)

представляет собой гауссову кривую с полной шириной по уровню половины макси­мума, равной

(5.115)



Например, профиль линии атомов неона в гелий-неоновом лазере из-за доплеровско- го уширения имеет спектральную ширину 1,5 ГГц при комнатной температуре.

1. Эффект Доплера второго порядка. Эффект Доплера второго порядка становится существенным при высоких скоростях атомов. Значительное влияние эффекта Доплера второго порядка (второй член в формуле (5.110)) на форму и центральную частоту спектральной линии особенно заметно для частиц с малыми массами и высокими частотами переходов как, например, в случае перехода 1S-2S в атомарном водороде. Представленные на рисунке 5.19 спектры были получены для различных температур атомного пучка, соответствующих различным средним скоростям атомов. При комнатной температуре центр тяжести спектральной линии смещен примерно на 40 кГц в сторону более низких частот. Кроме того, квадратичная зависимость от скорости приводит к выраженной асимметрии линии.

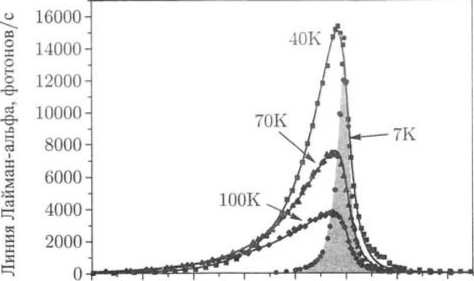


Рис. 5.19. Влияние эффекта Доплера второго порядка на двухфотонную линию поглощения перехода 1S-2S в атоме водорода на длине волны А= 121 нм. Результаты предоставлены

Т. Хэншем

-100 -80 -60 -40 -20 0 20 40 Отстройка лазера, кГц

1. Уширение из-за насыщения. Взаимодействие с электромагнитным по­лем также влияет на наблюдаемую форму и ширину спектральной линии поглощения в ансамбле частиц. Рассмотрим N двухуровневых атомов, из которых N\ находится в основном состоянии, a N2 —в возбужденном, причем N = N\ + N2- Взаимодействие двухуровневой системы с полем излучения со спектральной плотностью р(и) часто феноменологически описывается коэффициентами Эйнштейна, задающими вероятно­сти спонтанного излучения (Л21), стимулированного излучения (В21) и поглощения (В12). В стационарном случае суммарная скорость поглощения N\B\2p(.v) должна быть равна сумме скоростей спонтанного (Л21) и стимулированного (B2\p(v)N2) излучений:

***(Вцр(1у)* + *A2\)N2* = *B\2N\p(v).***

(5.116)

Следовательно, стимулированные излучение и поглощение существенно влияют на распределение населенности. Вводя безразмерный параметр насыщения О

S = 2Я12^ (5.117)

и используя равенство В%\ — ВХ2, можно представить относительную населенность возбужденного состояния следующим образом:

Т = ЦГПГУ <5и8>

Вблизи резонансной частоты атомного перехода спектральная зависимость скорости поглощения и, следовательно, спектральные зависимости В\2 и S описываются функ­цией Лоренца

(5Л19>

Отстройка 6v — и — щ равна разности частот электромагнитного излучения и атом­ного перехода, причем частота перехода в общем случае может быть смещена за счет эффекта Доплера и воздействия внешних полей. Резонансный параметр насыщения

S0 = ~ (5.120)

-\*sat

включает в себя интенсивность насыщения [[26]](#footnote-27))

(5.122)

оА

Интенсивность насыщения соответствует плотности мощности, при которой Sq = 1

и, следовательно, в соответствии с формулой (5.118), разность установившихся значений населенности равна (N\ — N2)/N = 0,5. При S » 1 разность населенностей стремится к нулю. Значения интенсивности насыщения для некоторых важных атомных переходов приведены в таблице 5.6.

Таблица 5.6. Интенсивность насыщения для некоторых атомных резонансных линий, ис­пользуемых в стандартах частоты. Дополнительные данные приведены, например, в рабо­те [132]

|  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- |
| Атом | Переход | Длина волны нм | 7 = 1/(2тгг) МГц | ^sat  мВт/см2 |
| 'Н | 12Si/2-22Р3/2 | 121,57 | 99,58 | 7244 |
| 24Mg | З'Бо-З'Р! | 285,30 | 81 | 455 |
| 4\*.  ©  О  Р | 4‘S0-41Pi | 422,79 | 34 | 59 |
| ОО  сл  е | 52S)/2-52P3/2 | 780,24 | 6 | 1,6 |
| 88 Sr | 51 S0 ~ 5'Р 1 | 460,86 | 32 | 43 |
| ,33Cs | 62S1/2-62P3/2 | 852,35 | 5,2 | 1,1 |

Подстановка выражения (5.119) в (5.118) вновь приводит к лоренцевой функции:

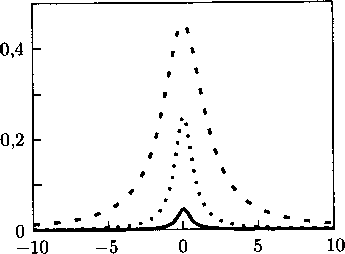
N2 \_ So (7/2)2 So ! /5 123)

N 2 (1+5о)(7/2)2 + ^2 2(1+So) 1 + ((26и)Н)2' '

но с увеличенной шириной на половине максимума

77 - 7\/1 + So. (5.124)

В центре спектральной линии атом­ная система насыщается быстрее, чем на крыльях, что приводит к уширению линии, как показано на рисунке 5.20.



5и/7

Рис. 5.20. Уширение спектральной линии из-за насыщения перехода. Представлен ре­зультат расчета в соответствии с формулой (5.123) при значениях резонансного парамет­ра насыщения So = 0,1 (сплошная линия), So = 1 (пунктирная линия) и So = 10 (штри­ховая линия)

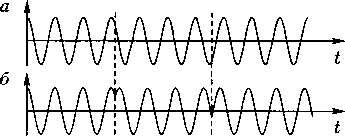
Этот эффект носит название «уширение мощностью» (power broadening, англ.) или «уширение из-за насыщения» (satu­ration broadening, англ.). Для стандартов частоты он обычно оказывается суще­ственным, поскольку интенсивность на­сыщения узких линий часовых перехо­дов с малыми скоростями распада 7 ока­зывается низкой.

1. Столкновительные сдвиги и столкновительное уширение. В ан­самбле частиц, движущихся со ско­ростью, определяемой их кинетической энергией (5.112), отдельные частицы могут оказываться в непосредственной близости друг от друга. Если при этом между ними происходит обмен энергией и импульсом, то такие встречи называют столкновениями. При упругих столкновениях общая кинетическая энергия сохра­няется, тогда как при неупругих столкновениях происходит обмен энергией между внешними и внутренними степенями свободы сталкивающихся частиц. В процессе столкновения энергетические уровни частиц сдвигаются в зависимости от расстоя­ния между ними, например, как показано на рис. 5.3. Изменение энергии уровней вовремя столкновения, вообще говоря, может привести к изменению частоты перехода. Интегрированные по времени эффекты изменения частоты и спектральной ширины линии поглощения называются столкновительным сдвигом и столкновительным уши- рением соответственно.О

Величина этих эффектов зависит от большого числа факторов, и универсальной теории, которая бы давала их исчерпывающее описание, не существует. Большинство микроскопических поглотителей используется в виде разреженных газов, в кото­рых эффекты столкновений проявляют себя очень по-разному в зависимости от температуры и скорости частиц. Поскольку в этой книге нас интересуют сдвиги и уширение линий в приложении к конкретным стандартам частоты, мы ограничимся рассмотрением только некоторых режимов.

1. Столкновения при тепловых энергиях. При энергиях, соответствующих комнатной температуре и выше, порядок величины скоростей атомов составляет сотни метров в секунду (см. (5.113)). Диаметр, соответствующий эффективному сечению (то есть расстояние, на котором взаимодействие между частицами стано­вится существенным), обычно составляет несколько собственных диаметров. Для атомов, движущихся со скоростью несколько сотен метров в секунду, продолжитель­ность столкновения Тсо\ составляет несколько пикосекунд. Это время оказывается достаточно велико для того, чтобы электронные уровни энергии каждого из атомов успевали адиабатически отслеживать возмущение со стороны другого партнера, как изображено на рис. 5.3. Если одна из частиц во время столкновения излучает

электромагнитную волну, то частота излучения оказывается сдвинутой. Ес­ли время Tcoi мало по сравнению с периодом электромагнитного излуче­ния Т = \/v, то происходит мгновен­ный скачок фазы, как показано на рис. 5.21. Это приближение справедли­во для стандартов СВЧ-диапазона, но не в случае оптических переходов, где периоды колебаний составляют порядка фемтосекунды.



*to 1*1 *t2*

Рис. 5.21. Влияние столкновений на фазу из­лучаемой волны, а) Невозмущенное излуче­ние. б) Столкновения в моменты t\ и t2 приво­дят к скачкам фазы

Рассмотрим случай, когда частота столкновений достаточно велика, и за время излучения происходит несколько актов столкновений. В этом случае излученная волна будет состоять из несколь­ких цугов со средней длительностью тс = ~ между которыми происходят случайные скачки фазы в моменты столкновений, как показано на рисунке 5.21. Фурье-преобразование, подобное выполненному в разделе 2.1.2.2, дает для этого случая лоренцеву форму линии. [[27]](#footnote-28)) Ее ширина Avc может быть вычислена с помощью формулы (2.38) в предположении, что времена жизни обоих состояний ограничены средним временем тс между столкновениями:

Avc = —. (5.125)

7Г Тс

Время жизни тс может быть получено из кинетической теории газов, что в итоге приводит к выражению:

(5.126)



где m и d — масса и диаметр частиц соответственно, а Т и р — температура и давление газа. Поскольку по формуле (5.126) уширение зависит от давления, его иногда называют уширением из-за давления (pressure broadening, англ.).

Модель, рассмотренная в приближении Тсо\ Г, позволяет объяснить столк- новительное уширение. В этом случае столкновительный сдвиг может появиться, например, в результате комбинации столкновительного уширения и асимметричной формы спектральной линии, когда уширение приводит к сдвигу ее центра тяжести.

‘ В противоположном случае Т Тсоь который имеет место для оптических переходов, продолжительность столкновения может составлять значительную часть длительности волнового цуга. Частота поглощенного или испущенного во время столкновения электромагнитного излучения может существенно изменяться, что непосредственно приведет к появлению как столкновительного уширения, так и сдвига. В качестве простого правила для оптических стандартов частоты можно считать, что столкновительный сдвиг, по крайней мере, на порядок величины меньше столкновительного уширения. В таких оптических стандартах, как лазеры, стабили­зированные на переходах в молекулярном йоде (глава 9), столкновительный сдвиг определяющим образом влияет на предельно достижимую точность. При комнат­ной температуре столкновительный сдвиг для молекулярных паров йода примерно пропорционален давлению, причем коэффициент пропорциональности имеет порядок величины 10 кГц/Па.

1. Столкновения в холодных квантовых системах. Для корректного опи­сания процесса столкновения частиц при низких температурах, например, в облаке лазерно-охлажденных атомов, становится важен учет их квантовой природы. Прежде всего, при низких температурах скорости атомов столь малы, что длина волны Де-Бройля

AdB = — (5-127)

*mv*

значительно превышает диаметр атома. Следовательно, здесь более адекватной явля­ется картина взаимодействующих волновых пакетов, а не сталкивающихся частиц, и процесс столкновения следует рассматривать как процесс рассеяния. Волновая функция, описывающая обе частицы в системе центра масс, может быть разложена в парциальные волны с определенными значениями углового момента, задаваемого квантовым числом I. При этом удобно использовать записанное в сферических координатах уравнение Шредингера (5.15) с потенциалом взаимодействия, равным

(5.128)

*V(R) =*

При столкновении двух идентичных атомов в некоторых специальных случаях можно явно выписать вид потенциала на больших расстояниях. Если оба атома находятся в S'-состоянии, то имеет место взаимодействие типа Ван-дер-Ваальса и п = 6. Этот случай реализуется, например, при столкновениях двух щелочноземельных атомов (20Mg, Са или 88Sr), находящихся в основном состоянии. Если один из атомов находится в возбужденном состоянии, то атомы оказываются связаны дипольным взаимодействием, которое обладает зависимостью вида R~3. Следовательно, диполь­ный потенциал применим для описания столкновений щелочноземельных атомов, используемых в оптических стандартах частоты (раздел 9.4.4), например, в маг­нитооптических ловушках, в которых атомы возбуждаются на переходе \*Pi — 1 So- Столкновения в облаке могут ограничивать предельно достижимую плотность ато­мов. Взаимодействие между атомами в основном и возбужденном состояниях (-Р) также может приводить к столкновительному сдвигу часового перехода 3Pi — 1 So- Поскольку коэффициент Сз пропорционален силе соответствующих переходов, по­тенциал взаимодействия в последнем случае оказывается намного слабее. Если оба сталкивающихся атома находятся в P-состоянии, то взаимодействие оказывается квадрупольным и ему соответствует п — 5.

Помимо обсуждавшихся выше процессов, важную роль могут играть квантово­механические столкновительные резонансы. Например, в цезии (раздел 7.3.2.1) они могут приводить к появлению так называемых резонансов Фешбаха 0.

1. Влияние внешних полей. Внешние электрические и магнитные поля, как постоянные, так и переменные, также приводят к сдвигам энергетических уровней в атомах, ионах и молекулах, используемых в стандартах частоты, и, следовательно, оказывают существенное влияние на точность и стабильность этих стандартов.
2. Электрическое поле. Взаимодействие атома с внешним электрическим полем, приводящее к сдвигу и расщеплению спектральных линий, носит название эффекта Штарка. Поскольку энергия взаимодействия с внешним полем, как правило, мала по сравнению с внутренней энергией атома, для расчета эффекта Штарка может быть использована теория возмущений.

Наведенный дипольный момент d пропорционален электрическому полю Е, при­чем отношение модуля d к электрическому полю Е называется поляризуемостью:

*d*

(5.129)

Для атома, не обладающего постоянным дипольным моментом, штарковский сдвиг ДЕт для уровня т вычисляется во втором порядке теории возмущений, что дает:



*П*

(5.130)

где Ет — энергия невозмущенного уровня, а суммирование включает все дискретные и непрерывные состояния п, связанные с состоянием т дипольным переходом, причем пфт.

Квантовые системы могут взаимодействовать не только со статическими, но и с переменными электрическими полями, в том числе и оптическими. Последний случай включает, в частности, взаимодействие с электрическим полем волны, воз­буждающей переход в атоме. Поляризуемость может быть рассчитана в рамках клас­сической физики с помощью модели Лоренца [148], в которой колебания электрона с зарядом -е и массой то, возбуждаемые электрическим полем E(t), описываются уравнением движения X + Гшх + JqX = —eE(t)/m (см. § 2.2). Полагая х = хо exp(iwt) и а = -ехо/Ео, где i?o — амплитуда электрического поля, и интегрируя это уравне­ние, получим, что

*е*

(5.131)

*а — —*

’) Резонанс Фешбаха имеет место, когда два сталкивающихся атома переходят в связанное состояние, образуя молекулярную пару.

Классическая скорость распада из-за радиационных потерь может быть вычислена с использованием формулы Лармора, дающей (см. [58])

= (5.132)

б7Г£о тс

Следуя Гримму с соавторами [148], введем резонансную скорость распада Г = ГШо = = (изо/из)2Гш. Подставив выражение (5.132) в (5.131), получим: О

« = W4 2T/i (5-134)

*UJq* — *id* + *l{fjJ IoJq)Y*

Используя запись Е = Ео cos ujt = ^Ео exp (iu3t) + с.с = ^Ео[ехр (iu3t) + ехр(—io>t)]

и d = аЕ = ^аЕ0 exp(iu)t) + |а[[28]](#footnote-29)Е0ехр(-ги;£), получим энергию взаимодействия для наведенного дипольного момента d в электрическом поле Е:

2

Wdip = -^<dE) = -Re{a}(i£o) . (5-135)

где () означает усреднение по быстро осциллирующим членам. Осциллирующий диполь поглощает мощность из возбуждающего поля, которая может быть вычислена следующим образом:

Pabs = <(|d) Е) = —2wlm {a} (if\*,)2 . (5.136)

Действительная часть поляризуемости а (5.135), находящаяся в фазе с возбуждаю­щим полем, отвечает за дисперсию. В свою очередь, мнимая часть (5.136) сдвинута по фазе на 7г/2 и отвечает за поглощение. Позже мы используем эти свойства при описании оптических ловушек для нейтральных атомов (§ 6.4).

Обсудим более подробно четыре частных случая для частотнозависимой поляри­зуемости [149, 150]. Рассмотрим состояние |ш), чья энергия Ет сдвинута на АЕт под действием поля излучения с угловой частотой из, связывающего уровень |т) с уровнями |п) через матричные элементы (m|d|n).

Первый частный случай имеет место, если электрическое поле осциллирует с угловой частотой из, которая мала по сравнению с обратным временем жизни т атомного перехода (из < 1/т). В этом случае уровни атома адиабатически следуют за возмущающим электрическим полем, и эффект Штарка может быть вычислен так же, как и для статического поля, амплитуда которого меняется с угловой частотой из.

Второй важный частный случай соответствует таким частотам электрического поля, которые превышают ширину спектральной линии, но оказываются много мень­ше, чем частота дипольного перехода между состояниями |тп) и |п) с энергиями Ет и Еп, то есть 1/т -С Тшз -С \Ет - Еп\. В этом случае атом уже не успевает адиабатически следовать за осцилляциями электрического поля и реагирует только на его среднеквадратичное значение. Следовательно, в этом случае штарковский сдвиг может быть вычислен через статический отклик атома на среднеквадратичную напряженность электрического поля.

В третьем случае угловая частота электрического поля ш сравнима с угловой частотой перехода |Ет - Еп\/Ь между двумя уровнями, связанными разрешенным дипольным переходом с матричным элементом (m|d|n), но не находится в резонансе с переходом. В этом случае энергетический уровень ш сдвигается на величину

ЬЕш = \ ElHdH W + Еш-Еп + ^) =

(5.137,

Классический аналог этой формулы может быть получен из (5.135) при больших значениях отстройки {Ьш^ — Ьш = Ет — Еп — Тш » Г).

Четвертый случай имеет место, когда электрическое поле находится в резонансе с разрешенным переходом {Тш и Егп — Еп), так что могут происходить переходы между уровнями. Наличие связи между состояниями приводит к возникновению расщепления этих уровней. При точном резонансе расщепление равно Шд, где Qr — частота Раби. Резонансные переходы между уровнями могут быть также вызваны и тепловым излучением, что приводит к уменьшению времени жизни возбужденных состояний атомов. Так, именно этот эффект отвечает за уменьшение времени жизни возбужденного состояния часового перехода в ксеноне [100], предлагавшегося в ка­честве оптического стандарта частоты ([151], раздел 9.4.6).

Усредненное по спектру электрическое поле равновесного теплового излучения с температурой окружающей среды также оказывает влияние на частоту переходов в стандартах. Этот эффект особенно существенен для стандартов, работающих в мик­роволновом диапазоне, например, цезиевых атомных часов, в которых используются переходы между сверхтонкими подуровнями основного состояния 2Si/2- Он будет более подробно рассмотрен в разделах 5.4.5.2 и 7.1.3.4.

Сдвиг частоты, вызванный близким к резонансу оптическим излучением, назы­вается динамическим штарковским сдвигом или световым сдвигом. Этот эффект накладывает фундаментальный предел на точность некоторых атомных стандартов, например, стандартов с оптической накачкой (раздел 8.2.2 и § 7.2). С другой сторо­ны, координатно-зависимый световой сдвиг используется в оптических (дипольных) ловушках для нейтральных атомов (§ 6.4).

1. Равновесное тепловое излучение. В стандартах частоты на атомы воз­действует равновесное тепловое излучение, возмущающее уровни энергии и приво­дящее к сдвигам частоты переходов. Чтобы оценить напряженность теплового поля, рассмотрим поле излучения идеального черного тела, для которого спектральная плотность мощности pi{v,T), излучаемой в пространственный угол 47т, дается фор­мулой Планка:

*p2{y,T)du = ^-^L* *dv.* (5.138)

С ekBT \_ J

Штарковский сдвиг, возникающий из-за воздействия равновесного теплового излу­чения, иногда называют сдвигом за счет излучения черного тела.

Для монохроматической волны с амплитудой Ео пространственная плотность энергии равна

*р2 = е0(Е2)* = *l-e0El* (5.139)

Поскольку электрическое поле теплового излучения имеет непрерывный спектр ча­стот, квадрат амплитуды электрического поля в формуле (5.137) должен быть заме­нен интегралом от соответствующей спектральной плотности, которая выражается через спектральную плотность теплового излучения как

*p2{v,T)dv.* (5.140)

*(E2(t)) =* f

ео

(•оо X3

Интеграл в (5.140) вычисляется с использованием (5.138) и соотношения Jq х

= 7г4/15. В итоге, среднеквадратичное значение электрического поля, проинтегриро­ванное по всем частотам, равно

оо / hv \ 3

^0 С /I J р kT 1 15с h €q С€0

о

где мы ввели постоянную Стефана-Больцмана о = (27r5fc4)/(15c2/i3) = 5,6705х х10~8 Вт • м-2 • К-4. Из формулы (5.141) следует, что среднеквадратичное электри­ческое поле теплового излучения при Т = 300 К равно

(E2(t)) = (831,9В/м)2. (5.142)

Наряду с электрическим присутствует и магнитное поле, среднеквадратичное значе­ние которого может быть вычислено с помощью соотношения (В2) — (E2)/iг2, откуда получаем, что (B2(t)) = (2,775мкТл)2 при Т = 300К. Корень из этого значения соот­ветствует примерно 5% от магнитного поля Земли. Обычно сдвиг частоты, вызванный электрическим полем, оказывается намного больше. Влияние равновесного теплового излучения на частоту часового перехода в цезиевом стандарте будет рассмотрено в разделе 7.1.3.4.

1. Магнитное поле. Гамильтониан атома во внешнем магнитном поле удоб­но представить в следующем виде:

*H = HLS + Hbfs + HB,* (5.143)

где слагаемые Hls- Ныв и Нв учитывают спин-орбитальное взаимодействие (LS-связь), сверхтонкое взаимодействие и взаимодействие электронной оболочки с магнитным полем соответственно. В слабом магнитном поле, когда член Нв может рассматриваться как возмущение к His, энергетические уровни атомов, в соот­ветствии с формулами (5.8) и (5.9), испытывают зеемановское расщепление, для которого энергии уровней следующим образом зависят от магнитного квантового числа mj и от фактора Ланде:

A-Ezeeman = gj^BmjB = J<<J + ^ + ^ + ^VemjB. (5.144)

В сильных магнитных полях, когда энергия взаимодействия электронной оболочки с магнитным полем больше, чем энергия взаимодействия между спиновым и угловым магнитными моментами, взаимодействие последних между собой нарушается и они

1. Ф. Риле

начинают независимо прецессировать вокруг вектора внешнего магнитного поля.

В таком режиме (режим Пашена-Бака) выполняется соотношение

АЕр-в = Мв(тоь + 2 ms)B. (5.145)

Рассмотрим теперь сверхтонкое взаимодействие, которое намного слабее спин- орбитального. В режиме слабого магнитного поля магнитный момент уровня с проек­цией tuf прецессирует вокруг поля и энергетические уровни зависят от тр. В слабых магнитных полях, когда энергия Нв много меньше, чем энергия сверхтонкого взаи­модействия между магнитным моментом ядра I и электронной оболочки J, формиру­ющих полный момент атома F, в сверхтонкой структуре наблюдается эффект Зеемана (см. левую часть рис. 5.22). В режиме сильного поля вектора I и J прецессируют независимо вокруг вектора внешнего поля, и эффект Зеемана переходит в эффект Пашена-Бака (правая часть рис. 5.22). В промежуточном режиме гамильтониан взаимодействия с магнитным полем может быть представлен как

Нв = 9ЩВ1 + 91^1 jz и „Д, (5.146)

*п (Ь*

где вторым членом, как правило, можно пренебречь, поскольку дщп < gjfJ-в- Однако базисные состояния \IJFmp) уже больше не являются^собственными состояниями оператора Jz, и, следовательно, оператор Whfs + uj(B)Jz необходимо диагонализи- ровать как функцию внешнего поля В. При этом состояния с одним и тем же тр, но различными F, перемешиваются между собой, в то время как состояния с раз­личными и? остаются несвязанными. Это приводит к появлению (2+ 1)-мерных субматриц в полной матрице оператора взаимодействия, которые необходимо диаго-

нализировать независимо. ц

В основном состоянии атома водорода и щелочных металлов полный момент электронной оболочки J = 1/2 формируется одним электроном, что приводит к по­явлению двух сверхтонких подуровней, и ранг субматриц равен двум. Решение для этого случая известно как формула Брейта-Раби:

ЫВ.шг) = + (5.147)

*9Л\*в - дщп п ^ Ъцв р* (5.148)

где в формуле (5.148) мы использовали неравенство д.}цв < 5/Мп и условие, что

gj — 2 при S — J = 1/2. „

В качестве примера рассмотрим атом водорода в основном состоянии, имеющии один электрон в электронной оболочке и ядро, состоящее из одного протона. Угловой момент электронной оболочки, описываемый квантовым числом J = L + S = 1/2, целиком обусловлен спиновым моментом электрона, поскольку в основном состоянии орбитальный момент L = 0. Квантовое число ядра равно I = 1/2. Угловые моменты I и J взаимодействуют друг с другом через связанные с ними магнитные моменты, и квантовое число полного углового момента F = I + J является хорошим квантовым числом Его возможные значения равны F = \I + J\ = l (чему соответствует триплет с тр = +1, тр = 0, тр = -1) и F = \1 — J\ = 0 (синглет с mF = 0). Энергии состояний с F = 1 и F — 0 отличаются на ДИ^ = hAu = 6,6 • 10 Вт • с х 1,42 ГГц, следовательно, переходы между ними могут быть стимулированы электромагнитным излучением на частоте 1,42 ГГц. Энергии уровней в магнитном поле вычисляются с помощью формулы (5.147), см. также рис. 5.22. Из-за различия магнитных момен­тов M(mF) = HB9FmF У тРех триплетных состояний с F = 1 их энергии в магнитном поле отличаются друг от друга. Уровни (F = 1, mF = 1) и (F = 1, mF = -1) обла-

дают линейным зеемановским сдвигом, в то время как состояния (F = 1, тр = 0) и {F = 0, mF = 0) в слабых магнитных полях обладают лишь слабой квадратичной зависимостью от напряженности магнитного поля.

Квадратичная зависимость энергии состояний с (F = 1, т,р = 0) и (F = 0, tuf = = 0) от магнитного поля в режиме слабого поля приводит к подавлению влияния флуктуаций магнитного поля на частоту перехода по сравнению с переходами между уровнями, энергии которых обладают линейной зависимостью от поля. Поэтому в водородных мазерах (см. §8.1), обычно используется именно этот сверхтонкий переход (AF = 1, Amp = 0) (см. рис. 5.22). Эффекты Зеемана и Пашена-Бака используются также для управления движением атомов. Так, из рисунка 5.22 сле­дует, что энергии состояний с (F = 0, гпр = 0) и (F — 1, тпр = —1) уменьшаются с ростом магнитного поля. Следовательно, в неоднородном поле такие атомы будут втягиваться в область более сильного поля, а атомы в состоянии F = 1, nip = 1 и F = 1, шр = 0 — выталкиваться из нее.

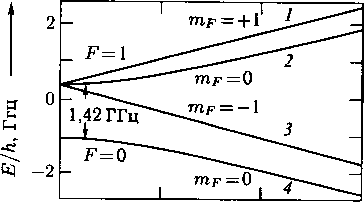


Рис. 5.22. Энергетические уровни основного состояния водорода в магнитном поле образуют триплет с F = 1 и синглет с F = 0 с частотой перехода (при В —> 0) 1,42 ГГц. Метки энергетических уровней /, 2, 3, 4 будут использованы при описании водородного мазера в § 8.1

0

ОД

0,3

***В(Т)***

0,2

1. **Сдвиги спектральных линий и погрешности стандартов частоты.**

В этом разделе мы рассмотрели некоторые физические процессы, влияющие на ста­бильность и точность стандартов частоты. При разработке высокоточного стандарта частоты требуется, чтобы сдвиг частоты часового перехода был мал и стабилен во времени, а его значение могло быть измерено с высокой точностью. При работе стандарта необходимо контролировать уходы частоты, что обеспечивает возможность их последующей корректировки. Следовательно, работа со стандартом требует тща­тельного учета и анализа всех эффектов, способных изменить частоту перехода.

Для этой цели обычно измеряется чувствительность частоты стандарта ко всем параметрам, влияющим на его частоту, например, к температуре (чтобы учесть эффект Доплера и сдвиги за счет излучения черного тела), плотности (для учета столкновительного сдвига), а также к внешним электрическим и магнитным полям (как постоянным, так и переменным). По результатам измерений можно скорректиро­вать частоту стандарта в выбранной рабочей точке на величину суммарного сдвига, вызванного воздействием всех эффектов.

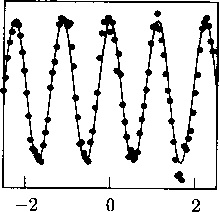
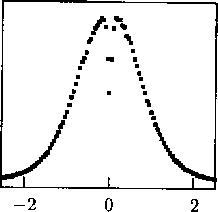
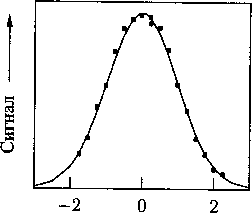
Однако, использование таких поправок возможно лишь с ограниченной точностью хотя бы потому, что чувствительность частоты стандарта к указанным параметрам может быть измерена или выведена теоретически лишь с некоторой погрешностью. Кроме того, рабочая точка стандарта может выдерживаться также лишь с некоторой конечной точностью, например, Т — (20± 1) °С, (60± 10) мкТл и т.д. Таким образом,

необходимо учесть все соответствующие вклады в погрешность измерения частоты которые, как правило, приводятся в виде таблицы, где указывается сдвиг частоты, вызванный каждым из процессов, и соответствующая ему погрешность. Процедура оценки точности измерения является стандартизованной [3]: вычисляется квадрат­ный корень из суммы квадратов всех индивидуальных вкладов в погрешность, что приводит к оценке стандартной погрешности или стандартного отклонения. Это зна­чение определяет уровень достоверности измерения при учете всей дополнительной информации и зачастую не совсем корректно интерпретируется как оценка точности стандарта частоты. На самом деле, указанная процедура представляет собой лишь оценку точности некоторого конкретного измерения частоты и не может служить для полноценного описания стандарта.

**Глава 6**

ПОДГОТОВКА АНСАМБЛЕЙ АТОМОВ И МОЛЕКУЛ И ИХ ОПРОС

В предыдущей главе был сделан вывод, что как спектральная ширина линии, так и частота атомного перехода могут зависеть от координат и скоростей частиц, взаимодействующих с электромагнитным полем. Поэтому достижения в области разработки стандартов частоты тесно связаны с развитием новых методов опроса частиц, а также с возможностью приготовления отдельных частиц или их ансамблей с хорошо известными начальными условиями. В этой главе будут описаны методы, которые дают возможность подавить доплеровский сдвиг и доплеровское ушире­ние спектральных линий, увеличить время взаимодействия излучения с частицами и локализовать частицы в малой области пространства. В зависимости от метода приготовления и опроса частиц регистрируемая спектральная ширина линии может изменяться на несколько порядков величины, как показано на рис. 6.1.



Дг/, ГГц ► Аь>, ГГц ► Дг/, ГГц -

*а б в*

Рис. 6.1. Оптический переход в атомах Са (А = 657 нм) с естественной шириной линии Дг/ ~ 0,37 кГц, зарегистрированный различными методами, а) Спектр поглощения в нагре­той ячейке (§6.1) соответствует доплеровски уширенной линии со спектральной шириной Д^ ~ 2 ГГц. б) При поперечном возбуждении коллимированного атомного пучка (§6.2) доплеровское уширение может быть снижено до Дг/ и 2 МГц, а при регистрации методом насыщенного поглощения (раздел 6.5.1) ширина провала в спектре, равная Дг/ «150 кГц, определяется время-пролетным уширением. в) Применяя метод возбуждения в разделенных полях (§6.6) к лазерно-охлажденному облаку атомов Са (раздел 6.3.1), можно зарегистриро­вать линию с шириной, близкой к естественной

§ 6.1. Атомы и молекулы в ячейках

Исследование частиц, помещенных в некоторый ограниченный объем, например, в ячейку, имеет ряд очевидных достоинств. К ним относятся малый объем ячеек, а также возможность простыми методами поддерживать постоянную температуру и давление. Кроме этого, использование ячеек позволяет экономично расходоватьдорогостоящие материалы, например, особо чистые или изотопически обогащенные вещества.

Помещение поглощающих газов или паров в ячейку позволяет повысить время взаимодействия с излучением, однако при этом надо учесть, что столкновения со стенками приводят к возмущению когерентного отклика частиц на электромагнитное поле. Поэтому существует большое количество работ, посвященных поиску и созда­нию подходящих поверхностей, столкновения с которыми оказывают минимальное влияние на исследуемый переход. Например, если исследуются переходы между маг­нитными подуровнями частиц, лежащие в диапазоне радиочастот, следует избегать присутствия в ячейке металлических поверхностей или поверхностных слоев, облада­ющих магнитными свойствами. Так, например, покрытие внутренних стенок ячейки водородного мазера пленкой тефлона или сверхтекучего гелия, а в случае ячеек для рубидиевого стандарта частоты — парафином, позволяет существенно снизить влияние столкновений со стенками. Иногда для уменьшения частоты столкновений со стенками в ячейку добавляют буферные газы, состоящие из инертных атомов или

молекул. ^

Если частицы находятся в ячейке, размер которой меньше половины длины волны возбуждающего электромагнитного поля, то вклад эффекта Доплера первого порядка становится пренебрежимо мал. Такой режим, носящий название режима Лэмба- Дике, можно легко реализовать в случае микроволновых стандартов, когда длина волны излучения составляет несколько сантиметров. В этом режиме столкновения обычно приводят к сужению, а не к уширению спектральной линии [152, 153]. В оптическом диапазоне также наблюдалось сужение спектральных линий в очень

тонких ячейках [154]. ц

В стандартах частоты частицы обычно заключаются в ячейку со стенками, прозрачными для электромагнитного излучения. Ячейки, заполненные атомами или молекулами, используются как в микроволновых стандартах, например, в водородном мазере (см. §8.1) или в рубидиевом стандарте (см. §8.2), так и в оптических стандартах частоты (см. §9.1 и §9.4). Специфические особенности таких ячеек и влияние их характеристик на результат измерений будут подробно рассмотрены ниже с соответствующими стандартами частоты.

§ 6.2. Коллимированные атомные и молекулярные пучки

Часто для спектроскопии атомов и молекул используются не поглощающие ячей­ки, а коллимированные пучки. Например, пучки используются в тех случаях, когда газовые образцы в ячейках оказываются нестабильными в атомарном состоянии. Можно привести в качестве примера атомы водорода или пары металлов с высокой температурой плавления. Исследования в атомном пучке позволяют избежать меж­атомных столкновений и образования молекул, кластеров или твердых тел.

Обзор свойств атомных и молекулярных пучков, а так же методов их форми­рования можно найти в работах [155, 156]. В этом разделе мы рассмотрим только некоторые аспекты, важные при их использовании в стандартах частоты. В качестве источника обычно используют атомы, вылетающие из печи, где они находятся при температуре Т. Внутри печи распределение скоростей атомов является максвеллов­ским (5.112), при этом вероятность того, что атом вылетит из печи через отверстие в стенке (сопло), пропорциональна v. Следовательно, интенсивность пучка I(v)dv, т.е. число атомов на единицу площади, вылетающих в единицу времени из печи

в интервале скоростей v и v + dv, равна: .

I(v) = (6.1)

*и*

где и = у/2квТ/т наиболее вероятная скорость, Iо — полная интенсивность пучка, а v — скорость частицы. Поперечное расширение пучка и распределение по скоростям частиц зависят от расположения и диаметра используемых диафрагм. Для отверстия в печи (сопла) диаметром d и диафрагмы диаметром D, расположенной от него на расстоянии L, полный угол раскрытия пучка равен:

1. *a = (d + D)/L.* (6.2)

Для малых углов a (d -С L, D <С L) через диафрагму будут проходить только те частицы, поперечные скорости которых v± = ^Jv2+v2 удовлетворяют неравенству vl/v < а. Для характерных коллимирующих углов 0,001 рад < а < 0,01 рад прибли­женно выполняется равенство v = + v2 + v\ яз vz.

В большинстве схем оптических стандартов лазерный луч пересекает атомный пучок в направлении, перпендикулярном к его скорости. В случае плоского волнового фронта возбуждающего поля остаточное доплеровское уширение вычисляется так же, как и для газа в поглощающей ячейке (см. раздел 5.4.2.1). При этом уширение в пучке Дг/ьеат,-1- оказывается меньшим, чем в ячейке Аиуярош:

Д^Ьеат. 1 ~ СкД Z/vap0ur. (6.3)

Сужение спектральной ширины линии можно увидеть, сравнивая кривые на рис. 6.1, а и 6.1,6. Максвелловское распределение по скоростям модифицируется, если внутри сопла происходят столкновения, что приводит к уменьшению числа медленных атомов. О Эффект Захариаса становится существенным, если число Кнудсена К = Х/l близко к единице, где А — длина свободного пробега атомов, а I — длина сопла. Его необходимо учитывать для правильного описания формы линии двухфотонного перехода 1S-2S в прецизионных экспериментах на пучке атомов водорода [157].

Использование атомных или молекулярных пучков в стандартах частоты обла­дает одновременно и достоинствами, и недостатками. Так, селекция по траекториям удобна для пространственного разделения частиц, находящихся в различных внут­ренних состояниях. Это используется в цезиевых пучковых часах или в водородном мазере, когда проводится селекция по магнитным подуровням (см. §7.1 и 8.1.3.2). В оптических стандартах частоты открывается возможность возбуждения частиц в направлении, перпендикулярном их скорости, что приводит к уменьшению вклада линейного доплеровского сдвига и соответствующего уширения спектральной линии на несколько порядков величины в зависимости от расходимости пучка. Надо иметь в виду, что при отклонении угла, под которым лазерный луч пересекает атомный пучок, от 90° возникает линейный эффект Доплера. Это может быть полезно, если требуется возбудить только атомы, имеющие определенную скорость (селекция по скорости). При возбуждении состояний с большим временем жизни, можно простран­ственно разделить зоны возбуждения и опроса, что позволяет существенно повысить отношение сигнал/шум.

') Считается, что именно этот эффект (эффект Захариаса) явился причиной неудачи эксперимента по созданию первого атомного фонтана на основе теплового пучка атомов [15, 17, 155].

Для ансамбля частиц при температуре Т скорости частиц распределены в ши­роком диапазоне. Отбирая частицы со скоростями ниже средней тепловой скорости, можно уменьшить вклады эффекта Доплера первого и второго порядков, а также вклад время-пролетного уширения. Такая селекция медленных атомов из теплового пучка, дающих вклад в полезный сигнал, была осуществлена в экспериментах на атоме водорода [157]. Для этого вносилась задержка между периодами возбуждения и детектирования атомов в пучке, в результате чего быстрые атомы успевали поки­нуть пучок до начала регистрации (см. раздел 9.4.5). Для распределения Максвелла- Больцмана число частиц в определенном малом интервале скоростей резко падает при значительном удалении от наиболее вероятной скорости и в распределении. Таким образом, уменьшение нежелательных систематических вкладов в этом случае сопровождается снижением числа частиц, формирующих сигнал, и соответствующим уменьшением полезного сигнала.

§6.3. Охлаждение

Охлаждение частиц является наиболее эффективным методом подавления до- плеровского эффекта всех порядков и позволяет увеличить время взаимодействия частиц с полем. При проведении измерений в холодном облаке полезный сигнал формируется значительно большим количеством частиц по сравнению со случаем выборки медленных частиц из максвелловского распределения.

1. Лазерное охлаждение. Успехи, достигнутые в лазерном охлаждении атомов, а также в разработке доступных и удобных в обращении перестраиваемых лазеров, привели к тому, что метод лазерного охлаждения стал одним из наиболее эффективных и широко используемых в стандартах частоты [132]. Конкретные спо­собы лазерного охлаждения могут варьироваться в зависимости от того, над какими частицами ставится эксперимент: над свободными атомами или над частицами в ло­вушке [158]. В любом случае должно выполняться следующее условие: средняя энер­гия кванта электромагнитного поля, поглощаемого частицей, должна быть меньше средней энергии кванта электромагнитного поля, спонтанно излученного частицей. При этом из закона сохранения энергии следует необходимость уменьшения кинети­ческой энергии частицы, что соответствует снижению средней скорости и уменьше­нию разброса скоростей частиц. Вскоре после появления перестраиваемых лазеров Хэнш и Шавлов предложили использовать лазерное охлаждение для замедления атомов в газе [159], а Вайнланд и Демельт — для охлаждения ионов в ловушке [160]. В этой главе мы обсудим вопросы, касающиеся лазерного охлаждения свободных атомов, а лазерное охлаждение ионов в ловушках рассмотрим в разделе 10.2.2.3.
2. Оптическая патока. Представим себе процесс, при котором двухуров­невый атом с энергиями основного Ед и возбужденного Ее состояний поглощает фотон из лазерного поля с волновым вектором к (с импульсом Ш) и после этого спонтанно переизлучает фотон. Лазер отстроен в красную сторону спектра от ча­стоты перехода (Ee-Eg)/h. При этом импульс фотона передается атому, изменяя его собственный импульс р = mv. Доплеровский сдвиг Av = р/(шА) будем считать малым по сравнению с естественной шириной линии поглощения 7 = 1/(27гт), где т — время жизни возбужденного состояния, то есть Av < 7. В этом приближении передаваемый импульс Др = Tik можно усреднить по большому количеству процес­сов поглощения и переизлучения, что приведет к появлению классической силы F, действующей на атом. Спонтанно излученные фотоны не дают вклада в формиро­вание силы F, поскольку они излучаются изотропно. Таким образом, средняя сила, обусловленная поглощением фотонов, равна:

р *Nehk*

F~ ЛГТ’

(6.4)

где Ne — среднее число атомов в возбужденном состоянии, а N = N, число атомов, являющееся суммой количества атомов в возбужденном Ne и основном Ng состояниях. Отношение Ne/N может быть выражено через параметр насыщения (5.119), что приводит к уравнению:

™ \_ ***hk So***

+ Ng — полное

(6.5)

*2т*

1. + So +

При достаточно слабом лазерном поле, т.е. при S0 « 1, сила (см. 6.5) имеет ло- ренцевский профиль в зависимости от отстройки частоты Дг/, ширина которого определяется естественной шириной атомного перехода. Для атома, летящего со скоростью v, отстройка частоты зависит от скорости атома, поскольку в системе отсчета, связанной с атомом, частота возбуждающего поля сдвинута из-за эффек­та Доплера. Таким образом, величина отстройки в системе отсчета атома равна Sf = и — ио — к • v/(27r). Рассмотрим атом, летящий со скоростью v в поле двух лазерных пучков одинаковой интенсивности, распространяющихся строго навстречу друг другу. Такое поле можно получить, если отразить лазерный пучок обратно с помощью ретро-рефлектора (зеркала, уголкового отражателя, системы «кошачий глаз» и пр.). В пределе слабого поля (So <С 1) силы, вызванные присутствием двух лазерных полей, можно просто сложить, что дает:

*(*

\

***Кк***

*2т*

*So*

F —

от —

h k ■ v

2tt7 2

1 + 5o + 4 •

***Кк***

*2т*

*So*

(6.6)

fcV\

tt272 )

8*(u* -

1 + So + 4 (1/ — i/o — ) 16(i/ - и0)

i + Sl + fcis!- +

*So*

На рис. 6.2 приведена зависимость силы от скорости атома при параметре насыщения So = 0,3 и при частоте лазера и, отстроенной в красную область от частоты перехода щ на одну спектральную ширину линии 7, т.е. v - щ — —7.

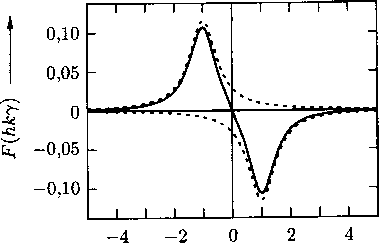
В пределе низких скоростей (v < 7А) в уравнении (6.6) можно пренебречь всеми порядками разложения по скорости, начиная с (к • v/72)2. После упрощения полу­чим:

* 8hk S0(i/ - v0) tr

" - (b.7)

av.

Отсюда следует, что суммарная сила, действующая на атом, обладает линейной зависимостью от скорости атома в пределе малых скоростей. Если частота отстро­ена в красную область спектра (v — v0 < 0), то возникает аналогия между силой Fom — —а\ и силой вязкого трения. Иными словами, для атомов, летящих со скоро­стью v, из-за эффекта Доплера частота встречного пучка оказывается ближе к ре­зонансной, чем частота пучка, сонаправленного движению атома. Поэтому атомы, находящиеся в электромагнитном поле указанной конфигурации, будут замедляться



*vftiry/k)*

Рис. 6.2. Сила светового давления как функция скорости атома. Сила вызвана поглощением фотонов из двух лазерных полей в соответствии с выражением (6.6) при So=0,3 и v—uo = —'f

силой вязкого торможения [161, 162]. Отсюда появился термин «оптическая патока», который используется с той целью, чтобы подчеркнуть вязкий характер действия светового поля на движущийся атом.

1. Доплеровский предел. На первый взгляд может показаться, что в опти­ческой патоке движение атомов будет постепенно замедляться и атомы остановятся, что будет соответствовать температуре Т — 0. В этом, очевидно, нефизическом сцена­рии не учитывается, что даже неподвижные атомы поглощают и испускают фотоны. Энергия отдачи, передаваемая каждому атому в процессе поглощения (+Ь /с2/2т) и в процессе испускания (-П2к2/2т), приводит к нагреванию, которое в^ целом соответствует увеличению средней кинетической энергии частицы на 2Ь к2/2т (см. 5.103). О При равновесии должно выполняться равенство:

-Eheat = —-ЁсооЬ (6-8)

Скорость нагревания ЁЬеаt, определяемая передаваемой энергией отдачи в единицу времени, будет пропорциональна доле атомов в возбужденном состоянии для каждого из двух лазерных полей (см. 5.123), а также скорости распада 1/т = 2тг7 возбужден­ного состояния (см. 2.37). Следовательно,

**(6.9)**

1. тп 2 1 -j- 2S0 "Ь 4(i/ — щ) /'Y

где мы учли, что параметр насыщения для двух встречных^ пучков равен 2So- Скорость охлаждения, обусловленная торможением в оптической патоке, получается из соотношения: 2

«л <6Л0>

Подставляя (6.9) и (6.10) вместе с (6.7) в (6.8) и заменяя v2 средним значением (v2), получим: г ,

,Л [[29]](#footnote-30),[■+\*»+ №-\*>/■>>]. ((Ш)

' ' 4 ***2(v-v0)/'y***

Правая часть уравнения (6.11) достигает минимума при v — vq = 7/2. Учитывая ра­венство m(v2) /2 = квТ/2, получим, что наименьшая температура в пределе Sq —у О равна:



(6.12)

Температура Тр является минимальной температурой, которая может быть достиг­нута с помощью рассматриваемого выше метода охлаждения, и поэтому ее обычно называют доплеровским пределом.

Доплеровский предел в трехмерном случае получается аналогичным способом [162]. Отметим, что скорость охлаждения остается такой же, как и в одномерном случае, однако скорость нагрева оказывается в три раза выше, поскольку исполь­зуются шесть лазерных полей вместо двух. С другой стороны, в трехмерном слу­чае справедливо соотношение то (w2)3D /2 = ЗквТ/2, поэтому доплеровский предел в трехмерном случае остается таким же, как и в (6.12). Например, для атомов Cs с охлаждающим переходом 6 2S[/2 - 6 2Рз/г (А = 852 нм, 7 = 5,18 МГц) доплеровский предел равен 0,12 мК, а для атомов Са с переходом 4'So - 4\*Pi (А = 423 нм, 7 = 34,6 МГц) — 0,83 мК. Тепловая скорость, соответствующая доплеровскому пределу, по­лучается из уравнения 1 /2mv2D = квТо/2 :



(6.13)

Для приведенных выше примеров vDtCs = 8,82см/с и vDiCa = 41,5см/с.

1. Субдоплеровское охлаждение. Характерные скорости, соответствующие доплеровскому пределу для резонансных линий атомов в стандартах частоты, лежат в диапазоне от нескольких см/с до нескольких десятков см/с. Несмотря на суще­ственное снижение скоростей по сравнению со скоростью теплового движения при комнатной температуре, они оказываются слишком высоки, если требуется продол­жительное время взаимодействия атомов с излучением, как, например, в атомном фонтане (см. § 8.2). Для атомов, обладающих магнитным или сверхтонким расщеп­лением основного состояния, например, для щелочных атомов Cs и Rb (см. гл. 7 и §8.2), существует ряд механизмов, которые позволяют достичь более низких тем­ператур при лазерном охлаждении (например, [132]). В качестве примера кратко рас­смотрим механизм «сизифова охлаждения», когда атомы движутся в лазерном поле с сильным градиентом поляризации, таким, что направление поляризации полностью изменяется на половине длины волны излучения. Такой градиент поляризации можно получить, например, в двух встречных полях одной и той же амплитуды и частоты, но с перпендикулярными линейными поляризациями:

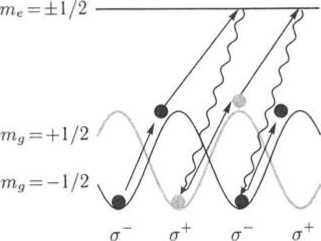
Е = *Е0х* cos *(uit — kz)* + *Еоу* cos *(u>t + kz) =*

*= E0[(x + у)* cos *u>t* cos *kz* + *(x* - *y)* sin *tut* sin *kz].*

(6.14)

Из уравнения (6.14) следует (см. рис. 6.3, а), что при kz = 0 поляризация поля является линейной и направлена под углом 45° к оси х. Поляризация меняется на ортогональную на расстоянии в четверть длины волны kz = п/2, а при kz = 7г/8 (z = А/8) является круговой. В таком поле магнитные подуровни to±i/2 основного состояния атомной системы с переходом Jg = 1/2 — Je = 3/2 испытывают свето­вые сдвиги, которые меняются в пространстве из-за градиента поляризации (см. рис. 6.3,6). Допустим, что атом находится в основном состоянии с mg — —1/2, которое имеет меньшую энергию в окрестности точки z = А/8. Если атом движется в направлении увеличения z, то ему придется взбираться на потенциальный холм,что приводит к уменьшению его кинетической энергии. Вблизи вершины холма поляризация поля становится а+ и атом переходит в состояние mg = +1/2 за счет оптической накачки через уровень те = +1/2. Продолжая движение вдоль оси z, атом снова теряет кинетическую энергию, взбираясь на следующий холм, откуда он, под действием излучения с поляризацией <т\_, оптически накачивается в состояние П1„ = -1/2 через уровень те = -1/2. По аналогии с древнегреческим мифом, в котором боги приговорили Сизифа вкатывать огромный камень на вершину горы, откуда он неизменно скатывался обратно вниз, этот механизм охлаждения назван сизифовым охлаждением. Оптимальный режим работы метода достигается в том случае, если среднее время переброса атома на другой магнитный подуровень равно времени прохождения атомом расстояния А/2. Помимо рассмотренной конфигурации с линейными поляризациями существуют и другие конфигурации на встречных вол­нах, такие как а+-а~, в которых также создается сильный градиент поляризации. Кроме этого, используя поля с постоянной поляризацией в комбинации с магнитным полем, можно осуществить магнитно-наведенное субдоплеровское охлаждение [132].

... ■...



\_L

JL

*Е0х*

к,

*х*

*Ецу*

О А/8 А/4 3/8А А/2

А/8 3/8А 5/8А

Рис. 6.3. Сизифово охлаждение, а) Профиль поляризации в стоячей волне, б) Световой сдвиг в стоячей волне, изображенной на рис. 6.3, а модулирует энергии магнитных подуровней основного состояния (mg = +1/2 и тя = —1/2), что приводит к пространственной модуляции

взаимодействия с полем

Минимально достижимая температура атомов цезия в трехмерной оптической патоке с применением субдоплеровских механизмов охлаждения равна 2,5 мкК, что значительно ниже доплеровского предела 0, 12 мК, но несколько выше температуры, соответствующей энергии отдачи

квТ > ЕГ = (hk)2/2m (предел отдачи). (6.15)

Однако, некоторые атомы не имеют магнитного расщепления основного состоя­ния, как, например, четные изотопы щелочноземельных металлов 20Mg, 40Са, 88Sr, которые широко используются в оптических стандартах частоты. Такие атомы можно охладить ниже доплеровского предела путем проведения второй стадии охлаждения на узком запрещенном переходе (см. ссылку [163] для Sr). Даже для случаев, когда соответствующая спектральная ширина линии атомов слишком мала, чтобы охла­ждающая сила могла противодействовать силе тяжести, были разработаны другие методы для достижения температур в диапазоне микрокельвин [164, 165]. В этих методах для более глубокого охлаждения используются дополнительные лазерные поля.

Предел отдачи (6.15) является гораздо более жестким ограничением на предельно достижимую температуру, чем доплеровский предел. Тем не менее, было предложено несколько изящных схем, позволяющих достигнуть еще более низких температур, чем предел отдачи. Для этого может использоваться явление когерентного пленения населенностей [166, 167] или методы рамановского охлаждения последовательно­стью импульсов с изменяющейся отстройкой [168]. Однако, указанные способы до настоящего времени не нашли широкого применения в стандартах частоты.

1. Охлаждение и замедление молекул. При попытке охлаждения молекул во встречных лазерных полях возникает сложность, связанная с тем, что после поглощения фотона молекула из возбужденного состояния может распасться на огромное число различных колебательных подуровней основного состояния. Следо­вательно, в отличие от атомов необходимые для охлаждения циклические переходы в молекулах оказываются невозможны, что приводит к ограниченному использова­нию молекулярных реперов в наиболее точных стандартах частоты. Однако эта ситу­ация может измениться, если в реперах будут применены охлаждающие механизмы других типов, часть из которых будет рассмотрена ниже.

Охлаждение буферным газом. Парамагнитные атомы и ионы можно поймать в магнитную ловушку, в которой создается минимум магнитного поля. Дойл и его группа использовали такую ловушку для захвата различных атомов и молекул и их охлаждения посредством столкновений с атомами 3Не в криостате при температуре 0,3 К [169]. В экспериментальной установке сферическая квадрупольная магнитная ловушка образована с помощью двух сверхпроводящих катушек. Исследуемые атомы или молекулы испаряются из материала твердой мишени посредством лазерной абляции. В результате столкновений с атомами гелия частицы теряют кинетиче­скую энергию. Атомы и молекулы с магнитными моментами, антипараллельными магнитному полю, притягиваются в область минимума поля, т.е. к центру ловушки. Частицы с магнитными моментами, сонаправленными с магнитным полем, наоборот, будут отталкиваться от центра ловушки и покидать ее (см. §6.4). Было показано, что в ловушку можно захватить вплоть до 1012 атомов и вплоть до 108 молекул СаН. В отличие от ионов (см. раздел 10.2.2.2), охлаждение буферным газом не использовалось в стандартах частоты на нейтральных атомах и молекулах.

Электростатическое замедление. Для замедления молекул также используется взаимодействие их дипольного момента с электрическим полем, меняющегося во времени [170, 171]. При этом пучок молекул пропускается через последовательность пар электродов, которые выстроены перпендикулярно траектории движения частиц. Молекулы, чьи дипольные моменты антипараллельны градиенту электрического по­ля, замедляются, влетая в область сильного электрического поля между электродами. Когда эти молекулы достигают максимума электрического поля, поле быстро выклю­чается и молекулам снова приходится взбираться на потенциальный холм, создавае­мый уже следующей парой электродов, находящихся под напряжением в несколько киловольт. Таким образом, молекулы с дипольными моментами, антипараллельными градиенту поля, теряют свою кинетическую энергию и после замедления могут быть захвачены в ловушку.

Фотоассоциация молекул. Используя процесс фотоассоциации лазерно-охла­жденных атомов, можно получать холодные молекулы с кинетическими энергиями, много меньшими энергий, достигаемых методами охлаждения буферным газом или электростатического замедления. Как показано на рис. 5.4, потенциальная энергия как основного, так и возбужденного электронного состояния двух атомов является функцией межядерного расстояния. Лазер, отстроенный в красную область спектра от частоты перехода свободного атома, может перевести два атома в связанное

возбужденное молекулярное состояние. Молекулы, образованные в результате такого процесса фотоассоциации, могут спонтанно распадаться на один из колебательных подуровней основного состояния в том случае, если коэффициенты Франка-Кондона достаточно велики. Ограничивающим фактором для применения этого метода явля­ется определенная вероятность образования димеров, например, при работе с ато­мами щелочных металлов [172, 173]. Обычно в результате метода фотоассоциации образуются молекулы в высокоэнергетических колебательных состояниях. Однако использование двух дополнительных лазерных полей позволяет каскадно перевести их в низкоэнергетические состояния [174]. Можно получить ультрахолодные двух­атомные молекулы, если в качестве источника атомов использовать бозе-эйнштейнов конденсат [175].

Те типы молекул, которые удалось охладить перечисленными выше методами, не являются оптимальными реперами частот для их использования в высокоточных стандартах. В свою очередь, в литературе нет сведений об экспериментах, в которых было бы показано, что эти методы могут использоваться и в случае уже зарекомен­довавших себя молекулярных образцов.

§ 6.4. Атомные ловушки

Для стандартов частоты иногда желательно удерживать атомы в определенной об­ласти пространства в течение как можно большего времени для обеспечения эффек­тивного взаимодействия с полем. Для этой цели можно использовать электрические, магнитные, гравитационные и световые силы, которые влияют на внешние степени свободы (координаты и скорости) ионов, атомов или молекул, и удерживать их в желаемой области пространства. Однако существуют определенные ограничения, накладываемые на конфигурации стабильных ловушек. В объеме без зарядов вы­полняется равенство О ДФ = 0 и, следовательно, невозможно создать конфигурации постоянного электрического поля с максимумом или минимумом электростатическо­го потенциала Ф. Это утверждение носит название теоремы Ирншоу. Следствием теоремы Ирншоу является невозможность построения электростатической ловушки для ионов. В работе [176] Винг показал, что в области пространства, свободной от токов и зарядов, не существует максимума модуля напряженности как магнитно­го, так и электрического полей. Следовательно, невозможно создать электро- или магнитостатическую ловушку для нейтральных атомов в наинизшем энергетическом состоянии, которые стремятся в область с максимумом модуля соответствующего поля. Кеттерле и Притчард [177] обобщили теорему Винга на любую комбинацию электрического, магнитного и гравитационного полей. Ашкин и Гордон [178] доказа­ли так называемую «оптическую теорему Ирншоу», утверждающую, что невозможно построить стабильную ловушку, основанную только на давлении света в независящих от времени оптических полях.

Атомные или молекулярные ионы можно захватить в ионные ловушки, поскольку теорема Ирншоу не накладывает ограничений на использование вращающихся сед­ловидных электрических потенциалов, когда положительные и отрицательные гра­диенты меняются местами с высокой частотой. Поскольку сила электростатических взаимодействий определяется напряженностью поля F = дЕ, потенциальный барьер такой ловушки оказывается довольно высок и составляет несколько электрон-вольт (1 эВ=11 600 К). Этого вполне достаточно для удержания ионов как при комнатной,

\*) Если плотность заряда в определенном объеме пространства равна нулю, то из уравнения Максвелла (4.25) следует divE = V • Е = V • УФ = ДФ = p/s о = 0-так и при существенно более высоких температурах. Мы рассмотрим ионные ловуш­ки и основанные на них стандарты частоты далее в разделе 10.1.1.

Силы, воздействующие на нейтральные атомы и молекулы, оказываются гораздо слабее, чем силы электростатического взаимодействия. В основном они основаны на взаимодействии градиента внешнего электрического (5.33) поля с наведенным электрическим моментом частицы или магнитного (5.34) поля с постоянным маг­нитным дипольным моментом частицы. Невозмущенные атомы не могут обладать постоянным электрическим дипольным моментом из-за их центральной симметрии. Следовательно, атом можно удерживать в электрическом поле только за счет взаимо­действия с наведенным электрическим дипольным моментом. В свою очередь, обычно не представляет сложности приготовить атомы в некотором внутреннем состоянии, обладающим определенным магнитным моментом.

Внешнее магнитное поле приводит к сдвигу энергетических уровней, и при наличии пространственного градиента потенциала появляется сила, действующая на центр масс частицы. В результате наложения внешнего поля энергия атомов в наинизшем основном состоянии всегда понижается, и эти атомы будут стремиться в область максимального поля (в иностранной литературе они называются «high-field seekers», англ.). В свою очередь, атомы в возбужденных состояниях могут стре­миться как в область максимального, так и в область минимального поля («low-field seekers»). Как следует из теоремы Винга, в статические электрические [179] или магнитные [170] ловушки могут быть захвачены только атомы, стремящиеся в ми­нимум поля [177].

К одной их наиболее простых конфи­гураций магнитных ловушек относится ло­вушка, состоящая из двух катушек в анти- гельмгольцевской конфигурации (рис. 6.4)

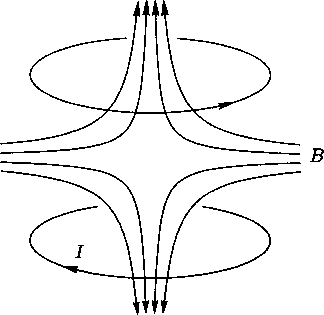


Рис. 6.4. Магнитная квадрупольная ло­вушка, образованная парой катушек в ан- тигельмгольцевской конфигурации

[181]. Эти катушки создают радиально симметричное магнитное поле в плоско­сти х - у (ось г проходит через центры катушек), причем значение поля в цен­тре равно нулю. Вблизи центра системы вектор магнитной индукции меняется ли­нейно (Вх = {дВх/дх\-х, Ву = {дВу/ду}-у,

Bz = {dBz/dz} ■ z). Из уравнения div ■ В =

= V • В(г) = 0 (см. (4.26)) следует, что 2дВх/дх = 2дВу/ду — -dBz/dz, то есть градиент вдоль оси г всегда вдвое боль­ше, чем вдоль осей х или у, и имеет про­тивоположный знак. Впервые нейтральные атомы были пойманы именно в такую ло­вушку [179]. Недостатком квадрупольной магнитной ловушки является возможность майорановской переориентации спина вблизи центра ловушки, где поле равно ну­лю [182]. К переориентации спинов приводит неадиабатичность движения ато­ма в области нулевого магнитного поля. Из-за этого эффекта атомы, стремя­щиеся в минимум магнитного поля и удерживаемые в поле ловушки, изменяют направление магнитного момента, начинают выталкиваться из ее центра и поки­дают ловушку. Решением этой проблемы является ловушка Иоффе с дополни­тельным поперечным полем. Такая ловушка может быть создана, например, на основе двумерного квадрупольного магнитного поля, образуемого четырьмя провод­никами с током, как показано на рис. 6.5 [181]. Ограничение движения частиц

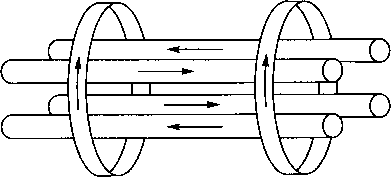


Рис. 6.5. Магнитная ловушка Иоффе, образованная четырьмя проводящими стержнями и катушками на обоих концах. Стрелки указывают направление тока

вдоль оси ловушки осуществляется двумя катушками на концах, причем в области захвата поле нигде не обращается в ноль. Обе эти системы обладают малой глу­биной потенциальной ямы и могут использоваться только для захвата нейтральных частиц с очень низкой температурой. Большую потенциальную глубину ловушек можно получить в динамических ловушках, например, в ловушке с перемещающимся минимумом магнитного поля [183].

Атомы, не обладающие магнитным мо­ментом, можно захватить в ловушку, ис­пользуя наведенный электрический ди- польный момент во внешнем поле [148]. Высокую напряженность электрического поля и значительные градиенты можно по­лучить при фокусировке лазерного пучка. При воздействии на двухуровневую атом­ную систему полем с частотой, отстроенной в красную сторону спектра от резонансной частоты перехода (рис. 6.6), энергия ос­новного состояния уменьшится, а энергия возбужденного состояния увеличится. При отстройке в красную или синюю область спектра наведенный дипольный момент бу­дет осциллировать либо в фазе, либо в про- тивофазе с полем, и на атом будет действо­вать сила, либо затягивающая в область с максимальной интенсивностью, либо вы­талкивающая из нее.

Возбужденное

состояние

*Tiu>o*

*Tiw*

*U*

О\*

4>

*X*

Основное

состояние

О

*(Е2)*

Рис. 6.6. Взаимодействие двухуровнево­го атома с пространственно-неоднородным лазерным полем, настроенным вблизи ре­зонансной частоты, приводит к возникно­вению зависимости светового сдвига атом­ных уровней от координаты

Потенциальную энергию атома в лазер­ном пучке с напряженностью электрическо­го поля Eq можно получить, используя вы-

бтгео с

п Г2 I (г, г)

8 W — Wo /sat

(6.16)

+

ражения (5.135) и (5.134):

*Wnp(r,z)* = -

2

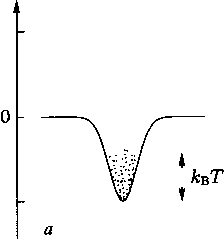
а>о 37Г£ос3 ’ 4wl

*(wl-w2)2+wbT2/wt* 4 Г . Г

*El*

*Ек*

В уравнении (6.16) мы сделали допущение, что отстройка частоты намного боль­ше, чем ширина линии (cj — шо Г). Кроме того, мы использовали приближение вращающейся волны и пренебрегли вторым членом в квадратных скобках, а также подставили выражения для интенсивности лазерного поля I(r,z) = (sqc/2)Eq и для



§

о.

о

я

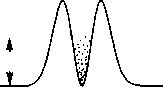
О

Рис. 6.7. Схемы дипольных ловушек с красной (а) и синей (б) отстройками частоты лазер­ного поля. Дипольную ловушку с красной отстройкой можно создать с помощью обычного гауссова пучка. Дипольную ловушку с синей отстройкой можно создать, например, используя радиально-симметричную лагерр-гауссову моду LGoi. распределение интенсивности в которой

имеет вид бублика

интенсивности насыщения /sat из (5.122). Наиболее простой оптической ловушкой с отстройкой в красную область спектра (см. рис. 6.7, а) является сфокусированный гауссовский пучок (4.110), у которого в перетяжке находится трехмерный максимум интенсивности. Из (4.117) получим:

*квТ*



*2r*

2 P

*TTWo*

2 Р

(6.17)

*I(r,z)* =

ехр

Wq (1 + 2 /Zr)

V *w0 ZRJ*

7TWo(l + —)

*ZR*

где P — мощность пучка с перетяжкой радиуса wo, a zr = 7twq/A — рэлеева длина. Приближение в (6.17) сделано для малых расстояний от центра перетяжки, т.е. для zf < zr и г < wo. При этом потенциалы как в радиальном (г), так и в аксиальном (z) направлениях являются гармоническими.

В отличие от силы, связанной со спонтанным излучением (вязкая сила в опти­ческой патоке), дипольная сила не достигает насыщения при увеличении плотности мощности поля. Спонтанное излучение в дипольной ловушке приводит к нагреванию, которое пропорционально количеству рассеянных фотонов. Интенсивность рассеяния Г5С, то есть число фотонов, рассеянных атомами в единицу времени, можно вычис­лить из выражений (5.136) и (5.134), делая те же допущения, что и раньше:

3\_Z\_

*IsaX*

Г (“Л

8(w — Wo)^ \^о/

fibs

(6.18)

Г5С =

Интенсивность рассеяния Г5С, а, следовательно, и нагревание становятся менее существенными при больших отстройках ш — ljо, поскольку интенсивность рассеяния уменьшается как (ш — ljo)~2 (см. (6.18)). Поэтому обычно используются дипольные ловушки, в которых лазерное поле далеко отстроено от резонанса в красную область спектра (Far of Resonance Traps, или FORT) [184].

Ловушки, удерживающее поле которых отстроено в синюю область, не обладают указанным недостатком, поскольку атомы скапливаются в области пространства, практически свободной от удерживающего поля. Дипольная ловушка с синей от­стройкой, созданная, например, фокусировкой лагерр-гауссовой моды LGoi типа «бублик» (см. рис. 6.7, б), может обеспечить такую же глубину потенциальной ямы и такую же кривизну потенциальной поверхности в центре, что и ловушка с красной отстройкой на основе ТЕМоо моды. Однако, при одинаковых модулях отстроек

лазерных полей мощность лазера, отстроенного в синюю область, должна быть увеличена в е2 раз [148]. Трехмерные ловушки с синей отстройкой могут создаваться различными методами [185], и в качестве примера можно привести пирамидальную ловушку [186]. Ловушки с синей отстройкой, в которые захватываются частицы, стремящиеся в минимум светового поля, оказываются более перспективными для использования в стандартах частоты, поскольку динамический штарковский сдвиг в них на несколько порядков меньше, чем для ловушки с красной отстройкой. В работе [185] Дэвидсон и соавторы регистрировали часовой переход между сверх­тонкими компонентами в атомах натрия, захваченных в дипольную ловушку с синей отстройкой, используя метод спектроскопии Рэмси (§ 6.6).

1. Магнитооптическая ловушка. В оптической патоке атомы замедляются до очень низких скоростей. При этом на них действует сила, подобная вязкому трению, не удерживающая их в определенной области пространства. Удерживающая сила может быть создана, например, в неоднородном магнитном поле. Рассмотрим атом с энергией Ед и квантовым числом углового момента J — 0 для основного со­стояния и соответствующими параметрами Ее и J = 1 для возбужденного состояния (см. рис. 6.8). Такие условия могут выполняться, например, для щелочноземельных металлов (см. таблицу 5.6). В магнитном поле энергию основного состояния можно считать постоянной, а возбужденное состояние будет расщеплено на три магнитных подуровня. Энергии магнитных подуровней (mj = ±1) линейно зависят от магнит­ного поля, причем коэффициент пропорциональности для них отличается знаком. Предположим, что магнитная индукция В меняется линейно с расстоянием вдоль оси г:

*Bz(z) = bz.* (6.19)

Зееманов сдвиг энергии для подуровней с mj Ф О

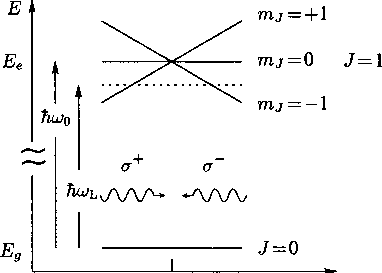
*AE(z) — ±gjnebz* . (6.20)

формирует пространственно зависимый член в отстройке частоты:

* *-bz,* (6.21)

A п

где gj — фактор Ланде возбужденного состояния, а цв~ магнетон Бора [цв/h = = 1,4- Ю10Гц/Тл). С помощью поля, распространяющегося вдоль оси z, можно селективно возбуждать переходы на подуровни mj = 1 и mj = — 1, используя



0

Рис. 6.8. Энергетические уровни атома в магнитооптической ловушке

излучение с круговой поляризацией а+ и а~ соответственно. Выполняя вычисления, аналогичные (6.7), но с пространственно зависимым членом в уравнении (6.21), получим:

*Fz(z) = -Dz,* (6.22)

где константа D равна:

£) яз *8****fiBbkSo(u — up)*** ^ 22^

Вследствие этой силы формируется параболический потенциал V(z) = Dz2/2, кото­рый используется для захвата атомов. Если два лазерных пучка обладают одинаковой интенсивностью, то центр ловушки совпадает с нулевым значением магнитного поля. Результирующая сила, учитывающая действие вязкой силы оптической патоки и действие квадратичного потенциала, возникающего из-за пространственной неодно­родности магнитного поля, равна

*Fz(z, v) = —Dz — av.* (6.24)

Соответствующее одномерное уравнение движения для атома массы т является уравнением затухающего линейного\_гармонического осциллятора с круговой часто­

* и константой затухания Г = — (см. 2.27).

***т т***

Расширение данной схемы для трехмерной магнито-оптической ловушки (МОЛ) является обобщением одномерной картины, когда для каждого из базисных направле­ний трехмерного пространства используется пара лазерных лучей с соответствующим поляризациями (см. рис. 6.9) [187]. Магнитное поле с нулевым значением в центре ловушки, линейно меняющееся с расстоянием вблизи этой точки, можно создать парой катушек в антигельмгольцевской конфигурации, как показано на рис. 6.4, причем градиент магнитной индукции в ее центре обычно составляет от 0,05Тл/м до 0,5Тл/м. Для примера вычислим значения собственной частоты и>о и константы затухания Г в ловушке для атомов ^Са с Ъ = 0,1 Тл/м, о; — wo = Г/2, А: = 27г/423 нм и т = 40 • 1 66 • IQ"27 кг, используя выражения (6.23) и (6.7). Анализируя полученные

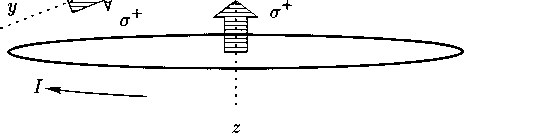
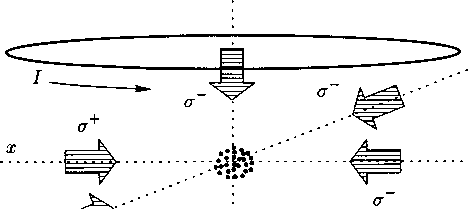


Рис. 6.9. Схема магнитооптической ловушки

значения щ « 27т • 2,4 кГц и Г » 1,56 х 105с \*, видим, что осцилляции атомов в ловушке быстро затухают за время меньше одного периода.

Загрузка магнитооптической ловушки. Максимальная скорость атомов, кото­рые могут быть захвачены в МОТ, равна vc « (2Fmaxr/m)^2 = (fikjr/m)1//2, где г — радиус ловушки [188]. Для параметров ловушки, описанной выше, максимальная скорость составляет vc = 30 м/с. Атомы со скоростями v < vc могут быть захвачены непосредственно из низкоскоростного крыла распределения Максвелла-Больцмана, например, из теплового атомного пучка без использования дополнительных методов охлаждения [104, 187, 190, 191]. Для обеспечения эффективного рабочего цикла в оптических стандартах частоты на холодных атомах, то есть снижения времени приготовления атомного ансамбля по сравнению со временем опроса, желательно обеспечить загрузку как можно большего количества атомов за минимальное время. Количество атомов N, захваченных в магнито-оптическую ловушку, можно получить из балансного уравнения:

^ = Rc - — - (3N2, (6.25)

at **тмот**

где Rc — скорость захвата, а тмот — среднее время, проводимое атомом в ловушке. Второй член в уравнении отвечает за столкновения захваченных атомов с фоновым газом, а третий член —за столкновения захваченных атомов между собой. Уравне­ние (6.25) можно решить, если пренебречь последним членом, который становится существенным только при больших концентрациях частиц. При этом имеем:

N(t) = (N(0) — ДстМот)е \*/Тмот + Дстмот-

(6.26)

Кривая заполнения (см. рис. 6.10) приближается к равновесному значению N(t —► —> оо) = Rctмот 33 характерное время тмот- Если в начальный момент времени ловушка была пустой, N(0) = 0, то зависимость заполнения от времени примет вид:

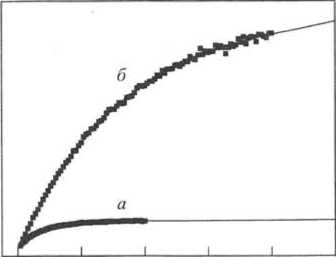
N(t) = ДсТмотО - е-‘/^от).

(6.27)

Скорость загрузки ловушки можно значительно увеличить, если использовать две или более оптические частоты, отстроенные друг от друга на величину естественной спектральной ширины линии охлаждающего перехода [190, 192].

Для загрузки МОЛ также используется принцип зеемановского торможения атомов [193, 194], как описано, например, в работах [195, 196, 197, 198]. В зееманов- ском охладителе циркулярно поляризованное лазерное излучение распространяется навстречу атомному пучку, при этом изменяющийся вследствие торможения атомов доплеровский сдвиг компенсируется зеемановским сдвигом уровней в продольным магнитном поле. В стандартах частоты зеемановский охладитель иногда используется вместе с оптической патокой в скошенной конфигурации для того, чтобы отклонить в область захвата только самые медленные атомы [199]. В МОЛ можно достаточно просто охлаждать и удерживать облако холодных атомов с высокой плотностью и большим количеством частиц (р > Ю10 атомов/см3 при N 107 атомов), кото­рое после выключения удерживающих полей (лазерных и магнитных) может быть использовано в свободном падении в микроволновых или оптических стандартах частоты.

1. Оптические решетки. Используя зависимость энергии атома от интен­сивности внешнего нерезонансного поля, атомы также можно захватить в оптиче­скую решетку. Оптическая решетка образуется в результате интерференции двух или более оптических полей, что приводит к стационарному распределению интенсив-



X

=

I

9

О 50 100 150 200 250 t, мс »-

Рис. 6.10. Кривые заполнения (квадратики) магнито-оптической ловушки для атомов Са и их аппроксимация (сплошные линии) в соответствии с уравнением (6.27). При устранении одного из каналов потерь населенности (в данном случае атомы, перешедшие в невзаимодействующее с полем 'Di состояние, перекачиваются обратно) время жизни ловушки увеличивается от

тмот = 19 мс (а) до гМот = 83 мс (б)

ности поля в пространстве. Рассмотрим стоячую волну, созданную интерференцией двух встречных волн одной и той же частоты и = с/А, поляризации и интенсивности:

Е = £oecos(urt - kz) + Eo?cos(\*jt + kz) = 2Eqi>cos(kz) cos(wf). (6.28)

Световой сдвиг (динамический штарковский сдвиг) энергии уровней, который ис­пытывают атомы в области интерференции, пропорционален Е2 и, следовательно, приобретает одномерную периодическую зави­симость от г с узлами и пучностями, отстоя­щими друг от друга на А/4. Атомы с достаточ­но низкой кинетической энергией можно захва­тить в соответствующие потенциальные ямы и локализовать их в областях, значительно мень­ших, чем длина волны излучения. Двумерную оптическую решетку можно создать пересече­нием двух перпендикулярных стоячих волн, как показано на рис. 6.11 [200]. Интерферен­ционная картина зависит от поляризаций лу­чей и состоит из упорядоченно расположенных потенциальных ям, изображенных на рис. 6.12.

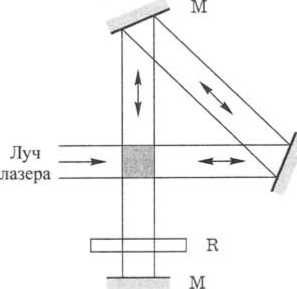
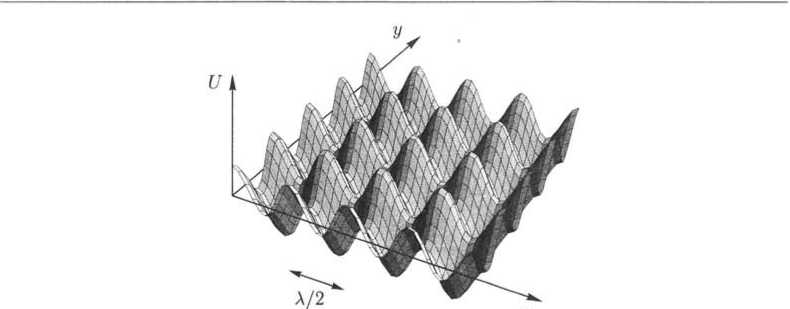


Рис. 6.11. Двумерная оптическая ре­шетка. Здесь М — зеркало, R — фазо­вая пластинка

В работе [201] было показано, что п-мерная оптическая решетка может быть создана п + 1 лазерными пучками при соответствующем вы­боре поляризаций. На рисунке 6.13 показана простая схема создания трехмерной оптиче­ской решетки. Два луча слева в плоскости Оху и два луча справа в плоскости Oyz создают стоячие волны вдоль осей Ох и Oz соответственно. Вдоль оси Оу стоячая волна создается всеми четырьмя пучками.

В общем случае при загрузке оптической решетки холодными атомами достига­ется очень низкая заселенность ее ячеек. Однако существуют методы, позволяющие достичь плотности порядка одной частицы на ячейку [202]. В приложении к опти­ческим стандартам частоты оптические решетки обеспечивают очень большие вре­мена взаимодействия (в присутствии гравитационного поля), и нейтральные частицы ограничены в столь малой области пространства, что выполняется условие Лэмба- Дике. В работе [203] был предложен перспективный подход, который позволяет компенсировать воздействие лазерных лучей, формирующих решетку, на часовой переход (см. раздел 14.2.2).

1. Характеристики холодных атомных ансамблей. Характеристики стан­дарта частоты обычно зависят от определенных свойств ансамбля частиц (см. § 5.4), используемого в качестве репера частоты. Существует множество методов и приемов, которые применяются для измерения числа частиц, их плотности или температуры в ловушках, часть которых мы рассмотрим ниже.



*х*

Рис. 6.12. Потенциальная энергия двумерной оптической решетки

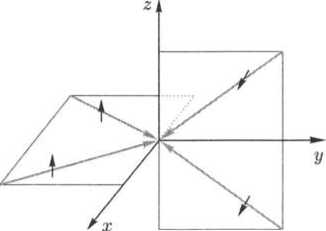


Рис. 6.13. Четырехлучевая геометрия, которая используется для создания трехмерной оптиче­ской решетки. Лазерные пучки в левой и в правой частях рисунка лежат во взаимно ортого­нальных плоскостях. Все пучки линейно поляризованы перпендикулярно к соответствующей

плоскости, как показано стрелками

1. Измерение числа и плотности частиц. Полное число частиц, обра­зующих облако, обычно измеряют одним из трех методов, а именно по мощности люминесценции, по количеству поглощенного света или по сдвигу фазы, который испытывает свет, проходя сквозь облако частиц. Кроме этого, пространственная за­висимость соответствующих сигналов позволяет определить размер облака и распре­деление плотности частиц. Слабый пробный лазерный пучок, проходящий вдоль оси Ог через среду с комплексным показателем преломления п = п' + in", испытывает сдвиг фазы ф = n'kz и поглощение:

*E(z. t) = Еое~^ш1~пкг^е~\*п"кг =* (6.29)

В среде, состоящей из двухуровневых частиц, поглощение, характеризуемое ампли­тудным коэффициентом пропускания t = ехр(-n"kz), есть:

*{*

\

I

Р<70

t ее. е °/2 = ехр

(6.30)

(и - Шр) (Г/2)2 /

I +

а сдвиг фаз —

(и; — ^'о)‘ ^

(Г/2)'-’

(6.31)

ф - ехр

(и; - ^р)

(Г/2)2 /

] +

V

Уравнения (6.30) и (6.31) можно получить, например, из соотношения (5.131). Здесь р = J pdz есть плотность частиц, проинтегрированная вдоль оси Oz, а

(6.32)

за:

2т

0-0 =

* резонансное сечение рассеяния [146, 204, 205]. Рассмотрим схему, в которой пробный лазерный пучок с диаметром, большим, чем размер облака, направляется на камеру ПЗС (прибор с зарядовой связью), формируя теневое изображение облака. Плотность атомного облака можно определить следующим образом:

*У*

**(**/with с /w/о cl

(6.33)

D(x,y) = - In

doud(j.y) - Iojx.y)

clou *1о(х.У)*

где /with cioudO^. У) — распределение интенсивности, когда лазерный пучок проходит через облако, /«,/<> cloud (®. 2/) —когда лазерный пучок проходит в отсутствие облака и /о(х, у) — фоновое изображение, полученное без облака и без пробного пучка. Обычно двумерное распределение плотности описывается функцией Гаусса:

(6.34)

Чтобы определить Dmax, необходимо знать распределение атомов вдоль оси Oz. Если вдоль оси Oz атомы также распределены согласно гауссову закону с тем же радиусом

7о ,

(6.35)

Dmах = ^ОРтах ехр то, после вычисления интеграла, получим:

(6.36)

Ртах —

*(Того*

Кроме того, существуют неразрушающие способы формирования изображения атом­ного облака, базирующиеся на измерении его дисперсии. К ним относятся методы темного поля, метод получения фазово-контрастных и поляризационно-контрастных изображений [204].

1. Температура. Существуют различные методы для измерения темпе­ратуры холодного атомного облака как непосредственно в ловушке, так и после высвобождения атомов из нее.

Время-пролетные методы. Эти методы тем или иным способом измеряют расширение атомного облака и на основании измерения распределения частиц в про­странстве и времени позволяют определить распределение скоростей [206]. Если атомы находятся в тепловом равновесии (что не всегда имеет место в МОЛ [207]), то данное распределение определяет температуру ансамбля. Один из самых простых ранних методов, который носит название «высвобождение-захват», был использован для измерения температуры атомов в оптической патоке [161]. В этом методе измеря­лось число атомов (или величина, пропорциональная ему) до и после того, как удер­живающие поля ловушки (либо магнитное поле, либо световое поле) выключались на время r0[f. В течение этого времени самые быстрые атомы из расширяющегося облака покидают область захвата ловушки, и при повторном включении в ловушке оказывается меньшее количество атомов. Выполняя измерение доли оставшихся атомов в зависимости от времени г0н, можно вычислить температуру при условии, что известны форма и размер области, в которой происходит захват атомов. По­скольку удерживающие поля должны выключаться достаточно быстро, то этот метод особенно удобен для тех оптических ловушек, в которых люминесценция атомов в удерживающем поле может быть измерена непосредственно.

В методах, позволяющих измерять температуру с большей точностью, использует­ся дополнительный лазерный пучок, с помощью которого строятся последовательные изображения облака, как описано в разделе 6.4.3.1. Из последовательности изобра­жений (как для поглощения, так и для фазово-чувствительных методов), полученных через различные времена задержки t, можно определить параметры разлета облака атомов. Для примера рассмотрим динамику сферического облака с гауссовым рас­пределением плотности и радиусом 7-о непосредственно после выключения ловушки. Координаты каждого атома в каждый момент времени определяются начальными координатами и путем, пройденным после выключения ловушки. Поскольку обе эти величины независимы, то необходимо сложить их квадраты:



(6.37)

Для ознакомления с третьим методом рассмотрим широкий в горизонтальном и узкий в вертикальном направлении луч резонансного света, настроенного на резонансный переход. Луч проходит на несколько сантиметров ниже захваченных атомов. Для определения вертикального распределения скоростей атомов, высвобож­денных из ловушки, измеряется зависимость от времени их люминесценции при пролете сквозь поле. Регистрация изображения пятна люминесценции в горизон­тальной плоскости позволяет получить данные о распределении проекций скорости в горизонтальной плоскости [208].

Так же можно измерять высоту, на которую поднимаются высвобожденные из ловушки атомы в гравитационном поле [162, 206].

Осцилляции в центре ловушки. Температура атомов, заключенных в ловушке с параболическим потенциалом, например, в МОЛ, дипольной или магнитной ловуш­ке, может быть измерена по отклику атомов на внешнюю силу. В термодинамическом равновесии тепловая энергия равна средней потенциальной энергии или средней кинетической энергии:

*kBT* = *D(x2) = m(v2).* (6.38)

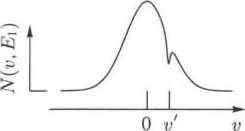
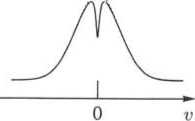
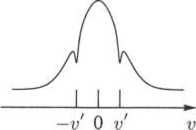
Определение коэффициента упругости D (см. (2.6)), наряду с измерением динами­ки расширения облака удерживаемых атомов (например, с помощью ПЗС-камеры), позволяет вычислить температуру из уравнения (6.38) [209]. Константу D можно определить, измеряя отклик атомного облака на световое давление лазерного пучка или на перемещение минимума модуля магнитного поля. Если на атомное облако действует внешняя периодическая сила, то можно вычислить константу затухания и коэффициент упругости, измеряя амплитуду и фазу отклика атомов в зависимости от частоты вынуждающей силы, с использованием выражений (2.60) и (2.59) [210].

Измерение доплеровского уширения. Квантовые системы, использующиеся в качестве реперов для стандартов частоты, часто обладают узким переходом. Если однородная ширина линии достаточно мала, то спектральная ширина линии будет определяться эффектом Доплера, что позволяет получить сведения о распределении скоростей в ансамбле. Этот метод широко используется в оптических стандартах частоты (см. рис. 6.1), причем для его реализации необходим лазер, обладающий как высокой кратковременной стабильностью, так и высокой стабильностью на сред­них временах. В оптических стандартах такой лазер является принадлежностью установки. Для микроволновых стандартов частоты, например, для фонтана на ато­мах Cs (см. § 7.3), распределение скоростей можно измерить с помощью рамановских переходов при использовании двух лазерных полей (см. рис. 5.12,а) [211]. Для осуществления рамановских переходов относительная фаза двух лазерных полей должна быть жестко фиксирована, в то время как на абсолютную фазу обоих полей не налагается столь строгих ограничений. Два фазово-когерентных поля можно по­лучить либо от одного лазера с помощью акусто-оптического (см. раздел 11.2.1) или электро-оптического модулятора (см. раздел 11.2.2). либо, когда требуются большие разности частот, с помощью двух лазеров, связанных по фазе.

**§ 6.5. Нелинейная спектроскопия без доплеровского уширения**

1. Спектроскопия насыщения. Важнейшей задачей при разработке оп­тических стандартов частоты является подавление доплеровского уширения. Ее можно относительно просто решить, используя метод, основанный на нелинейной спектроскопии или на спектроскопии насыщения [212]. Рассмотрим лазерное поле высокой интенсивности с частотой I/, слегка отстроенной в синюю область спектра (и > i/о) относительно частоты перехода vq. Поле взаимодействует с ансамблем двухуровневых систем, обладающих максвелловским распределением скоростей. При взаимодействии с излучением атомы со скоростями v', удовлетворяющими условию и - i/0 = к • v', возбуждаются на верхний уровень. При этом населенность нижнего уровня для этих атомов понижается и в соответствующем распределении атомов по скоростям «выжигается» провал, как показано на рис. 6.14, а, который иногда называют провалом Беннетта [213]. В случае сильного насыщения (параметр насы­щения So » 1) примерно половина атомов переводится в возбужденное состояние. Перестраивая частоту лазера и измеряя поглощенную мощность или флуоресценцию возбужденных атомов, например, с помощью схемы, показанной на рис. 6.15, а, мож­но прописать доплеровски уширенный спектральный контур линии. Рассмотрим слу­чай, когда навстречу первому пучку распространяется второй лазерный пучок с той же частотой и (см. рис. 6.15, а). Если лазерные поля взаимодействуют с разными скоростными группами оптически тонкого атомного газа, то суммарное поглощение будет равно сумме поглощений для каждого поля в отдельности. Излучение второго лазера также приведет к выгоранию провала в распределении по скоростям атомов в основном состоянии с центром при v = —V1, как видно из рис. 6.14,6. При и Ф мо два лазерных пучка взаимодействуют с разными скоростными группами, однако, если частота лазера и совпадает с i/о (см. рис. 6.14, в), то оказывается, что оба световых поля будут взаимодействовать с одной и той же скоростной группой. Для нее доплеровский сдвиг первого порядка вдоль оси лазерного пучка (скажем оси О:)

Рис. 6.14. Населенности в основном (Е\) и возбужденном (Ег) состояниях, а) Лазерный луч с положительной отстройкой по отношению к частоте перехода переводит атомы из состояния с меньшей энергией Е\ в состояние с большей энергией Е2, тем самым выжигая провал в распределении по скоростям атомов в основном состоянии, б) Два встречных лазерных пучка, слегка отстроенных по частоте от центра линии, взаимодействуют с разными скоростными группами доплеровски уширенного контура, в) Два встречных лазерных пучка взаимодейству­ют с одной и той же скоростной группой



равен нулю, то есть vz = 0. Если первый (насыщающий) лазерный пучок уже насытил переход (So 1). то поглощение второго, пробного пучка должно заметно снизиться. При выполнении условия резонанса, в контуре поглощения пробного пучка будет наблюдаться провал (см. рис. 6.16, пустые кружочки).

Такое нелинейное поглощение имеет место и при более слабом насыщении, поскольку атомы из резонансной скоростной группы испытывают вдвое большее насыщение по сравнению с атомами, чьи скорости находятся вдали от резонанса (и ф ио). Провал, обусловленный насыщенным поглощением в центре доплеровски уширенной спектральной линии, обычно называют провалом Лэмба [212]. Ширина

Д.т —— Отражатель —т—

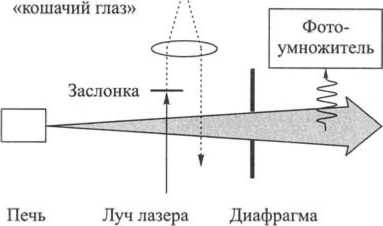
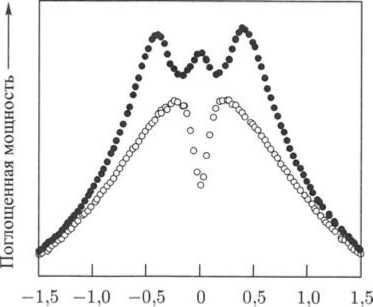


Рис. 6.15. Насыщенное поглощение в пучке атомов. Смещение системы «кошачий глаз» на Ах/2 вдоль пучка позволяет выполнять изме­рение либо в двух встречных бегущих волнах, либо в стоячей волне



Отстройка, МГц

Рис. 6.16. Зависимость интенсивности люми­несценции возбужденных атомов Са от от­стройки частоты в установке, изображенной на рис. 6.15, в двух встречных пучках (пу­стые кружочки) и в стоячей волне (черные кружочки) [216]

лэмбовского провала в предельном случае определяется однородным уширением линии с учетом уширения мощностью светового поля (рис. 5.20). Спектральная ширина провала Лэмба оказывается существенно уже по сравнению с шириной контура поглощения, что может быть использовано для точной стабилизации частоты лазера.

Простая картина насыщенного поглощения, приведенная выше, справедлива толь­ко в приближении слабого насыщения [212]. Эффекты сильного поля в когерентной спектроскопии насыщения могут существенно изменить характеристики поглощения. Чтобы правильно описать спектр поглощения в сильных полях, необходимо учесть влияние энергии отдачи фотона, реальный профиль лазерного пучка и процессы мно­жественного обмена импульсом между атомами и фотонами [214, 215, 216]. Послед­ний эффект становится существенным, если для возбуждения используется стоячая волна. В качестве примера сравним формы спектральных линий поглощения, зареги­стрированных при возбуждении перехода 1 So —3Рi (А = 657 нм) в атомном пучке Са двумя пространственно разделенными волнами и стоячей волной (рис. 6.16) [216].

Из-за эффекта отдачи линия насыщенного поглощения (рис. 6.16) расщепляется на два компонента [217]. Причина возникновения такого дублета может быть понята из рисунка 6.17, где показана параболическая зависимость энергии от импульса для атомов в основном Е\ и возбужденном Ei состояниях. Рассмотрим атом, на­ходящийся в покое в основном состоянии (см. рис. 6.17. а). После поглощения фотона энергия атома становится равной р2/('2т) = (hk \* (2т). Следовательно, два встречных пучка взаимодействуют с одной и той же (нулевой) скоростной группой в основном состоянии на частоте hui = Е> - Е\ + (hk)2/(2m). т.е. линия насыщен­ного поглощения смещена в синюю область спектра на частоту Л\*' = (Ьк)~, (2m>. Насыщенное поглощение формируется и в том случае, если оба лазерных пучка взаимодействуют с одной и той же скоростной группой атомов в возбужденном состоянии. В этом случае из законов сохранения импульса и энергии следует, что частота поля должна быть отстроена на такую же величину в красную область. Значит, частотное расщепление за счет отдачи между двумя линиями поглощения (см. (5.103)) равно:

Д^-Л. (6-39)

тпА

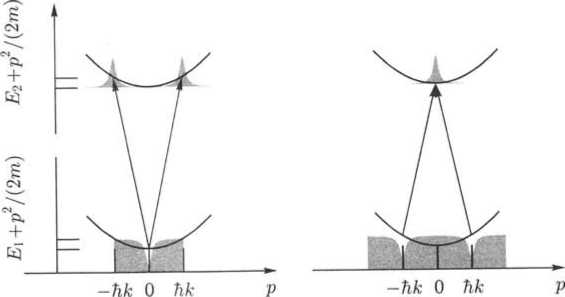


Рис. 6.17. Диаграммы энергии-импульса для насыщенного поглощения, а) Два встречных пучка взаимодействуют с одной и той же (нулевой) скоростной группой в основном состоянии или 6) то же для возбужденного состояния.

Для интеркомбинационной линии в атоме Са (Л = 657,46 нм) оно составляет 23,1 кГц (см. рис. 6.18).

Поскольку более низкочастотый компонент отдачи возникает при взаимодействии обоих лазерных лучей с одной и той же скоростной группой атомов в воз­бужденном состоянии, то на этот компонент влияют спонтанные распады атомов, которые могут происхо­дить в течение длительного времени взаимодействия с полем, что обычно имеет место в стандарте частоты. Следовательно, низкочастотный компонент, вообще го­воря, обладает меньшим эффектом насыщенного погло­щения, чем высокочастотный компонент. Поэтому, если разрешающая способность установки недостаточно высока для того, чтобы разрешить компоненты отдачи, то центр тяжести линии может не совпадать с центром невозму­щенного перехода. Поэтому в оптических стандартах может оказаться необходимым подавить один из компонентов. Разработаны методы, позволяющие подавить как низкочастотный [218], так и высокочастотный [219, 220] компоненты отдачи.

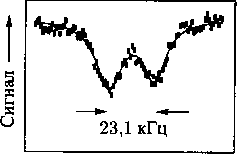


Рис. 6.18. Расщепление ли­нии насыщенного поглоще­ния в лазерно-охлажденном облаке атомов Са, вызванное эффектом отдачи

В спектроскопии насыщенного поглощения в полезный сигнал дают вклад только частицы из определенной скоростной группы, что приводит к подавлению доплеров­ского уширения. Тем не менее вклад доплеровского эффекта второго порядка может оказаться значительным, как например при спектроскопии в атомном пучке.

1. Селекция по скорости на основе зависимости от мощности. Вклады линейного и квадратичного эффектов Доплера можно существенно снизить, если регистрировать сигнал поглощения только от самых медленных частиц. Это возмож­но, если интенсивность лазерного пучка настолько мала, что возбуждение быстрых частиц малоэффективно, поскольку для перевода населенности двухуровневой си­стемы на верхний уровень необходим 7г-импульс. Рассмотрим частицу, летящую со скоростью v перпендикулярно к когерентному пучку с радиальным профилем, име­ющим диаметр 2wo. Угол Раби определяется выражением 6r — Qr2wo/v (cm. 5.52). Если частота Раби (5.37) преднамеренно снижается путем понижения напряженности электромагнитного поля, то эффективно возбуждаться будут только те частицы, для которых соответствующие углы Раби заметно отличаются от нулевого значения. Это условие соответствует низкой скорости частиц.

Для селекции медленных молекул или атомов требуется низкое давление атом­ных паров и низкая насыщающая интенсивность поля. При этом сигнал насыще­ния становится слабым. Однако, несмотря на данную сложность, указанный метод может использоваться для стандартов частоты. Багаев и соавторы осуществили стабилизацию He-Ne лазера по переходу в метане [221]. Ячейка с метаном по­мещалась в лазерный резонатор, причем лазер работал в режиме, незначительно превышающем порог генерации. Длина ячейки, поддерживаемой при температуре 77 К, составляла 8 м. Диаметр перетяжки лазерного пучка был равен 2wo = 15 см, что обеспечивало относительно большие времена взаимодействия с полем. Группа из Парижского северного университета использовала аналогичный метод, в котором пучок СОг лазера (А и 10 мкм) с радиусом перетяжки гоо = 3,5 см заводился в многопроходную поглощающую ячейку с OSO4 длиной 18 м, причем эффективная длина взаимодействия была равна 108 м [222]. Ячейка находилась при комнатной температуре; давление в ячейке было ниже 3 • 10-4 Па. При возбуждении пучком мощностью около ЗОнВт эффективно возбуждались молекулы, эффективная темпера­тура которых соответствовала Тец = 0,6 К. Однако, поскольку контраст поглощения

составлял порядка 10 6, при регистрации возникала необходимость использования методов гетеродинирования и двойной модуляции.

1. Двухфотонная спектроскопия. Можно регистрировать линии поглощения, свободные от вкла­да линейного эффекта Доплера, если для возбужде­ния частиц использовать два фотона из встречных волн одинаковой частоты, как показано на рисун­ке 6.19 [223, 224]. Если частица, движущаяся со скоростью v, одновременно возбуждается двумя фо­тонами из встречных пучков, то, переходя в систему отсчета частицы, энергия одного из фотонов (Tiwi) будет отстроена в красную область, а другого (Ьи2) — на такую же величину в синюю область спектра. Вы­числяя суммарную энергию фотонов

\е)

|  |  |
| --- | --- |
|  | Twj |
|  |  |
|  | Ли> |

*Е<*

Рис. 6.19. Двухфотонный пе­реход. Штриховой линией по­казан виртуальный уровень

1*3)*

7ia>i + Тш>2 = Тьи>о (1 — ——-1 + Тшо (1 + —= 2Tiujq,

**Is)**

W° (6.40)

можно отметить, что вклад линейного эффекта Допле­ра сокращается. Двухфотонные переходы могут про­исходить между уровнями, для которых однофотонные дипольные переходы запрещены правилами отбора, на­пример, если оба уровня обладают одинаковой четностью.

Матричные элементы двухфотонных переходов вычисляются во втором порядке теории возмущений. В первом порядке теории возмущений матричный элемент перехода, такого как, например, переход 1S-2S в атоме водорода, равен нулю. Рассмотрим атом, движущийся в поле двух встречных волн с одинаковой круговой частотой ш, амплитудами Е\ и Е2 и поляризациями, описываемыми векторами ei и е2. Вероятность двухфотонного перехода, как было показано в работах [223, 224, 225], равна:

***2Е\ {д\ет ■ ei\j) (j\er*** • ei|e)

(6.41)

=(2)Н = £ j

+Е

■ ш

+

(weg — 2w - 2k ■ v) — гГе/2

*UJ jQ UJ*

*4h*

exp[i(g>eg — 2 u>)t] (u>ge — 2 w) — гГе/2’

е2Д| (д\ег • е2\j) Q'|er • е2|е) \_ exp [i(weg - 2ш - 2к • v)t] 4 ft2

***е2Е\Е2***

***(g\er ■ ei\j) (j\er ■ e2\e)*** *Ujg - oj*

*(д\ет ■ e2\j} {j\er ■ ei\e)*

*OJjn LO*

exp ***[г(шед — 2ш*** + 2к • ***v)t]***

(iШед — 2ш + 2к • v) - гГе/2

4 Г

+

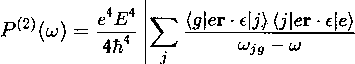
*+*

где сумма берется по всем собственным состояниям атома, а Ге = 27Г7е — обратное время жизни возбужденного состояния |е) при условии, что основное состояние обладает бесконечным временем жизни. Если в системе присутствует резонансный промежуточный уровень j, частота которого близка к частоте виртуального уровня (см. рис. 6.19), то за счет наличия в выражении (6.41) резонансного знаменателя вклад соответствующего слагаемого в амплитуду перехода будет определяющим. Первое слагаемое в выражении (6.41) описывает поглощение двух фотонов из волны, распространяющейся в одном направлении; то же справедливо и для второго слага­емого, отвечающего встречной волне. Спектральная линия, соответствующая этим

слагаемым оказывается доплеровски уширена. Третий член описывает поглощение двух фотонов из двух встречных волн, и в этом случае доплеровский сдвиг первого порядка компенсируется (6.40). При возведении в квадрат и усреднении по скоро­стям атомов, первые два первых слагаемых из (6.41) дадут гауссов доплеровский фон [223]. Для стандартов частоты ширина доплеровского фона оказывается намного больше, чем ширина двухфотонного перехода, поэтому доплеровский пьедестал пред­ставляет собой слабый, практически постоянный фон. Для линейно поляризованной стоячей волны (Е = Е\ = Е% и е = t\ =62) третий член в (6.41) даст лоренцев контур без доплеровского уширения

(6.42)

2



(шде — W)2 + Г2/4

*з*

Ширина этого контура обусловлена временем жизни верхнего уровня и взаимодей­ствием с полем. Вероятность двухфотонного перехода пропорциональна четвертой степени амплитуды поля, т.е. квадрату плотности мощности лазерного пучка. Поэто­му для возбуждения слабых двухфотонных переходов лазерный луч обычно прихо­дится фокусировать. Высокая интенсивность поля вызывает значительный динамиче­ский штарковский сдвиг уровней атома, который необходимо измерять и учитывать при разработке стандартов частоты. За счет малого диаметра сфокусированного лазерного луча увеличивается вклад время-пролетного уширения, которое изменя­ет спектральную форму линии двухфотонного перехода, описываемую уравнением

1. [226]. В двухфотонной спектроскопии полезный сигнал формируется всеми атомами независимо от их скоростей, что является существенным преимуществом по сравнению со спектроскопией насыщения.

Среди стандартов частоты, основанных на двухфотонных переходах, можно пере­числить стандарт на переходе 1S-2S в атоме водорода (см. раздел 9.4.5), на переходе 5Si/2 -5D5/2 в атоме рубидия (см. раздел 9.4.3) или на переходе 4d105s 2Sj/2 — 4d95s2 2D5/2 в атоме серебра (см. раздел 9.4.6).

§ 6.6. Измерения с помощью последовательности когерентных взаимодействий

Для получения спектрально-узких резонансных линий переходов требуется мини­мизировать уширение, вызываемое конечным временем взаимодействия частиц с по­лем. Норманом Рэмси был разработан исключительно плодотворный метод для спек­троскопии в микроволновой области: постоянное взаимодействие с полем в течение времени Т (метод Раби) было заменено на взаимодействие в течение коротких про­межутков времени т, разделенных интервалом временем Г, на протяжении которого частицы свободно эволюционируют в отсутствие поля [155, 227, 228]. Этот метод возбуждения, называемый методом Рэмси, может быть использован как для спектро­скопии атомных или молекулярных пучков, взаимодействующих с пространственно разделенными полями, так и в схемах, где взаимодействие частиц с полем происходит в одном и том же месте, а поле включается и выключается в определенной временной последовательности. Возбуждение Рэмси широко применяется в цезиевых атомных часах и в других микроволновых стандартах частоты. Для оптического диапазона этот метод требует некоторой модификации, которая, в общем случае, сводится к использованию последовательности из трех, четырех и более взаимодействий.

Одним из существенных достоинств метода Рэмси по сравнению с другими спектроскопическими методами высокого разрешения (например, над спектроско­пией насыщения), является тот факт, что разрешение интерференционных полос, появляющихся в методе Рэмси, и уширение, вызванное временем взаимодействия с полем, можно изменять независимо друг от друга. Поскольку разрешение метода определяется длительностью интервала времени между взаимодействиями Т и не зависит от времени взаимодействия с полем т, то можно укорачивать последнее без потери разрешения, что позволяет селективно возбуждать лишь атомы с низкими скоростями vv/c< 1/(27гт).

1. Метод Рэмси в микроволновых стандартах. При рассмотрении кар­тины взаимодействия частиц (например, атомов цезия, обладающих сверхтонким расщеплением основного состояния 9,2 ГГц) с двумя короткими импульсами элек­тромагнитного поля, мы будем использовать теоретические подходы к описанию двухуровневых систем, представленные в разделе 5.3.1. В дополнение мы визуализи­руем основные процессы, происходящие при возбуждении методом Рэмси с помощью вектора Блоха (см. раздел 5.3.2 и рис. 6.21).

Рассмотрим два последовательных взаимодействия двухуровневого атома с по­лем, причем импульсы возбуждения имеют длительность г и разделены интервалом времени Т. Такая картина имеет место, например, в цезиевом пучковом стандарте (см. §7.1), в котором атомы пролетают две пространственно-разделенные зоны воз­буждения, или в цезиевом атомном фонтане (§ 7.3), где атомы Cs во время полета по баллистической траектории пересекают одну и ту же зону возбуждения на пути вверх и вниз.

При вычислении амплитуд вероятностей нахождения двухуровневой системы в основном ci(t) и возбужденном c2(t) состоянии (см. раздел 5.3.1) было сделано до­пущение, что до взаимодействия атом находился в основном состоянии (ci(t = 0) = 1, c2(t = 0) = 0), после чего были получены выражения (5.50) и (5.51). При исследова­нии возбуждения двумя последовательными импульсами поля Н. Рэмси рассмотрел более общий случай [155, 227]. Он вычислил эволюцию амплитуд ci(ti+t) и c2(t 1 -М) при взаимодействии с полем на интервале времени от t\ до t\ +t, причем начальные амплитуды полагались равными ci(ii) и c2(ti). Амплитуда вероятности нахождения атома в возбужденном состоянии после второго акта взаимодействия будет суммой двух вкладов. Один вклад представляет собой амплитуду вероятности того, что атом был возбужден при первом взаимодействии и так и остался в воз­бужденном состоянии после второго взаимодействия. Второй вклад есть амплитуда вероятности того, что атом не был возбужден при первом взаимодействии и перешел в возбужденное состояние в течение второго акта взаимодействия с полем. Таким образом, при вычислении полной вероятности нахождения атома в возбужденном состоянии после двух последовательных взаимодействий должен появиться интерфе­ренционный член, зависящий от разности фаз между двумя амплитудами.

Рэмси вычислил вероятность нахождения двухуровневой системы в возбужден­ном состоянии после второго взаимодействия (см. [155, 227]):

*р(т + Т + т) =* | *с2(т + Т + т)* |2 =

' . \ 2 . S1rt . АшТ\ /с. .Q4 sin sin —1 , (6.43)

SIrt AujT Аш cos — cos-^-^

= 4Пя sin2^I Пя 2

где Hr есть частота Раби (для электрического дипольного взаимодействия см. вы­ражение (5.37), аналогичным образом определяется частота Раби и для магнитного дипольного взаимодействия), — обобщенная частота Раби (5.45) и отстройка Аи (5.39), которая определена так же, как и раньше. .

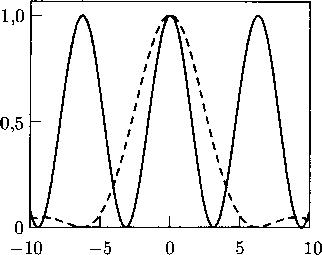
В непосредственной близости от резонанса, т.е. при До; Qr, выполняется приближенное равенство Qr яз Qr, и выражение (6.43) можно упростить:

1

р(т + Т + т) « - sin Пдт[1 + cos27г(г/ - г/0)Г].

(6.44)

Отсюда следует, что максимальное возбуж­дение атома достигается при Оrt = 7г/2, т.е. при возбуждении атома двумя импуль­сами 7г/2. Полная ширина резонансной кри­вой на полувысоте равна:



Да/Т

Рис. 6.20. Вероятность нахождения атома в возбужденном состоянии после взаимо­действия с двумя короткими импульсами поля длительностью г«Г, следующими друг за другом через время Т (сплошная кривая; (6.44)), а также после постоянного взаимодействия по методу Раби в течение

Дг/ = -j-. 2Г

(6.45)

Таким образом, при одинаковых време­нах опроса атомов разрешение для метода Рэмси оказывается примерно вдвое боль­ше, чем при возбуждении по методу Раби (см. рис. 6.20).

В реальных стандартах частоты, исполь­зующих схему Рэмси, учет некоторых важ­ных эффектов приводит к видоизменению уравнения (6.44). В качестве примера мы рассмотрим цезиевые атомные часы, деталь­но описанные в гл. 7. В этих часах атомы из цезиевого пучка последовательно взаи­модействуют с двумя фазово-когерентными полями, генерируемыми одним и тем же

такого же времени Т (пунктир; (5.51)) микроволновым источником. Если существует не равная нулю разность фаз ДФ = Ф[ — Фг между фазами полей в первой Ф[ и второй Фг зонах возбуждения, то уравнение (6.44) необходимо изменить:

р(т + Т + т) и ^ sin2 Пдт[1 + cos2-7t(z/ — щ)Т + ДФ].

(6.46)

Присутствие разности фаз ДФ в общем случае сдвигает центр интерференционной картины v фио на величину: д дф

"I? = ~wr' (6’47)

Следовательно, при использовании метода Рэмси в точных стандартах частоты необ­ходимо разрабатывать схемы, которые позволяют минимизировать и удерживать по­стоянными указанные фазовые сдвиги, что будет подробно обсуждаться в следующей главе. По сравнению с непрерывным возбуждением по методу Раби метод Рэмси обладает значительным преимуществом именно с точки зрения контроля фазовых сдвигов, имеющих существенное значение в стандартах частоты. Дело в том, что поддержание постоянной фазы поля в небольшом объеме пространства, достаточном для реализации метода Рэмси, оказывается существенно более простой задачей, чем для большого объема, заполненного полем.

В таких схемах, как пучковый цезиевый стандарт (гл. 7), необходимо также учи­тывать влияние распределения атомов в пучке по скоростям. Атомы в пучке, летящие с различными скоростями v, проходят вторую зону взаимодействия спустя время

Т = —, откуда следует, что для атомов из разных скоростных групп будут получаться разные периоды интерференционных полос согласно выражению (6.44). Это означает, что интерференционные полосы для теплового распределения скоростей в атомном

пучке при больших отстройках оказываются размытыми, а контраст сохраняется только у нескольких центральных полос, как показано на рис. 7.4. Кроме этого, скорость атомов также влияет на время г, определяющее время возбуждения, что соответствует различным углам Раби для разных атомов. Указанные эффекты будут подробно рассмотрены вместе с соответствующими стандартами частоты.

Чтобы наглядно описать схему возбуждения Рэмси, в которой к атомной си­стеме прикладываются два последовательных коротких фазово-когерентных импуль­са поля, мы используем картину описания возбуждения с помощью псевдоспина. Положим, что частота возбуждающего поля находится близко к частоте резонан­са, а каждый импульс взаимодействия является импульсом тг/2. Как и раньше, длительность импульсов составляет т, а интервал времени между импульсами ра­вен Т. Перед первым взаимодействием двухуровневая система находится в основном состоянии и описывается вектором псевдоспина, направленным к южному полюсу сферы Блоха (рис. 6.21, а). Согласно картине, показанной на рис. 5.11, первый тт/2 импульс повернет вектор псевдоспина вокруг оси и на угол 0 = п/2 (рис. 6.21,6). Далее, в течение времени свободной эволюции (Т) псевдоспин повернется на угол 27г(г/ — щ)Т в плоскости uv (рис. 6.21, ei). Если время Т таково, что этот угол равен 27гп, то следующий 7г/2 импульс снова повернет вектор псевдоспина на угол 7г/2 вокруг оси и, переводя атом в чистое возбужденное состояние (рис. 6.21, г[). Если время Т выбрано так, что вектор псевдоспина поворачивается лишь на угол 3/27Г вокруг оси w (рис. 6.21, вг). то второй импульс не изменит ориентации псевдоспина, поскольку осью вращения теперь является ось v. Следующее за этим измерение спроецирует волновую функцию на собственное состояние |е), поэтому только 50% атомов будут обнаружены в возбужденном состоянии. Если же время Т выбрано так, что вектор псвевдоспина оказывается в экваториальной плоскости, как показано на рис. 6.21, «з, то второй импульс повернет вектор псевдоспина вокруг оси и таким образом, что он будет указывать на южный полюс сферы Блоха (6.21, гз) и атом окажется в основном состоянии. В результате подобных рассуждений можно сделать вывод, что вероятность нахождения атома в возбужденном состоянии будет

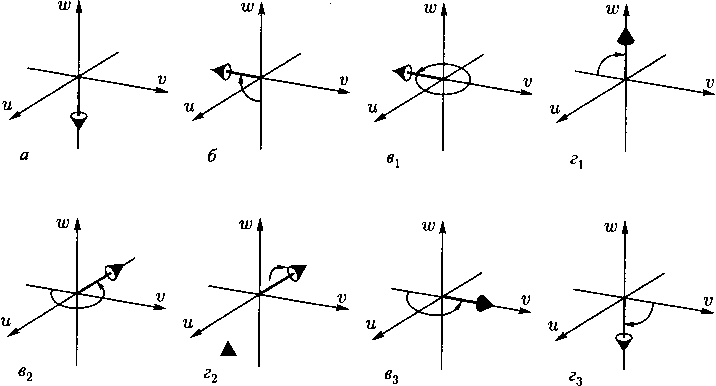


Рис. 6.21. Эволюция псевдоспина (вектора Блоха) при возбуждении двумя короткими ж/2 импульсами Пдт < АшТ для разных времен Т. а)-г\) АшТ = 27г. а), б), в2), г2) АшТ = 3/4тт.

*а),* б), *в3), гз) АшТ* = *п.*

7 Ф. Риле

синусоидально зависеть от фазы 2'к(у — щ)Т и при фиксированном Т будет функцией отстройки, а при фиксированной отстройке — функцией Т. Другими словами, в схеме Рэмси измеряется разность между фазой внешнего поля 2irvT и внутренней фазой квантовой системы 2тгщТ (см. (6.44)). •

1. Возбуждение последовательностью когерентных взаимодействий в оптических стандартах. В оптическом диапазоне длина волны излучения настолько мала, что для свободно движущихся атомов условие Лэмба-Дике не выполняется и соответствующие фазовые сдвиги не позволяют наблюдать стационарную интерференционную картину Рэмси. Для получения резонансов Рэмси в оптическом диапазоне необходимо либо добавлять дополнительные элементы, корректирующие траектории частиц [229], либо использовать схемы без доплеровского уширения (например, двухфотонное возбуждение), либо использовать три [230] и более [215] импульса возбуждения.
2. *Линейные оптические резонансы Рэмси.*

В качестве первого примера рассмотрим взаимодействие свободно движущихся частиц из пучка с двумя стоячими волнами, как показано на рисунке 6.22, а. Элек­трическое поле в линейно поляризованной стоячей волне складывается из полей двух встречных волн, используемых для возбуждения перехода в атомах или молекулах. Фаза поля в стоячей волне меняется на п каждые А/2 (6.28). Траектории частиц, пересекающие пучности обеих стоячих волн с нечетной разностью фаз (2п + 1)7г (пунктирные линии), формируют интерференционную картину, которая будет сдви­нута на 7г (инвертирована) по отношению к интерференционной картине, образуемой частицами, которые проходят через пучности с четной разностью фаз 2ттп (сплошные линии). Блокирование траекторий для одной из двух групп частиц с помощью механической решетки с периодом А/2 позволило Крамеру [229, 231] наблюдать интерференционную картину Рэмси и использовать ее в оптических стандартах частоты на молекулах СН4 (см. раздел 9.1.4) и OsCV

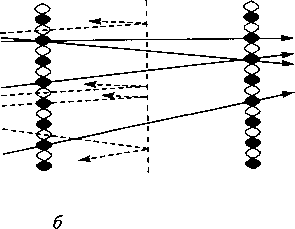
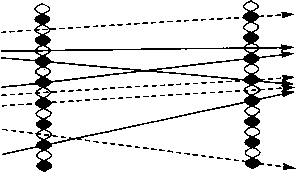


Рис. 6.22. Линейное возбуждение по методу Рэмси молекулярного пучка двумя простран­ственно разделенными стоячими волнами с длиной волны А, которое было осуществлено в работе Крамера [229]. а) Траектории частиц, проходящих через пучности обеих стоячих волн, разность фаз которых составляет 2пж (сплошные линии), и (2п -I- 1)7г (штриховые линии), б) Механическая решетка с периодом А/2, работающая на пропускание, блокирует траектории одной из двух групп частиц, что приводит к образованию инвертированной интер­ференционной картины Рэмси

1. Оптические нелинейные резонансы Рэмси. Метод Рэмси с двумя про­странственно разнесенными световыми полями можно использовать и в оптическом диапазоне, если применять схемы, в которых доплеровский эффект первого порядка отсутствует.

Двухфотонные оптические резонансы Рэмси. После того, как Бакланов с соавторами предложили использовать двухфотонное возбуждение для переноса метода Рэмси в оптический диапазон [232], Сэйлор и Коэн-Таннуджи реализовали возбуждение так называемых «оптических резонансов Рэмси» в натриевой ячейке с помощью двух коротких импульсов с задержкой по времени [233]. Ли и соавторы наблюдали двухфотонные резонансы Рэмси в ридберговских атомах рубидия с по­мощью двух пространственно разнесенных стоячих волн возбуждающего поля [234]. Этот метод, который также использовался для регистрации узких спектральных ли­ний перехода 1S-2S в атоме водорода [235], может быть применен для возбуждения любых двухфотонных часовых переходов.

Насыщенное поглощение в пространственно разнесенных лазерных полях.

Для того, чтобы подавить доплеровский сдвиг в оптическом диапазоне, когда условие Лэмба-Дике не выполняется, возбуждение по схеме Рэмси часто осуществляют с помощью трех и более полей. Вскоре после того, как Бакланов с соавторами предложили использовать возбуждение с помощью трех эквидистантных стоячих волн [230], Берквист и его коллеги использовали предложенную схему для спек­троскопии в пучке метастабильных атомов неона [236]. Несколько позже Баргер и соавторы применили этот метод для спектроскопии интеркомбинационного пе­рехода в атомах Са (А = 657 нм) [237], который сейчас используе.тся в качестве оптического стандарта частоты (см. раздел 9.4.4). При расстоянии между лазерными пучками, равном 21 см, Баргеру и его коллегам удалось зарегистрировать линии со спектральной шириной около 1 кГц в тепловом атомном пучке Са [238]. При этом наблюдалась как дублетная структура линии, вызванная эффектом отдачи, так и сдвиги за счет квадратичного эффекта Доплера. Кистерс с соавторами применили данный метод, но использовали разделение импульсов во времени к охлажденным атомам Са и троекратное импульсное возбуждение в поле стоячей волны [196].

М. Баба и К..Шимода использовали три пространственно разнесенных пучка от He-Ne лазера для возбуждения резонансов Рэмси в ячейке СН4 на длине волны А = 3,39 мкм [239]. В двух крайних пучках создавались бегущие волны с проти­воположными направлениями распространения, а в центре формировалась стоячая волна. Борде с соавторами [240], а также Хельмке с соавторами [241] показали, что можно получить оптические резонансы Рэмси с гораздо большим контрастом, если использовать две пары пучков, причем внутри каждой пары fc-векторы поля являются сонаправленными, а между парами — противоположно направленными. Эти схемы будут более подробно рассмотрены ниже.

1. 2.3. Оптические резонансы Рэмси и атомная интерференция Борде. Рас­смотрим процесс, в котором атом в основном состоянии последовательно взаимо­действует с двумя антипараллельными парами сонаправленных лазерных пучков. Вместо того, чтобы описывать схему взаимодействия с помощью картины вектора псевдоспина, как было сделано в работе [215], мы используем более наглядную картину, которая была предложена Борде для интерпретации метода Рэмси на языке интерференции атомов [242, 243].

Рассмотрим атом в основном состоянии |^), обладающий импульсом р = mv и взаимодействующий с лазерным пучком с волновым вектором к (рис. 6.23, а). Поглощая фотон, атом переходит в состояние \е) и получает добавку к собственному импульсу, равную импульсу фотона Кк (Ш = hv/c). В результате передачи импульса у атома меняется траектория (пунктирная линия на рис. 6.23, а' Если же атом не поглотил фотон, то он пролетает зону взаимодействия без изменения траектории. Вероятность нахождения атома в возбужденном состоянии после взаимодействия зависит от угла Раби (см. рис. 5.8), который можно варьировать, изменяя амплитуду

***z***



к

|з,р + hk)

Iff-P)

те ut.p)

|е, р + Лк) / к



|е, р + hk)

*х*

*х*

*б*

***а***

Рис. 6.23. Резонансное взаимодействие фотона с двухуровневым атомом, а) Вынужденное

поглощение, б) Вынужденное излучение

и время взаимодействия. Если угол Раби выбран равным 9 = 7г/2, то атом переходит в когерентную суперпозицию обоих состояний |р) и |е) с равными амплитудами. Траектории для этих состояний будут различными, что на языке частиц означало бы, что атом распадается на две части, которые разделяются в пространстве. Следова­тельно, корректным описанием в данном случае будет описание на языке волновых пакетов, причем волновой пакет атома после взаимодействия распадается на два, рас­пространяющихся в двух различных направлениях. Длина волны, соответствующая каждому из волновых пакетов, есть длина волны Де-Бройля \(ib = h/mv, которая зависит от импульса частицы mv. Аналогичные рассуждения применимы и в случае вынужденного излучения фотона (рис. 6.23,6).

В этой картине взаимодействия лазерное поле можно рассматривать в качестве делителя атомного пучка на два волновых пакета. Если эти волновые пакеты встретятся снова, возникнет интерференция с результирующей амплитудой, которая зависит от их разности фаз. Ниже мы используем эту картину для количественного расчета сдвига фаз, следуя Стерру и соавторам [244, 245] .

Нерелятивистский закон сохранения энергии



***т***

приводит к соотношению ^



(6.49)

(6.48)

Отсюда следует, что в общем случае для отстройки, не равной энергии отдачи (w — Wq Ф %kr/(2m)), атому дополнительно передается импульс fikx, параллельный начальному импульсу атома и перпендикулярный оси г. Этот странный, на первый взгляд, результат можно объяснить тем, что электромагнитное поле локализовано в пространстве и, следовательно, состоит из набора волновых векторов с разными на­правлениями к (см. рис. 6.23, а), в отличие от случая заполняющей все пространство плоской монохроматической волны, описываемой единственным волновым вектором. В результате передачи импульса в направлениях х и z два пространственных волно­вых пакета оказываются смещенными относительно друг друга на величину

д *z = T^*

(6.50)

***т***

Дж = ***Tftiv - - hk2/(2m)*** - ***kzpz/m*** *~ Рх*

и

(6.51)

Три члена в числителе выражения (6.51) для смещения Ах обусловлены отстройкой, энер­гией отдачи и доплеровским сдвигом. Если добавить вторую зону взаимодействия, как по­казано на рисунке 6.24, которая также будет представлять собой 50%-й делитель пучка, то в результате образуются два волновых пакета в основном состоянии |д) и два — в возбуж­денном состоянии |е). Два волновых пакета в состоянии |е) (и аналогично для |^)) имеют идентичные квантовые числа. Если простран­ственные сдвиги (6.50) и (6.51) меньше, чем соответствующие ширины волновых пакетов, то амплитуды обоих волновых пакетов можно сложить, причем суммарная амплитуда будет зависеть от сдвига фаз между двумя интерфе­рирующими волновыми пакетами. В направле­нии х фаза одного волнового пакета сдвинута по отношению к фазе другого на величину кАх — 27г/А<шДх, и, кроме того, необходимо учитывать дополнительную фазу электро­магнитной волны в г-ом процессе взаимодей­ствия 0.

Следовательно, периодическое изменение

у

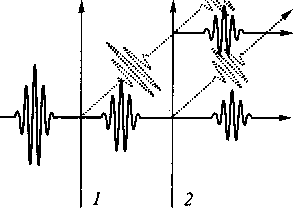


Рис. 6.24. Атомный интерферометр, со­стоящий из двух лазерных делителей пучка 1 и 2. Волновые пакеты, обозна­ченные сплошными и пунктирными ли­ниями, представляют атомы в основном и возбужденном состоянии соответ­ственно. Интерференция между волно­выми пакетами, выходящими из ин­терферометра после прохождения вто­рой зоны, появляется в том случае, ес­ли пакеты перекрываются в направле­ниях х и z

числа атомов в возбужденном состоянии как функция отстройки частоты поля (6.51), ранее рассматривавшееся как резонансы Рэмси, в данном случае интерпретируется как интерференция амплитуд атомных волновых пакетов в возбужденном состоянии |е).

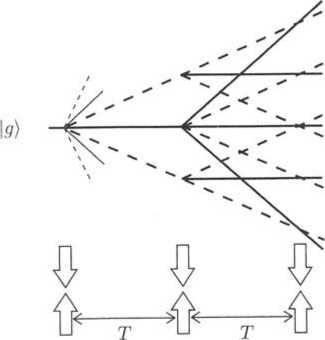
Из соотношений (6.50) и (6.51), а также рисунка 6.24 различие между резо­нансами Рэмси в микроволновом и оптическом диапазонах становится очевидным. В микроволновом диапазоне волновой вектор к — 2п/Х на несколько порядков меньше, чем в оптическом диапазоне, поэтому существенным является лишь сдвиг фаз вдоль оси х и практически не возникает никакого вклада поперечного сдвига Az между двумя волновыми пакетами. Таким образом, для наблюдения атомной интерференции оказывается достаточно двух зон взаимодействия. Но в оптическом диапазоне поперечный сдвиг оказывается существенно больше и волновые пакеты необходимо снова переналожить, например, с помощью дополнительного делителя пучка, как показано на рисунках 6.25 и 6.26.

Атомный интерферометр с четырьмя лазерными пучками (рис. 6.25) состоит из двух интерферометров (показанных двумя серыми трапециями) с противоположными направлениями поперечного сдвига отдачи. Такой выбор направления второй пары лазерных пучков приводит к тому, что смещения на выходе из интерферометра равны Az = 0 и Ах = 2ТЬ\(и> — шо) ± hk2/(2m)\/px, где знаки + и — соответствуют длинноволновому и коротковолновому компонентам отдачи.

!) Указанный фазовый сдвиг является следствием того факта, что оператор взаимодействия, например, оператор магнитного или электрического дипольного взаимодействия, явно зависит от фазы электромагнитной волны. Из решения уравнения Шредингера для этого оператора следует, что атомная волновая функция обладает той же временной зависимостью, а, следова­тельно, и той же фазой, что и электромагнитное поле [246].



ft ft-



***\ 9)***

*Т т*

*т т т*

(

Рис, 6.25. Атомный интерферометр на ос­нове четырех последовательных когерент­ных взаимодействий с бегущими волнами. Траектории волновых пакетов атомов в ос­новном состоянии |g) показаны сплошны­ми линиями, а в возбужденном состоянии |е) — пунктирными линиями.

***t***

Рис. 6.26. Атомный интерферометр с тре­мя стоячими волнами. Траектории волно­вых пакетов атомов в основном состоя­нии |д) показаны сплошными линиями, а в возбужденном состоянии |е) — пунктир­ными линиями

Контраст интерференционной картины вблизи нулевой отстройки можно опреде­лить из рассмотрения рисунка 6.25 по количеству траекторий волновых пакетов воз­бужденного состояния, которые участвуют или не участвуют в формировании интер­ференционной картины. Рассмотрим атомный волновой пакет, входящий в интерфе­рометр. Согласно предположению, что волновые пакеты расщепляются с идеальным соотношением 50% на 50%, входящий волновой пакет будет расщеплен на два: один в основном состоянии |#) и один в возбужденном |е), с амплитудами, уменьшенными в \/2 раз. Таким образом, на выходе из четвертой зоны оказывается 16 волновых пакетов с амплитудами 1/4, из которых четыре пакета возбужденного состояния вносят вклад в некогерентный фон с результирующей вероятностью 4x1/16=1/4. Аналогично получим, что некогерентная вероятность покинуть интерферометр для атомов в основном состоянии также составляет 1/4. На выходе из четвертой зоны окажутся два пучка атомов в возбужденном состоянии, каждый из которых получен наложением двух волновых пакетов, что означает необходимость суммирования амплитуд этих пакетов. Таким образом, вероятность найти атом в возбужденном состоянии после четвертого взаимодействия равна:

(6.52)

2Т I Ш - и>0+ ) + 02 - 01 + 04 - Фз

1 + cos

*Р\е)*

)•

*( Пк2\*

*2^)*

+ 02-01+04-03

+ - I 1 + COS

2 Т

До сих пор мы рассматривали интерференционную картину, формируемую одним атомом или полностью идентичными атомами. Рассмотрим взаимодействие атомов в пучке в присутствии двух электромагнитных полей, разделенных расстоянием D. Для ансамбля атомов гармонические осцилляции (см. (6.52)) появляются только в том случае, если время Т = D/v оказывается одинаковым для всех атомов. Этого можно добиться, если все атомы, проходя пространственно разнесенные зо­ны взаимодействия с полем, обладают одинаковой скоростью v или если атомы взаимодействуют с последовательностью фазово-когерентных импульсов. Первый случай соответствует атомному интерферометру с пространственно разнесенными полями, а последний — с полями, разделенными во времени. В случае атомного интерферометра с пространственно разнесенными полями скорости атомов в пучке, вообще говоря, обладают разбросом Av, что соответствует длине когерентности £coh = h/{2mAv), и интерференционные полосы можно наблюдать только в том случае, если смещение оказывается меньше длины когерентности Ах < xcoh. Поэтому в тепловых пучках удается зарегистрировать только несколько интерференционных полос, как видно из рис. 7.4.

Возбуждение тремя пространственно разнесенными стоячими волнами (рис. 6.26) впервые было предложено Баклановым и соавторами [230]. Стоячая волна осуществ­ляет функцию делителя пучка, создавая несколько волновых пакетов, распростра­няющихся в различных направлениях. В такой схеме задействовано шесть интер­ферометров, два из которых являются симметричными и, следовательно, не чув­ствительны к отстройке частоты. Вследствие этой причины, а также из-за наличия высших порядков дифракции на стоячей волне предельно достижимый контраст этой схемы оказывается меньше, чем в схемах с четырьмя бегущими волнами. С другой стороны, каждый из интерферометров имеет зеркального партнера относительно оси схемы. Вследствие указанной симметрии этот тип атомного интерферометра менее чувствителен к юстировке. В этом случае погрешности при юстировке приводят к снижению контраста интерференционной картины, но не влияют на фазовый сдвиг в линейном приближении.

При интерпретации резонансов Рэмси с точки зрения атомной интерференции, когда волновой пакет атома расщепляется и вновь предполагается с помощью опти­ческих полей, можно столкнуться с определенными трудностями, если использовать упрощенное представление о фотоне. Мы начали наше рассмотрение с описания взаимодействия фотона с волновым пакетом в каждой из зон. С другой стороны, мы знаем, что атом в возбужденном состоянии, покидающий вторую зону, поглотил только один фотон hui после взаимодействия с полями в обеих зонах. Поэтому необходимо рассматривать поля в обеих зонах как одно поле, а поглощенный фотон — как квант этого общего поля. Следовательно, невозможно точно указать, в какой зоне был поглощен фотон и какой путь выбрал атом. Подобная ситуация имеет место в каждом интерференционном эксперименте.

Принципиальный предел точности, достижимый с помощью атомного интерферо­метра, а, следовательно, и стандарта частоты, определяется предельно достижимой чувствительностью измерения фазы. Якобсон и соавторы показали, что наименьший детектируемый фазовый сдвиг равен (см. [247]):



(6.53)

где ЛГа( и Nphot есть число атомов и число фотонов соответственно. Обычно для атомных интерферометров число фотонов в расщепляющих полях много больше

числа атомов (Npho, » Na{), и выражение (6.53) упрощается до 6<t>min » то есть соответствует пуассоновскому шуму атомов.

Рассмотренные выше схемы возбуждения также можно применить и для изотроп­но расширяющегося облака холодных атомов, используя три импульса возбуждения стоячей волной или два импульса возбуждения двумя встречными бегущими вол­нами с задержкой Т. Такие атомные интерферометры с разделением возбуждения во времени отличаются от интерферометров на основе пространственно разнесен­ных полей тем, что для первых не должно выполняться уравнение (6.48). Разброс энергии, соответствующий короткой длительности импульса г, может покрыть ин­тервал h(uj - u-’o). Поскольку при разделении импульсов возбуждения во времени задержка Г оказывается одинаковой для всех атомов, то обычно в таких схемах уда­ется наблюдать большее число интерференционных полос, даже при учете разброса скоростей в атомном ансамбле.

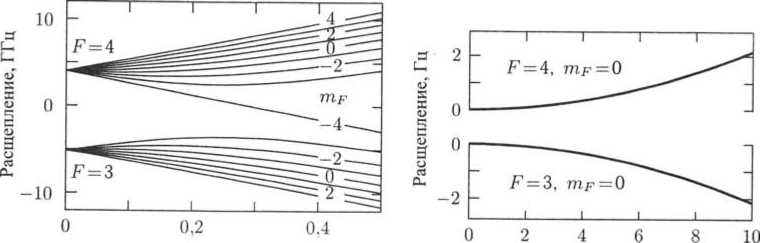
Для получения узких интерференционных полос также использовались схемы, в которых атомы возбуждались более, чем четырьмя импульсами поля [248]. Однако, для фиксированного полного времени взаимодействия разрешение одинаково как для последовательности 2п импульсов и времени Т между ними (Аи = 1/(2г?7)), так и для последовательности двух импульсов, разделенных временем пТ.

**Глава 7 ЦЕЗИЕВЫЕ АТОМНЫЕ ЧАСЫ**

Среди всех атомных часов цезиевые занимают особое место, поскольку эталон времени базируется на микроволновом переходе в атоме Cs. В 1967 г. 13-я Генераль­ная конференция по мерам и весам (CGPM) ввела следующее определение:

секунда есть промежуток времени, состоящий из 9 192631770 периодов из­лучения, соответствующего переходу между двумя сверхтонкими уровнями основного состояния атома цезия 133.

Единственный стабильный изотоп 13iCs имеет квантовое число ядерного спина, равное I = 7/2. Учитывая, что квантовое число полного момента электронной оболоч­ки составляет J = 1/2, атом цезия в основном состоянии имеет два сверхтонких под­уровня с квантовыми числами F = I + J — ^nF — I — ./ = 3. которые расщепляются в магнитном поле на 16 компонентов, как показано на рисунке 7.1. В цезиевых часах используется переход, обладающий наименьшей чувствительностью к магнитному полю, а именно, переход между состояниями |F = 4, тр = 0) «-» |F = 3, тр = 0 (см. рис. 7.2).



В, Тл

Рис. 7.1. Энергии магнитных компонентов сверхтонких подуровней с F = 3 и F = 4 уровня 6s 2S|/2 в l33Cs в зависимости от маг­нитного поля, вычисленные в соответствии с (5.147). Подуровни F = 4 и F = 3 расщепля­ются в магнитном поле на 9 (+4 < тр ^ -4) и 7 (+3 ^ rriF С -3) компонентов соответ­ственно

В. мкТл \*-

Рис. 7.2. Частота перехода между компо­нентами F = 4, тр = 0 и F = 3, mF = 0, равная 9 192631 770 Гц в нулевом магнит­ном поле и положенная в качестве опре­деления единицы времени — секунды

Для возбуждения магнитного дипольного перехода с ДmF = 0 магнитная со­ставляющая осциллирующего возбуждающего поля должна быть направлена вдоль магнитной оси квантования. Переходы между компонентами с mF ф 0 обладают

линейным эффектом Зеемана в слабых магнитных полях в диапазоне нескольких микротесла (см. рис. 7.1):

ч В

(7.1)

Аив = (<?F=4 - 9F=i) 9J тр цвВ « 6,998 ■ 10 Гц mF

В таких магнитных полях уровни с тр = 0 обладают квадратичной зависимостью от напряженности поля (см. рис. 7.2), а соответствующий сдвиг частоты можно выразить как



(7.2)

В цезиевых часах атомы подготавливаются таким образом, что перед взаимодей­ствием с полем они находятся либо на уровне F — 4, тр = 0, либо на уровне F = 3, тр = 0. Электромагнитное поле вызывает переходы на соответствующий незаселенный уровень. Измеряя населенность этого уровня после взаимодействия, можно определить частоту опрашивающего поля, при которой вероятность перехода оказывается максимальной. Эта частота корректируется с учетом всех известных эффектов, приводящих к сдвигам относительно частоты невозмущенного перехода, и полученный сигнал используется для генерации стандартной частоты или секунд­ного импульса (PPS) каждые 9 192 631 770 периодов осцилляций.

Далее будет описано, как выполняется подготовка и опрос атомов в серийных цезиевых часах, выпускаемых промышленностью, где подбирается компромисс меж­ду точностью и стабильностью, с одной стороны, и весом системы, потребляемой ею мощностью и стоимостью прибора, с другой. Эффекты, возмущающие частоту сигнала, а также методы подавления или компенсации сопутствующих частотных сдвигов обсуждаются на примере первичных лабораторных стандартов.

**§ 7.1. Часы на пучке атомов цезия с селекцией магнитных состояний**

В большинстве цезиевых атомных часов используются пучки атомов Cs в глубо­ком вакууме. Принципиальное устройство современных часов имеет много общего с оригинальным прототипом, разработанным в Национальной физической лаборато­рии в Англии Эссеном и Парри [14]. Пары цезия образуются в печи, разогретой до температуры около 100° С, в которой находится несколько граммов цезия. С помощью сопла или системы каналов формируется пучок атомов с тепловым распределением скоростей. Поскольку энергии уровней F = 3 и F = 4 незначительно отличаются друг от друга, населенность обоих уровней в пучке практически одинакова. Однако для регистрации перехода между уровнями пучок должен состоять из атомов лишь в одном из двух состояний. В обычных цезиевых атомных часах (таких, как серийные цезиевые часы или первые реализации первичных стандартов) атомы в определенном состоянии отбираются по своему магнитному моменту. Как видно из рис. 7.1, энергия атома Cs, находящегося на подуровне F = 3 в любом из магнитных состояний, уменьшается с ростом магнитного поля В при В > 0,4 Тл. Это верно также и для состояния F = 4, тр = —4. Энергия атомов во всех остальных магнитных состояниях сверхтонкого подуровня F = 4, в свою очередь, растет с увеличением магнитного поля. В присутствии градиента напряженности магнитного поля B(z) вдоль оси 2 потенциальная энергия атома W будет зависеть от координаты, что приведет к возникновению силы, действующей на атомы Cs:

*дВ*

*dW dW дБ*

Кроме градиента поля, сила определяется эффективным магнитным моментом '), который пропорционален производной по магнитному полю от функций, представ­ленных на рис. 7.1.

1. Серийные цезиевые часы. Производство цезиевых атомных часов нача­лось в 1950-х годах, причем первым появившимся в продаже стандартом частоты на цезиевом пучке была модель «Атомихрон» [15]. В настоящее время в большинстве серийных моделей, производимых промышленностью, используется схема, представ­ленная на рис. 7.3 [29]. Атомы, вылетающие из печи, отклоняются с помощью магнит­ного поляризатора, в котором создается неоднородное магнитное поле, в соответствии

Магнит- Магнитный Магнит-

поляризатор экран анализатор

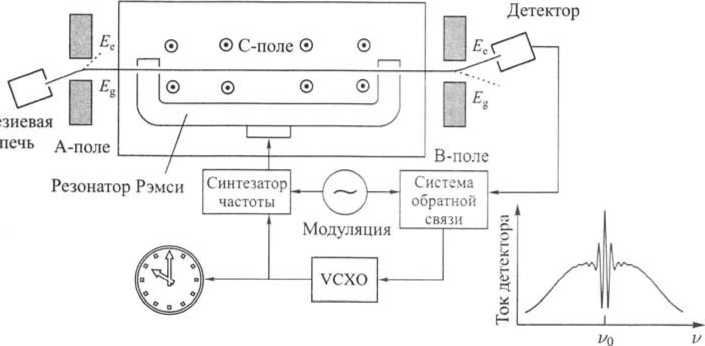


Рис. 7.3. Схема серийных атомных Cs часов, выпускаемых промышленностью. Постоянное магнитное поле (С-поле), формирующее ось квантования, перпендикулярно плоскости листа. На врезке показана зависимость тока детектора от частоты синтезатора при ее сканировании через атомный резонанс, что приводит к возникновению резонанса Рэмси, наблюдаемого на

пьедестале Раби

с их магнитным моментом. Такая магнитная селекция используется для приготовле­ния атомного пучка, у которого заселен только один из метрологических подуровней с т.? = 0. Поскольку силы, действующие на атомы, в состояниях F = 3, тр = 0 и F = 4, тр = 0 направлены в противоположные стороны (см. рис. 7.2), атомы, нахо­дящиеся в одном из состояний, выводятся из пучка, отклоняясь в противоположную сторону. В схеме, представленной на рис. 7.3, будем считать, что из пучка выводятся атомы в состоянии F = 4, тр = 0, и, следовательно, в пучке, попадающем в зону взаимодействия, остаются только атомы в основном состоянии с энергией EtJ. В зоне взаимодействия находится U-образный микроволновый резонатор, настроенный на частоту 9,192 ГГц.

') Эффективный магнитный момент можно считать постоянным либо в случае сла­бых полей (эффект Зеемана), либо в случае очень сильных полей (эффект Пашен-Бака). Параметром малости является отношение магнитной энергии атома к энергии сверхтонкого

расщепления. В промежуточных случаях эффективный магнитный момент, определяемый „ 8W

производной ——, зависит от поля, как видно из рис. 7.1. аВ

В качестве резонатора используется стандартный волновод с прямоугольным се­чением. торцы которого закрыты с помощью проводящих пластин. Резонатор можно согнуть, как показано на рис. 7.3, чтобы атомный пучок пересекал его дважды вблизи торцов, влетая и вылетая через маленькие отверстия в стенках резонатора. У резонатора, представленного на рис. 7.3, поперечные размеры выбраны таким образом, чтобы линии напряженности магнитного поля стоячей волны, формирую­щейся внутри резонатора, были перпендикулярны плоскости изображения. Резонатор подпитывается микроволновым сигналом от кварцевого осциллятора, управляемо­го напряжением VCXO, или от термостабилизированного кварцевого осциллятора ОСХО (см. табл. 4.1). Атомы в состоянии Ед пересекают первую область взаимодей­ствия в U-образном микроволновом резонаторе, после чего, спустя некоторое время, они попадают во вторую область, что соответствует возбуждению по схеме Рэмси (см. § 6.6). Поле в резонаторе может вызвать переход с уровня F = 3 на уровень F = 4, вероятность которого зависит от разности между частотой поля в резонаторе и частотой атомного перехода. Вторая магнитная система — анализатор — отклоняет атомы, находящиеся на верхнем уровне, в детектор. ')

Для того, чтобы снять вырождение по магнитным подуровням и обеспечить воз­можность селективного возбуждения метрологического перехода |F = 3, тр = 0) —♦ —\* \F = 4, тр = 0), область взаимодействия помещается в однородное магнитное поле. Традиционно это поле называется С-полем, по аналогии с полями поляризатора (A-полем) и анализатора (В-полем). Напряженность поля подбирается таким обра­зом. чтобы обеспечить компромисс при выполнении двух противоречащих друг другу условий. Так, оно должно быть достаточно сильным, чтобы разделить микроволновые резонансы по частоте. При этом С-поле сдвигает резонансную частоту метрологиче­ского перехода в соответствии с выражением (7.2), что необходимо корректировать для получения частоты невозмущенного перехода. Кроме этого, увеличение напря­женности С-поля приводит к увеличению уровня флуктуаций и, соответственно, уровню шумов частоты перехода. В промышленных цезиевых часах С-поле обычно создается с помощью катушки, обмотка которой расположена вокруг резонатора в плоскости изображения на рис. 7.3. Следовательно, С-поле в этом случае будет направлено перпендикулярно этой плоскости. Поскольку частота перехода зависит от напряженности магнитного поля, необходимо использовать магнитные экраны для подавления лабораторного магнитного поля и его флуктуаций.

Одним из видов детекторов для атомов цезия является ионизационный детектор, состоящий из вольфрамовой или иридиево-платиновой ленты, которая нагрета до высокой температуры, в частности, чтобы предотвратить образование поверхностных слоев из-за поглощенных газов (детектор Лэнгмюра-Тейлора). Поскольку работа вы­хода электрона у атома цезия (1,7эВ) существенно ниже, чем у вольфрама (4,5эВ), атом Cs легко ионизируется на раскаленной проволоке, отдавая внешний электрон. Накладывая внешнее напряжение, можно регистрировать положительно заряженные ионы цезия, например, с помощью фарадеевского электрода, что использовалось в ранних версиях первичных цезиевых стандартов. В более современных часах используется масс-спектрометр для того, чтобы отделить ионы Cs от других ионов, которые образуются вблизи детектора. После этого ионы цезия направляются на первую ступень электронного умножителя, который усиливает поток электронов, эмитированных при столкновении ионов с катодом. В отличие от прямого метода ре-

') В зависимости от расположения в детектор могут попадать либо атомы цезия, возбуж­денные в резонаторе, либо атомы, оставшиеся в основном состоянии. При этом на одной и той же частоте наблюдается пик или провал соответственно.

гистрации ионов Cs с помощью фарадеевского электрода, описанный метод обладает гораздо меньшей постоянной времени. Это позволяет использовать более высокие частоты модуляции микроволнового поля, что требуется для стабилизации частоты генератора относительно атомного резонанса.

Сканирование частоты генератора I/ вблизи частоты атомного резонанса i/o приводит к возникновению сигнала на токовом детекторе, аналогичного тому, который представлен на рис. 7.3. Спектральная линия состоит из интерференционных полос резонанса Рэмси на широком пьедестале Раби. Как было показано в § 6.6, атомы, возбужденные когерентным образом при прохождении двух зон взаимодействия в резонаторе, формируют интерференционные резонансы Рэмси. Взаимодействие с радиочастотным полем в первой зоне переводит атомы Cs в когерентную суперпозицию состояний F = 4, тр = 0 и F = 3, тр = 0, при этом квантово-механическое состояние атома начинает эволюционировать во времени с частотой, соответствующей разнице энергий уровней. После прохождения второй зоны взаимодействия с возбуждающим полем вероятность обнаружения атома на уровне F = 4 или F = 3 будет зависеть от разности фазы внешнего радиочастотного поля и фазы колебаний атомного осциллятора. Таким образом, населенности уровней F = 4 и F = 3 на выходе из зоны взаимодействия являются осциллирующими функциями частоты генератора, что приводит к появлению интерференционной структуры Рэмси. Усреднение интерференционной картины по широкому тепловому распределению по скоростям приводит к быстрому снижению контраста боковых полос. Пьедестал Раби, в свою очередь, соответствует доплеровски уширенной линии перехода, возбуждаемой независимо в каждой из зон взаимодействия.

Частота генератора, подключенного к резонатору, стабилизируется относительно максимума центральной полосы, что соответствует частоте атомного перехода i/o. Для этого на сигнал генератора накладывается частотная модуляция и сигнал от фазово-чувствительного детектора служит сигналом ошибки для петли обратной связи (см. раздел 2.3.2). Проинегрированный сигнал ошибки используется сервоси­стемой для стабилизации частоты осциллятора VCXO. Одновременно синтезируются стандартные частоты, например 5 МГц, а также секундные импульсы.

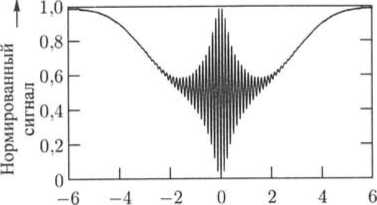
В С-поле метрологический переход испытывает квадратичный по полю сдвиг относительно частоты невозмущенного перехода, определенной как 9 192631 770 Гц. Для того, чтобы частота на выходе из VCXO точно соответствовала значению СИ, необходимо учесть этот сдвиг путем введения соответствующей коррекции в синте­затор согласно выражению (7.2), для чего необходимо знать напряженность С-поля. Напряженность С-поля определяется с помощью выражения (7.2) по частоте перехо­дов, обладающих линейным эффектом Зеемана.

Цезиевые пучковые часы поступают в продажу от нескольких фирм-произво- дителей [29]. По своим габаритам они подходят для размещения в 19-дюймовой приборной стойке и имеют массу менее 25 кг, потребляя менее 50 Вт. Относительная погрешность серийных часов лежит в диапазоне от 2- 10-12 до 5- 10-13. График аллановской девиации таких часов представлен на рис. 3.3. После усреднения по 10-и дням измерений нестабильность падает вплоть до 5- 10~15, что соответствует уровню фликкерного шума [28, 29].

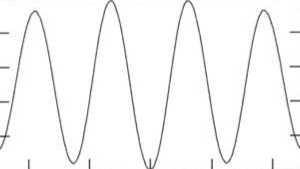
Атомные цезиевые часы, выпускаемые промышленным образом, находят примене­ние в различных областях. Прежде всего, их используют в метрологических лабора­ториях времени. Так, при создании стабильной атомной временной шкалы (TAI) спе­циальным образом усредняются показания около двухсот часов (см. раздел 12.1.2). Такие цезиевые часы используются как в сегменте управления, так и в космическом сегменте глобальных систем спутниковой навигации (GNSS) (см. раздел § 12.5), та­ких как GPS, ГЛОНАСС и GALILEO. Другое применение цезиевых часов находитсяв сфере телекоммуникаций, включающей радио, телеграф, телевидение, телефон, системы передачи данных и глобальные компьютерные сети, где они служат для синхронизации передачи сигналов. Кроме этого, цезиевые часы используются для синхронизации радиоуправляемых часов, которые получают точный сигнал времени от радиопередатчиков (см. § 12.4).

1. Первичные лабораторные стандарты. Улучшение точности пучковых цезиевых часов может быть достигнуто путем различных модификаций схемы, пред­ставленной на рис. 7.3. Системы повышенной точности используются в качестве первичных стандартов частоты в лабораториях времени. Ниже на примере первичных лабораторных стандартов мы обсудим эффекты, которые ограничивают предельно достижимую точность измерений в том числе и в серийных приборах. В обсуждении мы будем регулярно обращаться к примерам первичных часов CS1 и CS2 из РТВ как к стандартам частоты, позволившим уже в 1980-е годы достичь относительной погрешности на уровне 10-14 [29, 249, 250]. Для того, чтобы повысить разрешение, протяженность рэмсиевской зоны свободного пролета атомов в первичных часах при­мерно в пять раз больше, чем в серйиных образцах, и составляет 76 см в случае CS1 и CS2. Для того, чтобы обеспечить достаточно высокий поток атомов, одномерное отклонение в двухполюсном магните (см. рис. 7.3) заменено двумерной фокусировкой с помощью магнитных линз, состоящих из четырех- или шестиполюсных магнитов как в поляризаторе, так и в анализаторе (см. раздел 8.1.3.2). В отличие от схемы, изображенной на рис. 7.3, печь и детектор находятся на оси установки, при этом используются различные методы для блокировки тех атомов, вклад которых в сигнал нежелателен. С помощью такой системы можно сфокусировать атомы в определенной точке, положение которой будет зависеть от их скорости. Использование соответ­ствующей диафрагмы позволяет дополнительно ввести селекцию по скоростям. Для характерной температуры цезиевой печи Т и 450 К наиболее вероятная скорость ато­мов составляет около 250 м/с. Используя магнитную селекцию по скоростям, можно обеспечить условия, при которых вклад в сигнал Рэмси-спектроскопии будут форми­ровать лишь атомы со средней скоростью 95 м/с. Ширина распределения скоростей в этом случае оказывается намного уже, чем в тепловом пучке. Соответственно, в этом случае можно зарегистрировать большее число полос Рэмси, как видно из рис. 7.4. О В первичных лабораторных стандартах однородность С-поля, возбуждае-

f 1,0



1/ — i/о, кГц



-200 -100 0

100 200

I/ — i/о, кГц

**« 0.8**

**1** **0.6**

1. |

а | о,4

5 О

о. 0,2

Рис. 7.4. а) Резонанс Рэмси перехода F = 4, tuf = 0 -\* F = 3, mr = 0, зарегистрированный с помощью первичного цезиевого стандарта CS1 из РТВ. б) Центральные полосы Рэмси

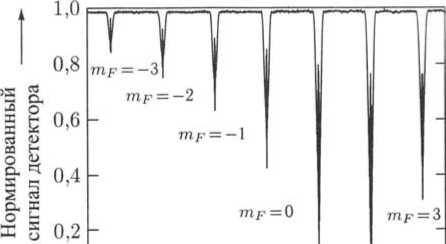
') В стандарте CS1 сигнал детектора уменьшается в том случае, если атом совершает переход. Поэтому сигнал у CS1 в этой точке минимален (см. рис 7.4) в отличие от случая, представленного на рис. 7.3.

мого катушкой, как описано в разделе 7.1.1, оказывается недостаточной. Поэтому источник поля заменяется на соленоид, ось которого совпадает с осью пучка ато­мов Cs.

1. Сдвиги частоты в цезиевых часах. Нестабильность часов CS1 из РТВ

составляет 5- 10\_|2у/с/т при том, что их относительная точность соответствует погрешности 7 • 10-15 [249]. Для обоснования столь низкой погрешности необходимо выполнить тщательный анализ всех эффектов, которые могут сдвигать частоту метрологического перехода. В случае, если удается количественно охарактеризовать влияние того или иного систематического эффекта, частота сигнала, генерируемого часами, корректируется для обеспечения соответствия частоте невозмущенного пере­хода. Внесение поправок должно выполняться с осторожностью, поскольку эта про­цедура также имеет свою погрешность. Суммарная погрешность частоты вычисляется с использованием статистических методов при учете всех значимых вкладов. В этом разделе мы обсудим наиболее важные источники сдвигов частоты в первичных атомных цезиевых стандартах.

1. Влияние магнитного поля. Наибольшее отклонение частоты от ис­тинного значения связано с эффектом Зеемана, который приводит к сдвигу энер­гетических уровней в магнитном поле (см. рис. 7.1 и 7.2). Семь линий в спектре, изображенном на рисунке 7.5, соответствуют семи возможным переходам между магнитными подуровнями, которые удовлетворяют правилу отбора Дтк = 0. Спектр является асимметричным по причине различной заселенности зеемановских подуров­ней (рис. 7.5), возникающей при магнитной селекции атомов Cs в неоднородном магнитном поле.



/71/г = 1

о1 1 1 ш

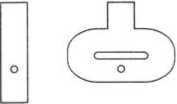
-200 -100 0 100 200

*V — 1Уо,* кГц

Рис. 7.5. Зеемановское расщепление микроволнового перехода F = 4 —» F = 3, Дтг = 0 в слабом магнитном поле около 8 мкТл в цезиевых атомных часах CS1 из РТВ

Характерному для цезиевых часов значению С-поля около 8мкТл соответствует сдвиг частоты метрологического перехода в 2,7 Гц, или 3 • Ю~10 в относительных единицах. Среднее значение магнитного поля (В), влияние которого испытывают атомы Cs при прохождении между двумя зонами возбуждения, можно опреде­лить по разности частот двух резонансов, соответствующих различным магнит­ным подуровням (рис. 7.5). Для того, чтобы правильно определить сдвиг частоты метрологического перехода, необходимо принять во внимание, что для определе­ния квадратичного зеемановского сдвига необходимо знать (В2) (см. 7.2). Вели­чина (В2) оказывается равной (В)2 лишь в том случае, если С-поле однородно. Следовательно, в атомных часах требуется высокая однородность С-поля. В ра­боте [249] однородность поля соответствовала среднеквадратичному отклонению ДВ/В в несколько единиц на 10-4. Это позволяет скорректировать квадратичный зеемановский сдвиг и обеспечить соответствующую относительную погрешность частоты стандарта в 1 • 10“|5. Если относительные флуктуации магнитного поля во времени составляют 5- 10-5, то, используя соотношение АиВг/и^ 2АВ/В, по­лучим, что соответствующий сдвиг частоты в поле 8мкТл равен 3- 10~14. Отсюда следует, что область взаимодействия должна быть эффективно заэкранирована от внешних магнитных полей, а С-поле, в свою очередь, должно быть стабильным во времени.

1. Фазовые сдвиги в резонаторе. Характеристики интерференционной картины Рэмси (см. рис. 7.4) по сути определяются сдвигом внутренней фазы атома Cs, равной ojoT, относительно фазы возбуждающего радиочастотного поля и)Т при пролете атома через вторую зону взаимодействия с полем, как следует из выражения (6.44). Взаимодействие с полем происходит в двух концевых зонах U-образного резонатора. Напомним, что ориентация магнитного поля (С-поля), задающего ось квантования, совпадает с направлением линий магнитной составляющей возбуждаю­щего поля в зонах взаимодействия, поэтому возможны только переходы с Дтр — 0. В схеме, показанной на рис. 7.3, линии С-поля перпендикулярны плоскости рисун­ка, так же, как и линии магнитного поля высокочастотной волны. В первичных лабораторных стандартах резонатор обычно имеет форму, аналогичную приведенной на рис. 7.6, а, б. Следовательно, С-поле, создаваемое соленоидом, должно быть па­раллельным атомному пучку. Хотя электромагнитная энергия микроволнового поля, поступающая в резонатор, по возможности поровну разделяется между правой и левой частями резонатора, что обеспечивает возможность двух взаимодействий для каждого атома с полем одинаковой частоты и, неизбежно возникающая разность фаз поля ДФ между зонами взаимодействия приводит к изменению резонансной частоты согласно выражению (6.46). В этом разделе мы обсудим происхождение фазовых сдвигов и связанных с ними сдвигов частоты перехода, а также рассмотрим методы, которые позволяют снизить их влияние.



Пучок Cs

С-поле k

***а б в***

Рис. 7.6. а) Поперечное сечение резонатора Рэмси с линиями магнитного поля стоячей ра­диочастотной волны, б) Вид сбоку на концевой сегмент резонатора с отверстием для пролета атомов Cs. в) Вид сбоку на кольцевой конец секции резонатора согласно работе [251]

Причиной возникновения фазовых сдвигов являются омические потери в мик­роволновом резонаторе. Так, электрические потери на концах резонатора приводят к уменьшению амплитуды отраженной волны по отношению к амплитуде падающей волны. Следовательно, поле в резонаторе будет представлять собой суперпозицию поля стоячей и бегущей к концам резонатора волн. Если поверхность волновода име­ет амплитудный коэффициент отражения, равный 1 - S, то для волны, движущейся

вдоль оси г с волновым числом к = 2тг/\, напряженность поля можно выразить как

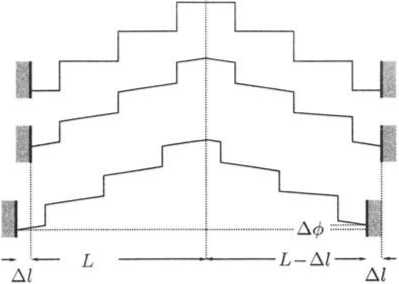
*В = Во* cos*(ujt — kgz) + Bq(* 1 — *8)* cos*(u>t + kgz) =*

cos *(ut)* cos *(kgz) —* - cos *(ujt + kgz)*

(7.4)

= 2Z?o

где мы использовали тождество cos(a ± /3) = cos q cos 0 ± sin a sin /?. В приведен­ном выражении kg является волновым числом, зависящим от групповой скоро­сти внутри волновода. В обычном волноводе, используемом в Х-диапазоне ра­диочастот (8 — 12,5ГГц), частоте перехода 9,192ГГц соответствует длина волны Ад = 2тг/кд »5 4,65 см, в то время как в вакууме это значение было бы рано А и 3,26 см. Первое слагаемое в квадратных скобках из (7.4) характеризует стоя­чую волну, пространственная зависимость которой задается функцией cos kgz, что соответствует пространственному распределению амплитуды магнитного поля вдоль оси г. Смена знака этой функции в точках kgz = ±7г/2, ±Зтг/2, ±57г/2, ... соответ­ствует сдвигу фазы на 7Г при переходе через данные точки. Распределение фазы поля внутри идеального резонатора будет иметь ступенчатый вид, как показано на рисунке 7.7, а, и являться симметричным, если поле заводится в резонатор точно по центру. В цезиевых атомных часах области взаимодействия с атомным пучком расположены вблизи пучностей магнитного поля волны, поэтому все атомы из пучка, обладающего конечным поперечным сечением, взаимодействуют с полями, имеющи­ми одинаковую фазу.



rf вход

*б*

Рис. 7.7. а) Фаза стоячей волны в симметричном резонаторе, приведенном на рисунке 7.6, с бесконечной электропроводностью, б) Влияние бегущей волны на фазу сигнала, в) Влияние

асимметрии резонатора

В случае конечной электропроводности стенок <5^0 появляется вклад бегущей волны в уравнении (7.4), амплитуда которой пропорциональна 6, а фаза изменяется линейно как кдг (см. рис. 7.7,6). Вклад бегущей волны приводит к распределенному сдвигу фазы микроволнового поля в резонаторе. Как следствие, фаза возбуждающего поля приобретает зависимость от поперечного положения атома, а частота резонан­са — от траектории пучка. О Чтобы уменьшить градиент фазы, де Марчи с соав­торами разработали резонатор специальной формы [251], в котором исходная волна

') Эффект разности фаз может быть интерпретирован как эффект Доплера первого порядка возникающий за счет присутствия бегущей волны в резонаторе (прим. ред.).

расщепляется на две парциальные, которые распространяются в противоположных направлениях в кольцеобразном конечном участке, как показано на рисунке 7.6, в. Наложение двух волн в области пролета атомного пучка должно приводить к пре­небрежимо малому потоку энергии в области взаимодействия с атомами. Согласно расчетам фаза микроволнового излучения будет обладать лишь слабой квадратичной зависимостью от координаты как в вертикальном, так и в горизонтальном направ­лениях, в то время как в обычном резонаторе фаза линейно зависит от положения в резонаторе. Использование кольцевых конечных участков в резонаторах первичных часов значительно уменьшает распределенный фазовый сдвиг [249, 252, 253J.

Рассмотрим также случай, когда резонатор имеет общую длину, соответству­ющую точному резонансу, однако длины его рукавов отличаются друг от друга, как показано на рисунке 7.7, в. Поскольку сигнал поступает из общего источника в месте их соединения, фазы волн в обоих рукавах в этой точке должны совпадать. Отличие длин рукавов приводит к тому, что фазы на их концах оказываются различными. Если направление атомного пучка меняется на противоположное, то сдвиг частоты резонанса, связанный с этим эффектом, также меняет знак как следует из выражения (6.46). Поэтому в первичных цезиевых пучковых стандартах, таких как CS1 и CS2 в РТВ, измеряется относительный сдвиг частоты, связанный с обращением направления пучка [250]. Для CS1 и CS2 сдвиги составляют около 6 • 10“13 и 5 • 10“13 относительных единиц, соответственно. В стандарте CS1 для обращения направления пучка необходимо переставить детектор, печи, а также маг­нитные линзы, что сопровождается нарушением вакуума. Стандарт CS2 оборудован печами и детекторами на каждом конце, поэтому обращение направления пучка не требует нарушения вакуума. После учета сдвига, связанного с обращениям пучка, остаточная относительная погрешность оценивается, как 0,6- 10-14 для стандарта CS1 и 1 • 10“14 для CS2.

1. Влияние близлежащих переходов. За счет многоуровневой структуры атома l33Cs, обладающего 16 подуровнями основного состояния, помимо возбуждения метрологического перехода F = 3,mp = 0—>F = тр = 0 в нем могут возбуждаться переходы между другими подуровнями, что оказывает влияние на частоту стандар­та. Даже незначительная асимметрия спектральной линии оказывает существенное влияние на предельно достижимую точность. Действительно, для достижения отно­сительной погрешности часов в 10“14 необходимо определить центр спектральной линии перехода с погрешностью около 10\_6 относительно ее ширины: в цезиевых часах ширина полосы Рэмси составляет около 60 Гц, а соответствующая добротность перехода 1,5- 108.

Затягивание Раби. Одним из эффектов, который сдвигает положение мини­мума интерференционной картины, изображенной на рисунке 7.4, по сравнению с частотой перехода в невозмущенном атоме, является так называемое затягивание Раби [254]. Этот эффект возникает из-за наложения центральной линии F = 3, тр =

* 0 <-» F = 4, тр = 0 и крыльев соседних линий F = 3, тр = 1 «-» F = 4, тр = 1 и F = 3, тр = — 1 «-» F = 4, тр = — 1. Если спектр асимметричен, как в случае, представленном на рис. 7.5, влияние соседних переходов приводит и к нарушению симметрии пьедестала Раби у метрологического перехода тр — 0 —> тр = 0. Количе­ственный анализ эффекта затягивания Раби дает сдвиг частоты, пропорциональный разнице населенностей соседних с часовым зеемановских компонентов [11, 254, 255]. Сдвиг можно уменьшить, либо используя более симметричное распределение по маг­нитным подуровням, либо снижая населенность на подуровнях с тр ф 0, например, с помощью оптической накачки. Он оказывается меньше в установках, в которых регистрируются более узкие спектральные линии Рэмси или в которых выше на­пряженность С-поля, расщепляющего магнитные подуровни (см. рис. 7.5). Поскольку сдвиг частоты пропорционален мощности микроволнового излучения, определяю­щей амплитуду сигнала в крыльях перехода, то присутствие зависимости частоты цезиевого стандарта от мощности возбуждающего поля может свидетельствовать

о наличии затягивания Раби.

Затягивание Рэмси. Другим источником сдвига частоты цезиевого стандарта является так называемое затягивание Рэмси, которое возникает за счет вклада переходов с Атр = ±1 [255, 256]. Указанные переходы, с трудом различимые между спектральными линиями, обозначенными тр = 2 и тр = 3 на рис. 7.5, возбужда­ются составляющей радиочастотного поля, перпендикулярной направлению С-поля, задающего ось квантования. Поскольку переходы F = 3, тр = 0 <-> F = 4, тр = ±1 и F = 3, тр = ±1 hF = 3, тр = 0 с А тр = ±1 включают в себя уровни, за­действованные в часовом переходе F = 3, тр = 0 <-\* F = 4, тр = 0, возникает сдвиг частоты последнего из-за возмущения соответствующих уровней. За счет конечных размеров атомного пучка и наличия распределения поля внутри резонатора амплитуда перехода на определенный подуровень оказывается различной для атомов, движущихся по разным траекториям. Поскольку траекторию атома нельзя восста­новить из спектра, индивидуальные вероятности переходов создают интерференци­онную картину, в которой минимум или максимум, используемый для регистрации часового перехода, оказывается сдвинут по частоте Теоретические оценки эффекта, выполненные в ряде работ [255. 256], приводят к противоречивым результатам. В эксперименте можно идентифицировать частотный сдвиг, вызванный затягиванием Рэмси, изменяя напряженность С-поля. Влияние этого эффекта соответствует отно­сительному сдвигу частоты порядка 10-13 в серийных образцах цезиевых часов, в то время как в первичных стандартах с более высокой однородностью С-поля эффект оказывается примерно на два порядка меньше [249].

Затягивание Майорана. Частотные сдвиги могут также происходить из-за индуцированных переходов между различными магнитными подуровнями одного сверхтонкого перехода (AF = 0,Атр ф 0), которые носят название переходов Май­орана [182, 257]. Майорановские переходы имеют место, если магнитный момент атома не следует адиабатически за неоднородным статическим магнитным полем при пролете атома от поляризатора к анализатору. В атомных часах можно обнаружить этот вклад при одновременном варьировании напряженности С-поля и мощности микроволнового источника [249, 257].

1. Сдвиг частоты из-за теплового излучения. В стандартах на нейтраль­ных атомах, к которым относятся и цезиевые атомные часы, погрешность частоты, вызванная штарковским сдвигом в постоянном электрическом поле, оказывается несущественной, поскольку последнее можно эффективно экранировать. Однако ато­мы Cs всегда подвергаются воздействию электромагнитного теплового поля, которое излучает любое тело с температурой Т Ф 0.

Как обсуждалось в разделе 5.4.5.2, штарковский сдвиг сверхтонких подуровней в переменном электрическом поле приблизительно равен сдвигу в статическом поле, имеющему то же среднеквадратичное значение. Итано с соавторами вычислили сдви­ги для нескольких щелочных металлов и показали, что это приближение справедливо [258]. Согласно их расчетам относительный штарковский сдвиг для метрологического перехода в атоме цезия равен -1,69(4)- 10~14 (Т/300 К)4. В работе [259] Пальчиков и соавторы вычислили относительный сдвиг частоты с учетом малых поправок:



:ze первое слагаемое в квадратных скобках соответствует поляризуемости атома,

з второе является поправкой, возникающей за счет расщепления резонансных линий D1 (Л = 894 нм) и D2 (А = 852 нм, см. рис. 7.8, а) в цезии. Третье слагаемое отвечает за вклад третьего порядка в поляризуемость атома (гиперполяризуемость), что приво­дит к возникновению штарковского эффекта более высокого порядка. В работе [260] Баухом и Шрёдером был экспериментально измерен относительный сдвиг за счет теплового излучения в установке на тепловом пучке атомов цезия, который оказался равен —(16,6 ±2) • 10~15 при Т = 300 К, что соответствует ожидаемому значению. Саймон с соавторами измерили штарковский сдвиг часового перехода в цезиевом атомном фонтане в зависимости от приложенного постоянного электрического по­ля, значение которого оказалось равно 8v = —2.271(4)- Ю-10/?2 Гц(В/м)~2 [261]. Используя эту зависимость и усредненное значение электрического поля излучения черного тела при 300 К согласно выражению (5.142), можно вычислить сдвиг за счет излучения черного тела 8и/и = 17,09(3)- 10-15 с погрешностью, которая на порядок величины ниже, чем при непосредственном измерении [261]. В лучших образцах цезиевых часов сдвиг частоты, вызванный излучением черного тела при комнатной температуре, более чем на порядок превышает погрешность, с которой можно определить частоту невозмущенного перехода. Поэтому в настоящее время при реализации единицы времени вносится поправка на сдвиг, вызванный тепловым излучением. Для длительных времен усреднения этот сдвиг может стать одним из самых существенных вкладов, определяющих результирующую погрешность стан­дарта. К этому приводят медленные флуктуации температуры и, соответственно, среднеквадратичного значения электрического поля. Указанный эффект может быть в значительной степени подавлен, если установка поддерживается при криогенной температуре. В качестве примера можно привести оптический стандарт на ионах ртути, который будет описан в разделе 10.3.2.4.

1. Сдвиг в гравитационном поле. Поскольку определение секунды осно­вано на истинном времени, при сравнении частот двух часов, находящихся в разных точках, необходимо учитывать влияние гравитационного потенциала Ф на частоту осциллятора, как описано в § 12.2. Согласно общей теории относительности на поверхности Земли возникает частотный сдвиг Дг/ = —г/Ф/с2, где в потенциале учитываются вклады гравитационного ускорения и центростремительного ускорения, связанного с вращением часов. Если система отсчета вращается вместе с геоидом, потенциал (в данном случае только гравитационный) можно выразить, как Ф = gh/c2, где g 9,81 м/с2 — местное значение ускорения свободного падения, a h — высота над поверхностью геоида. Для небольших высот относительный сдвиг частоты со­ставляет 1,09- 10-'6 м-1. Соответствующая поправка для часов в РТВ (Брауншвейг, Германия), расположенных на высоте 79,5 м над уровнем моря, составляет —8,7 х х 10-15, а для часов в N1ST (Боулдер, США), находящихся на высоте 1,6 км, она равна -180,54- 10~15 [20, 262]. Для столь большой разницы высот при сравнении высокоточных часов, находящихся в распоряжении этих лабораторий, необходимо использовать уточненное выражение для гравитационного потенциала [263].
2. Доплеровский сдвиг второго порядка. Если атомы Cs двигаются со скоростью v в лабораторной системе отсчета, то за счет замедления времени воз­никает сдвиг частоты, равный 5v = -uv2/(2с2) (см. раздел 5.4.2 и § 12.2). Так, соответствующий относительный сдвиг частоты в стандарте CS1 равен 5- 10~и для атомов, летящих со скоростью 95 м/с. Вклад в интерференционную картину Рэмси дают атомы с различными скоростями, и, анализируя спектр сигнала, можно извлечь информацию о соответствующем распределении скоростей. Распределение скоростей можно вычислить, используя преобразование Фурье от спектральной формы полос

Рэмси (см., например, работы [264, 265] и ссылки в них). После внесения поправки остаточная относительная погрешность, связанная с вкладом доплеровского сдвига второго порядка, составляет 0,5- 10-15 для часов CS1 и 1 • 10-15 для CS2.

1. *Сдвиги частоты инструментального происхождения.*

Эффект затягивания резонатором. Этот эффект возникает в том случае, если собственная частота микроволнового резонатора не точно совпадает с частотой атомного резонанса. Рассмотрим схему стабилизации, в которой частота генератора, служащего для возбуждения резонатора, модулируется с частотой ±7/2, где 7 — ширина центральной полосы Рэмси. Если частота резонатора отстроена от положе­ния атомного резонанса, боковые частоты окажутся несимметричны относительно центра спектральной кривой Рэмси и вероятности возбуждения атомов в них будут различны. Расчет относительного сдвига частоты для цезиевых часов приводит к приближенному выражению (см. [11, 266]):

Д^с \_ $ (7б)

Ц> Wo Q-.

Здесь ис и i/о представляют собой резонансные частоты атомов и резонатора соответ­ственно. В свою очередь, величины Qa, и Q, есть добротности атомного резонанса и микроволнового резонатора, которые достигаются в данном приборе. Константа Ас зависит от глубины модуляции, распределения скоростей и дипольного момента атомов. Таким образом, эффект затягивания резонатора можно уменьшить, используя резонатор с низкой добротностью Qc• Если часы работают при оптимальной мощно­сти возбуждающего поля, то есть пролет атомов через каждую зону эквивалентен возбуждению 7г/2-импульсом, то суммарная вероятность перехода должна обладать лишь слабой зависимостью от мощности. Варьируя мощность, можно обнаружить эффект затягивания резонатора.

Поскольку эффект затягивания оказывает более заметное влияние на пьедестал Раби, чем на полосы Рэмси, Ширли с соавторами предложили использовать зави­сящий от мощности сдвиг пьедестала для измерения и последующей корректиров­ки эффекта затягивания резонатором [267]. Существует еще несколько эффектов, оказывающих большее влияние на пьедестал Раби, чем на полосы Рэмси, среди которых можно перечислить сдвиг вследствие неоднородности магнитного поля, затягивание Раби, асимметрию спектра микроволнового излучения, а также световой сдвиг в стандартах с оптической накачкой.

Сдвиги частоты, вызванные электронными схемами. Даже при тщательной разработке электронных схем и использовании специально отобранных компонентов они могут вносить сдвиги в частоту стандарта и ухудшать его характеристики. В качестве примеров можно привести сдвиги напряжения в интеграторах, использу­емых в схемах обратной связи, и шумы сигналов. Поскольку петля обратной связи вырабатывает сервосигнал, стремящийся занулить сигнал ошибки, любое добавочное электрическое напряжение будет приводить к возникновению сдвигов частоты. Лож­ные частотные компоненты микроволнового поля, которое используется для опроса атомов, также могут приводить к сдвигам частоты. В стандарте частоты генерируется ряд высокочастотных сигналов, которые используют в различных целях, в том числе и для получения сигналов времени. Нелинейные элементы в электронных схемах могут приводить к сдвигам фазы или частоты в том случае, если спектральная чистота исходного сигнала оказывается недостаточно высокой. Так, смешение ампли­тудной и фазовой модуляций может повлечь сдвиг частоты на выходе. При разрабо'ке высокоточных стандартов частоты необходимы значительный опыт и мастерство.

позволяющие снизить перечисленные вклады до того уровня, когда они становятся незначительными и ими можно пренебречь.

Утечки микроволнового поля из резонатора. Утечки микроволнового поля могут индуцировать переходы вне отведенных зон взаимодействия, что приводит к возникновению асимметрии резонансных кривых и может вызвать значительный сдвиг частоты стандарта [268]. Можно определить влияние этого эффекта, изменяя мощность высокочастотного излучения таким образом, чтобы угол Раби в импульсах возбуждения был равен 7г/2, Зп/2, Ьтг/2 и так далее.

Суммарная погрешность. Для определения характеристик первичных стандар­тов необходимо тщательное исследование всех сдвигов частоты, которое выполняется определенным согласованным образом. Результаты измерений и соответствующие сдвиги частоты, необходимые для корректировки сигнала, публикуются. Погрешно­сти для отдельных вкладов оцениваются стандартным способом [3] и приводятся в виде общей таблицы. Для определения общей погрешности измерения в виде одного числа по существующей в настоящее время договоренности вычисляется квадратный корень из суммы квадратов отдельных погрешностей.

**§ 7.2. Пучковые цезиевые часы с оптической накачкой**

Селекция по магнитным состояниям, представленная в предыдущих разделах, об­ладает тем недостатком, что вклад в сигнал формируется только 1/16 частью атомов из теплового пучка, поскольку все 16 подуровней основного состояния в атоме цезия при комнатной температуре заселены практически одинаково, а отбираются лишь атомы, находящиеся на подуровне F = 3, тр- = 0 (см. рис. 7.1). Увеличение населен­ности этого уровня приводит к соответствующему росту сигнала. Перераспределение населенности между подуровнями можно осуществлять с помощью оптической на­качки (см. раздел 5.3.4), что было впервые продемонстрировано в работе Пику [269] для атомного пучка. В простейшем случае (см. рис. 7.8, а) излучение вблизи частоты резонансной Ог-линии с Л = 852,355 нм возбуждает переходы между подуровнями сверхтонкой структуры основного и возбужденного состояний с F = 4 и F' = 3 соответственно. Атомы, возбужденные в состояние с F' = 3, имеющее время жизни около 30 нс, спонтанно распадаются на сверхтонкие подуровни основного состояния cF = 3hF = 4. Через несколько циклов возбуждения-излучения вся населененность

F' = 5 -

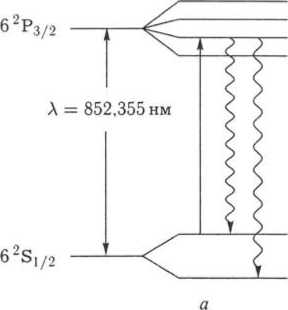


Рис. 7.8. Одна из схем оптической накачки в атоме Cs, используемая в цезиевых часах

F' =4 -

F' =3 -

F' = 2 -

*F = 4*

9 192631770 Гц

F = 3

окажется перекачана с уровня F = 4 на F = 3, который не взаимодействует с излуче­нием накачки. В работе [270] приводятся другие схемы накачки и соответствующие коэффициенты заселенности уровней. Необходимо отметить еще одно важное пре­имущество метода оптической накачки по сравнению с магнитной селекцией. Если пучок излучения оптической накачки перпендикулярен направлению атомного пучка, возбуждение не зависит от скорости атомов. В то время, как магнитные системы, ис­пользующиеся для селекции по магнитным состояниям атомов, имеют ограниченный приемный угол, в случае оптической накачки можно использовать более интенсивные и пространственно однородные пучки атомов. Третьим преимуществом является то, что для оптической накачки не требуется сильных градиентных магнитных полей, как в случае магнитной селекции. Это позволяет избежать переходов Майорана, вызывающих сдвиги частоты часового перехода (см. раздел 7.1.3.3).

После пролета микроволнового резонатора часть атомов оказывается в состоянии с F = 4. Можно определить число таких атомов, возбуждая их лазерным полем, настроенным на переход F = 4 —\* F' = 5, и регистрируя фотоны люминесценции, как показано на рисунке 7.8, б. Переход F = 4 —• F' = 5 является циклическим, посколь­ку атомы, возбужденные в состояние F' = 5, могут распадаться только на сверхтон­кий компонент основного состояния с F = 4 (согласно квантово-механическому пра­вилу отбора AF — 0, 1). Таким образом, процесс возбуждения и испускания фотонов происходит многократно и каждый атом испускает большое количество фотонов Л. Даже при низкой эффективности детектирования 1 число зарегистрированных отсчетов Nр много больше единицы, фактически позволяя зарегистрировать каждый возбужденный атом.

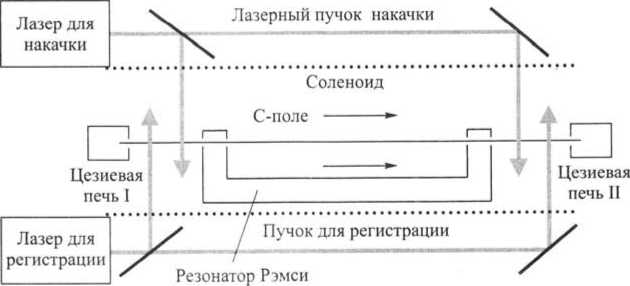


Рис. 7.9. Упрощенная схема цезиевых атомных часов с оптической накачкой и оптической

регистрацией

В схеме цезиевых часов с использованием оптической накачки для возбуждения и регистрации атомов, приведенной на рисунке 7.9, задействованы две лазерные системы. В зависимости от типа схемы иногда используется большее число ла­зеров, генерирующих необходимые частоты. Центральная часть схемы базируется на возбуждении по методу Рэмси, как и в случае обычных часов с магнитной селекцией атомов, поэтому в обоих случаях вклады в погрешность частоты, в целом, схожи. Специфический источник погрешности для часов с оптической накачкой связан с рассеянным светом от накачивающего и регистрирующего лазерных пучков, который присутствует в области пролета атомов между зонами взаимодействия с микроволновым полем резонатора. Такое излучение вызывает и динамический штарковский сдвиг уровней, который был проанализирован в ряде работ [11, 127].

Также его можно исследовать экспериментально, варьируя мощность лазерного излу­чения. Использование приведенной схемы существенно упрощает измерение сдвига, возникающего из-за несовершенства микроволнового резонатора (для чего требуется обращение направления атомного пучка), поскольку в этом случае не нужно переме­щать печь и детектор.

Был создан ряд цезиевых часов, в которых использовались схемы оптической накачки и регистрации, например, в Японии в NRLM (сейчас NMIJ) [272, 273], в CRL (сейчас Национальный институт информационных и телекоммуникационных Технологий, N1CT) [253], во Франции в LPTF (сейчас BNM-SYRTE) [271, 274], а также в США в NIST [253, 275]. Достигнутая в них относительная нестабильность составляет 1 • Ю~12у/с/т [253, 276] и 3,5- 1(Г13х/с7т [271]. Относительная по­грешность частоты для таких установок составляет от 10-н до 10-15 [253, 271, 273].

**§ 7.3. Атомный фонтан**

Добротность Q атомного перехода, которая достигается в типичных лабораторных часах на основе теплового пучка атомов цезия, составляет порядка 108. Для того, чтобы обеспечить относительную погрешность порядка 10-14, необходимо, чтобы по­грешность определения центральной частоты атомного перехода составляла не более 10“ от ширины линии. Учитывая чрезвычайно малое значение этой величины, труд­но ожидать существенного прогресса в этом направлении. Поэтому для разработки более точных и стабильных часов требуется увеличение времени взаимодействия ато­мов с полем и соответствующее уменьшение спектральной ширины линии атомного перехода. При использовании атомов, охлажденных лазерными методами и обла­дающих скоростями порядка нескольких сантиметров в секунду, можно увеличить время взаимодействия вплоть до нескольких секунд. Для атомов, обладающих столь низкими скоростями, использование горизонтальной схемы невозможно, поскольку за счет гравитационного притяжения атомы смещаются в вертикальном направлении на несколько метров в течение секунды.

При создании часов, обладающих высочайшей точностью, в настоящее время для возбуждения и опроса холодных атомов в гравитационном поле Земли широко ис­пользуется концепция атомного фонтана, иногда называемого фонтаном Захариаса ').

1. Принцип работы атомного фонтана. В атомном фонтане, схема кото­рого представлена на рис. 7.10, облако холодных атомов подбрасывается вертикально вверх в зону взаимодействия с микроволновым полем со скоростью несколько метров в секунду. За счет ускорения свободного падения д их скорость постепенно умень­шается и они падают обратно вниз, вторично проходя сквозь зону взаимодействия. Как и в случае пучковых цезиевых часов, возникает интерференционная картина Рэмси, разрешение которой определяется интервалом времени Т между двумя взаи­модействиями. Его легко вычислить, удваивая время, которое требуется атомам для достижения верхней точки траектории:



(7.7)

') Захариасом была впервые предпринята попытка использования низкоскоростных атомов из теплового источника для создания атомного фонтана в Массачусетском технологическом институте [15].

Расстояние Н между резонатором и верхней точкой подъема атомов составляет в типичных цезиевых фонтанах около 1 м, что соответствует интервалу времени Т = 0,9 с и начальной скорости v = >/2дН = 4.5 м/с. Для эффективной работы такого атомного фонтана требуются низкие начальные скорости атомов в облаке, поскольку число атомов, возвращающихся в резонатор Рэмси на обратном пролете, зависит от их поперечной скорости. В качестве примера укажем, что точечное облако атомов цезия при температуре Т = 2 мкК через одну секунду расширится до 1,1 см, и в зону взаимодействия вернется около 40% атомов. В свою очередь, если атомы охлаждены лишь до доплеровского предела, равного в 125 мкК, в резонатор вернется лишь 0,7% атомов [277].

В первом успешном эксперименте такого типа, непосредственно предшествовав­шем появлению атомного фонтана, использовались лазерно-охлажденные атомы на­трия, которые возбуждались импульсами поля в микроволновом резонаторе; при этом были зарегистрированы линии со спектральной шириной 2 Гц [278]. Первый атомный фонтан на атомах цезия был создан в LPTF (Париж) [17, 279]. В последующее время было разработано и исследовано с точки зрения возможности использования в качестве атомных часов несколько различных атомных фонтанов на атомах цезия и рубидия [280, 281, 282, 283, 284, 285. 286, 287, 288, 289]. Несмотря на то, что отдельные детали конструкций этих фонтанов отличаются, все они состоят из трех основных частей (см. рис. 7.10): подготовительной зоны, где атомы накапливаются и охлаждаются, зоны возбуждения, содержащей резонатор и участок для баллисти­ческого полета атомов, и третьей зоны для регистрации атомов.

Облако холодных атомов цезия образуется из атомных паров при давлении около 10~бПа, испускаемых источником при комнатной температуре. В магнито­оптической ловушке накапливается около 10' атомов, которые подвергаются последу­ющему охлаждению в патоке до температуры около 2 мкК. В случае необходимости атомы Cs охлаждаются до более низких температур с использованием специальных методов охлаждения [168, 290].

На следующем этапе атомы необходимо подбросить в вертикальном направле­нии без увеличения их температуры. Это легко осуществить с помощью движу­щейся патоки, когда частота v\ лазерного луча, направленного вниз, отстроена на 6и = 6и/(2тг) в длинноволновую область спектра, а частота 1/2 луча, направленного вверх, — на 8и в коротковолновую область по отношению к исходной частоте и. на которой происходит охлаждение атомов в патоке. Если условиться, что ось с направлена вертикально вверх, можно записать суперпозицию двух встречных волн с равными амплитудами, как

Е(г, t) = Eq ехр i[(u> + 6u)t - к:} — Eq ехр г[(а> — 6u)t + кг] =

= 2Ео ехр iujt cos((L,-f — kz ~ '

Рассмотрим фазовый фронт волны, для которого выполняется услозие — kz = = 2nSut — 2-kz/X = 0. Из этого соотношения видно, что он распространяется вверх со скоростью v = z/t, которая определяется выражением

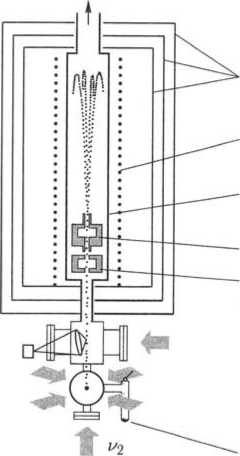
v = Х8и. (7.9)

Поскольку атомы охлаждаются в такой движущейся волне, то их скорость в лабо­раторной системе отсчета будет совпадать со скоростью движения г поверхностей равной фазы в волне.

Помимо конфигурации охлаждающих пучков фонтана, приведенной на рис. 7.10. где четыре из шести лучей направлены горизонтально и два вертикально, часто используется так называемая конфигурация «1 1 1». В такой конфигурации гипоте-

Оптический ввод, к насосу

Зона регистрации



Магнитные экраны

Обмотка, создающая С-поле

Вакуумная камера

Резонатор Рэмси

Резонатор с селекцией по состояниям

Подготовка холодных атомов

Источник атомов цезия Рис. 7.10. Устройство атомного фонтана

тический куб, шесть граней которого перпендикулярны лучам магнито-оптической ловушки, ориентирован так, что две его диагональные вершины лежат на вертикальной оси установки. Каждая из взаимно ортогональных пар встречных пучков пересекает ось камеры под углом « 54,7°. При частотной отстройке Sv между встречными пучками возникает движущаяся патока, в которой атомы разгоняются до скорости v = \8и^Ъ/2 [17]. Такая конфигурация пучков снижает количество рассеянного света в резонаторе и в области баллистического полета. Для того, чтобы подбросить атомы вертикально вверх необходимо, чтобы все три пучка, направленные в нижнюю полуплоскость, были отстроены в длинноволновую область спектра, а остальные —в коротковолновую.

После отключения световых пучков атомы двигаются по баллистическим траек­ториям. Атомы дважды пролетают высокочастотный резонатор, в котором возбужда­ется мода ТЕоц, вследствие чего в них происходят переходы между сверхтонкими подуровнями основного состояния |F = 4,тр = 0) «-► |F = 3,тпр = 0) по схеме Рэмси. В часах CSF1, функционирующих в РТВ, в зону регистрации попадает около

1. • 105 атомов, дважды провзаимодействовавших с полем резонатора. Регистрацию возбуждения микроволнового перехода можно осуществлять различными методами. В ряде случаев используется схема, представленная в работе [281], которая позво­ляет последовательно измерить количество атомов, находящихся на уровнях |F = 3) и |F = 4). Для этого атомы сначала пересекают область, в которой формируется стоячая волна на частоте перехода \F = 4) —» |F' = 5) (см. рис. 7.8). Благодаря тому, что указанный переход является циклическим, можно зарегистрировать уверенный сигнал на фотодетекторе, пропорциональный числу атомов N(F = 4), находящихся на уровне |F = 4). Формирование стоячей волны необходимо для того, чтобы траек­тории атомов не отклонялись излучением, как это происходило бы в случае бегущей волны под влиянием давления света. После прохождения первой зоны регистрацииатомы, находящиеся на уровне |F = 4), выталкиваются поперечной бегущей волной и не попадают в следующую зону регистрации. Во второй зоне регистрации атомы, находящиеся на уровне |F = 3), накачиваются еще одной стоячей волной на уровень |F = 4), после чего регистрируются тем же способом, как и атомы в первой зоне с помощью фотодетектора. При этом лазерное поле во второй зоне регистрации содержит две частоты, необходимых для возбуждения перехода |F = 3) —\* |F' = 4) (накачка) и перехода |F = 4) —> |F' = 5) (регистрация). Сигналы, регистрируемые двумя фотодетекторами, сравниваются, что дает вероятность возбуждения атомов на уровень N(F = 4):

рос NSF = 3J. . (7.10)

^ AT(F = 3) + Л’(F = 4)

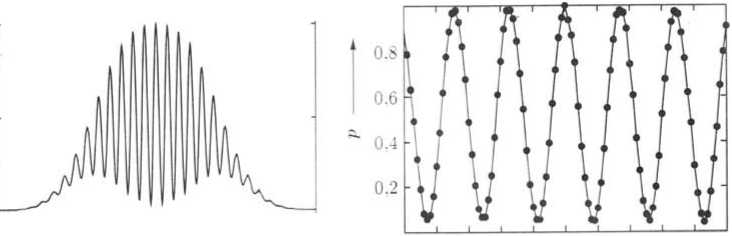
На рис. 7.11 и 7.12 показаны Рэмси-спектры с низким и высоким разрешением, зарегистрированные с помощью атомного фонтана. Спектр с низким разрешением соответствует случаю, когда высота подброса атомов минимальна, а с высоким — случаю, когда высота равна обычному для фонтана значению.

я.

-40 -20 0 20 40 60 v — Ц). Гц ►

-4 -2 0 2 4 v - 1/0. Гц ►

Рис. 7.12. Центральная часть спектра Рэм­си, аналогичного представленному на рисун­ке 7.11, зарегистрированная с высоким раз­решением при высоте подброса над резонато­ром, равной 0,4 м



0 -60

Рис. 7.11. Вероятность возбуждения атомов цезия р в цезиевом фонтане РТВ в зависимо­сти от отстройки частоты при высоте подбро­са атомов над резонатором, равной 5 см

Резонатор с селекцией по состояниям. В цезиевых часах существует ряд эффектов, приводящих к сдвигам частоты, обусловленных заселением уровней, от­личных от |F = 3, тр = 0) и F = 4, тр = 0). К таким эффектам относятся затяги­вание Раби, затягивание Рэмси, затягивание Майорана, а также эффект затягивания резонатором и столкновения холодных атомов (7.3.2.1). Поэтому в большинстве атомных фонтанов устанавливается второй микроволновый резонатор, который ис­пользуется для подготовки атомов в требуемом начальном состоянии. Так, в фонтане, функционирующем в РТВ, атомы, находящиеся на уровне |F = 4,тр = 0), в таком дополнительном резонаторе переводятся 7г-импульсом на уровень |F = 3,тпр = 0). Атомы, оставшиеся на уровне jF = 4), которые не удалось перевести в требуемое состояние по причине неоднородности поля или вследствие разброса по скоростям, выталкиваются коротким лазерным импульсом волны, направленной вниз.

1. Погрешность измерений. Большинство эффектов, ограничивающих по­грешность измерений с помощью атомных фонтанов, а также методы их исслег:- вания и соответствующая корректировка частоты аналогичны представленным ъы—i

в разделе 7.1.3 для пучковых цезиевых часов. В атомных фонтанах вклад большин­ства перечисленных эффектов оказывается меньше, чем в часах, основывающихся на тепловых пучках атомов. Снижение скорости v на несколько порядков величины приводит к подавлению вкладов, зависящих от v или v2. Кроме того, использование лишь одного микроволнового резонатора для опроса атомов ведет к снижению влия­ния фазовых сдвигов, возникающих из-за его неидеальности. Далее, сама конструк­ция фонтана позволяет использовать удобный метод для измерения распределения индукции магнитного поля в области свободного баллистического полета атомов. Метод основывается на том факте, что основное время своего полета атомы проводят вблизи точки максимального подъема. Варьируя высоту подлета атомного облака за счет изменения начальной вертикальной скорости, можно определить распреде­ление магнитного поля по оси зоны свободного полета по сдвигу частоты перехо­да между магнитными подуровнями, для которых наблюдается линейный эффект Зеемана.

Относительные погрешности первичных часов на основе цезиевого атомного фон­тана, работающих в крупных метрологических лабораториях мира, лежат в диапазоне

1. • 10~15 [18, 19, 20], причем одним из наиболее существенных вкладов в погреш­ность является столкновительный сдвиг.
2. Столкновительный сдвиг в холодных атомах. Было обнаружено, что столкновения между холодными атомами являются одним из основных источ­ников систематических сдвигов частоты в экспериментах с атомами Cs, относи­тельное значение которых достигает tAv/v = -\,7 ■ 10-12 при плотности атомов 109см-3 [291, 292]. При температурах в несколько милликельвин процесс столкно­вений между атомами Cs описывается, в основном, s-волновыми столкновениями. Для того, чтобы убедиться в этом, оценим максимальный угловой момент стал­кивающихся атомов Lmax = 6max mrv, где 6max — максимальный параметр столкно­вения, то есть расстояние наибольшего сближения двух атомов Cs, движущихся навстречу друг другу вдоль одной линии. В момент сближения можно рассмат­ривать атомы как составляющие молекулы Cs2, которая имеет приведенную мас­су mr = mcs/2, скорость v % 1 см/с и температуру около 1 мкК. Учитывая, что параметр столкновения 6тах соответствует дальности действия молекулярного по­тенциала, то есть 6тах — 30 нм, соответствующий максимальный угловой момент будет равен Lmax = ^1(1 + 1) h % 0,3Ti. Поскольку при этом должно выполняться условие I < 1, то есть I = s, возможно только s-волновое рассеяние. В то же время, длина волны де-Бройля Ajb = h/(mrv) « 150 нм оказывается существенно больше, чем 6тах, что также указывает на то, что р-волновое рассеяние практически отсутствует. Следовательно, при низкой температуре столкновение можно описать с помощью единственного параметра, а именно, длины s-волнового рассеяния. Большое сечение рассеяния Cs при низких температурах формируется за счет двух основ­ных факторов. Во-первых, сечение столкновения А2в/(27г) становится огромным за счет большой длины волны де-Бройля A<ib в диапазоне низких температур порядка нескольких микрокельвин. Во-вторых, некоторые связанные состояния молекулы Cs2 лежат очень близко к энергии диссоциации, что приводит к появлению резонансов в амплитуде рассеяния. Поэтому в цезиевых фонтанах, используемых в атомных часах, необходимо использовать по возможности низкие плотности атомов. Столк­новительный сдвиг измеряется для различной плотности атомного облака, после чего частота перехода экстраполируется на нулевую плотность. Если использовать экспериментально измеренные значения коэффициентов для сдвигов, приведенные в работе [292], то необходимо выполнить точное измерение абсолютной плотности атомов. Погрешность, связанная со столкновительным сдвигом, является одним из наиболее существенных вкладов в результирующую погрешность частоты атомного фонтана. Вследствие большой длины рассеяния сдвиг, вызываемый столкновениями холодных атомов Cs, должен обладать сильной зависимостью от температуры ато­мов. Согласно расчетам направление сдвига должно измениться при очень низких температурах порядка 100 нК [293]. Вопрос о возможности использования такой зависимости для повышения точности цезиевого атомного фонтана пока остается открытым.

Определение столкновительного сдвига частоты обычно проводится путем по­следовательной серии измерений частоты фонтана при высокой и низкой атомной плотности по отношению к некоторой реперной частоте, обладающей высокой кратко­временной стабильностью, например, генерируемой водородным мазером (см. §8.1). Сдвиг частоты в фонтане пропорционален эффективной плотности атомов, в которой должно учитываться изменение плотности во время баллистического полета, что зависит от начального распределения атомов в пространстве и по скоростям [286]. Обычно плотность атомного облака варьируется с помощью изменения числа ато­мов, загружаемых в магнито-оптическую ловушку. Для этого меняются параметры загрузки, например, мощность лазерных пучков ловушки или продолжительность их включения.

При использовании другого метода параметры ловушки сохраняются неизмен­ными, но изменяется мощность микроволнового поля в селектирующем резонаторе, который используется для перевода атомов на уровень |F = 3, тр = 0). При обыч­ной работе фонтана 7г-импульс переводит все атомы с уровня \F — 4. тр = 0) на уровень |jF = 3, тр = 0), после чего включается лазерное излучение, настроенное на переход |F = 4) —► |F' = 5), которое выталкивает атомы, оставшиеся в состоянии |F = 4,тр = 0). Если вместо 7г-импульса приложить -/2-импульс, то в нижнем состоянии |F = 3,771^ = 0) останется только половина атомов, что соответствует двукратному снижению плотности.

Изящный метод, позволяющий изменять число атомов точно в два раза, был разработан Перейра Дос Сантосом с соавторами [294]. В этом методе отношение плотностей не зависит от неоднородности микроволнового поля в селектирующем резонаторе. Известно, что можно перевести все атомы с уровня |#) на уровень |е), непрерывно перестраивая частоту возбуждающего поля от очень больших от­рицательных отстроек до очень больших положительных (быстрый адиабатический переход). Вектор псевдоспина, описывающий атом во вращающейся системе ко­ординат, при этом движется по спирали от южного полюса сферы Блоха к се­верному, аналогично картине, представленной на рис. 5.10. Если быструю пере­стройку частоты поля внезапно оборвать точно в точке прохождения резонанса, то вектор псевдоспина будет лежать в экваториальной плоскости, а населенность при этом окажется одинаково распределена между двумя состояниями. При усло­вии, что в течение процесса не происходит никаких других потерь, число атомов, а следовательно, и плотность, можно сократить ровно в два раза по отношению к исходной.

При использовании последних двух методов нет необходимости измерять абсо­лютную плотность облака, а также знать точное значение коэффициента столкнови­тельного сдвига [291, 292].

В фонтанах, используемых как стандарты частоты, обязательно проводятся изме­рения сдвига частоты в зависимости от плотности атомов [19, 20, 292]. Плотность атомов в фонтанных часах обычно подбирается таким образом, чтобы соответству­ющий вклад в погрешность не превышал 50% от общей погрешности, при этом количество атомов в облаке составляет около 106.

1. Стабильность. Девиация Аллана для часов на основе атомного фонтана может быть выражена, как (см. [64])

ay{T) ~ i \/f у1(+ тбй+ 2~ж+7) ’

(7.11)

что напрямую следует из соотношения (3.97). В выражении (7.11) т представляет собой чистое время измерения, Тс — полную продолжительность цикла измерения, а Qat = vo/Av — добротность перехода. Первое слагаемое в подкоренном выражении представляет шумы квантовых поглотителей, возникающие в процессе измерения квантового состояния атомов, когда суперпозиция внутренних состояний проециру­ется на одно из собственных состояний системы [89]. Существуют другие вклады, которые также зависят от числа атомов Na[. Так, второе слагаемое отвечает за пуассоновский шум фотонов, который возникает при регистрации люминесценции атомов со средним числом регистрируемых фотонов, равным при. Поскольку каж­дому атому соответствует множество регистрируемых фотонов, этот вклад обычно оказывается гораздо меньше предыдущего. Третье слагаемое возникает за счет шумов регистрирующей системы, когда отдельно измеряется количество атомов на уровнях |F = 4,тпр = 0) и |F = 3,mp = 0). Величина аsn представляет независи­мые среднеквадратичные флуктуации числа атомов в каждом измерении. Последнее слагаемое 7 отвечает вкладу шума генератора, используемого для опроса атомов. Шумы могут возникать из-за нелинейности в системе обратной связи или при опросе атомов, поскольку в процессе импульсного опроса высокочастотные шумы подмешиваются к шумам в полосе регистрации. В разделе 3.5.3 описаны отвечающие за это эффекты: эффект переноса спектра, эффект Дика и интермодуляционный эффект. В случае использования низкошумящего криогенного сапфирового гене­ратора [18, 64] можно достичь фундаментального предела шумов, определяемого шумом квантовых поглотителей для количества атомов в фонтане, варьирующегося в пределах 105 ^ NaX < 5 • 105. Для облака из 6 • 105 атомов была измерена аллановская девиация, равная 4- 10-14у/с/т [64].

1. Другие типы часов.
2. Рубидиевый фонтан. В работах [286, 295] было показано, что столк- новительный сдвиг в 87Rb оказывается как минимум в три раза меньше, чем в l33Cs. Вследствие этого атомный фонтан на 8'Rb имеет преимущество перед цезиевым при коротких временах усреднения, поскольку можно увеличить его кратковремен­ную стабильность за счет использования больших плотностей в атомном облаке без потери точности. Было создано несколько рубидиевыех фонтанов, с помощью которых было точно измерено расщепление основного состояния атома 87Rb (см. табл. 5.1) [91, 295]. Для рубидиевого фонтана, разработанного Сортэ и соавтора­ми [286], была измерена аллановская девиация, равная оу(т) = 1,5- 10~13^с/т. Ожидается дальнейшее снижение нестабильности вплоть до сгу(т) = 1 • 10—14 -у/с/т и относительной погрешности вплоть до 10-17 [91].
3. Фонтаны с увеличенным рабочим циклом. Предельной точности цези­евого фонтана можно достичь только при длительном времени усреднения порядка одних суток. На меньших временах усреднения нестабильность частоты фонтана не позволяет использовать потенциал его точности в полной мере. Если считать добротность перехода Q постоянной, то нестабильность фонтана можно уменьшить, увеличивая количество регистрируемых атомов в единицу времени (см. (7.11)). Од­ной из существенных причин, ограничивающих эту величину, является импульсный режим работы фонтана. Для того чтобы увеличить поток атомов, были разработаныметоды, позволяющие последовательно запускать несколько атомных облаков или использовать квазинепрерывные пучки атомов. При этом необходимо по возможности избегать возмущения энергетических уровней атомов, находящихся в свободном полете, световыми полями охлаждающих лазеров.

Фонтан с «жонглированием». В работах [296, 297] была предложена новая концепция атомного фонтана, в котором осуществляется последовательный запуск более чем десяти атомных облаков. Эта идея была успешно реализована в ра­ботах [287, 298]. Такое «жонглирование» несколькими облаками обладает двумя преимуществами. Во-первых, при плотности облака, которая подбирается исходя из определенного значения столкновительного сдвига частоты, удается увеличить коли­чество регистрируемых атомов в единицу времени, а, следовательно, и отношение сигнал/шум. Во-вторых, в таком фонтане существенно снижена доля «мертвого» времени в цикле измерения, что снижает требования к стабильности осциллятора, опрашивающего атомы. Однако в таком фонтане необходимо использовать экраны для изоляции зоны опроса от рассеянного света. Дальнейшее увеличение количества облаков ограничено их столкновениями друг с другом, в результате которых увели­чивается сдвиг частоты фонтана.

Фонтан с непрерывным пучком атомов. Совершенно другой принцип действия атомных часов, в котором объединяются достоинства атомного фонтана и пучковых часов, был разработан совместно в Обсерватории Невшатель и в Швейцарском национальном институте метрологии (METAS) (см. рис. 7.13) [288, 299, 300, 301]. Непрерывный фонтан на атомном пучке обладает двумя преимуществами. Во-первых, при фиксированном потоке плотность атомов в непрерывном пучке может быть уменьшена вплоть до двух порядков величины по сравнению с импульсным фонта­ном. Это свойство может быть использовано для снижения столкновительного сдвига частоты. При этом можно увеличить поток атомов, что позволяет снизить неста­бильность (см. (7.11)). Во-вторых, ожидается, что эффект Дика, возникающий при импульсном методе опроса, в пучковом фонтане может быть существенно снижен, что тоже приводит к повышению кратковременной стабильности [52].

Вследствие конструктивных особенностей фонтана на основе непрерывного пучка эффективный метод опроса, в котором дважды используется одна и та же зона возбуждения в микроволновом резонаторе, становится неприменим. Однако в этом случае возможно использовать параболические траектории и зоны возбуждения, разнесенные всего на несколько сантиметров друг от друга. Для этого используется один коаксиальный резонатор, в котором возбуждается мода ТЕогь как показано на рисунке 7.14 [52].

Атомы пролетают через коаксиальный резонатор с противоположных сторон, но на одном и том же расстоянии от оси. С точки зрения атомного пучка конфигурация магнитного поля в моде ТЕ021 такого резонатора сходна с конфигурацией поля в моде ТЕоп резонатора, который используется в обычных фонтанах (см. раздел 7.3.1). В обеих конфигурациях составляющая поля Bz имеет максимум, а зависимость в азимутальном направлении цилиндрического резонатора при этом отсутствует. Ожидается, что относительный сдвиг частоты, который может возникать при исполь­зовании такого резонатора за счет фазового сдвига между зонами возбуждения, не должен превышать 10“ [288]. Несмотря на то, что в такой конфигурации обраще­ние атомного пучка для исследования фазового сдвига невозможно, сам резонатор можно повернуть на 180° вокруг вертикальной оси (см. рис. 7.14). При этом атомы цезия будут пролетать через зоны возбуждения в обратном порядке и фазовый сдвиг резонатора сменит знак, в результате чего его можно определить и скорректировать.

Подготовка

Магнитные

экраны

Область

баллистического

движения

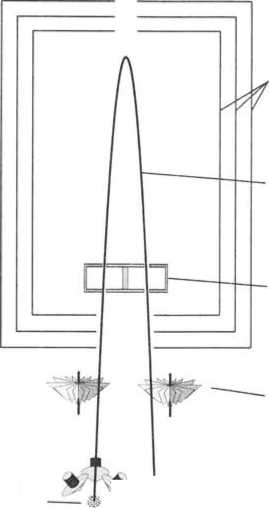
Резонатор

Рэмси

Световые

ловушки

Рис. 7.13. Схема фонтана на непрерывном пучке атомов



I 9 а

♦с «г\*

Зона

регистрации

охлажденных атомов

Для того, чтобы избежать влияния рассеянного света на атомы, в результате чего могут возникнуть относительные сдвиги частоты вплоть до 10-12, необходимо использовать световые ловушки. Основой для световой ловушки служат две турбины с черными лопастями, наклоненными под углом 45° к горизонтальной плоскости, которые вращаются с угловой скоростью, соответствующей скорости цезиевого пуч­ка. Было показано, что подавление интенсивности света с помощью таких ловушек составляет более, чем 10-5, а поток атомов при этом сокращается всего на 10% [299]. Измерение аллановской девиации на коротких временах усреднения дало значение

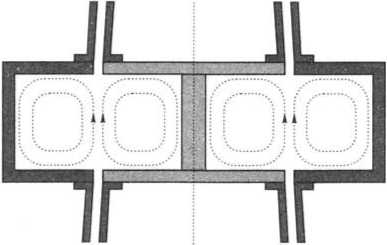


Рис. 7.14. Вертикальное сечение резонатора с модой TEosi. в котором схематически показаны

линии магнитного поля

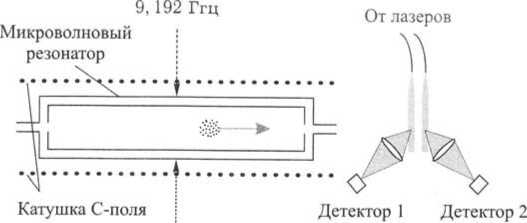
2,5 • 10 13 у/с/т. Ожидается, что относительная погрешность такого фонтана будет составлять около 10-15 [288].

**§ 7.4. Часы в условиях микрогравитации**

Обычно в лабораторных часах фонтанного типа время пролета атомов по бал­листической траектории составляет около одной секунды. Дальнейшее увеличение времени практически невозможно, поскольку высота фонтана растет пропорциональ­но квадрату времени опроса (см. (7.7)). Большего времени опроса вплоть до Юс (что соответствует спектральной ширине линии перехода около 50мГц) можно достичь в условиях микрогравитации, например, на спутнике, находящемся на околоземной орбите.

Планируется исследовать работу нескольких стандартов частоты на борту Меж­дународной космической станции (МКС), орбита которой находится на высоте 450 км [302, 303, 304, 305, 306]. От идеи фонтана в условиях микрогравитации приходится отказаться, поэтому современные разработки таких часов основаны на низкоскорост­ных пучках.

Прототип часов PHARAO (Projet d’Horloge Atomique par Refroidissement d’Atomes en Orbite) уже тестировался в условиях параболического падения в специальном са­молете, что позволяло в течение минуты обеспечить условие микрогравитации [302]. В качестве источника использовалось облако из 10 атомов цезия, охлажденных до температуры около 2 мкК в трехмерной оптической патоке, как показано на рисунке 7.15. Шесть лучей в конфигурации «111» заводятся в вакуумную камеру



40 см

От

^ лазеров

1. **Ч**
2. От J

лазеров

Лазерное

охлаждение

Область взаимодействия с полем

Регистрация

Рис. 7.15. Схема часов для использования на околоземной орбите [302]. Для упрощения схемы вакуумная система, магнитные экраны и лазеры не показаны

с помощью оптических волокон, поддерживающих поляризацию, причем каждый из пучков регулируется индивидуально. Атомы, покидающие резонатор в состояниях |F = 4) и \F = 3), по-отдельности регистрируются с помощью двух лазерных пучков, что позволяет учесть флуктуации потока атомов. В конфигурации, описанной в более ранней работе [302], использовался резонатор длиной около 19,5см, в котором возбуждалась мода ТЕ013 с тремя полуволнами стоячей волны вдоль оси цилиндра Остаточная бегущая волна в резонаторе приводит к неоднородности распределения фазы, и, следовательно, возникает существенный вклад эффекта Доплера первого

8 Ф. Риле

пэядка. В работе [303) был сделан вывод, что в космических часах на холодных атомах необходимо отказаться от использования резонаторов с модовой структурой TEoin при n > 1. В качестве альтернативы было предложено использовать кольцевой резонатор. В таком резонаторе генератор запитывает два симметричных боковых вол­новода, которые замыкаются в области двух зон взаимодействия [304]. Ожидаемая нестабильность частоты составляет <гу(т) = 10—13-у/с/г, а предельно достижимая точность — около Ю-16 [304].

На МКС планируется установить часы PARCS (Primary Atomic Reference Clock in Space), с помощью которых планируется проводить тесты теории относительности и других фундаментальных теорий, а также использовать их в качестве первичного стандарта частоты [305, 307]. Конструкция часов PARCS отличается от показанной на рис. 7.15 тем, что опрос микроволновым полем осуществляется в двух независи­мых резонаторах с добротностью Q « 20000, в которых возбуждается мода ТЕ0ц. Фазовый сдвиг, возникающий между резонаторами, может быть измерен с относи­тельной погрешностью 2- 10-17 за счет экстраполяции сдвига к нулевой скорости атомов [307]. Ожидается, что большинство вкладов в относительную погрешность измерения частоты будет менее Ю-16 [305]. Одним из наиболее существенных вкладов в погрешность является сдвиг частоты за счет излучения черного тела, величина которого составляет в относительных единицах около 2 • 10“14 при рабочей температуре установки 37° С. Коррекция такого сдвига вплоть до требуемого уровня погрешности в Ю-17 является практически невыполнимой задачей. Во время полета частота стандарта PARCS будет сравниваться с частотой сверхпроводящего высоко­частотного генератора.

Другие часы, разработанные для космических приложений, могут работать как на атомах Cs, так и на атомах Rb [306]. Для достижения относительной погрешно­сти измерения менее 10~16 необходима низкая нестабильность сигнала в условиях микрогравитации. Для 106 атомов пуассоновский предел соответствует отношению сигнал/шум S/N = 103. При времени опроса Юс и ширине линии Av « 50мГц из соотношения (7.11) можно определить, что аллановская девиация составит <ту(т = Юс) и 5 • Ю“15 для атомов Cs и ау(т = 10с) и 8 ■ 10~15 для атомов Rb, что позволяет за несколько часов достичь уровня ау « 10"16.

**Глава 8**

**МИКРОВОЛНОВЫЕ СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ**

В дополнение к Cs атомным часам, занимающим выделенное положение среди стандартов частоты, поскольку именно они реализуют единицу времени и частоты (по определению), существуют другие микроволновые стандарты на нейтральных атомах, которые используются в самых различных целях. Так, например, водородные мазеры, относящиеся к такому типу приборов, превосходят наилучшие цезиевые часы по стабильности как на коротких интервалах времени, так и на интервалах средней длительности. В свою очередь, компактные и относительно недорогие рубидиевые часы зачастую используются в приложениях, в которых предъявляются умеренные требования к точности.

**§ 8.1. Мазеры**

Принцип усиления микроволн с помощью вынужденного излучения или мазерной генерации был предложен в 1954 г. [308, 309], и в настоящее время акроним «мазер» (от английского microwave amplification by stimulated emission of radiation) использу­ется для всех приборов, использующих этот принцип. Был создан целый ряд мазеров, использующих самые разнообразные атомные и молекулярные среды, прежде всего, с целью проведения спектроскопических исследований высокого разрешения. В свою очередь, среди мазеров, разработанных для стандартов частоты, таких как мазеры на молекулах аммиака, атомах водорода, рубидия и цезия, водородный мазер (или Н-мазер) получил наибольшее распространение и будет подробно рассмотрен в дан­ной главе.

1. Принципы работы водородного мазера. В Н-мазере используется пе­реход между двумя основными подуровнями атомарного водорода |F = l.mp = 0) и |F = 0,тр = 0) с частотой около 1,42 ГГц (рис. 5.22). Современная конструкция Н-мазеров имеет лишь несущественные отличия от прототипа этого прибора, создан­ного научным коллективом Нормана Рэмси [310, 311, 312].

Как показано на рис. 8.1, пучок атомов водорода впрыскивается в вакуумный объем, в котором с помощью ион-геттерного насоса поддерживается давление на уровне 10 4 Па. Атомы, внутренняя энергия которых увеличивается при увеличе­нии магнитного поля (|F= 1,?7?р = 0, 1)), фокусируются магнитной системой в накопительную колбу, в то время как остальные атомы отбрасываются в сторону и не попадают в нее. В накопительной колбе, помещенной внутрь микроволнового резонатора, преимущественно оказываются атомы в верхнем состоянии, что откры­вает возможность достижения режима автоколебаний на частоте спектральной ли­нии. Испущенное излучение детектируется антенной и используется для подстройки кварцевого осциллятора, управляемого напряжением (VCXO), к частоте перехода в атоме водорода. Длительное время нахождения атомов в накопительной колбе (порядка 1 с), определяющее время взаимодействия с излучением, открывает воз­можность регистрировать узкие атомные резонансы. В продолжение этого времениатомы пребывают в объеме с характерными размерами около 15 см, что меньше, чем длина волны перехода. Такой режим, носящий название режима Лэмба-Дике, приводит к подавлению доплеровского эффекта первого порядка при взаимодействии атомов со стоячей волной в резонаторе.

Выше приведено краткое описание принципа работы «активного» Н-мазера, в котором поддерживается непрерывная генерация. Однако мазерами называются и «пассивные» приборы (см. раздел 8.1.4), в которых режим автогенерации самим атомным ансамблем не достигается, а используется резонансное усиление внешнего микроволнового поля ансамблем атомов в возбужденном состоянии.

Микроволновой

резонатор

Соленоид

Магнитный / экран

Радиочастотный

разряд

Линии микро­волнового ПОЛЯ

Накопительная

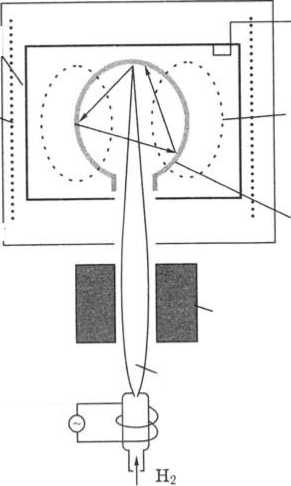
колба

Селективный

магнит

Пучок Н

Рис. 8.1. Схематическая конструкция водородного мазера



Микроволновой

приемник

Генератор

частоты

Кварцевый

генератор

**1**

^out

*Ur*

1. Теория водородного мазера. Теория водородного мазера подробно опи­сана в ряде публикаций [11, 311, 312, 313], и мы представим лишь относительно широкий обзор согласно Бендеру [314] и Ваньеру [313]. Отметим, что есть суще­ственное различие между возбуждением атомов Н в мазере и атомов Cs в цезиевых часах. Так, в Cs часах, описанных в разделе 7, атомы подготавливаются в чистом квантовом состоянии перед первым актом взаимодействия с полем. Разрешение мето­да ограничено временем взаимодействия, которое намного меньше времени жизни со­стояний, участвующих в часовом переходе. Вследствие этого мы описывали атом Cs с помощью вектора состояний и использовали векторное представление Блоха. Такое представление неприменимо для описания взаимодействия в водородном мазере, где столкновения атомов водорода друг с другом и со стенками колбы приводят, в общем случае, к перемешиванию состояний. Следовательно, можно дать только статистическую оценку вероятности обнаружения ансамбля атомов в возбужденном состоянии. В этом случае для теоретического описания используется аппарат матри-

цы плотности (раздел 5.3.2.1). В состоянии равновесия матрица имеет вид

( Р\\ о О О

О р22 О Р42 |

о О />зз О Г (81)

*Р =*

V О *Р2А* О *Р44*

где четыре магнитных подуровня состояния S|/2 пронумерованы в соответствии с их энергией в магнитном поле (рис. 5.22), начиная с |f = 1, тр — 1), обозначенном как «1», и заканчивая \F = 0,mp=0), обозначенном как «4» [313]. Часовой переход связывает состояния «2» и «4», и, следовательно, мы будем учитывать лишь когерентность этих состояний, которая задается недиагональными элементами матрицы. Четыре существенных процесса, происходящих в Н-мазере, влияют на элементы матрицы плотности. В дальнейшем мы будем использовать следующее скоростное уравнение для описания этих процессов и допущений, позволяющих их моделировать:

*\*Е = (\*£\ +* + *(dp\* + /*dp)* (g 2)

dt \dt ) поток \dt ) стенки V dt J спинобмен V dt J излучине

Прежде всего приток атомов в колбу меняет значения р\\ и р22, поскольку только те атомы, энергия которых растет при увеличении магнитного поля, направляются в колбу. В то же время существует отток атомов из колбы через отверстие, который зависит от геометрии колбы и, следовательно, изменяет все элементы матрицы плотности, как — ГьРи> где Гь представляет скорость релаксации из-за утечки. Следовательно,

|  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- |
|  | fh/N | 0 | 0 | °\ |
| (-) = \ dt ) ПОТОК | 0 | h/N | 0 | 0 |
| 0 | 0 | 0 | 0 |
|  | ^ 0 | 0 | 0 | 0/ |

/ I\/N 0 0 0 \

/ л«\ / п *г. /\г п п*

* 1V, (8.3)

где 1\ и 12 есть потоки атомов, поступающие в колбу в состояниях «1» и «2» соответственно, а N — общее количество атомов.

Во-вторых, существуют потери в результате столкновений атомов со стенками. Часть этих атомов поглощается на стенках или рекомбинирует в молекулярный водо­род, передавая энергию связи стенке. Если эти потери влияют на атомы во всех со­стояниях одинаковым образом, справедливо скоростное уравнение dpu/dt = -Гwpa, где Гш представляет скорость релаксации на стенках. В дополнение к этому процессу более слабые столкновения со стенками могут приводить к потере когерентности между подуровнями за счет фазовых сдвигов, аналогично процессам, описанным в разделе 5.4.4. Следовательно, dpu/dt = -Г„,/324 + гП/>24. где обычно предполага­ется, что скорость распада когерентности равна скорости релаксации населенности Гц,, а мнимая часть представляет нарушение фазы когерентности вследствие соот­ветствующего сдвига частоты Па..

В-третьих, существуют спинобменные столкновения между атомами водорода, которые взаимно изменяют р22 и />44 со скоростью Г5е. Вдобавок спинобменные столкновения также приводят к сдвигам фазы когерентных элементов. В работе Берга [315] теоретически и экспериментально показано, что для спинобменных столкновений между двумя атомами водорода скорость релаксации когерентности (скорость дефазировки) элемента р2\ составляет ^Г5е.

В-четвертых, кроме релаксационных процессов, существует динамическое изме­нение элементов из-за взаимодействия с магнитной составляющей микроволнового поля, которое дается уравнением движения в шредингеровском представлении:

^*Pij* = *[Hikpik ~ PikHik*], (8.4)

что есть квантово-механический эквивалент уравнения Лиувилля. В вычислениях используется гамильтониан

*Ни =-^p.B9jBz{r)cos(ut + <t>),* (8.5)

описывающий магнитное взаимодействие (5.34) для сверхтонких переходов между двумя подуровнями с тр = 0, где рв~~ магнетон Бора, a gj = 2. Лишь состав­ляющая магнитного поля Bz может вызывать переход между | F = 1, tbf = 0) и | F = 0, тпр = 0), поскольку именно она параллельна статическому магнитному полю, накладываемому с помощью соленоида.

В состоянии установившегося равновесия выполняется равенство dpM/dt — 0, что дает возможность вычислить отклик атомного ансамбля, помещенного в микровол­новое поле при наличии перечисленных процессов релаксации. Ниже мы приведем некоторые результаты, имеющие отношение к практическому применению мазеров.

Обозначим через AI разность потоков атомов, поступающих в накопительную колбу, в состояниях | F = 1, mF = 0) и | F = 0, mF = 0) соответственно. Тогда сред­няя мощность, поступающая в колбу равна Р = ДI hup, где р — средняя вероятность обнаружения атома в возбужденном состоянии «2». Если пренебречь описанными выше потерями атомов в состоянии «2», можно использовать только два выражения (5.51) и (5.45) для определения р= |сг|2:

Рбез потерь = \ Mhv ^ + ^ \_ ^)]2 . (8.6)

Здесь Ь обозначает частоту Раби, равную

Ъ = рвЩ± ’ (8.7)

*п*

и соответствующую индуцированным переходам в поле (Вг)ь, которое представляет собой усредненную по объему колбы проекцию микроволнового поля Вг. Здесь и далее по тексту индексы бис соответствуют колбе и резонатору. Согласно (8.6) мощность в резонансе будет линейно возрастать с ростом инверсии Д/ вне зави­симости от раби-частоты и, следовательно, мощности микроволнового поля. Однако оказывается, что в Н-мазерах такая зависимость не наблюдается.

Для корректного описания водородного мазера необходимо учитывать релакса­ционные процессы, влияющие на возбужденное состояние. Принимая во внимание вышеописанные процессы, можно определить два времени релаксации Т\ и Тг со­гласно

= Г(, + Гц, + Г5е и (8.8)

Ti

\_1\_

*Ц*

= Гь + Г\* + Гм/2, (8.9)

которые представляют просуммированный по всем каналам распад населенности верхнего уровня и затухание когерентности соответственно. Используя временарелаксации Т\ и Т-2, Бендер [314], а также Клеппнер с соавторами [312] вывели следующее выражение для мощности:

P=\blhv- Jjl , (8.10)

2

+ ь2 + (^)[2^-и,)]2

которое существенно отличается от (8.6).

При больших амплитудах микроволнового поля можно пренебречь всеми членами в знаменателе за исключением Ь2. При этом мощность излучения достигает насыще­ния с характерным параметром насыщения в резонансе, равным So = T\T2b2. Ширина резонансной кривой (8.10) на полувысоте (FWHM) равна

Необходимым условием автогенерации в мазере является равенство подводимой мощности и мощности, рассеиваемой в резонаторе dW/dt. Напомним, что доброт­ность микроволнового резонатора равна Qc = ujc\Y/(-dW/dT) (см. (2.39)), а энергия магнитного поля, накапливаемая в резонаторе, есть

*B2dV = ±-(В2)с,* (8.12)

W 2/ю

**ve**

где (В2)с — квадрат амплитуды магнитного поля, усредненный по объему резонатора Vc. Таким образом, можно выразить потери мощности как

w -<813>

dt 2/xoQr

Вводя коэффициент «заполнения»

(8.14,

приходим к следующей записи для скорости потерь (8.13)

*dW \_ ucVc П2* ,2

*dt~2^Qc^Bb'* (815)

выраженной через частоту Раби (8.7). Согласно [312] представим мощность водород­ного мазера как функцию атомного потока ДI. При выполнении условия резонанса v = щ, получим:

р 1 ли 1 Р \* = п nv — =-=г -т, что приводит к \* i|i2 Ь

Р blhv (. , ЗГ« Г2 \ ,

Р 2 Рс ( +2(ГШ + ГЬ) + 2(ГШ + ГЬ)2) (8Л6)

после подстановки (8.8), (8.9) и (8.15) и после введении обозначения

Рс = (Гш + ГЬ)2 л

(8.17)

Минимальный поток, требуемый для поддержания режима автогенерации в резона­торе, равен

(818)

причем, в пренебрежении спинобменными столкновениями в (8.16) над порогом можно было бы ожидать линейного роста мощности при увеличении потока атомов водорода.

Однако вероятность спинобменных столкновений оказывается пропорциональна плотности атомов п, которая, в свою очередь, зависит от полного потока атомов Ztot согласно [312] .

Г5С = novr, где п= щг-. (8.19)

Здесь а — сечение спинобменных столкновений, a vT — средняя относительная ско­рость атомов водорода. Плотность атомов п = N/Vb (Vb — объем колбы) вычислена с использованием условия равновесия dN/dt = 1\0\ —

ЛТЬ = 0.

Подставляя (8.19) и (8.18) в (8.16), можно получить

1 *+3q$L + 2q2* (— V1

Р\_ \_ д/ Рс ~ /.hr

**(**8**.**20**)**

/thr V Mhr /

GVrb, Vc 1 /tot Гш + Гь 9П

*q~2i^,VbQ^Ai~r^-* 1 • \*

На рисунке 8.2 представлены зависимости нормированной мощности мазера Р/Рс от нормированного потока AI/Iihr, вычисленные согласно (8.20) для различных значений параметра q ^ 0. Таким образом, условие автогенерации (Р/Рс > 0) для водородного мазера выполняется только в том случае, если поток атомов водорода лежит в некотором интервале, ограниченном определенными минимальным Imin и максимальным /тах значениями. Эти величины могут быть определены как решения квадратного уравнения (8.20) при условии Р/Рс = 0:

*1*\_= 1 *-3q+V\ -bq + q2 ^*

**(**8**.**22**)**

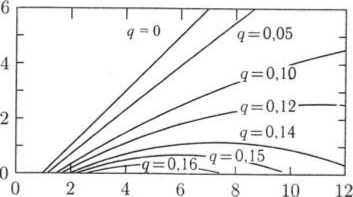
(8.23)

/«hr 4 q1

7mm \_ 1 ~ 3q - у/1 - 6q + q2 /thr 4 q2 ‘

Как можно определить из (8.22) и (8.23), мазер не может генерировать при q> 3 - \/8 г» 0, 171, что соответствует /тах = 1тт. Характерная мощность, генери­руемая водородным мазером, составляет Р « 1 пВт. Обычно, значение параметра q для мазера не превышает 0,1. Отношение Д///,ог определяется качеством работы селективной магнитной системы.

1. Устройство водородного мазера.
2. Источник водорода. В схеме мазера, представленной на рис. 8.1, атомарный водород (Н) производится в интенсивном радиочастотном разряде дис­социацией химически стабильного молекулярного газа (Н2), который либо подается из обычного газового баллона, либо выделяется при нагревании металло-гидрида, например, LaNiHx. Молекулы очищаются специальным геттерным фильтром и на­правляются в область разряда через запаянную тонкостенную трубочку из серебряно­палладиевого сплава. Такой серебряно-палладиевый «натекатель», в свою очередь, также является фильтром, пропускную способность которого можно менять посред­ством нагревания. Таким образом, давлением в области разряда можно достаточно быстро управлять в диапазоне 10-100 Па. В разряде, обладающем характерным малиновым цветом, диссоциация молекул водорода происходит вследствие ударной ионизации и столкновений с ионами в электромагнитном поле с частотой около 200 МГц.



**Д///.Ы**

Рис. 8.2. Зависимости нормированной мощности водородного мазера от нормированного потока атомов для различных значений параметра q (см. (8.20). (8.21))

ОЙ

£г

1. Селективная магнитная система. В пучке атомарного водорода вероят­ность обнаружения атома р на любом из четырех подуровней (рис. 5.22) практически одинакова, что следует из распределения Больцмана p(F = 1 )/p{F = 0) = ехр[-Л х х 1,42 ГГц/(£вГ)] % 0,99976. Поэтому необходима специальная селекция атомов на верхнем энергетическом подуровне, что обычно осуществляется с помощью неодно­родного магнитного поля.

Энергия системы пропорциональна модулю индукции магнитного поля ;В и не зависит от направления В в предположении, что магнитный момент движущейся частицы (см. (7.3)) постоянен (neff = /t), а также, что направление магнитного поля медленно изменяется в системе отсчета движущейся частицы по сравнению с лармо- ровской частотой, т.е. частотой прецессии магнитного момента в магнитном поле.

Хотя для селекции состояний можно использовать различные конфигурации маг­нитного поля, магнитные системы высоких порядков (как, например, шестиполюсная) дают возможность получать значительные потоки атомов в нужном состоянии за счет их фокусировки.

Рассмотрим проекции вектора магнитной индукции в шестиполюсной конфигура­ции:

В\* = - У2). Ву = ху), В: = 0, (8.24)

где D — некоторая константа. Такое поле может быть создано с помощью шести магнитов, симметрично расположенных относительно общего центра под углом 60° друг к другу с перемежающимися полюсами. Та же конфигурация поля может быть создана шестью проводами, проходящими через вершины правильного шестиуголь­ника, через которые попеременно пропущен одинаковый по модулю ток в разных направлениях [316, 317, 318]. Значение модуля вектора магнитного поля

\[В1 + Щ = W = гУ + И) (8.25)

является квадратичной функцией радиуса г = \Jx2 + у2 .

В шестиполюсной магнитной линзе конфигурация магнитного поля зависит от нюансов ее изготовления, например, промежутков между соседними полюсами илисобственно размеров полюсов. В общем случае магнитное поле (как например, в кон­фигурации, представленной на рис. 8.3) может быть вычислено из уравнений Лапласа для магнитного потенциала при заданных граничных условиях. Для конфигурации, представленной на рис. 8.3, когда полюса магнитов находятся на поверхности цилин­дра радиуса г0 на одинаковых расстояниях между собой и с равными воздушными промежутками, магнитная индукция была вычислена в работах [132, 319] (аналогич­ный результат получен для конфигурации из шести проводов с током [317]):

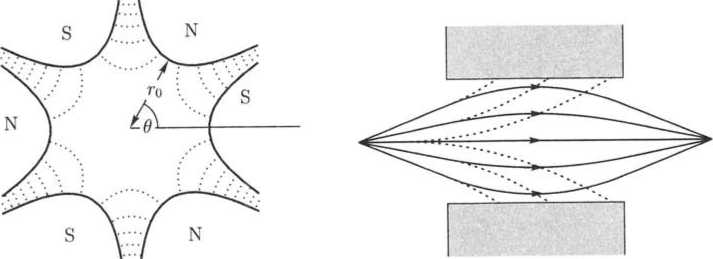


Рис. 8.4. Траектории парамагнитных ато­мов в шестиполюсном фокусирующем маг­ните. Сплошные линии представляют тра­ектории атомов, чья энергия повышается при росте поля, а пунктирные — атомов.

Рис. 8.3. Шестиполюсный магнит с перемежающимися северными (N) и южными (S) полюсами. Штриховые линии обозначают линии магнитной индукции согласно (8.24)

чья энергия падает при росте поля

(8.26)

Главный член в этом выражении снова оказывается квадратичным по г. Как следует из (8.25) и (8.26) на частицу с магнитным моментом /х и массой т будет действовать сила (см. (7.3)) Fmag = -Уц\В\ = -Dr, которая линейно растет при удалении от начала координат а- = у = 0. Следовательно, атом с отрицательным магнитным моментом, небольшой радиальной скоростью и небольшим отклонением от центра пучка будет осциллировать с угловой частотой



(8.27)

Как и для любого другого гармонического осциллятора, угловая частота (8.27) не зависит от радиальной скорости vt. Следовательно, все атомы, испущенные из некоторой точки на оси шестиполюсной системы и имеющие продольную скорость V/, снова пересекут ось после одного полупериода осцилляций, который соответствует времени Т = тг/ш. Все атомы, находящиеся на одном магнитном подуровне и с одина­ковой продольной скоростью будут сфокусированы в одну и ту же точку, расстояние до которой L = viT будет зависеть от продольной скорости (рис. 8.4).

Шестиполюсный магнит, работающий как магнитная линза, часто используется в водородных мазерах для селекции атомов в нужном состоянии путем их фокуси­ровки во входное отверстие накопительной колбы. Поскольку фокусное расстояние линзы зависит от скорости атомов, магнитная линза обладает как бы «хроматической аберрацией» и ее фокусирующие свойства для ансамбля атомов с тепловым распреде­лением скоростей далеко не совершенны. При использовании постоянных магнитов, для которых величина Во обычно ограничена величиной 1 Т, из коллимированного пучка интенсивностью порядка 1016 ат/с фокусируется доля атомов в верхнем со­стоянии, составляющая не более 5 • 10-4. Использование магнитных материалов на основе редкоземельных элементов позволяет производить не содержащие железа маг­нитные системы, для которых распределение магнитного поля может быть вычислено с точностью около 1%, если известна форма и расположение отдельных сегментов мультиполя [320].

1. Накопительная колба. Накопительная колба, заполняемая атомами во­дорода, должна удовлетворять нескольким требованиям. Поскольку она расположена внутри высокодобротного микроволнового резонатора, она должна изготавливаться из диэлектрического материала с низкими потерями. Часто колба представляет собой сферу из плавленого кварца диаметром около 15 см с коллиматором на впускном от­верстии для атомного пучка. На стенки колбы наносится диэлектрический материал, минимизирующий сдвиг частоты генерации при столкновении атомов со стенками. Очень важно, чтобы сдвиг был не только мал, но и постоянен во времени. Обычно стенки покрываются фтор-углеродным полимером (например, тефлоном) с приме­нением специальной технологии [311, 321]. Величина сдвига частоты, вызванного столкновениями со стенками, зависит от конкретного типа фтор-углеродного соеди­нения [90].
2. Микроволновый резонатор. В полости цилиндрического резонатора водородного мазера возбуждается ТЕоп мода микроволнового поля (см. раздел 4.2.3), в которой магнитное поле в центре ориентировано вдоль оси цилиндра (рис. 4.9). Обычно используется конфигурация, когда длина и диаметр резонатора примерно равны друг другу, для того, чтобы снизить потери на стенках резонатора и повысить добротноть Qc. Согласно (4.68) для резонансной частоты = 1,42 ГГц длина резонатора определяется как L < 27 см. Сферическая кварцевая колба располагается в резонаторе симметрично по отношению к оси цилиндра. Ее диаметр D < 15 см существенно меньше диаметра резонатора, поскольку атомы должны находиться в области, где осевая составляющая поля Bz не обращает свое направление (см. ра­диальную зависимость Bz на рис. 4.9, б). Кварцевая колба несущественно влияет на добротность микроволнового резонатора, однако ее наличие внутри резонатора при­водит к увеличению константы диэлектрической проницаемости объема резонатора (е > 1), и, таким образом, для данной частоты l/^f\* длину резонатора необходимо уменьшить примерно на 5 см для кварцевой колбы со стенками толщиной 1 мм. Кон­струкция резонатора должна обеспечивать максимальную стабильность его длины и диаметра для того, чтобы уменьшить эффект затягивания моды резонатора, возни­кающий за счет рассогласования между частотой атомного перехода и собственной частотой резонатора. Для того, чтобы избежать уходов частоты резонатора, вызван­ных температурным расширением, резонатор помещается в термостабилизированную вакуумную камеру. Сам резонатор обычно изготавливается из материала с низким коэффициентом теплового расширения, например, стеклокерамики (см. § 4.4), а на внутреннюю поверхность его полости наносится слой серебра, что обеспечивает высокую проводимость стенок.

Для увеличения коэффициента заполнения г) (см. (8.14)) иногда создаются резо­наторы, у которых длина в полтора раза превышает диаметр, причем накопительная колба также имеет удлиненную форму [322, 323].

Резонатор, помещенный в вакуумную камеру и окруженный магнитными экра­нами, определяет размеры и вес водородного мазера: стационарные приборы мо­гут занимать до 0,5 м3 и весить вплоть до 200 кг. Размер резонатора может быть уменьшен за счет внесения в него диэлектрических материалов, например, путем

изготовления колбы из тугоплавкого высококачественного кварцевого стекла [322] или (что наиболее перспективно) из сапфира. Это приводит росту коэффициента диэлектрической проницаемости объема резонатора за счет высокого коэффициента е для этих материалов.

Для съема части мощности микроволнового поля, излучаемой водородным мазе­ром и ее направления в коаксиальный кабель для последующего усиления использу­ется магнитная петля связи (т.н. hair-pin), размещаемая на одном из торцов резона­тора там, где величина магнитного поля достаточно высока. Для тонкой подстройки резонатора иногда используется вторая петля связи в комбинации с варактором (аналогом варикапа).

1. Сдвиги частоты. Частота, генерируемая водородным мазером, в ре­альности отличается от частоты сверхтонкого расщепления невозмущенного атома водорода в результате воздействия ряда эффектов. Мы рассмотрим эффекты в по­рядке значимости их вклада в сдвиг частоты мазера.

Эффект Доплера второго порядка. Легкие атомы водорода имеют высокую тепловую скорость при комнатной температуре, что приводит к значительному вкладу эффекта Доплера второго порядка. Исходя из релятивистского эффекта замедления времени в движущейся системе координат (5.110) и учитывая, что средняя энергия атомов равна ЗкТ/2, находим

ЪквТ 2 тс2

(8.28)

dil.

*V*

Следовательно, частота перехода линейно зависит от температуры. Характерная рабочая температура мазера равна t = 40° С (Т = 313 К) и соответствует относитель­ному сдвигу частоты —4,3 • 10—Таким образом, колебания температуры в пределах 0,1 К соответствуют относительной погрешности определения частоты водородного, мазера в 1,4- 10-14. Это является одной из причин, почему водородные мазеры обя­зательно снабжаются одно- или двухступенчатыми системами термостабилизации.

Столкновения со стенками колбы. Столкновение атома со стенками колбы приводят к некоторому сдвигу фазы его дипольного излучения, который зависит от типа покрытия стенок и скорости атома. При заданном времени взаимодействия, количество столкновений обратно пропорционально диаметру колбы D. Поэтому отстройка частоты мазера от частоты перехода в невозмущенном атоме водорода, вызванная столкновениями со стенками, иногда записывается в виде [90, 266]



(8.29)

где K(t) — величина, зависящая от температуры. Ее значение было определено для тефлоновых покрытий [90] при температуре t = 40° С путем измерения сдвига в колбах различного диаметра и экстраполяции результата на D —> оо. Полученное значение K(t = 40° С) « 0,5 Гц • см (для покрытия Тефлон FEP 120) соответству­ет относительному сдвигу частоты 2,3- 10-1\* для сферической колбы диаметром D = 15см. Значение этого сдвига определено с точностью 10% [266], что, однако, является важным лишь в том случае, если ставится целью определить частоту сверхтонкого расщепления в невозмущенном атоме (vH = 1 402405751,768(2) Гц, см. также табл. 5.1). В большинстве остальных случаев важным является то, насколько этот сдвиг стабилен во времени. В области t = 40 °С K(t) изменяется примерно как -10~2/К [90], что приводит к необходимости поддерживать постоянство темпера­туры колбы как минимум на уровне 0,1 К для достижения относительного уровня флуктуаций ниже 10-14.

Магнитное поле. Поскольку для часового перехода |F = 1, тр = 0) —> -\* \F = 0, тр = 0) линейный эффект Зеемана отсутствует, зависимость частоты перехода от магнитного поля описывается следующей квадратичной зависимостью в приближении слабого поля

2



(8.30)

Чувствительность к магнитному полю более, чем в шесть раз, превосходит аналогич­ную чувствительность в цезиевых часах (7.2). Для характерного значения магнитного поля в 1 мкТ относительный сдвиг частоты составляет AvBijv и 2 • 10“12. Для обес­печения слабых магнитных полей в области накопительной колбы используются мно­гослойные магнитные экраны, а величина остаточного поля измеряется из линейного зеемановского сдвига для состояний |F = 1, тр = ±1). Если требуется более высо­кая стабильность или мазер работает в плохом магнитном окружении, используется активная компенсация магнитного поля [325], при которой остаточное магнитное поле, прошедшее через первый экран, детектируется магнитометром и подавляется с помощью компенсационной катушки, намотанной вокруг следующего внутреннего слоя. Таким способом флуктуации поля внутри экранов могут быть снижены в 2 • 106 раз при условии, что внешнее поле изменяется в пределах ±50 дТ [325].

Эффект затягивания резонатора. Если резонансная частота vc микроволнового резонатора отстроена от частоты атомного перехода ц>, сдвиг частоты мазера будет составлять [326]

Аис = v - щ - "о), (8.31)

где Qc и Qat — добротности резонатора и атомного перехода соответственно. Возник­новение сдвига можно объяснить, если рассматривать ансамбль атомов водорода в ка­честве усиливающего осциллятора, а микроволновый резонатор в качестве резонанс­ного фильтра, включенного в петлю обратной связи (см. § 2.2). При этом излучение, заводимое обратно из отстроенного резонатора, претерпевает фазовый сдвиг. Для того, чтобы удовлетворить условию баланса фаз (2.55), фазовый сдвиг должен быть компенсирован за счет сдвига частоты осциллятора. В отличие от эффекта затягива­ния в Cs атомных часах, пропорционального (Qc/Qat)2 (7.6), в данном случае эффект оказывается линейным и пропорциональным отношению QdQ&\. При Qc и 5 ■ 104 и Qat ~ 1,4 • 109 оно составляет 3,5 • 10~5. Для уменьшения соответствующего сдвига водородные мазеры обычно обеспечиваются системой «автоподстройки» того или иного типа.

В одном из методов собственная частота резонатора подстраивается к частоте излучения атомов водорода по так называемому амплитудному критерию, в кото­ром частота резонатора периодически модулируется с помощью варактора [322]. Частота модуляции, лежащая в диапазоне от нескольких десятков до несколь­ких сотен герц, существенно выше обратного времени жизни излучающих атомов в резонаторе и воздействие модуляции на атомы оказывается незначительным. От­стройка микроволнового резонатора изменяет усиление и, как следствие, выходную мощность мазера. При периодической модуляции частоты резонатора амплитудная модуляция выходного сигнала водородного генератора минимальна в том случае, когда среднее значение частоты резонатора совпадает с частотой спектральной линии.

Вторым методом стабилизации частоты микроволнового резонатора является его подстройка по частоте внешнего высокостабильного сигнала [327]. В качестве этого сигнала используется синтезированный сигнал того же стандарта. Классическая схема стабилизации частоты резонатора по внешнему сигналу с использованием до­статочно глубокой частотной модуляции позволяет уверенно стабилизировать частоту резонатора. Во избежание возмущения атомов резонансным внешним сигналом, частотная модуляция сигнала выбирается таким образом, чтобы глубина модуляции была кратной частоте модуляции прямоугольной огибающей, причем их отноше­ние должно быть четным числом. При этом условии несущая частота оказывается полностью подавленой. Поскольку в этом методе могут использоваться мощности, превышающие мощность излучения самого атомного ансамбля, он обладает преиму­ществом относительно первого метода за счет более высокого отношения сигнал/шум в сигнале ошибки.

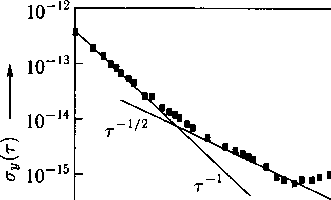
Спинобменные столкновения. Взаимные столкновения атомов водорода в на­копительной колбе приводят к сдвигу частоты перехода вследствие перемешивания состояний. В дополнение к сдвигу, столкновения и соответствующие релаксацион­ные процессы приводят к уширению атомного резонанса. Уширение линии, в свою очередь, может привести к дополнительному сдвигу из-за эффекта затягивания резо­натора. Комбинация этих процессов дает основной вклад в сдвиг частоты, зависящий от такого трудноконтролируемого параметра, как плотность атомов водорода. Спин- обменный сдвиг частоты был вычислен Кельманом и соавторами [328] в диапазоне температур от О К до 1000 К. Однако, измерения, выполненные при комнатной температуре [329] и при криогенных температурах [330], выявили значительные расхождения с теорией [331].

Комбинация эффектов спинобменного сдвига и затягивания резонатора часто ис­пользуется для автоподстройки резонатора так называемым методом «спинобменной подстройки». При этом подбирается такой режим, чтобы эффекты затягивания резо­натора и спинобменного сдвига с высокой степенью точности компенсировали друг друга [332]. Согласно (8.31) скорость спинобменной релаксации и соответственно добротность атомного резонанса Qat можно легко контролировать за счет изменения потока атомов. В общем случае изменение Qat влияет на затягивание резонатора (см. (8.31)). В то же время изменение числа атомов изменяет частоту спинобменных столкновений и, следовательно, соответствующий сдвиг частоты перехода. Резонатор настраивается таким образом, чтобы эти два эффекта компенсировали друг друга. Режим, в котором эффекты будут компенсировать друг друга, подбирается с по­мощью медленного изменения атомного потока между двумя различными значениями Jtot.i и hot,2 с периодичностью в несколько минут. Этим значениям будут соответ­ствовать добротности спектральной линии (Jat(itot,i) и Qat(^tot, г)- Для реализации этого метода настройки необходим опорный сигнал с высокой кратковременной стабильностью частоты. Если требуется предельно высокая точность, то в качестве такого репера выбирается второй водородный мазер.

Несмотря на то, что оба описанных выше эффекта невозможно разделить, счи­тается, что влияние спинобменных сдвигов может быть подавлено с использованием указанного метода до уровня 10“13 [266].

8.1.3.6. Стабильность частоты активного водородного мазера. Нестабиль­ность частоты водородного мазера может быть охарактеризована с помощью девиа­ции Аллана, в которой проявляются различные режимы в зависимости от времени усреднения т (рис. 8.5).

На коротких временах усреднения нестабильность уменьшается как 1 /г, в то время как нестабильность на средних временах зависит от времени усреднения как 1 /у/т. Для больших времен нестабильность вновь начинает расти после достижения границы фликкерного шума.



■■■■J

1 10 100 1000 10000100000

*т(с)*

Рис. 8.5. Комбинированная нестабильность (девиация Аллана) двух серийных водородных мазеров в РТВ, измеренная в 1998 г. При проведении данных измерений оба мазера работали

без автоподстройки резонатора

Долговременная нестабильность в основном определяется дрейфом резонатора. Как вклад дрейфа, так и уровень фликкерного шума может быть снижен при использовании системы автоподстройки. Нестабильность на средних временах с за­висимостью 1 /у/т обусловлена двумя основными процессами, в конечном счете ограничивающими стабильность любой мазерной системы. Фаза электромагнитного поля, возникающего в резонаторе за счет стимулированного излучения атомов, претерпевает возмущение за счет вклада поля теплового излучения в возбуждаемую моду резонатора. Выражение для спектральной плотности мощности водородного мазера имеет вид [11, 266, 333]:



(8.32)

где первый член представляет белые частотные шумы. Соответствующая нестабиль­ность частоты, описываемая девиацией Аллана, может быть вычислена с использо­ванием таблицы 3.1 как



(8.33)

Как видно, в этом случае стабильность ограничивается мощностью Р, излучаемой атомами, и фактором Qat, причем ее характерное значение составляет 3 • 10-14 т-1/2. Аналогичное значение можно получить и из зависимости на рис. 8.5 при учете выражения (3.16), если считать вклады обоих мазеров в девиацию Аллана равными.

В добавление к вышеописанному процессу кратковременная стабильность огра­ничивается белым фазовым шумом, вклад которого описывается вторым слагаемым в (8.32). Такие фазовые флуктуации обусловлены флуктуациями длины микроволно­вого резонатора и фазовыми шумами в электрических цепях, например, в усилителе. Уровень шума зависит от шумового фактора усилителя F и мощности Рг, подаваемой в усилитель. Соответствующий вклад в девиацию Аллана может быть представлен как (см. таблицу 3.1)



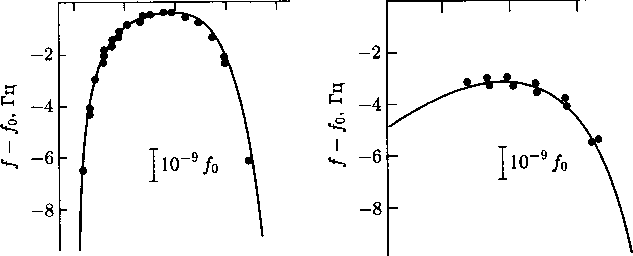
(8.34)

В этом выражении множитель Д представляет частоту среза, определяющую полосу пропускания прибора, который используется для измерения флуктуаций частоты (§3.3). При построении зависимости девиации Аллана от времени усреднения оба вклада (8.33) и (8.34) можно сложить, поскольку они независимы друг от друга. Уровень фликкерных шумов в серийных мазерах, выпускаемых промышленностью (рис. 8.5), соответствует нестабильности частоты на уровне ниже 10~15 и достигается за времена усреднения от 1000 до 10000 секунд. Для больших времен усреднения т дрейф частоты вновь приводит к росту девиации Аллана. Измерение скорости дрей­фа пяти мазеров, находящихся при очень стабильных внешних условиях, привело к результату в несколько единиц на 10~14 за год [344].

1. Пассивный водородный мазер. В случае, если режим автоколебаний не достигается и мазер работает в подпороговом режиме, он может использоваться в качестве узкополосного усилителя с шириной полосы, равной регенерированной ширине спектральной линии. В таком «пассивном мазере» используется внешний генератор на частоте, близкой к 1,42 ГГц, сигнал которого заводится в резонатор. Резонансная линия детектируется с помощью наблюдения усиленного сигнала и ча­стота внешнего генератора подстраивается к максимуму выходного сигнала обычным способом. Пассивные водородные мазеры, в отличие от активных мазеров, обладают меньшим весом и габаритами, однако уступают им в стабильности частоты, особенно за короткие интервалы времени.

Для уменьшения размеров иногда используется так называемый магнетронный микроволновый резонатор [266], внутри которого расположена накопительная колба цилиндрической формы. При использовании магнетронного резонатора вес мазера может быть снижен вплоть до нескольких десятков килограммов [355]. Процессы, ограничивающие стабильность пассивного мазера, аналогичны процессам для актив­ного мазера. Нестабильность на средних временах также подчиняется закону 1 /у/т , однако она примерно в 10 раз превосходит аналогичное значение для активных мазеров (8.33) в зависимости от экспериментальных условий. Компактные пассив­ные мазеры обладают относительной нестабильностью на уровне ау ^ 10\_12/^/т/с вплоть до 104 секунд, которая после этого достигает уровня фликкерного шума, составляющего несколько единиц на 10~15 [336, 337].

1. Криогенные мазеры. Было сделано предположение, что дальнейшее повышение стабильности мазера может быть достигнуто при криогенных температу­рах. Ожидалось, что чрезвычайно низкая относительная частотная нестабильность мазера, при комнатной температуре достигающая уровня ниже сг(т) = 10“15 для т ~ 104с, может быть уменьшена при этом вплоть до 10~18 [338]. Существуют различные механизмы влияния температуры на стабильность мазера. Во-первых, как следует из (8.19), ширина линии, обусловленная спинобменными столкновениями, пропорциональна скорости атомов водорода. Скорость атомов может быть уменьшена более чем на порядок величины при использовании атомов водорода при температуре в несколько кельвин. Уменьшение ширины линии приводит к росту добротности Qat в мазере и, соответственно, снижению нестабильности (8.33). Во-вторых, тем­пература непосредственно входит в выражение (8.33) как температура излучения, вызывающего некогерентное излучение фотонов и приводящего к флуктуации фа­зы поля, излучаемого мазером. В-третьих, при криогенных температурах стенки накопительной колбы могут быть покрыты пленкой гелия, который обеспечивает лучше контролируемое и более стабильное во времени взаимодействие с атомами водорода, чем тефлоновое покрытие. При этом можно подобрать такой режим, при котором сдвиг, вызываемый столкновениями со стенками, не зависит от температуры в первом порядке, как следует из рис. 8.6. В-четвертых, поскольку максимально



Т, К

0,2 0,4 0,6 0,8 1,0

Т, К

11 12 13 14

Рис. 8.6. Сдвиги частоты, вызванные столкновениями с поверхностями из жидкого гелия

и неона. С разрешения [339]

достижимый поток атомов зависит от скорости релаксации, уменьшение скорости спинобменных столкновений при низких температурах позволяет работать с большим количеством атомов (см. (8.20) и (8.21)), повысить выходную мощность и поднять стабильность.

Криогенные мазеры были реализованы на практике [330, 338, 340, 341, 342] и ожидалось, что их предельно достижимая нестабильность должна находиться в диапазоне 10“18 [338]. Однако позже были обнаружены существенные расхож­дения между измеренными и вычисленными сечениями спинобменных столкнове­ний [331, 334]. Указанные проблемы, наряду с трудностями по созданию криоген­ных мазеров, ограничили их использование в основном областью фундаментальных исследований.

1. Использование мазеров. Мазеры используются в целом ряде перспек­тивных приложений, таких как передача сигналов времени, навигации, слежение за космическими кораблями и при выполнении экспериментов в области фундамен­тальных исследований.
2. Водородные мазеры и шкала времени. Исключительно высокая ста­бильность мазеров на интервалах времени от 10 с до суток обеспечивает их пре­имущество перед Cs часами в этом временном интервале. В лабораториях времени обычно используется несколько мазеров для увеличения кратковременной стабильно­сти синтезируемых лабораториями шкал времени (раздел 12.1.2). Зачастую ансамбль мазеров, дополненный серийными цезиевыми часами, обеспечивает шкалу времени, используемую в качестве удобного репера частоты для исследования и сертификации стандартов частоты [334]. Стабильность такого ансамбля в Национальном Институте Стандартов и Технологий (NIST, США) на длительных интервалах времени состав­ляет <ту(т = 0.1 день) ~ 1 • 10~15, (Ту(т = 1 день) ~ 4 - 10~16, ау(т = 10 дней) ~ 2,5 х х 10-16, сгу(т = 100 дней) ~ 8 • 10~16 при том, что дрейф частоты составляет менее 3 • 10~15 в год.
3. Эксперименты по общей и специальной теориям относительности. Воздействие гравитационного потенциала и ускорения на стандарты частоты описы­вается в рамках общей теории относительности Эйнштейна (§ 12.2). Следовательно, сравнение показаний разнесенных в пространстве часов открывает возможность проведения тестов предсказаний теории для проверки справедливости ее основных составляющих и положений.

Один из первых прецизионных экспериментов, нацеленный на проверку по­стулатов ОТО и получивший название «Gravitational Probe А» («Гравитационный тест А») 0, заключался в измерении разности частот двух мазеров: одного, помещен­ного на борту ракеты и одного, размещенного на земле [344]. Водородный мазер был запущен на высоту 10000 км практически по вертикальной траектории в двухчасовой суборбитальный полет с помощью ракеты-носителя «Скаут». Между наземным и бортовым мазером поддерживалась микроволновая связь для сравнения частот этих стандартов, которые находились в различных гравитационных потенциалах и облада­ли различными вкладами эффекта Доплера 2-го порядка (см. раздел 5.4.2), а также различными вкладами линейного эффекта Доплера из-за ускоренного движения. После анализа перечисленных вкладов был сделан вывод, что измеренный гравита­ционный сдвиг частоты совпадает с предсказанием общей теории относительности на уровне относительной погрешности 7 • 10~5 [344].

Изменения гравитационного потенциала U(t), вызываемые Солнцем в течение ежегодного прохождения Земли по эллиптической орбите, также могут быть проана­лизированы с помощью часов, расположенных на самой Земле. По принципу эквива­лентности Эйнштейна, часы на Земле испытывают соответствующий относительный сдвиг частоты на уровне AU(t)/c[[30]](#footnote-31) = 3,3 • Ю~10. Этот сдвиг не должен зависеть от типа атомов, использующихся в качестве репера в атомных часах, согласно принципу локальной инвариантности. Баух и Вейерс [345] проверили это фундаментальное предположение путем сравнения частот водородного мазера и цезиевых атомных часов в течение примерно одного года и не обнаружили изменения отношения частот, которое могло бы быть вызвано этим эффектом, на уровне погрешности 2,1 • 10~5 относительно величины самого сдвига AU(t)/c2.

Измерение зеемановского расщепления в водородном мазере, выполненное Фил­липсом и соавторами [346], ориентированное на анализ звездно-суточных изменений частоты, позволило наложить строгие ограничения на возможные нарушения лорен- цевой инвариантности и СРТ теоремы. 2) В настоящее время полагается, что стан­дартная модель физики частиц представляет собой лишь приближение низких энер­гий более общих теорий, которые могут включать в себя ОТО. Сделаны логичные, но пока недоказанные предположения о том, что расширения стандартной модели могут приводить к спонтанному нарушению лоренцевой симметрии [347]. Верхняя граница этих возможных нарушений и была определена в указанных экспериментах с Н-мазерами.

1. Другие приложения. Пассивные мазеры используются в системах гло­бальной спутниковой навигации (§ 12.5), как например, в создаваемой европейской системе GALILEO, спутники которой будут оснащены специально разработанными бортовыми мазерами. В этих системах основной функцией мазеров является обеспе­чение часов возможно лучшей кратковременной стабильностью. Точность и стабиль­ность на длительных временах играет менее критичную роль в этих приложениях, поскольку часы могут быть синхронизованы с часами на Земле.

Активные мазеры находят применение в астрономии и геодезии, например, для корреляции сигналов, приходящих от разных антенн в интерферометрии со сверх­большой базой (VLBI). Мазеры, расположенные в месте нахождения каждой из антенн, обеспечивают сигнал синхронизации, который записывается одновремен­но с сигналом, получаемым телескопом, так что сигналы, приходящие от каж­дой пары телескопов в системе VLBI, могут быть в дальнейшем скоррелированы во времени.

1. Астрофизические мазеры. Явление мазерной генерации также наблю­дается и в природе. Первые астрофизические мазеры были случайно обнаружены в 1965 г. [348] во время радиоастрономических измерений поглощения молекула­ми ОН излучения фоновых источников с целью определения распределения газов в молекулярных облаках. После этого был обнаружен ряд естественных мазеров, работающих на переходах в молекулах ОН, Н2О, SiO, СН3ОН и NH3 и многих других [349]. Доказательством мазерной генерации в газовых облаках является сочетание определенных спектральных характеристик излучения, а именно узкая спектральная ширина, высокая степень поляризации и высокая яркость. Поскольку высокая наблюдаемая яркость соответствует температуре для черного тела в 1015 К, а узкие ширины линий соответствуют низким температурам источников теплового излучения, тепловые источники не могут обеспечить наблюдаемые характеристики излучения. В отличие от искусственно созданных мазеров, астрофизические мазеры представляют собой однопроходные усилители, в которых усиление достигается за счет огромных размеров молекулярных облаков. Полагается, что пространственная когерентность таких источников чрезвычайно мала.

Анализ излучения астрофизических мазеров используется для получения инфор­мации 0 целом ряде астрофизических явлений, которую невозможно было бы полу­чить другими методами [349]. Так, проведены исследования распределения скоростей потоков материи, текущих от недавно образовавшихся звезд или оболочек красных гигантов. В некоторых благоприятных случаях мазерная генерация на линиях SiO, Н2О и ОН наблюдалась от различных оболочек одного и того же объекта, раз­несенных более чем на 10ю км, что открывает возможность проанализировать его состав. Аналогичным способом проводилось исследование остатков сверхновых звезд и ядер активных галактик. В других исследованиях измерялись расстояния между объектами с использованием эффекта Доплера или оценивались магнитные поля по зеемановскому расщеплению.

§ 8.2. Стандарты на рубидиевой ячейке

В стандартах на рубидиевой ячейке частота осциллятора привязана к переходу между сверхтонкими подуровнями изотопа 87Rb, разделенными интервалом 6,83 ГГц (рис. 8.7). Содержание этого изотопа в естественной смеси составляет 28% в то время, как остаток (72%) приходится на изотоп 85Rb с аналогичным расщеплением в 3,04 ГГц (рис. 8.7). '

Квантовые числа ядерных спинов составляют 7 = 3/2 для 87Rb и 7 = 5/2 для 85Rb, а квантовое число полного углового момента в основном состоянии 7=1/2 для обоих изотопов обеспечивается единственным электроном во внешней незамкнутой оболочке. Сложение обоих угловых моментов приводит к появлению двух сверхтон­ких подуровней с квантовыми числами полного момента F = 2 и F = 1 для 87Rb и F = 3 и F = 4 для 85Rb. В магнитном поле сверхтонкие компоненты основного состояния изотопа 87Rb расщепляются на магнитные подуровни с соответствующими магнитными квантовыми числами —1 ^ тр ^ +1 для F = 1 и —2 ^ тр ^ +2

***F' =*** 3

L— 2

**Г1’**

F’ = 2 F'=l

Rb

Rb

5Рз/2 5P1/2

5Рз/2

5Pi/2

F'=4, 3, 2, 1

F' = 3 F’ = 2

F = 2

***F =*** 3 ***F = 2***

5Si/2

3,04 ГГц \_L\_

6,83 ГГц

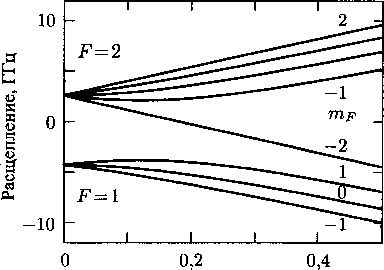
5S

1/2

F= 1

Рис. 8.7. Сверхтонкая структура основного состояния и первого возбужденного электронного состояния изотопов 87Rb и 85Rb. Представлены резонансные переходы D1 линии (Л = 794,7 нм, точечные линии) и D2 линии (А = 780,0 нм, сплошные линии)

для F = 2 как показано на рис. 8.8. В качестве часового перехода выби­раются магнитные подуровни | F —



В, Тл

Рис. 8.8. Энергии магнитных подуровней сверх­тонких компонентов основного состояния изо­топа 87Rb в магнитном поле

* 2, тр = 0) и \F = 1, тр = 0). Часто­та перехода слабо (квадратично) зави­сит от приложенного магнитного поля:

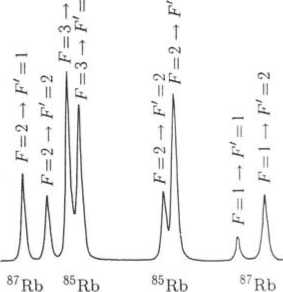
Дг/В2 «5,74- 10-2 Гц(^)2. (8.35)

1. Принцип работы и устрой­ство. В настоящее время рубидие­вые микроволновые стандарты частоты используются как исключительно ком­пактные, потребляющие мало энергии переносные реперы частоты. Централь­ной частью таких стандартов является стеклянная кювета, помещенная в мик­роволновый резонатор и содержащая атомные пары рубидия, обогащенные изото­пом 87Rb (рис. 8.9). Электромагнитное поле возбуждает переходы между магнитными компонентами сверхтонкой структуры в этом атоме.

Как и в Н-мазере и Cs часах, подуровни основного состояния в рубидиевых часах оказываются практически одинаково заселены при комнатной температуре. В рубидиевом стандарте населенности перераспределяются методом оптической на­качки, чтобы дать возможность атомному ансамблю поглощать микроволновое из­лучение с частотой 6,83 ГГц. Из-за благоприятного наложения спектров изотопов 87Rb и 85Rb оптическая накачка может быть осуществлена с помощью излучения обычной разрядной лампы с парами 87Rb и поглощающего фильтра на парах 85Rb. Само по себе излучение лампы накачки не дает возможности создать оптическую накачку, поскольку в нем всегда присутствуют линии, вызывающие переходы с обоих подуровней основного состояния на один и тот же возбужденный уровень.

Действие излучения разрядной лампы на линиях 8'Rb, отфильтрованного ячей­кой на 85Rb, на атомные пары изотопа 87Rb можно проанализировать, исходя из

рис. 8.7 и рис. 8.10. Возбужденные состояния 5Р: 2 и 5Рз/г связаны с расщепленным нижним уровнем 5S|/2 разрешенными оптическими переходами, называемыми D1 (А = 795 нм) и D2 (А = 780 нм) резонансными линиями и обозначенными на рис. 8.7 точечными и сплошными вертикальными линиями соответственно. Естественные ширйны этих линий составляют около 6 МГц как показано на рис. 8.10. В результате эффекта Доплера и столкновительного уширения в лампе обе D1 линии, имеющие верхними уровнями F' = 1 и F' = 2 (с расщеплением 816 МГц), перекрываются, и лампа испускает две линии (ь>а и ь>в)< частоты которых отличаются на 6.83 ГГц. Частота перехода F = 2 —» F' = 1, 2 всего на 1,3 ГГц ниже центра доплеровски уширенной D1 линии, формирующейся вследствие переходов между подуровнями F = 3 и F' = 2, 3 в 85Rb, как видно из рис. 8.10, а. В свою очередь, разность частот между переходами со сверхтонкого подуровня F = 1 в s' Rb и с подуровня



СО

II

(F = 2)(F = 3) VA

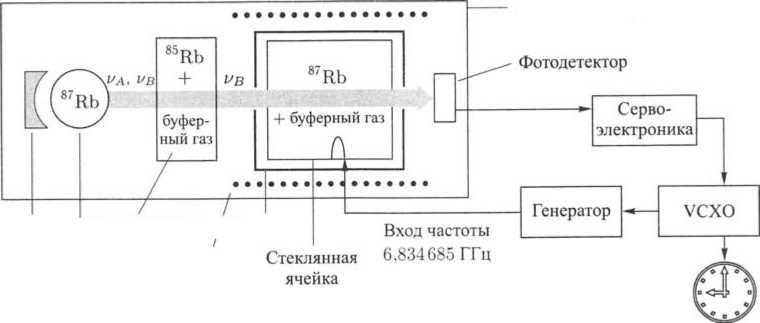
(F = 2)

(F=l)

*vb*

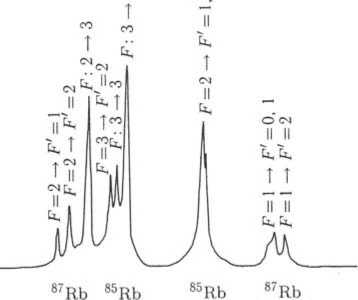
Магнитный экран

Рис. 8.9. Схема рубидиевого стандарта частоты



Отражатель Фильтрующая j Резонатор ячейка Лампа Соленоид

С поля



(F=2)(F=3)

*vA>*

(F=2) (F= 1) vB'

Рис. 8.10. Субдоплеровские спектры поглощения изотопов 85Rb и s7Rb. a) D1 линия

(А = 795 нм), б) D1 линия (А = 780 нм)

F = 2 в 85Rb превышает доплеровское уширение и, следовательно, излучение 87Rb лампы не поглощается парами Rb. Сходная ситуация формируется и на D2 линии (рис. 8.10,6). Итак, после прохождения фильтрующей ячейки излучение лампы содержит лишь компоненты иц и которые могут возбуждать переходы с одного сверхтонкого подуровня основного состояния F = 1.

После нескольких циклов поглощения и переизлучения в поглощающей ячейке фактически все атомы 8'Rb оказываются накачаны в состояние с F = 2, и по­глощающая ячейка становится прозрачной для отфильтрованного света, мощность которого измеряется фотодетектором. При настройке микроволнового излучения на резонанс с переходом в атомах Rb в поглощающей ячейке возникают переходы между сверхтонкими подуровнями F = 2 и F = 1. В результате этих переходов вырастает поглощение на длине волны А = 795 нм и сигнал фотодетектора умень­шается. Петля обратной связи использует это свойство для подстройки кварцевого осциллятора (VCXO) таким образом, чтобы частота генератора настраивалась на центр атомного резонанса.

Разрядная лампа. Разрядная лампа содержит благородный газ (например, крип­тон) и примерно миллиграмм либо естественной, либо изотопически обогащенной изотопом 87Rb смеси изотопов рубидия. Атомы рубидия излучают при возбуж­дении радиочастотным разрядом; рабочая температура лампы—140°С. Типичный срок работы рубидиевых ламп около 20 лет. Несмотря на то, что материал лампы представляет собой стекло, устойчивое к воздействию щелочных металлов, старение лампы приводит к ее деградации. Так, например, рубидий диффундирует в стекло, причем скорость диффузии достигает 100 мкг за год работы.

Поглощающая ячейка. Для удержания рубидиевых атомов в режиме Лэмба- Дике (см. §6.1 и раздел 10.4.1) длина ячейки должна удовлетворять условию L < А/2 = с/(2и) ss 2 см, где А = 4,4 см представляет длину волны часового перехода в вакууме. Для достижения оптимального отношения сигнал/шум важно, чтобы пары рубидия не были ни оптически тонкими, ни оптически плотными. Для выполнения этих условий подходит кювета длиной 1 см < L ^ 2 см, поддерживаемая при темпе­ратуре от 70 °С до 80 °С.

В поглощающие рубидиевые ячейки по нескольким причинам добавляется буфер­ный газ. Наиболее важной из них является то, что столкновения со стенками колбы приводят к спинобменным переходам, что ограничивает время взаимодействия с воз­буждающим полем. Добавление инертного газа типа азота или благородных газов (например, неона), приводит к частым столкновениям атомов рубидия с частицами буферного газа, тем самым увеличивая интервалы времени между столкновения­ми атомов со стенками. Кроме того, использование буферного газа препятствует затемнению стенок кюветы, возникающему из-за высокой химической активности щелочных металлов. Давление буферного газа обычно выбирается равным порядка

1. кПа (например, 680Па азота [350] или 4кПа неона [351]), что снижает скорость диффузии атомов рубидия до 1 см/с или несколько ниже в зависимости от размеров ячейки.

Столкновения атомов рубидия с молекулами буферного газа в общем случае приводят к сдвигу частоты резонансной линии. Если давление таково, что атомы рубидия в основном претерпевают двухчастичные столкновения с атомами и моле­кулами буферного газа, то частотный сдвиг оказывается пропорционален давлению газа. Легкие газы, такие как гелий, неон или азот, вызывают положительный сдвиг частоты, в то время как присутствие более тяжелых газов, например аргона, крип­тона или ксенона, приводит к понижению частоты резонанса. Столкновительный сдвиг для однокомпонентного газа при обычных рабочих условиях может достигать килогерца, что соответствует относительному сдвигу частоты на уровне 1,5- 10^'. Для того, чтобы уменьшить сдвиги частоты, вызываемые флуктуациями давления в ячейке вследствие изменений температуры, состав буферного газа можно подобрать соответствующим образом. Например, смесь 12% неона и 88% аргона при давлении 5,3 кПа соответствует относительной чувствительности к изменениям температуры на уровне —1,5 • 10-9/К.

Можно избежать добавления буферного газа в кювету, если на ее стенки нанесено покрытие из органического материала типа парафина [352]. Такие покрытия снижают спиновую релаксацию из-за столкновения со стенками на четыре порядка величины. Типы покрытия стенок, процедура нанесения покрытий и связанные с ней процессы описаны в работе Стефенса и соавторов [353].

Микроволновый резонатор. Обычно используются микроволновые резонаторы, поддерживающие ТЕщ или ТЕон моды [354] и обладающие добротностью в за­полненном состоянии (с резонансной ячейкой) несколько менее Qc < 400 [355]. Для уменьшения габаритов рубидиевого стандарта, который определяется размерами микроволнового резонатора, иногда используются резонаторы магнетронного типа [266, 356]. В работе Куплё и соавторов [356] была представлена модификация стан­дарта, в которой магнитное поле концентрировалось в задней части поглощающей ячейки. С целью повышения компактности фильтрующая и поглощающая ячейка были объединены в один объем. В такой интегрированной технологии излучение нежелательных сверхтонких компонентов, например г/д, постепенно уменьшается вдоль пути распространения светового пучка и степень оптической накачки зависит от координаты. По сравнению с описанными выше, происходящие в такой системе процессы в общем представлении оказываются более сложными.

Электроника. Электронная часть стандарта служит нескольким целям. Она содержит системы управления для поддержания оптимальных температур лампы, фильтра и поглощающей ячейки. Она должна также обеспечивать сигнал на ча­стоте 6,83 ГГц для возбуждения атомов, который фазово-когерентно вырабатывается из сигнала высококачественного кварцевого осциллятора с помощью синтезатора частоты. Сигнал модулируется по частоте, что вызывает синхронное изменение фототока. Далее он детектируется синхронным фазовым детектором и используется для привязки частоты синтезатора к атомному переходу. В качестве выхода из стандарта выводятся реперная частота, например 10 МГц, напрямую от кварцевого осциллятора, а также секундные импульсы. Потребление мощности рубидиевым стандартом обычно ниже 10 Вт для условий постоянной работы и несколько повы­шается в режиме начального разогрева.

1. Характеристики рубидиевых стандартов с ламповой накачкой. Как и для любого пассивного стандарта, нестабильность частоты рубидиевого стандарта в предельном случае ограничивается флуктуациями сигнала, генерируемого в про­цессе опроса атомов. В предположении, что основным шумовым процессом являются белые шумы фототока, стабильность частоты будет определяться отношением сиг­нал/шум S/N в фототоке и добротностью атомного резонанса Qat. В этом случае пре­дельная стабильность рубидиевого стандарта может быть вычислена согласно (3.96). В конкретной модификации рубидиевого стандарта, представленной в работе Куплё и соавторов [356], амплитуда сигнала поглощения составляла 1 мкА при полном значении фототока 150 мкА, что соответствует потоку 9- 1014 электронов в секунду и пределу дробового шума 5пАГц-1^2. Таким образом. S/N « 2 • 105 Гц|//2 и для Qat RS 3,6- 106 можно вычислить ау[т) « 1,4- 10-|2/\ЛТс. Из-за вкладов шумов других типов и наличия мертвого времени в схеме возбуждения атомов наблюдаемая в эксперименте нестабильность оказывается выше указанного предела. В лучших образцах приборов с ламповой накачкой нестабильность составляет сту(т) > 4 х х 10 \*“/^/т/с для времен 1 с < г < 1000 с [355, 356, 357, 358]. В зависимости от условий работы и конкретного прибора относительная нестабильность может упасть вплоть до уровня фликкерного шума в диапазоне от 10-12 до 10~13 примерно через 1000с. Для времен, превышающих 104с, девиация Аллана начинает расти в основном из-за флуктуаций частотных сдвигов, обусловленных столкновениями атомов рубидия с атомами и молекулами буферного газа, и флуктуации световых сдвигов.

Учитывая, что различные производители рубидиевых стандартов используют раз­личный состав буферных газов, а также что процедура наполнения ячеек не может полностью контролироваться, ясно, что сами по себе рубидиевые стандарты не явля­ются точными. Более того, в процессе работы состав и парциальные давления компо­нентов наполнения (компонентов буферного газа и атомных паров) могут медленно изменяться, например, из-за их диффузии внутрь стенок кюветы. Вследствие этого, внешние условия и в особенности температура сильно влияют на работу рубидиевых часов. Обычно их температурная чувствительность составляет Av/i/ы 10—10/К. Для приложений, где требуется низкая чувствительность к флуктуациям окружающей температуры, разработана специальная модификация, ожидаемая чувствительность которой составляет порядка 10-13/К [358].

Другим эффектом, влияющим на частоту рубидиевых часов, является световой сдвиг, который возникает в случае, если частота возбуждающего света, используемо­го для оптической накачки, отстроена от частоты оптического резонанса. Комплекс сложных процессов, включающих в себя зависящие от температуры доплеровские сдвиг и уширение, столкновительные сдвиги, зависимость от изотопического состава, а также процессы, связанные с фильтрацией излучения, могут привести к сдвигу центра тяжести спектрального мультиплета и вызвать сдвиг частоты рубидиевого стандарта на уровне нескольких герц.

Как следствие воздействия описанных механизмов, рубидиевые часы дрейфуют с характерной скоростью в несколько единиц на 10\_и в месяц [358]. Для исполь­зования в качестве стандарта частоты требуется калибровка относительно более точного стандарта. Рубидиевые часы часто используются в комбинации с GPS [359] (см. § 12.5), где сигнал со спутников GPS служит для коррекции частоты осцилля­тора в рубидиевых часах на длительных интервалах времени. В зависимости от ха­рактеристик рубидиевых часов и условий приема сигнала GPS алгоритм калибровки подбирается таким образом, чтобы сигнал GPS управлял осциллятором на временах от 1000 с до 10000 с для обеспечения стабильности и точности на длительных интервалах времени.

1. Применение рубидиевых стандартов. Рубидиевые стандарты частоты востребованы прежде всего из-за их компактного размера (характерный объем соот­ветствует 1 л) и низкой цены. Они находят наиболее широкое применение в областях, где требуется стабильность на уровне 10-11, поскольку цена кварцевых осциллято­ров, обладающих такими показателями становится очень высокой.

Рубидиевые часы также востребованы в тех областях, где критично наличие непрерывного сигнала меток времени, причем от системы требуется возможность работы в автономном режиме. В качестве примера рассмотрим спутник, на котором бортовые часы синхронизованы по микроволновому каналу связи с наземными часа­ми. Связь может прерваться по той или иной причине, а условием восстановления и поддержки контакта является синхронная работа бортовых и наземных часов. Так, на одном из коммуникационных военных спутников США Milstar FLT-2, находящемся

на геостационарной орбите были установлены рубидиевые часы. После их запуска в ноябре 1995 г. дрейф частоты часов из-за старения составил +7 • 10'14 в день [360].

По той же аналогии рубидиевые часы используются на базовых станциях, об­служивающих сотовые телефоны: входящие и исходящие со станции сигналы, по­лученные и передаваемые на сотовые телефоны должны быть синхронизированы. Точность сигнала синхронизации в данном случае является весьма критичной, по­скольку большое количество абонентов сотовой связи обычно обслуживается одной и той же станцией одновременно. Также рубидиевые часы с коррекцией по GPS используются в тех случаях, где необходима высокая кратковременная стабильность и для внутренней синхронизации в случае слабого или недоступного сигнала GPS.

Рубидиевые часы используются в радиовещании, аналоговой и цифровой передаче телевизионного сигнала, навигации, военных системах слежения, передачи и наведе­ния.

**§ 8.3. Альтернативные микроволновые стандарты**

1. Рубидиевые стандарты на лазерной основе. Несмотря на простоту ламповых рубидиевых стандартов, использование лазеров для приготовления ансам­бля атомов в нужном состоянии, а также для детектирования переходов, вызванных микроволновым полем, обладает определенными преимуществами. Часть широкого спектра излучения лампы, не задействованная в процессе оптической накачки, приво­дит к увеличению фоновой засветки фотодетектора и соответствующему уменьшению отношения сигнал/шум. Кроме этого, взаимодействие с близкими к резонансу со­ставляющими спектра лампы может ограничивать количество возбужденных атомов за счет сброса населенности на основной уровень.

Был осуществлен ряд попыток создать стандарты на рубидиевой ячейке, в кото­рых лампа и фильтр заменены лазером, осуществляющим оптическую накачку. Было показано, что использование полупроводниковых лазеров в стандарте снижает его кратковременную нестабильность в интервале времени между 1 с и 10 с на порядок величины и позволяет достичь уровня нескольких единиц на 10-13 [354, 361, 362]. Однако стабильность для интервалов усреднения т > 100с оказывается ограничена эффектами ячейки и световыми сдвигами, как и в схеме с лампой. В результате этого уровень фликкерного шума в 7 • 10~13 [362], достигнутый в схеме с лазер­ной накачкой, соответствует уровню, достигаемому с ламповой накачкой. Световой сдвиг может быть существенно уменьшен при использовании узкополосных лазерных источников, частота которых точно совпадает с частотой атомного резонанса, что, однако, может быть достигнуто лишь при добавлении дополнительной схемы ста­билизации. Шумы такой системы, в свою очередь, понижают стабильность сигнала в диапазоне средних времен усреднения.

1. Оптическое возбуждение сверхтонких переходов. Возможно создание еще более компактных и менее энергоемких рубидиевых и цезиевых стандартов при использовании схемы возбуждения без микроволнового резонатора. В такой схеме возбуждение сверхтонкого перехода осуществляется оптическими полями, а не микроволновым излучением [350]. Рассмотрим два когерентных лазерных поля, кото­рые связывают сверхтонкие подуровни основного состояния дипольными переходами либо с уровнем 5Р|/2 (D1 линия), либо с 5Рз/2 (D2 линия) в Л-конфигурации, изображенной на рис. 5.12, а. Взаимодействие с двумя световыми полями приводит к интерференции между нижними подуровнями за счет эффекта когерентного плене­ния населенности (КПН), описанного в разделе 5.3.5. В случае, если разность частот лазерных полей оказывается равна расщеплению нижних подуровней, возникаетпровал в контуре поглощения, иногда называемый электромагнитно-индуцированной прозрачностью.

Можно регистрировать резонанс несколькими методами. Например, можно де­тектировать провал в поглощении с помощью фотодетектора, расположенного за ячейкой. Также можно регистрировать провал в люминесценции возбуждаемых ато­мов. Существенно более высокая чувствительность достигается при регистрации пропускания от дополнительного пробного слабого пучка, что позволяет поднять контраст [350].

Оптические поля, необходимые для возбуждения резонанса, либо генерируются с помощью двух связанных по фазе одномодоваых и одночастотных полупроводни­ковых лазеров, либо с помощью одного лазера, ток через который замодулирован для создания боковых частот, фазово-когерентных с несущей. В этом случае лучше всего подходят полупроводниковые лазеры с вертикальным резонатором (VCSEL) поскольку они обеспечивают высокий индекс частотной модуляции в диапазоне до 10 ГГц и обладают хорошими спектральными и пространственными излучательными характеристиками.

Рассмотрим принципиальную схему часов, изображенную на рис. 8.11 согласно работе Китчинг и соавторов [363]. В этой схеме используется излучение ближайших правой и левой боковых частот модулированного лазера. Модуляция на частоте 4,6 ГГц для цезиевой ячейки (или 3,2 ГГц для рубидиевой) создается с помощью микроволнового синтезатора, опорный сигнал которого берется от кварцевого осцил­лятора VXCO (5 МГц).

Лазер А/4 Cs ячейка Соленоид

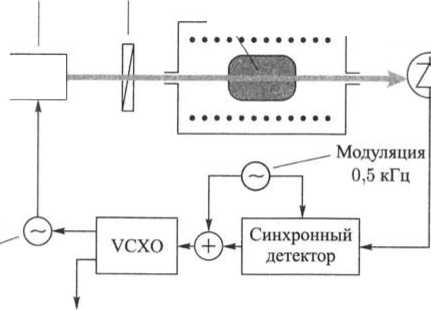
Фотодиод

—0-

Модуляция Модуляция 10 кГц 4,6 ГГц

Выход

Рис. 8.11. Схема компактного репера частоты на цезиевой ячейке



Синхронный

детектор

Для стабилизации частоты лазера относительно доплеровски уширенной линии поглощения со спектральной шириной около 1,4 ГГц используется модуляция на частоте 10 кГц. Другая система обратной связи использует модуляцию на частоте 0,5 кГц для стабилизации боковой частоты относительно темного резонанса КПН, имеющего ширину спектра около 100 Гц. Налагаемое слабое магнитное поле позво­ляет выделить переход с Ат = 0. Экспериментально показано, что относительная стабильность частоты такого компактного и экономичного репера частоты составляет (ту(т) < 3 • 10-“ (т/с)-'/2 для интервалов времени 1 < т < 10 с.

Схема оптического возбуждения сверхтонких переходов весьма чувствительна к световым сдвигам. Чжу и Кутлер исследовали световые сдвиги в системах на осно­ве двух фазово-когерентных лазеров или одного лазера с модуляцией частоты [364].

Они обнаружили, что можно контролировать величину полного светового сдвига за счет добавления дополнительных частот, возникающих, например, при изменении индекса модуляции. Кратковременная стабильность таких часов, работающих на эф­фекте КПН в ячейке, составила сту(т) = 1,3 • 10“12 (т/с)"1/2, а уровень фликкерного шума —2- 10-13 для интервала от 100 с до 10000 с.

Другой подход использует явление стимулированного комбинационного (рама- новского) рассеяния в атомных парах, когда лазер отстроен примерно на 1 ГГц от D1 перехода в рубидии на 795 нм [351]. В процессе стимулированного рассеяния генерируется второе оптическое поле, распространяющееся в направлении возбуж­дающего, на частоте, сдвинутой на величину сверхтонкого расщепления в рубидии. Интерференция оптических полей на быстром фотодиоде приводит к возникновению сигнала биений, совпадающего по частоте с одним из сверхтонких переходов в атомах рубидия (или цезия) и используемого для стабилизации осциллятора.

Продолжающийся поиск более компактных, дешевых и экономичных атомных часов требует миниатюризации поглотительной ячейки. Обычная стеклодувная тех­нология позволяет создавать ячейки объемом в несколько мм3, однако сложность процессов создания самой кюветы и ее заполнения не позволяет понизить цену до уровня, необходимого для широкого распространения этой технологии, чтобы конкурировать, к примеру, с кварцевыми осцилляторами. Было предложено создавать матрицы одинаковых ячеек, используя плоскопараллельную кремниевую пластинку с отверстиями диаметром 1.5 мм. которая электролитически скрепляется в при­сутствии буферного газа определенного состава с двумя пластинками из пирекса, образующими окошки. В дальнейшем такая матрица разрезается на серию отдельных миниатюрных ячеек, заполненных буферным газом [366, 367]. Давление буферно­го газа в таких ячейках должно быть увеличено, поскольку уменьшение размера ячейки приводит к росту частоты столкновений со стенками. Для миниатюрных Cs ячеек, содержащих температурно-компенсированную смесь Ыг/Аг при давлении 12 кПа и температуре 65 °С, наблюдались линии шириной 0,44 кГц (Qat « 2 • 10'). При этом девиация Аллана составила сгу(т) = 1,5- 10“10 (т/с)-1/2, опускаясь вплоть до 1 • 10“10 за 1000 с [366].

**Глава 9**

**ЛАЗЕРНЫЕ СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ**

Лазеры представляют собой оптические генераторы, работающие на частотах от тера- до петагерцового диапазона (10|2-1015 Гц). Частоты лазеров в видимом диапазоне спектра превосходят частоты микроволновых генераторов примерно на пять порядков, при том, что частотная стабильность лазеров вполне сопоставима со стабильностью лучших микроволновых генераторов. Таким образом, при заданной погрешности измерения сравнение частот двух генераторов оптического диапазона может быть выполнено за значительно более короткое время, чем сравнение ча­стот двух микроволновых генераторов. В оптическом диапазоне существуют сильно запрещенные переходы, которые могут быть использованы для стабилизации ча­стот излучения лазерных источников. Однако уменьшение длины волны приводит к появлению ряда специфических трудностей, например, значительному увеличению эффекта Доплера, для подавления которого требуется использовать специальные методы. Существует целый ряд методов субдоплеровской спектроскопии, часть из которых успешно используется в оптических стандартах частоты.

В зависимости от области приложений можно обозначить два основных типа ла­зерных стандартов частоты. В первом используются относительно простые лазерные системы, частоты которых стабилизируются относительно молекулярных переходов, случайно попадающих в спектральные диапазоны генерации этих лазеров. Одним из характерных примеров стандартов такого типа, обсуждаемых в §9.1, является He-Ne лазер с длиной волны А = 633 нм, стабилизированный по переходу в моле­куле йода (см. раздел 9.1.3). Такой лазер, в частности, используется как стандарт частоты для реализации единицы длины. Во втором подходе, в первую очередь, выбирается подходящий атомный, ионный или молекулярный переход, для возбужде­ния которого используется лазер с пе­рестраиваемой длиной волны, например, лазер на красителях или диодный лазер. Такой метод обычно используется в тех случаях, когда необходимо достичь мак­симально высокой точности стандарта.

,9

"X л ~10-21

\ I ' 10-23 \_

\ \ - 10"**25 \ N. - со1**

\_1 L I l\_J Ю-75

0.1 1.0 10 100 /, кГц -

Рис. 9.1. Спектральная плотность мощности флуктуаций частоты нестабилизированного лазера на красителях с различными сопла­ми (сплошные линии, данные предоставлены И. Хельмке) и He-Ne лазера (точечная линия, данные из работы [368])

IV

107

*&*

*С*

Лазерные генераторы, используемые при создании стандартов обоих типов, отличаются по шумовым характеристи­кам. В качестве примера рассмотрим графики спектральной плотности мощ­ности шума He-Ne лазера и лазера на красителях, которые показаны на ри­сунке 9.1. В обоих случаях на низких фурье-частотах основной вклад дают ис­точники технического шума и спек­тральный контур линии генерации имеет приближенно гауссову форму. Если неприменять специальных методов для подавления технических шумов, то резуль­тирующая спектральная ширина линии оказывается намного больше, чем ширина лоренцева контура, соответствующего уровню квантовых шумов [369]. На более высоких фурье-частотах спектры шумов этих лазеров существенно отличаются, по­этому в этой главе обе группы будут рассмотрены раздельно. В первой части главы рассматриваются стандарты частоты на газовых лазерах (§9.1). Следующий §9.2 посвящен методам, позволяющим сузить спектральные линии генерации и стаби­лизировать частоты лазеров, используемых при создании оптических стандартов частоты. В § 9.3 мы обсудим перестраиваемые лазеры, в которых контур усиления активной среды может покрывать значительную часть спектра, в результате чего возникает необходимость в специальных методах для обеспечения одномодового режима генерации.

со ю3

В последнем разделе этой главы будут рассмотрены несколько примеров опти­ческих стандартов частоты, основанных на нейтральных поглотителях. Оптические стандарты частоты на переходах в ионах будут отдельно представлены в главе 10 наряду с микроволновыми ионными стандартами.

**§9.1. Стандарты на газовых лазерах**

Одним из первых оптических стандартов частоты был He-Ne лазер. Благодаря простоте его конструкции, он до сих пор широко используется как стандарт оптиче­ской длины волны в некоторых спектральных диапазонах для тех приложений, где не требуется сверхвысокой точности. Другими газовыми лазерами, используемыми для этих целей, являются СОг-лазеры и, в меньшей степени, лазеры на ионах Аг

1. He-Ne лазер. В He-Ne лазере усиление света в активной среде обеспечи­вается атомами неона, накачка которых на верхний лазерный уровень осуществляет­ся с помощью возбужденных атомов гелия. Гелий и неон, находящиеся в стеклянном капилляре при парциальных давлениях рнс $ 200 Па и pNe $ 10 Па соответственно, возбуждаются в электрическом разряде. Разряд зажигается электрическим пробоем при характерном напряжении в несколько киловольт, после чего поддерживается при разности потенциалов около 1,5 кВ или несколько выше.

Атомы гелия возбуждаются в состояния 2 'So и 2[[31]](#footnote-32)Sj за счет столкновений с элек­тронами в разряде. Столкновения между возбужденными атомами гелия и атомами неона приводят к передаче энергии от атомов Не к атомам Ne в соответствии со схемой

Не\* + Ne — Не + Ne\* + АЕ. (9.1)

Такие неупругие столкновения являются почти резонансными, поскольку энергии уровней 3s2 и 2s2 неона близки к энергиям уровней 2[[32]](#footnote-33)Si и 2^0 гелия, как показано на рис. 9.2. О

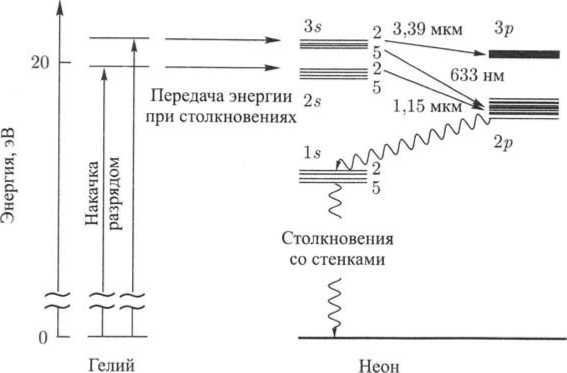


Рис. 9.2. Энергетические уровни гелия и неона, используемые в He-Ne лазере

Вследствие заселения высоких энергетических уровней достигается инверсия населенности атомов неона. Из возбужденных состояний возможен ряд различных излучательных переходов в состояния с меньшей энергией, на которых можно полу­чить лазерную генерацию. В частности, к ним относится хорошо известный переход 3s2 —» 2р4 на длине волны 633 нм (см. табл. 9.1).

Таблица 9.1. Некоторые переходы в He-Ne лазере, используемые в оптических стандартах частоты. Подробное описание методов возбуждения генерации приведено в работах [95, 370]

Переход Длина волны Частота Молекула

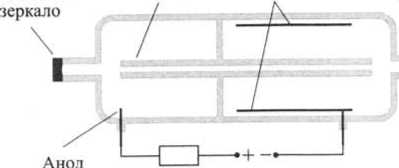
LS связь по Пашену мкм ТГц

|  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- |
| 5s 'Р? | -\* 4р3Р2 | 3s2 —> 3p.i | 3,391 | 88,376 181 600 18 | CH4 |
| 4s \*Р? | - Зр3Р2 | 2s2 —■ 2p„ | 1,153 | 260,103 404 2 | 127i2 |
| 5s !Р? | - Зр3Р, | 3s2 -\* 2p2 | 0,640 | 468,218 332 4 | 127t  12 |
| 5s >Р? | -Зр3Р2 | 3s2 —► 2p.| | 0,633 | 473,612 353 604 | 127i2 |
| 5s ‘Р? | ->3p‘D2 | 3s2 \*+ 2рб | 0,612 | 489,880 354 9 | 127i2 |
| 5s 'Р? | - 3p3Si | 3s2 —» 2рю | 0,543 | 551,579 482 97 | 127i2 |

Нижнее состояние 2р4 для лазерной линии на длине волны 633 нм радиационно распадается на подуровни состояния Is. При высоком давлении газа это состояние может вновь заселяться вследствие пленения излучения, что при высоких токах разряда может приводить к увеличению времени жизни нижнего лазерного уровня вплоть до t<i ^ 20 не. Уровень Is быстро опустошается в процессе столкновений атомов со стенками. В конструкции He-Ne лазера, изображенной на рисунке 9.3, необходимо принимать в расчет указанные особенности. Так, ток разряда в капил­ляре ограничен в пределах 5мА < I < 20 мА за счет последовательно включенного резистора (R « 70к0м). Разрядная трубка герметично закрыта либо непосредственно зеркалами, которые образуют оптический лазерный резонатор, либо брюстеровскими окнами. В последнем случае лазерный резонатор состоит из внешних зеркал, закреп-

Внутреннее Капилляр Катод Брюстеровскос Зеркало

окно на пьезо­подаче



L -

Рис. 9.3. Конструкция гелий-неонового лазера

■piezo R ^lube

ленных в жестком корпусе, а брюстеровские окна позволяют уменьшить потери на френелевское отражение для р-поляризации лазерного излучения.

Естественная ширина линии перехода в неоне определяется временами жизни начального и конечного состояний (см. (2.38)). Используя значения т\ « 10 не и т2 ~ « 20 не, соответствующие временам жизни состояний 3s и 4р, можно получить естественную ширину линии перехода на длине волны 633 нм, равную Av « 20 МГц. Еще одним механизмом однородного уширения является столкновительное уширение (порядка 20 МГц) и уширение вследствие насыщения перехода (менее 100 МГц). Наибольшее спектральное уширение перехода является неоднородным и возникает из-за доплеровского сдвига. Из выражения (5.115) можно получить, что ширина доплеровски уширенной линии неона на длине волны А = 633 нм равна около 1,5 ГГц.

Для характерной длины лазерного резонатора L = 30 см область свободной дис­персии составляет FSR = c/2L » 500 МГц. Отсюда следует, что порог усиления может быть достигнут одновременно несколькими продольными модами, как пока­зано на рис. 9.4, причем различные лазерные моды взаимодействуют с различными скоростными группами. Если область свободной дисперсии оказывается меньше, чем однородная ширина линии, различные моды будут взаимодействовать с атома­ми из одной скоростной группы, что приведет к межмодовой конкуренции. Мода с наибольшим числом фотонов будет истощать усиление, в результате чего моды с меньшим числом фотонов затухнут. Так, сильное взаимодействие мод наблюдается в лазере на ионах аргона и в полупроводниковых лазерах. Распределение мод не является постоянным во времени, поскольку амплитуда каждой из мод может начать осциллировать, например, вследствие флуктуаций длины лазерного резонатора. Как и любая другая амплитудная модуляция (см. раздел 2.1.2), флуктуации амплитуд отдельных мод приводят к спектральному уширению линии генерации лазера.

Шумы любого газового лазера, такого как He-Ne лазер, главным образом, име­ют техническое происхождение и являются следствием флуктуаций тока разряда и длины резонатора. В свою очередь, на длину резонатора оказывают влияние температурные колебания, механические вибрации установки, а также акустические воздействия, передающиеся по воздуху. Соответствующий вклад технических шумов в спектральную плотность мощности (рис. 9.1) преобладает для фурье-частот в об­ласти примерно до 10 кГц. Для больших фурье-частот этот вклад быстро спадает и начинает преобладать белый шум, возникающий из-за спонтанного излучения. Для мощности лазера Р = 1 мВт, длины резонатора L = 30см и коэффициента отражения зеркал R = 0,98 предел ширины линии Шавлова-Таунса (см. (3.71)) составляет около 18мГц, что соответствует спектральной плотности мощности шумов частоты S„ и 6 • 10\_3Гц2/Гц. Следовательно, для стабилизации частоты He-Ne лазера до-

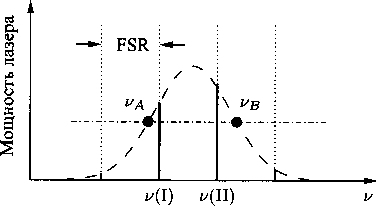


Рис. 9.4. Работа лазера в двухмодовом режиме, когда область свободной дисперсии (FSR) ока­зывается меньше, чем ширина контура усиления. Порог генерации показан штрих-пунктирной

линией

статочно использовать петлю обратной связи с полосой частот порядка нескольких килогерц.

1. Стабилизация частоты по контуру усиления. Спектральная кривая усиления He-Ne, определяющаяся доплеровским уширением перехода в атоме, имеет характерную ширину около 1,5 ГГц. Для коротких резонаторов, длина которых мала настолько, чтобы область свободной дисперсии была больше, чем спектраль­ная ширина контура усиления, лазер всегда будет генерировать в одночастотном режиме. Однако частота генерации может лежать в любой точке между часто­тами va и vb, соответствующими порогу генерации (см. рис. 9.4). Относитель­ная погрешность частоты такого нестабилизированного He-Ne лазера составляет Дг/Д/ = 1,5ГГц/473,бТГц и 3 • 10-6. Погрешность можно снизить, если стабили­зировать частоту лазера относительно спектрального профиля усиления. Так, на­пример, использование частотной зависимости выходной мощности He-Ne лазера от положения моды на контуре усиления является одним из простых и удобных методов для стабилизации частоты лазера.
2. Двухмодовая стабилизация. Рассмотрим газовый лазер, в котором дли­на резонатора и расстояние между продольными модами выбраны так, что в большом диапазоне перестройки частоты генерируются только две соседние продольные моды. В He-Ne лазере такая ситуация складывается в том случае, когда длина резонато­ра составляет около 30 см, что соответствует межмодовому расстоянию 500 МГц. Для предотвращения конкуренции мод их поляризации должны быть ортогональны, поэтому необходимо использовать лазерные трубки без поляризационно-зависимых потерь, то есть с внутренними зеркалами, а не с брюстеровскими окошками. Две мо­ды с ортогональными поляризациями легко разделить с помощью поляризационного светоделителя, например, с помощью призмы Волластона, как показано на рис. 9.5. Если изменять длину резонатора, обе моды будут двигаться по контуру усиления, что приведет к изменению сигналов на соответствующих фотодетекторах, регистри­рующих интенсивности излучения различной поляризации после светоделителя. Ес­ли фотодетекторы обладают одинаковой чувствительностью и спектральный контур усиления является симметричным, разность фототоков даст антисимметричную дис­криминантную кривую, пересекающую нулевой уровень точно на частоте атомного резонанса, как показано на рис. 9.5, б. Можно использовать разностный сигнал для стабилизации частоты лазера; при этом положение обеих мод симметрично по отношению к центру контура усиления. За счет антисимметричной формы сигнала ошибки система обратной связи может определить, как необходимо изменить длину резонатора для того, чтобы вернуть частоту лазера обратно к требуемому значению.

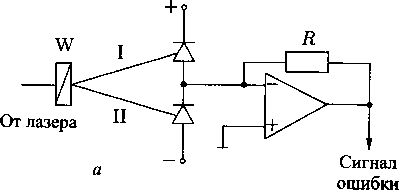
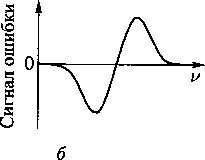


Рис. 9.5. а) Поляризационная схема регистрации излучения двухмодового лазера. Лазер генерирует одновременно две ортогонально поляризованные моды (I и II), которые разделяются с помощью призмы Волластона W, и их мощности измеряются с помощью фотодиодов. б) Разность фототоков дает дискриминантную кривую, которая может быть использована как сигнал ошибки для стабилизации лазера

Описанный метод стабилизации часто используется в случае He-Ne лазеров, работающих в красном (А = 633 нм) или зеленом (А = 543 нм) диапазонах спект­ра [371]. Простота рассмотренной схемы позволяет использовать ее в интерферомет­рах, особенно в случае гетеродинирования полей. Необходимо быть внимательным в том случае, если одна мода резонатора оказывается частично подавлена каким-либо поляризующим элементом. При этом картина уже не является симметричной и частота второй моды может оказаться как на правом, так и на левом склоне контура усиления, в зависимости от полярности сигнала ошибки. В случае, если такой лазер используется в качестве стандарта частоты, указанный сдвиг частоты должен быть скорректирован. Иногда возникают сложности с использованием метода двухмодовой стабилизации, например, в случае He-Ne лазера, генерирующего на длине волны 543 нм, в котором моды меняют свои поляризации, когда проходят через центр контура усиления. Такие скачки поляризации можно подавить, если разместить магнит рядом с усиливающей трубкой [372]. Кроме того, положение точки на профиле усиления, относительно которой происходит стабилизация, может сместиться за счет несбалансированного усиления фотодиодов и смещений в элек­тронных схемах.



Результаты двухлетних измерений стабильности частоты He-Ne лазеров с дли­ной волны 633 нм показали наличие дрейфа на уровне 5 МГц, соответствующего относительной нестабильности частоты на уровне 10~8 [373]. Такие флуктуации можно объяснить изменениями внешних магнитных полей, колебаниями температуры и старением вследствие потери давления в усиливающей трубке.

1. Зеемановская стабилизация. Если лазерная разрядная трубка поме­щена в продольное магнитное поле, энергетические уровни атомов неона в уси­ливающей среде сдвигаются благодаря эффекту Зеемана, причем сдвиг пропорци­онален индукции приложенного магнитного поля. Как следствие, лазерная линия расщепляется на две с противоположными циркулярными поляризациями, частоты которых отличаются в зависимости от приложенного магнитного поля, как прави­ло, на величину от 300 кГц до 2 МГц. В лазере с зеемановской стабилизацией две циркулярно-поляризованных волны преобразуются в волны с ортогональными линейными поляризациями посредством четвертьволновой пластинки. Так же, как и в случае двухмодовой стабилизации лазера (см. раздел 9.1.2.1), разность интен­сивностей двух волн, регистрируемых двумя детекторами, может использоваться для стабилизации частоты лазера. В другом методе используется тот факт, что из-за сильной дисперсии показатель преломления в центре лазерной линии меня­ется с ее частотой [374]. Следовательно, разность частот двух зеемановских мод

9 Ф. Риле

будет иметь минимум, если моды симметрично расположены относительно контура усиления, что также может быть использовано для стабилизации частоты лазера. В случае, когда используется эффект Зеемана, различие частот обеих мод оказывается намного меньше, чем в случае двухмодовой стабилизации. Соответственно, в пер­вом случае достигается большая крутизна дискиминантной кривой, что приводит к росту коэффициента преобразования и сужению спектральной области захвата сервосистемы.

1. Стабилизация по провалу Лэмба. Рассмотрим лазер, в резонаторе которого возбуждается единственная мода на частоте ь>ь- Если изменять длину резонатора и, соответственно, частоту vi,, на спектральном профиле выходной мощ­ности будет наблюдаться острый минимум в центре допплеровски-уширенной линии. Этот минимум был предсказан Виллисом Лэмбом (младшим) и поэтому известен как лэмбовский провал [375, 376]. Стоячую волну в линейном резонаторе можно представить как результат наложения двух встречных бегущих волн с волновыми векторами к и -к. Эти волны находятся в резонансе с атомами, чьи скорости v' удовлетворяют доплеровскому условию vl - щ = к • v'. При vl ф Щ две волны взаимодействуют с различными скоростными группами, и на соответствующих ча­стотах в распределении скоростей выгорают спектральные провалы, как показано на рис. 6.14,6. Если частота vl лазера настроена точно на лазерный переход vl = щ, обе волны будут взаимодействовать с одной и той же скоростной группой. Для таких атомов проекция скорости на ось лазерного пучка z равна нулю (vz = 0). Переход в этой скоростной группе насыщен сильнее, чем для атомов из внерезонансных скоростных групп (vl ф vo) и, следовательно, поглощение в ней меньше. За счет насыщения требуется меньшее усиление активной среды для того, чтобы компен­сировать потери в резонаторе, вызванные поглощением, и для компенсации потерь достаточно меньшей мощности лазера. Лэмбовский провал представляет собой узкую спектральную особенность в центре контура усиления, что можно использовать для стабилизации частоты лазера.

Различные типы частотной стабилизации лазеров, рассмотренные в этом разделе, имеют общую черту, заключающуюся в том, что для стабилизации используется спектральный контур усиления самой активной среды, что позволяет создавать компактные и простые приборы. Однако эти методы обладают тем недостатком, что любые изменения характеристик активной среды лазера, вообще говоря, влияют на частоту излучения. Примером могут служить флуктуации тока в газовом разряде, которые влияют на температуру разряда, электромагнитное поле в плазме, а также показатель преломления активной среды. Чтобы преодолеть указанные недостатки, используется стабилизация He-Ne лазера по переходу в молекулярном йоде, когда поглотитель (йод) и излучающая среда (неон) пространственно разделены.

1. He-Ne лазер, стабилизированный по йоду. Спектр поглощения моле­кулы йода, описанный в разделе 5.2.2, содержит огромное количество сверхтонких переходов в зеленой и красной областях видимого спектра, причем среди них встре­чаются линии, совпадающие с линиями излучения He-Ne лазера (см. табл. 9.1). После появления пионерской работы Ханеса и Дальштрома [377] частоты многих газовых лазеров были успешно стабилизированы по линиям поглощения йода. Наи­более широкое применение нашел He-Ne лазер на длине волны А = 633 нм, в ко­тором доплеровски уширенный переход в изотопе 22Ne совпадает с колебательным переходом 11-5 линии R(127) изотопа 12712. Указанные линии поглощения настолько слабы, что плотность мощности, которую можно обеспечить в выходном пучке He-Ne лазера, недостаточна для регистрации сигналов поглощения с хорошим отношением «сигнал-шум». Плотность мощности можно увеличить примерно на два порядка, если

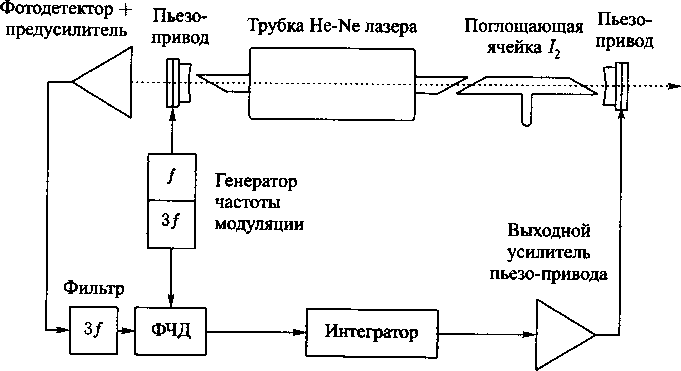


Рис. 9.6. Схема He-Ne лазера, стабилизированного по йоду, с поглощающей ячейкой внутри лазерного резонатора. На схеме ФЧД обозначает фазово-чувствительный детектор

поместить кювету с поглощающей средой непосредственно внутрь резонатора, как показано на рис. 9.6.

Линии сверхтонких переходов оказываются доплеровски уширены вследствие теплового движения молекул йода в поглощающей ячейке. Для некоторой частоты лазера vi обе встречных волны, бегущие внутри резонатора, будут резонансно взаи­модействовать с различными скоростными группами молекул. Однако, если частота лазера точно совпадает с частотой невозмущенного молекулярного перехода, оба лазерных пучка будут взаимодействовать с одной и той же скоростной группой молекул, имеющих нулевую проекцию скорости на направление распространения лазерных пучков. Следовательно, поглощение света в этом случае оказывается несколько меньше из-за насыщения перехода. Это приводит к уменьшению потерь на поглощение в лазерном резонаторе и к соответствующему повышению выходной мощности лазера. Обычно, у He-Ne лазера, стабилизированного по переходу в йоде на длине волны А = 633 нм, выходная мощность увеличивается всего на 0,1%. Столь малое изменение практически невозможно зарегистрировать напрямую из-за шумов мощности лазера, связанных с флуктуациями в разрядной трубке. Для того, чтобы стабилизировать частоту лазера по столь незначительному спектральному пику на сильном флуктуирующем фоне, используются модуляционные методы регистрации как первого, так и более высоких порядков.

1. Регистрация первой, третьей и старших гармоник. Чтобы зареги­стрировать сигнал на фоне сильных шумов, частота лазера модулируется, по­сле чего синхронно регистрируются соответствующие изменения мощности лазера фазово-чувствительным методом (см. рис. 9.6). Модуляция частоты лазера осу­ществляется посредством периодического измерения длины резонатора L с частотой несколько килогерц. Длиной резонатора можно управлять через напряжение на пьезоэлектрическом преобразователе (например, из цирконата-титаната свинца), на котором закреплено одно из зеркал. Фазово-чувствительный детектор представляет собой синхронный усилитель, в котором меняется знак коэффициента усиления через каждый полупериод модулирующего сигнала, после чего усиленный сигнал интегрируется по времени. За счет синхронной смены полярности все частотныекомпоненты, за исключением вклада на частоте модуляции, после усреднения об­нуляются. о r> t \

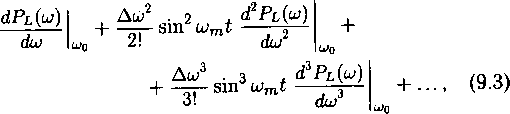
Рассмотрим спектральную зависимость выходной мощности Рь(ш) лазера, кото­рая соответствует спектрально-узкой линии поглощения на широком доплеровском фоне. С учетом синусоидальной модуляции частоты лазера выходная мощность лазера будет меняться как

(9.2)

*Рь(ш)* = *Рь{^о* + *Аш sinujmt),*

где Аш есть амплитуда частотной модуляции. Раскладывая это выражение в ряд

Тейлора



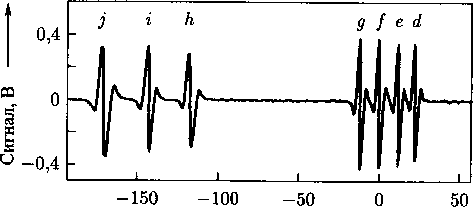
*Рь(ш) = Рь{ы*о) + *Аш* sin^m£

можно сделать вывод, что в сигнале Рь{ш) будут присутствовать слагаемые ^sm различных порядков п. Согласно тригонометрическим правилам, функция sin шт содержит члены, пропорциональные sin пшт. Поэтому в сигнале Рь(ш>) будут при­сутствовать вклады на высших гармониках пшт частоты модуляции. Согласно вы­ражению (9.3) амплитуды соответствующих вкладов будут пропорциональны тг-м производным выходной мощности лазера по частоте. ^

Чаще всего в схеме стабилизации He-Ne лазера по переходу в молекуле йода при­меняется стабилизация по сигналу на третьей гармонике частоты модуляции. Спек­тральные составляющие вблизи Зшт отфильтровываются из регистрируемого сигнала и подаются на синхронный усилитель, причем опорный сигнал на усилитель подается также на частоте Ъшт. Сигнал на третьей гармонике, показанный на рис. 9.7, не содержит ни постоянного, ни линейного, ни квадратичного вкладов фона, поскольку он пропорционален третьей производной сигнала по частоте. Следовательно, значе­ния частот, при которых сигнал на выходе фазово-чувствительного детектора меняет знак (см. рис. 9.7), с высокой точностью совпадают с центрами соответствующих спектральных линий поглощения. Такой сигнал можно использовать в качестве сиг­нала ошибки для стабилизации частоты лазера. В свою очередь, сигналы на четных гармониках, дающие максимум или минимум в точке максимального поглощения, не

годятся для частотной стабилизации.

В результате многочисленных поверок, выполненных в различных национальных метрологических институтах, воспроизводимость стабилизированных по йоду He-Ne лазеров детально исследована и проанализирована в литературе (см., например, работы [378, 379] и ссылки в них). Частота стабилизированного лазера зависит от ряда рабочих параметров: амплитуды Аш частотной модуляции, давления паров в по­глощающей ячейке, а также лазерной мощности в резонаторе. Изменение частоты ла­зера в зависимости от глубины амплитудной модуляции можно объяснить влиянием остаточного доплеровского фона, а также асимметрией линии поглощения. Давление паров йода в поглощающей ячейке определяет частоту и длительность столкновений молекул йода и, следовательно, влияет на столкновительное уширение и сдвиг линии поглощения. Отметим, что давление паров определяется наиболее холодной частью ячейки, температуру которой обычно стабилизируют. Зависимость частоты от мощ­ности лазерного излучения возникает из-за изменения параметра^ насыщения паров иода а также из-за изменения показателя преломления активной среды в газовом



Дг/, МГц

Рис. 9.7. Сверхтонкие переходы во вращательной линии R127 (11-5) молекулы 12712, зареги­стрированные на третьей гармонике частоты модуляции. Рекомендованная Международным комитетом по мерам и весам (CIPM) частота 473612353604 кГц соответствует точке смены

знака сигнала в области линии f [370]

разряде. Последнее может привести к формированию газовой линзы, искажению волнового фронта в лазерном пучке и появлению линейного доплеровского сдвига.

Характерная зависимость частоты лазера от давления паров составляет 6 кГц/Па вблизи температуры 15° С, а от глубины модуляции — около -10 кГц/МГц. Срав­нения стандартов из различных национальных лабораторий показали, что частоты большинства He-Ne лазеров, стабилизированных по линии йода на А = 633 нм, сов­падают с точностью около 10 кГц в том случае, если лазеры работают в одинаковых условиях. Стандартные условия были рекомендованы Международным комитетом по мерам и весам в публикации [370]. Температура стенок йодной ячейки должна поддерживаться равной 25° С ± 5° С, в то время как температура охлаждаемой точки должна составлять 15° С ±0,2° С, что позволяет поддерживать заданное давле­ние паров. Полная ширина полосы модуляции частоты лазера должна составлять 6,0МГц ± 0,3 МГц, а мощность каждой из бегущих волн внутри резонатора должна быть равна 10мВт±5мВт. Если эти условия выполнены и лазер съюстирован квалифицированным персоналом, можно рассчитывать на то, что погрешность его ча­стоты будет составлять 2,5- 10\_н [370]. Коэффициенты пропорциональности между частотой и мощностью излучения отличаются для лазеров различных конструкций. Для того, чтобы соответствующий вклад в погрешность частоты стандарта находился в пределах 2,5- 10-11, коэффициент должен быть меньше 1,4 кГц/мВт.

С появлением фемтосекундной лазерной гребенки частот (см. § 11.5) открылась возможность измерять частоты стандартов в различных лабораториях мира более ре­гулярно, в результате чего в работе [380] было показано, что после транспортировки воспроизводимость лазера со стабилизацией по йоду составляет 1 х 10-12.

Несмотря на то, что регистрация сигнала на третьей гармонике позволяет суще­ственно подавить вклад фона, имеются остаточные вклады более высоких порядков, связанные с ним. Поэтому в некоторых работах использовалась регистрация на пятой гармонике частоты модуляции. В работе [379] были измерены сдвиги частоты между двумя лазерами, один из которых был стабилизирован по третьей, а второй — по пятой гармонике. Для различных сверхтонких компонентов (от d до g) были зарегистрированы сдвиги частоты в диапазоне от 26 кГц до 35 кГц. Это означа­ет, что частота излучения He-Ne лазера, стабилизированного по йоду, на самом деле заметно отличается от частоты невозмущенного перехода в молекуле йода. Погрешность частоты, приписываемая этому типу стандарта, существенно зависит от воспроизводимости конструкции и условий эксплуатации.

Модуляция частоты излучения He-Ne лазера нежелательна в случаях, когда дру­гой лазер или интерферометр должен быть стабилизирован относительно стандарта. В работе [381] было показано, что модуляцию можно практически полностью устра­нить с помощью внешнего акусто-оптического модулятора (АОМ). В этой работе модулятор был установлен в двухпроходной схеме для предотвращения углового смещения пучка, которое может привести к появлению амплитудной модуляции. Если АОМ управлялся сигналом на частоте модуляции лазера с правильно подобран­ными фазовым сдвигом и амплитудой, спектральная ширина линии модулированного лазера может быть снижена с исходных 6 МГц вплоть до нескольких килогерц. Для подавления модуляции измеряемой частоты можно также использовать обычную схему отрицательной обратной связи. Однако, Таубманн и Холл пришли к выводу, что такой метод приводит к худшим результатам по сравнению с методом прямой компенсации модуляции из-за шумов, возникающих в широкополосной системе об­ратной связи [381].

1. He-Ne лазер, стабилизированный по метану. Линия излучения He-Ne лазера на длине волны 3,39 мкм (см. рис. 9.2) совпадает с линией F^> перехода v3, Р(7) в молекуле метана, что открывает возможность создания стандарта частоты. Вследствие высокой точности частота такого стандарта также рекомендована CIPM для реализации метра (см. табл. 13.1 и работу [370]). Вследствие высокой симметрии молекулы метана СН4 ее энергетические уровни слабо подвержены влиянию внешних воздействий и соответствующие сдвиги частоты оказываются малы. Молекула метана обладает массой, существенно меньшей, чем у молекулы йода, что приводит к более высоким скоростям молекул СН4 при комнатной температуре (см. табл. 9.2). Для того, чтобы уменьшить связанное с этим время-пролетное уширение, были созданы стационарные и переносные лазеры с диаметром пучка в поглощающей ячейке более 20 см [382, 383, 384]. В таких лазерах можно разрешить сверхтонкую структуру триплетного перехода с расщеплением около 11 кГц, а также дублет отдачи в каждой линии с расщеплением 2,15 кГц, как видно из рис. 9.8 [217]. В Физическом институте им. Лебедева была создана лазерная система, состоящая из трех He-Ne лазеров [383]. Один из них использовался в качестве опорного лазера с узким спектром излучения, второй —в качестве одномодового лазера для гетеродинирования, а третий — основного лазера с телескопическим внутрирезонаторным расширителем пучка для разрешения сверхтонкой структуры метана. Первый и третий лазеры работали в двухмодовом режиме, и для стабилизации лазера по переходу в метане исполь-

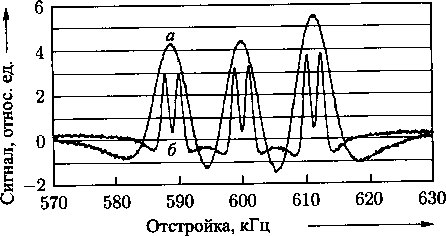


Рис. 9.8. Спектральные профили сигналов насыщенной дисперсии, полученных с помощью двух различных He-Ne лазеров, стабилизированных по молекуле СН4. а) Переносной лазер, диаметр пучка 60 мм. 6) Стационарный лазер, диаметр пучка 200 мм. Данные любезно

предоставлены М. А. Губиным

зовались резонансы насыщенного поглощения и насыщенной дисперсии. Резонансы насыщенной дисперсии регистрировались путем измерения частоты биений лазерных мод, которая меняется вследствие эффекта затягивания частоты генерации вблизи центра линии поглощения. Выходной сигнал преобразователя «частота-напряжение» служил в качестве сигнала ошибки в быстром канале обратной связи системы стабилизации лазера. В работе [385] было показано, что при сравнении различных лазерных систем переносные стандарты данного типа обладают воспроизводимостью относительной частоты, равной 1 • 10-12. В свою очередь, для отдельно взятого прибора измеренная в течение нескольких месяцев воспроизводимость составляет 2-10 13. С. Н. Багаевым и сотрудниками была создана аналогичная переносная лазерная система, которая состояла из трех лазеров [384]. Измеренная аллановская девиация для этой системы достигает минимального значения, равного 5 • 10~15, при времени усреднения т « 10 с. Воспроизводимость частоты системы, измеренная в течение трех лет, составила 30 Гц или Av jv яз 10-12 в относительных единицах.

Можно достичь гораздо более высокого разрешения в спектре поглощения с ис­пользованием стационарных систем, в которых сигнал формируется наиболее мед­ленными молекулами метана. В резонаторе лазера, созданного в Институте лазерной физики в Новосибирске, находилась метановая поглощающая ячейка длиной 8 м, охлажденная до температуры 77 К [221]. Для селективного возбуждения лишь самых медленных молекул использовался оптический метод, описанный в разделе 6.5.2, в котором за счет низкой плотности мощности лазерного излучения отбирались лишь молекулы с низкими скоростями. В работе [221] С. Н. Багаевым и соавторами была зарегистрирована спектральная ширина перехода в 100 Гц при давлении метана в ячейке 6 • 10-4 Па. При работе с холодными молекулами также снижается вклад доплеровского эффекта второго порядка.

В отличие от спектральной линии F линия Е перехода Р(7) не имеет сверх­тонкой структуры и, следовательно, для нее можно ожидать повышения точности стандарта. Поскольку частота линии Е примерно на 3 ГГц ниже, чем у линии F, последнюю можно возбуждать либо излучением He-Ne лазера, частота которого сдвинута магнитным полем, либо излучением параметрического генератора света. Частота линии Е, измеренная по отношению к частоте метрологического перехода в цезии, составиляет иЕ = 88373 149028553 ± 200 Гц [386].

Благодаря простоте конструкции He-Ne лазера и высокой точности измерений частоты его излучения, выполненных в ряде работ [370, 388, 389, 390, 391, 392, 393], такие лазеры широко использовались в качестве стандартов частоты оптического диапазона при создании частотных цепочек для проведения прецизионных измерений в видимом и ультрафиолетовом диапазонах спектра [394, 395].

1. СОг-лазер, стабилизированный по OSO4. Частота двух трехкратно вы­рожденных колебательных мод (симметрия F2) молекулы 0s04 находится в области г'з = 28,9ТГц, что попадает в спектральную область генерации СОг-лазера. Этот факт можно использовать для создания стандарта частоты на длине волны 9,6 мкм. У осмия есть несколько стабильных изотопов, причем содержание наиболее распро­страненных из них 1920s, 190Os и 1890s в естественной смеси составляет 41,0%, 26,4% и 16,1 % соответственно. Как и молекула СН4, молекула OsC>4 относится к мо­лекулам типа сферического волчка. Для таких молекул все главные моменты инерции для трех ортогональных осей вращения совпадают. Существует три различных типа вращательных уровней, которые обозначаются как А, Е, и F. В молекуле 1920s1604 ядерные спины атомов кислорода равны нулю, и вследствие этого наблюдаются только вращательные уровни типа А. В лазерах, стабилизированных по переходу в молекуле OsCU, систематические сдвиги частоты оказываются малы, поскольку

Таблица 9.2. Характеристики метрологических переходов в молекулах Ь и СН4, важные для оптических стандартов частоты, на длинах волн 532 нм и 3,4 мкм соответственно. Данные

взяты из работы [387]

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
|  | h | СН4 |
| Переход | аю(линия №1110 [108]) | F2 - Р(7) в полосе 1/3 |
| естественная ширина линии | 380 кГц | 10 Гц |
| доплеровское уширение | 430 МГц (300 К) | 275 МГц (300 К) |
| доплеровский сдвиг 2-го порядка | 5- 10~12 | ю-12 |
| столкновительное уширение | 0,11 МГц/Па | 0,11 кГц/Па |
| столкновительный сдвиг | 4 кГц/Па | 1 Гц/Па |
| время-пролетное уширение | 5 кГц | 170 кГц |
|  | (2wo=2 мм, 300 К) | (2wo=2 мм, 77 К) |
| уширение вследствие насыщения | 660 КГЦ^/I + ///sat | 500 КГЦ-^Л + ///sat |
| динамический штарковский сдвиг | 25 кГц/мВт (при 1 мВт) |  |
| штарковский сдвиг |  | 1 кГц/(В/см) |
| зеемановский сдвиг 1-го порядка |  | 2 кГц/мТл |
| зеемановский сдвиг 2-го порядка |  | 25 кГц/(мТл)2 |
| сверхтонкое расщепление | «10 МГц | 11 кГц |
| расщепление отдачи | 5,55 кГц | 2,2 кГц |

уровни такой молекулы малочувствительны к внешним полям. У четных изотопов осмия сверхтонкая структура отсутствует. Благодаря высокой массе молекулы OsC>4 сдвиги частоты, связанные с эффектом Доплера второго порядка и эффектом отдачи

(« 15 Гц), также малы.

В ряде лабораторий были созданы стандарты частоты на СО2 лазере со стаби­лизацией по переходу в молекуле OSO4 [222, 397, 398, 399, 400, 401, 402, 403]. В качестве примера рассмотрим стандарт из работы [402]. Он представляет собой СОг-лазер, частота которого стабилизирована по третьей производной от контура насыщенного поглощения в молекуле OSO4. Молекулы OSO4 содержатся в ячейке длиной 1,5 м, помещенной внутрь высокодобротного резонатора Фабри-Перо, что позволяет уверенно регистрировать резонансы насыщенного поглощения при мощ­ности лазерного излучения, заводимого в резонатор, на уровне 1 мКВт. Длина резонатора модулируется, и по сигналу первой гармоники модуляции центральная частота резонатора стабилизируется относительно частоты перехода в молекулах. В работе [403] в течение шести месяцев проводилось сравнение двух независимых систем, что привело к значению воспроизводимости стандарта на уровне 2-10 . На коротких временах вплоть до т = 300 с стандарт обладает аллановской девиацией а (г) = 6,6 • 10“14 (т/с)-1/2 с минимумом на уровне 4 • 10“15 при т и 500 с [404].

У Было выполнено несколько абсолютных измерений частоты этого стандарта (см. работы [397, 398, 403, 405, 406] и ссылки в них); погрешность измерений составила 7 • 10~13. Некоторые частоты лазера со стабилизацией по переходам в OSO4 вклю­чены в список частот, рекомендованных CIPM для воспроизведения метра [370].

Молекулы 1890s04 и 1970s04 с нечетными изотопами осмия обладают сверхтонкой структурой, что было использовано для измерения спиновых констант вращения и для создания различных частотных сеток [407]. В работе [222] удалось за­регистрировать спектральную ширину линии перехода на уровне 160 Гц за счет селекции медленных молекул в 18-и метровой газовой ячейке при низком давле­нии 2- 10-4 Па.

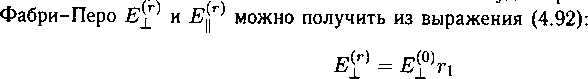
§9.2. Методы стабилизации частоты лазеров

Существуют различные методы, позволяющие стабилизировать частоту лазера как относительно резонансов в микроскопических системах (ионах, атомах или мо­лекулах), так и относительно собственных частот макроскопических осцилляторов, например, резонатора Фабри-Перо. Для этого используется либо спектральная зави­симость поглощения осциллятора, либо его дисперсионные характеристики. Поляри­зационные и фазово-модуляционные методы стабилизации обладают очень высокой чувствительностью. В качестве примера поляризационного метода в разделе 9.2.1 мы рассмотрим метод Хэнша-Куйо. В свою очередь, фазово-модуляционный метод Паунда-Дривера-Холла, который широко используется для стабилизации частоты лазера относительно пика пропускания резонатора Фабри-Перо, будет рассмотрен в разделе 9.2.2. В последующих разделах мы обсудим другие распространенные фазово-модуляционные методы, с помощью которых осуществляется стабилизация частоты лазера относительно переходов в квантовых системах.

1. Метод Хэнша-Куйо. Хэншем и Куйо была разработана схема стабили­зации частоты лазера по отношению к оптическому резонатору, в которой для по­лучения сигнала ошибки используется метод поляризационной спектроскопии [408]. Такая схема получила название метода Хэнша-Куйо.

Пусть линейно поляризованное излучение лазера с амплитудой поля световой волны заводится в интерферометр Фабри-Перо. Внутри интерферометра нахо­дится поляризующий элемент (см. рис. 9.9), например, брюстеровская пластинка, поляризатор или двулучепреломляющий кристалл, что приводит к тому, что потери резонатора будут зависеть от поляризации падающей волны.

В результате того, что резонатор обладает поляризующими свойствами, компо­нент падающей волны Еjjr = cos в с плоскостью поляризации, параллельной направлению минимальных потерь, будет испытывать наименьшшие потери внутри резонатора, а с ортогональной Еsin в — наибольшие. Здесь угол в обозна­чает угол между плоскостью поляризации падающей волны и плоскостью, в которой потери резонатора минимальны. Комплексные амплитуды отражения интерферометра



и

(9.4)



(9.5)

где 6 — 2АиЬ/с. Здесь г\ и t\ — амплитудные коэффициенты отражения и пропус­кания входного зеркала. В свою очередь, величина г учитывает не только ампли­тудный коэффициент отражения заднего зеркала, но и все дополнительные потери на поглощение и отражение в резонаторе. Поскольку резкость резонатора зависит от

Лазер

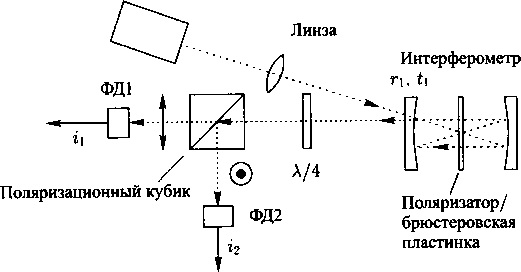
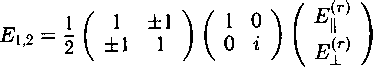


Рис. 9.9. Схема для стабилизации частоты лазера по интерферометру Фабри-Перо с помощью метода поляризационной спектроскопии (метод Хэнша и Куйо [408]). Здесь ФД обозначают фотодиоды, а знаки J и © соответствуют направлениям поляризации в плоскости рисунка и

перпендикулярно ей

поляризации, между поляризационными компонентами волн Ех и Ец возникнет фазовый сдвиг в том случае, если частота поля не совпадает точно с частотой моды резонатора (см. рис. 4.16). Вследствие высоких внутрирезонаторных потерь компо­нент практически полностью отразится на переднем зеркале с минимальным дополнительным фазовым сдвигом. При этом отраженную волну можно исполь­зовать в качестве опорной для сравнения с компонентом фаза которого будет существенно зависеть от отстройки частоты. Сдвиг фаз приводит к возникновению эллиптической поляризации в отраженном пучке, которую можно измерить с по­мощью анализатора. В качестве такого анализатора используется фазовая пластинка Л/4 и поляризационный делитель пучка. ^ ^

Пластинка Л/4 настраивается таким образом, чтобы в случае линейной поляри­зации интенсивность света разделялась между двумя каналами регистрации ровно пополам, как показано на рис. 9.9. Можно рассматривать эллиптически поляризован­ный свет как сумму лево- и право- циркулярно поляризованных волн с различными амплитудами. После прохождения пластинки Л/4 циркулярно поляризованные компо­ненты преобразуются в линейно поляризованные, которые по отдельности регистри­руются двумя фотодиодами. Фототоки диодов i\ и гг пропорциональны квадратам модулей напряженностей полей на выходе поляризационного делителя \E\f и \Е%\ соответственно. Эти значения были вычислены в работе [408] с использованием матриц Джонса (см., например, [409]):



(9.6)

где первая матрица представляет поляризатор под углом 45°, а вторая — фазовую пластинку Л/4, быстрая ось которой направлена горизонтально. Следовательно,

Отсюда можно вычислить разность фототоков г( - г2 ос |£||2 - |£72|2. используя соот­ношение (9.5):

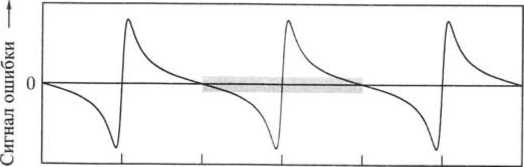
* гг ос |£'<O)|22cos0sin0

11 rri sin 6

(9.8)

(1 -rr,)J + 4rW(<V2)

Полученный сигнал, спектральная форма которого приводится на рис. 9.10, можно использовать в качестве сигнала ошибки для стабилизации лазера. Крутой склон соответствует переходу через резонанс интерферометра, а область захвата петли обратной связи будет простираться вправо и влево до половины интервала, отделяю­щего его от соседнего резонанса.



-2тг

*2п*

Рис. 9.10. Сигнал ошибки, возникающий при использовании метода Хэнша-Куйо. Форма сигнала вычислена по формуле (9.8) для случая, когда резкость интерферометра составляет F’ = ят/(1 — г ) = 14. Серая область отображает диапазон захвата петли обратной связи в случае стабилизации относительно центрального пика

Метод Хэнша-Куйо универсален, прежде всего, вследствие его простоты, а также доступности элементов, требуемых для реализации на практике. Он широко ис­пользуется в схемах для предварительной стабилизации лазеров. Однако, поскольку в основе этого метода лежит вычитание постоянных токов, положение точки при­вязки будет зависеть от среднего уровня сигнала ошибки, который определяется балансом двух каналов. Наряду с этим, на него оказывают влияние низкочастотные технические шумы самого лазера.

1. Метод Паунда-Дривера-Холла. Метод Паунда-Дривера-Холла на­зван по имени его создателей Р. Дривера и Дж. Холла [410], а также Р. Паунда, который использовал аналогичную технику в микроволновом диапазоне частот [411]. Этот метод относится к фазово-модуляционным методам, используемым для ста­билизации частоты лазера относительно одной из собственных частот оптического резонатора.

В схеме, приведенной на рис. 9.11, излучение лазера на угловой частоте и> модулируется по фазе электро-оптическим модулятором (см. раздел 11.2.2) на угло­вой частоте шт. Для малой глубины модуляции <5 1 в последующих выкладках достаточно оставить только спектральные компоненты на несущей частоте и)т и на боковых частотах ±шт (см. (2.52))

(9.9)

С.С..

Если несущая и боковые частоты отражаются интерферометром Фабри-Перо, ам­плитуды и фазы отраженных волн измененяются в соответствии с комплексным амплитудным коэффициентом отражения интерферометра грр(ш) (см. (4.92)):

Оптический изолятор

К эксперименту

>=>

Лазер

Фазовращатель

5 МГц

□ Н>

Смеситель1

Интерферометр

Фабри-Перо

ЭОМ

ПДП

А/4

Медленный

вход

Быстрый вход

т



**V**

-о

Рис. 9.11. Схема стабилизации Паунда-Дривера-Холла. Оптические лучи показаны сплош­ными линиями, а электронные сигналы — пунктирными. Здесь ПДП — поляризационный де­литель пучка

*Ео*

*Ег(ш)*

(9.10)

*2 [rfp(u>)Jo(8)etut* + *г?р(и)* + *ujm)J\(5)el*

- rFp(w - *и>т)М5)е«ш-ш™»] + C.C..*

*А(Ш+Ш m)t\_*

Для того, чтобы отделить отраженный от интерферометра пучок от падающего, используется комбинация из поляризационного делителя пучка и четвертьволновой фазовой пластинки или фарадеевского вращателя. Ток фотодиода гро, обладающего эффективностью rjpu, пропорционален мощности отраженного пучка Рг:

ipD ~ tipdPt ос ЕтЕ\* (9.11)

и, следовательно,

гР0 ос [Jq(5)|t\*fp|2 + Jf(5){ |rFp(w + um)\2 + \г?р(и ~ wTO)|2}+

+ JoJiTfp(w) *г?р(и) + wm) e tbJmt—*

* JoJ\rfp(u>) Vfp(u) — u)m) егШтЬ+

*JoJiVfp(uj)* грр{шшт) e m

* Jo Jir^pH rFp(w - wm) e~iUmt—
* J2 {грр^ + Wm) Tpp(w — LOm) & "\* —

— rpp(w-f o;TO) rpp(o» — wm) e . (9.12)

В фототоке присутствуют три постоянных вклада, формируемых несущей и двумя боковыми частотами, а также вклады на частотах биений между тремя частотными компонентами (шт и 2шт). Детектор конструируется таким образом, чтобы он обладал чувствительностью только в узком участке спектра вблизи частоты биений между несущей и боковыми частотами модуляции, то есть вблизи шт. Сигнал биений между правой и левой боковыми частотами (2шт) обычно подавляется, например,с помощью фильтра-пробки. В этом случае в выражении (9.12) достаточно оставить только члены на частоте модуляции шт:

4от) ос J0Ji {[грр(о;) грр(ш + шт) - Грр(и) rFP(ш - шт)} exp[-i(wmi)] +

+ [rFpM rFp(w + шт) ~ Грр(ш - шт)} exp[i(wmi)]}, (9.13)

что эквивалентно выражению: О

= 2J0JiRe {грр(ш) Грр(ш + шт) - Грр(ш) rFp(w - шт)} cosu>mt+

+ Im {грр(а;) rFp(w + шт) — ^fp(^) гтр(ш ~ wm)} sinwmf. (9.14)

Из этого соотношения получим выражение для фототока

4>еГ^ « Jo($)Ji(S) И(Д^) cosumt + D(Alj) sinu;mf], (9.15)

в котором есть два гармонических слагаемых с коэффициентами А(Ди>) при синусе и Б(Аш) при косинусе. Чтобы определить коэффициенты А и D, вместо точного выражения для амплитудного коэффициента отражения через функцию Эйри (4.92), используем приближение (4.98):

Дш(Дш + гГ/2)

(Г/2)2 + Аш2

Теперь, чтобы определить коэффициенты А и D (см. (9.14),(9.15)), вычислим дей­ствительную и мнимую части выражения

ПфМг-рр(и> + Шт) - Грр(ш)грр(ш - Шт) = (9.17)

\_ До>[До; + гГ/2](Дш + шт)[Аш + шт — \*Г/2]

[(Г/2)2 + Да;2][(Г/2)2 + (Аш + Шт)2]

\_ До;[Да; — гГ/2] (Да; — а;т)[Да; — шт + гГ/2]

[(Г/2)2 + Аш2][(Г/2)2 + (Аш - шт)2} '

После простых, но громоздких преобразований получим окончательно

ш2т(Т/2)Аш [(Г/2)2 - Да;2 + ш2т]

D(Auj) = —4-= =-= =-\* i =- (9.18)

[Да;2 + (Г/2)2] [(Да; + а;т)2 + (Г/2)2] [(Да; - шт)2 + (Г/2)2]

и

шт (Г/2)2Да; [(Г/2)2 + Аш2 + ш2т]

А(Аи) = 4Т =-= != =-= i т. (9.19)

[Да;2 + (Г/2)2] [(Ды + шт? + (Г/2)2] [(Да; - а;т)2 + (Г/2)2]

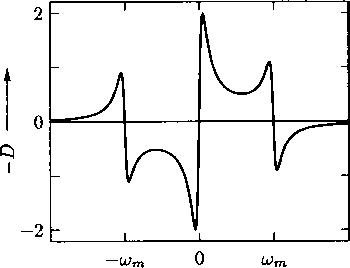
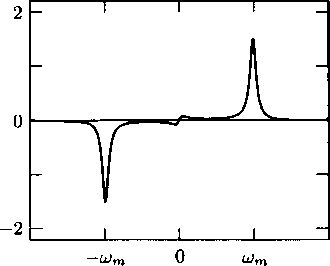
Выражение для фототока (9.15) содержит два слагаемых, зависящих от cos(ut) (вклад поглощения) и sin(wf) (вклад дисперсии). Можно выделить либо первое, либо второе слагаемое соответствующим подбором фазы опорного сигнала на частоте модуляции. В эксперименте на один вход балансного смесителя (см. рис. 3.13) подается сигнал с фотодиода, а на второй — сигнал от опорного генератора, как показано на рисунке 9.11. Если после смесителя установлен низкочастотный фильтр, то сигнал на выходе будет зависеть только от фазы и амплитуды спектральных компонентов сигнала фотодиода вблизи частоты опорного сигнала. С помощью

ПФ = (9-16)

') Если А = а + ib, то Aexp(-iwt) + А\* ехр(wt) = 2acosa>i + 2bsinu;i.

смесителя осуществляется фазово-чувствительная регистрация фототока, и в этом случае смеситель и фильтр играют роль синхронного детектора, используемого для формирования сигнала ошибки.

На рис. 9.12 и 9.13 показаны спектральные профили сигналов, вычисленных с использованием выражений (9.18) и (9.19) для и>т = ЮГ. Рисунок 9.12 соответствует случаю, когда фаза опорного сигнала, подаваемого на смеситель, сдвинута на 7г/2 относительно фазы сигнала, подаваемого на электро-оптический модулятор. В свою очередь, рисунок 9.13 соответствует случаю синфазной регистрации.



Аш Аш ►

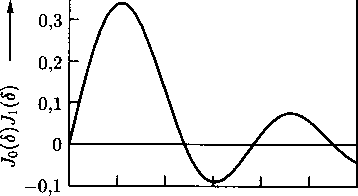
Рис. 9.12. Вклад дисперсии -О(Аш), вы- Рис. 9.13. Вклад поглощения А(Аш), вы­численный при использовании выражения численный при использовании выражения (9.18) для шт = ЮГ (9.19) для шт = ЮГ

Можно рассматривать сигнал на рис. 9.12 как сумму трех дисперсионных кривых на резонансной частоте wo> а также на боковых частотах (cj0 + шт) и которые отвечают трем спектральным компонентам отраженной волны. Поскольку боковые частоты сдвинуты по фазе относительно несущей на 7г/2, соответствующие сигналы имеют различные знаки. Если частота модуляции существенно выше, чем ширина резонанса интерферометра на полувысоте, то все три структуры оказыва­ются хорошо разрешены. Вблизи резонансной частоты интерферометра отражается лишь незначительная часть мощности на несущей частоте, однако при этом фаза отраженной волны быстро меняется при переходе через резонанс (см. рис. 2.5). Как и в методе Хэнша-Куйо, из сравнения фаз трех отраженных волн можно извлечь информацию об отстройке частоты лазера от резонансной частоты интерферометра. Крутой склон резонансного отклика интерферометра можно использовать в качестве сигнала ошибки в петле обратной связи для стабилизации частоты лазера, поскольку сигнал на выходе смесителя пропорционален уходу частоты лазера.

Если фаза опорного сигнала, подаваемого на балансный смеситель, совпадает с фазой сигнала от фотодиода, то сигнал на выходе смесителя (рис. 9.13) будет, в основном, зависеть от амплитуды отраженной волны, то есть от поглощения интерферометра. На спектральном профиле сигнала наблюдаются два пика при от­стройках, равных частоте модуляции. На резонансной частоте сигнал поглощения не наблюдается, поскольку сигналы биений несущей частоты с правой и левой боковыми частотами находятся в противофазе.

Как следует из выражения (9.15), сигнал на выходе балансного смесителя про­порционален произведению функций Бесселя Jo{S)J\(S). Максимальная амплитуда сигнала достигается при индексе модуляции <5тах « 1,08, как видно из рис. 9.14.

0,4



0 1 2 3 4 5 6

***S***

Рис. 9.14. Зависимость произведения Jo(5)J](6) от индекса модуляции S. Амплитуда и крутизна сигнала ошибки, генерируемого методом Паунда-Древера-Холла, пропорциональна

произведению Jo(S) J\ (5)

Ограничением предельной чувствительности данного метода являются пуассонов- ские шумы в регистрируемом сигнале ошибки. В надлежащим образом спроектиро­ванной петле обратной связи любое отклонение сигнала ошибки от нулевого значения должно отрабатываться сервоэлементом.

Рассмотрим случай, когда связь с резонатором подобрана таким образом, чтобы коэффициент отражения зеркал соответствовал потерям в резонаторе (согласование импедансов), а частота модуляции существенно превышала спектральную ширину пика пропускания резонатора. В этом случае от резонатора отражаются только волны на боковых частотах, которые после отражения попадают на фотодетектор. Если электронные шумы фотодетектора, обладающего эффективностью т), обусловлены только пуассоновскими шумами лазерного излучения, спектральная плотность мощ­ности шума стабилизированного лазера будет равна



(9.20)

где Ра — мощность излучения, падающего на фотодетектор. Отсюда можно получить выражение для аллановской девиации согласно (9.20):



(9.21)

Как метод Паунда-Дривера-Холла, так и метод Хэнша-Куйо выигрышно отли­чаются от метода привязки по склону пика пропускания (см. разд 2.3.2.1 и работу [412]) тем, что в них частота лазера стабилизируется относительно центра пика пропускания интерферометра. Дополнительным достоинством метода Хэнша-Куйо является то, что частоту лазера не требуется модулировать, в то время как для привязки Паунда-Дривера-Холла необходим дополнительный электро-оптический модулятор (за исключением случая стабилизации полупроводникового лазера, ко­гда его частоту можно непосредственно модулировать током инжекции). В слу­чае фазово-модуляционной привязки выходной сигнал, содержащий информацию

о флуктуациях частоты лазера, имеет частоту, близкую к частоте модуляции, и его необходимо демодулировать для получения сигнала ошибки для петли обратной связи, в то время, как сигнал, получаемый методом Хэнша-Куйо сразу лежит в тре­буемом диапазоне частот. Этот кажущийся недостаток метода Паунда-Дривера- Холла на самом деле позволяет подавить некоторые технические шумы за счетпереноса спектра в область высоких частот. Особенное внимание должно уделяться паразитной амплитудной модуляции на той же частоте ит, что и частота фазовой модуляции, поскольку такая амплитудная модуляция приводит к смещению нулевого уровня сигнала ошибки на выходе из балансного смесителя. В частности, источником паразитной амплитудной модуляции может служить сам электро-оптический модуля­тор за счет возникающего в нем пьезоэлектрического эффекта. Как подчеркивается в работах [413, 414], необходимо использовать специальные методы для подавления влияния амплитудной модуляции.

1. Фазово-модуляционная спектроскопия насыщения. Метод фазово­модуляционной спектроскопии [415, 416] широко используется для стабилизации ча­стоты лазера относительно переходов в поглотительных ячейках, регистрируемых ме­тодами субдоплеровской спектроскопии насыщения [417, 418, 419, 420]. Этот метод оказывается во многом схож с методом Паунда-Дривера-Холла. Рассмотрим схему эксперимента для стабилизации частоты лазера по переходу в молекулярном йоде, показанную на рисунке 9.15, а. Часть излучения лазера отщепляется с помощью поляризационного делителя пучка ПДП1, перед которым установлена полуволновая фазовая пластинка, позволяющая регулировать мощность света. С помощью второго делителя (ПДП2) и пластинки А/2 формируются пробный и насыщающий лазерные пучки, которые заводятся с разных сторон в поглотительную йодную ячейку. Проб­ный пучок замодулирован по фазе на угловой частоте и>т с индексом модуляции S. Для простоты будем считать, что 5 < 1 и лазерное поле можно представить в виде несущей и двух боковых частот (см. раздел 2.3.1).

Поскольку поглощающая среда обладает спектрально-зависимым откликом, фазы и амплитуды частотных компонент пробного пучка по-разному изменятся после про­хождения через ячейку. Согласно работе Бйорклунда [415] мы учтем спектральный отклик среды (поглощение и фазовый сдвиг) для каждой из трех волн I = — 1,0, +1 с помощью коэффициентов Т} = ехр (—а; — г^), где а; отвечает за ослабление ам­плитуды волны за счет поглощения, a <j>i представляет сдвиг фазы, испытываемый каждой из волн I. Следовательно, после взаимодействия со средой поле пробной волны будет иметь вид

ЯргоЬе = Яо.ргоЬе/2 [т0е\*-\* + Г,| - Г\_,| + с.с.. (9.22)

Вблизи резонанса, когда исходный баланс между тремя волнами нарушается, в выходном сигнале появляется амплитудная модуляция, которую можно зареги­стрировать фотодетектором ФД (рис. 9.15, а). Сигнал на фотодетекторе оказывается равен

*-2а*

■Fprobe ОС |Eq probe| С

(9.23)

giwt \_|\_ f е—г(а0—а,)е \*\*i ei(w+wm)t\_|\_

\_ *^ e-i(ao-a-^)e~'^ф-^ ei(u-um)t'2*

Опуская члены с д2, получим:

PprobeOce 2“jl+ е г(а° cos(<f) — фо) — е г(а° cos(^0 - Ф-\) 5coswt+

4- е\_1(«°-а1) $т(ф - фо) - e-\*(“o-a-‘) sin((/>o - ф\_х) sinwij. (9.24)

В случае, если |ао — cki| 1, |ао — <\*-i| ^ 1 и \фо — ф[\ <С 1, можно упростить это выражение, как это было сделано в работе [415]:

Рprobe ос е~2а [1 + (a\_i - ai)5cos(wmt) + (ф\ - 2фо + 0\_i)<Ssin(wm^)]. (9.25)

В выражении (9.25) слагаемое в фигурных скобках с cos wt осциллирует в фазе с сигналом модуляции и пропорционально разнице коэффициентов поглощения среды на левой и правой боковых частотах. Синусоидальное слагаемое сдвинуто по фазе на 7г/2 и пропорционально разности фаз на этих частотах.

Для вычисления сигнала ошибки необходимо знать спектральные характеристики поглощения и дисперсии среды. В работе [421] Бйорклунд и соавторы вычислили сигнал поглощения, сигнал дисперсии и модуль полного сигнала в широком диа­пазоне изменения параметров, предполагая лоренцевый профиль линии поглощения среды. В этом случае составляющая поглощения в (9.23) формируется из двух симметричных линий на частотах и — шо и ш + шо, соответствующих действительной части лоренцевой кривой (см. рис. 2.5, а). Таким образом, максимальная амплитуда сигнала при синфазной регистрации достигается на частотах и> = и>о ± и>т. Дис­персионная составляющая сигнала представляет собой сумму трех дисперсионных контуров (см. рис. 2.5, б) на частотах ш - шо, шо, ш + шо­В работах Холла с соавторами [416] и Ширли [422] был выполнен аналогичный расчет с учетом нелинейного резонансного поглощения и дисперсии среды, а также второй пары боковых частот в сигнале модуляции. В вычислениях они ввели следу­ющие обозначения

Xj = w~ г%>—’ = и <9-26)

1 /\* 1 +Xj

где и>о есть частота линии поглощения, а Г — однородная ширина линии с учетом уширения мощностью лазерных полей. Переменная j может принимать следующие значения1) -1, -1/2, 0, 1/2, 1. Вычисленный в работах [416, 422] сигнал ошибки Vpms записывается как

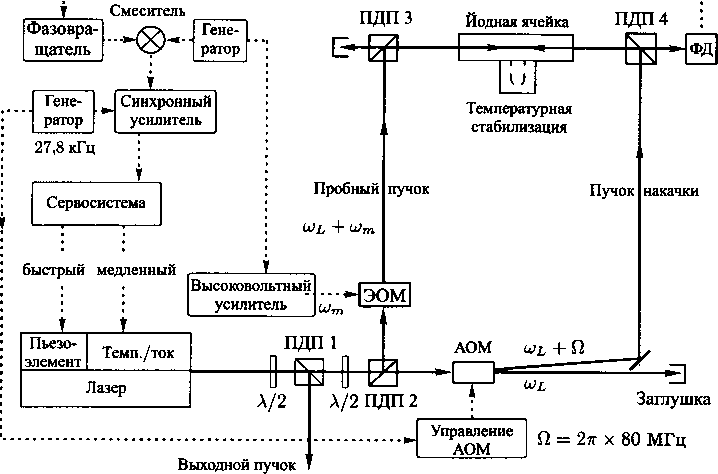
Vpms ос «М^) х {[(Jb(<5) + <M^))(£i/2 — ^-1/2) — 1 — £-1)] соз(Ф)—

* *[(MS) - J2(S))(Dl/2 - 2D0 +* £>\_ 1/2) + *J2(S)(Dy -* 2*D0* + £»\_,)] яп(Ф)}. (9.27)

На рис. 9.16 и 9.17 показаны вклады поглощения и дисперсии в сигнал Vpms. а на рис. 9.18 для сравнения приводится экспериментальный график сигнала. Для стаби­лизации частоты используется крутой центральный склон дисперсионного сигнала.

Для того, чтобы обеспечить возможность регистрации субдоплеровских спектров, используется насыщающий лазерный пучок, распространяющийся во встречном на­правлении по отношению к модулированному пробному пучку (см. рис. 9.15, а). Мощный насыщающий пучок модулируется по амплитуде с помощью акусто- оптического модулятора, что позволяет применить синхронное детектирование и сни­зить уровень шумов при регистрации сигнала в пробном пучке. Фаза Ф сигнала с фотодиода настраивается с помощью фазовращателя, установленного перед сме­сителем. Кроме него, на смеситель подается сигнал генератора, модулирующего ЭОМ, в результате чего на выходе формируется сигнал ошибки Vpms- Изменяя сдвиг

’) Необходимо отметить, что поскольку в схеме, приведенной на рисунке 9.15, замодули- рован лишь пробный пучок, боковые резонансы первого порядка появятся при отстройках ±шт/2, а не ±шт, как видно из рисунков 9.16 и 9.17.



На фазовращатель ■\* ;

; ПДП 3 йодная ячейка ЦДЛ 4

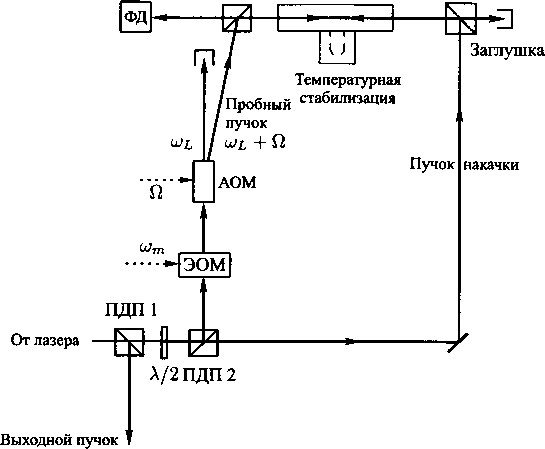
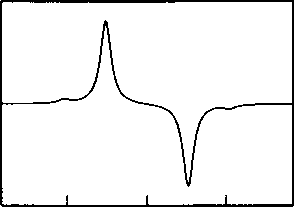
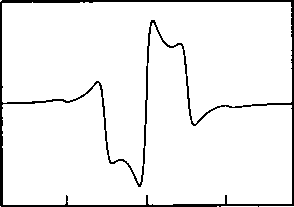


Рис. 9.15. Схема установки для стабилизации Nd:YAG лазера, генерирующего на длине волны 532 нм, по частоте перехода в молекулах йода, а) Метод фазово-модуляционной спектроскопии насыщения, б) Метод модуляционной спектроскопии с переносом спектра. ФД — фотодиоды, ЭОМ — электро-оптический модулятор, АОМ — акусто-оптический модулятор. Световые пучки изображены на рисунке сплошными линиями, а электрические линии — пунктирными.



-5 0 +5 Аи, МГц

Рис. 9.16. Сигнал поглощения (Ф = 0°), получаемый методом фазово-модуляци­онной спектроскопии при синхронной ре­гистрации согласно выражению (9.27) для шт = 2п х 5,185 МГц, 6 = 0,6 и Г = 2я- х 0,4 МГц



-5 0 +5 Аи, МГц -

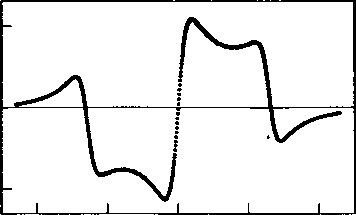


Рис. 9.17. Сигнал дисперсии (Ф = 90°), получаемый методом фазово-модуляци­онной спектроскопии при регистрации со сдвигом фазы согласно выраже­нию (9.27) для Шт. = 2тг х 5,185 МГц, S = 0,6 и Г = 2тг х 0,4 МГц

( 0,5 №

1. §
2. -0’5

О

-4-2 0 2 4  
Аи, МГц ►-  
Рис. 9.18. Сигнал ошибки, зарегистрированный с помощью установки, приведенной на рисун-  
ке 9.15, а (ср. рис. 9.17). График любезно предоставлен Г. Шнатсом

фазы с помощью фазовращателя, можно регистрировать как сигнал поглощения (Ф = 0°, рис. 9.16), так и сигнал дисперсии (Ф = 90°, рис. 9.17), а также любую их комбинацию.

9.2.4. Метод переноса спектра модуляции. В окрестности атомного резо­нанса нелинейность взаимодействия волны накачки и пробной волны оказывается достаточной для того, чтобы амплитудная или фазовая модуляция одной из них была передана другой, распространяющейся во встречном направлении. Такая модуляция с переносом спектра является примером четырехволнового смешения, в котором несу­щая поля накачки, одна из его боковых частот и встречная немодулированная волна пробного пучка порождают четвертую волну, что эквивалентно появлению модуляции в пробном пучке. Поскольку модуляция с переносом спектра является существенно нелинейным процессом, возникающим лишь вблизи спектрально-узкого резонанса, достоинством этого метода является практически полное отсутствие сигнала вне резонанса. Следовательно, методы стабилизации, опирающиеся на спектроскопию с переносом спектра, слабочувствительны к флуктуациям нулевого уровня сигнала ошибки, которые влияют на стабильность частоты лазера. Физические процессы, лежащие в основе этих методов, проанализированы Ширли в работе [422]. Эффект

переноса спектра возникает в результате того, что ампилитудно- или фазово-моду- лированная волна накачки выжигает спектральные дыры в распределении скоростей атомов. Немодулированное пробное поле взаимодействует с приготовленной средой, характеристики которой зависят от частоты модуляции пучка накачки, и испыты­вает модулированное поглощение и дисперсию. Используя те же обозначения, что и в (9.26), сигнал ошибки в этом случае можно выразить (согласно [422, 428]) как:

Vmts <х МШ\*)' 1 — Li/2 + £-1/2 + b\_i) cos($)+

+ (—D\ + D\/2 + .D-i/2 — -D-i) sin($)|. (9.28)

Результаты расчетов приведены на рисунках 9.19, 9.20. В работе [422] Ширли отметил, что кроме резонансов, возникающих вследствие эффекта выгорания дыр, в общем случае еще должны формироваться дополнительные слабые резонансы, которые возникают за счет взаимодействий более высоких порядков с насыщающим пучком. В дополнение к этому, часть излучения на несущей и боковых частотах может испытывать брэгговское отражение в направлении распространения встречной пробной волны. Брэгговская решетка возникает вследствие пространственной моду­ляции среды в стоячей волне, 0 формируемой двумя встречными бегущими волнами пробного и насыщающего пучков. Этот вклад приводит к измерению амплитуды пи­ков поглощения на частотах отстройки ±ш/2 по отношению к пикам на частотах ±ол

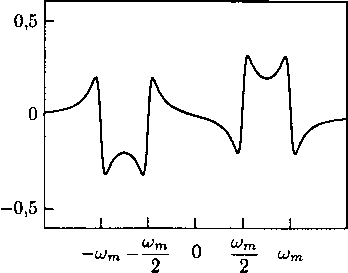


Рис. 9.20. Сигнал дисперсии (Ф = 90°) при использовании метода модуляцион­ной спектроскопии с переносом спектра, вычисленный согласно формуле (9.28) в случае ит — ЮГ

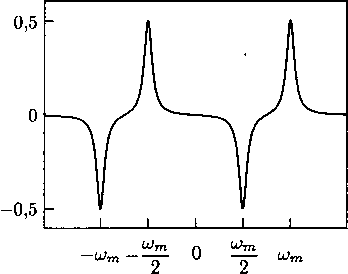
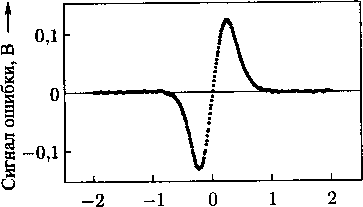


Рис. 9.19. Сигнал поглощения (Ф = 0°) при использовании метода модуляцион­ной спектроскопии с переносом спектра, вычисленный согласно формуле (9.28) в случае шт = 10Г

Вследствие своей нелинейной природы сигналы обычно оказываются слабыми, однако для стабилизации необходимо получить максимальную крутизну склона сиг­нала ошибки. Для частот, превышающих ширину доплеровского спектра поглощения, нелинейность среды быстро падает. Поэтому наиболее оптимальная частота модуля­ции составляет шт < Г/2 (см. рис. 9.21). При этом регистрируемый сигнал можно использовать для стабилизации частоты лазера. Из анализа выражения (9.28) и

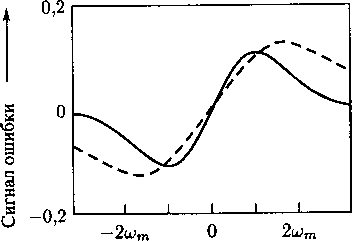
') В конкретном случае, представленном на рис. 9.15, когда частота пробного пучка сдвинута на величину fi с помощью акусто-оптического модулятора, вместо стоячей волны необходимо рассматривать бегущую волну.



Аи, МГц

Рис. 9.22. Сигнал ошибки от йодной ячей­ки, зарегистрированный с помощью уста­новки для модуляционной спектроскопии с переносом спектра, приведенной на ри­сунке 9.15,6. График любезно предоставлен Г. Шнатсом

результатов экспериментов [428] был сделан вывод, что оптимальный наклон дис­криминантной характеристики (см. рис. 9.22) достигается при Ф « 50° и и>т и 0,35Г.



*ш*

Рис. 9.21. Сигналы ошибки, вычисленные согласно (9.28) при условии шт = Г/4. Сплошная кривая представляет сигнал дисперсии (Ф = 90°), а пунктирная — сиг­нал поглощения (Ф = 0°)

В работе [429] Джаатинен выполнил расчет параметров, входящих в выражение

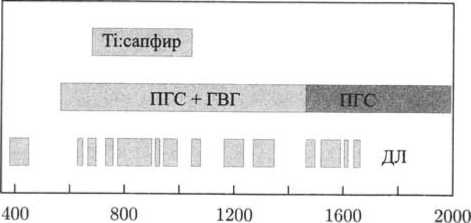
1. , которые соответствуют максимальному уровню сигнала. Было обнаружено, что амплитудная модуляция пучка накачки приводит к большей крутизне характери­стики, чем частотная. Хотя спектральная форма линии, наблюдаемая в методе пере­носа спектра, хорошо описывается в рамках простой теории, Айкхофф и Холл обна­ружили остаточные систематические вклады, которые могут привести к ограничению точности стандартов, где используется этот метод стабилизации частоты [118].

Метод переноса спектра модуляции использовался, например, для стабилизации частоты Nd:YAG лазера по переходам в молекулярном йоде (см. также раздел 9.4.1).

§ 9.3. Перестраиваемые лазеры

Для возбуждения спектральной линии поглощения в атомной системе на заданной частоте обычно используются перестраиваемые лазеры. К наиболее дешевым, ком­пактным и эффективным системам относятся полупроводниковые (диодные) лазеры, причем некоторые из них обладают диапазоном перестройки длины волны вплоть до нескольких десятков нанометров. Несмотря на то, что одномодовые полупроводнико­вые лазеры излучают в нескольких широких спектральных диапазонах (рис. 9.23), та или иная длина волны иногда оказывается для них недоступной. Мощность диодных лазеров обычно невысока и составляет от нескольких милливатт до нескольких десятков милливатт.

Лазер на сапфире, активированном титаном, обладает диапазоном перестройки длины волны от 0,7 мкм до 1 мкм (ближнее инфракрасное излучение) и мощностью до нескольких ватт (рис. 9.23). Другие диапазоны длин волн могут быть перекрыты излучением, полученным за счет преобразования частоты в нелинейных кристаллах. Например, излучение коммерчески доступных параметрических генераторов света (ПГС) на кристаллах LiNbC>3 с периодической доменной структурой {periodically poled, англ.), накачиваемых излучением лазера на Nd:YAG (1,06 мкм), перекрывает диапазоны от 1,45 мкм до 2 мкм для сигнального луча и от 2,4 мкм до 4 мкм для холостого луча. Для получения перестраиваемого по длине волны когерентного



А, нм

Рис. 9.23. Перестраиваемые твердотельные лазеры. Снизу на рисунке даны диапазоны длин волн, в которых излучают диодные лазеры (ДЛ) (согласно [430]). Выше представлен диапазон перестройки длины сигнальной волны в параметрическом генераторе света (ПГС) на кристалле LiNbC>3 с регулярной доменной структурой, накачиваемом излучением Nd:YAG лазера. Соот­ветственно, слева (ПГС+ГВГ) указан диапазон длин волн, перекрываемый излучением второй гармоники холостого пучка ПГС с преобразованием во внешнем резонаторе [431]. Сверху дан диапазон перестройки лазера на "П.сапфире

излучения высокой мощности в видимой области, а в особенности, в желтом и зе­леном спектральных диапазонах, где диодные лазеры пока отсутствуют (рис. 9.23), зачастую единственными лазерными источниками являются лазеры на красителях (рис. 9.24). В этой части книги мы обсудим свойства различных перестраиваемых ла­зеров с точки зрения возможности их применения в оптических стандартах частоты.

1. Лазеры на красителях. Излучение мощных непрерывных лазеров на красителях полностью перекрывает широкий спектральный диапазон от ультрафиоле­тового до ближнего инфракрасного излучения (рис. 9.24), что делает их универсаль­ными источниками, позволяющими проводить самые разнообразные эксперименты. Однако их применение в лабораторных стандартах ограничено дороговизной лазер­ных систем накачки, высокими техническими шумами и необходимостью регулярной замены красителя. Мы ограничимся описанием некоторых характеристик лазеров на красителях, которые важны при использовании их в стандартах частоты; подробное описание этого типа лазерных источников можно найти в работе [432].

|  |  |
| --- | --- |
| 1 1 С102 | 1 1 |
| S3 R6G | IR140 |
| SI R110 R101 | R110 |
| Exalite 392Е С6 | LD700 |
| РР2 СЗО DCM 1 1 1 1 | ! I 1 |

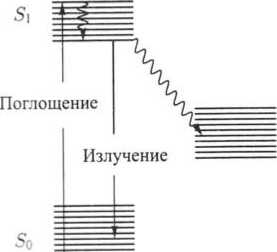
400 600 800 1000

А, нм

Рис. 9.24. Области перестройки длин волн лазеров на красителях, перекрывающие видимый и ближний инфракрасный диапазоны спектра электромагнитных волн

Активной средой для лазеров на красителях служат органические молекулы, рас­творенные в органических растворителях, например, в этиленгликоле. Упрощенная схе­ма уровней молекулы красителя (рис. 9.25) состоит из синглетного основного состоя­ния, а также синглетного и триплетных возбужденных состояний, каждое из которых расщеплено на большое количество вращательно-колебательных подуровней. Благо­даря сильному взаимодействию между молекулами красителя и растворителя, колеба­тельно-вращательные подуровни сильно уширены. Соответствующие линии флуорес­ценции перекрываются и приводят к появлению широкого однородно-уширенного спектрального континуума. Возбуждения мо­лекул красителя обычно осуществляется из­лучением мощных ионных лазеров в ультра­фиолетовой и зеленой областях спектра или второй гармоникой твердотельных лазеров ти­па Nd:YAG на длине волны около 0,53 мкм.

Молекулы красителя оптически накачиваются из состояния 'So в состояние 1 Si (рис. 9.25), внутри которого они быстро (за время менее 10—12 с) распадаются на низший колебатель­ный уровень.



*Т\*

Рис. 9.25. Упрошенная схема энергети­ческих уровней в красителях

Этот уровень является верхним лазерным уровнем и распадается на один из колебатель­но-вращательных уровней основного состояния 'So- Однако также могут происходить и безыз- лучательные переходы на триплетный уровень.

Молекулы, находящиеся в долгоживущем три-

плетном состоянии, не дают вклада в лазерные переходы. Для того, чтобы снизить долю молекул в триплетном состоянии в зоне возбуждения, раствор красителя прокачивается через сопло под давлением от 0,4 МПа до 1,5 МПа, что приводит к формированию струи красителя с прямоуголльным сечением. Характерная толщина струи составляет от 0,2 мм до 1 мм, а ее ширина от 3 мм до 5 мм. Молекулы кра­сителя пролетают область фокусировки лазера накачки размером яв 10 мкм (область возбуждения) примерно за 1 мкс.

Флуктуации толщины струи красителя внутри резонатора вызывают флуктуации частоты лазера (рис. 9.1). Механические резонансы струи вносят основной вклад в спектральную мощность флуктуаций для частот ниже нескольких мегагерц; на высоких частотах превалирует вклад белых шумов, вызванных спонтанным излу­чением. Вследствие этого, для активной компенсации флуктуаций нужна система обратной связи с полосой в несколько мегагерц.

Ввиду широкого спектрального профиля усиления лазера на красителе, в резона­торе может возбуждаться одновременно большое количество продольных мод. Харак­терный диапазон перестройки таких лазеров составляет ДА и 30 нм, а для некоторых типов красителей он существенно больше (рис. 9.24). Соответствующий частотный интервал Аи = |ДАс/А2| = 36 ТГц в области А « 500 нм допускает возбуждение одновременно 120000 продольных мод для лазера с оптической длиной резонатора

1. м. Для того, чтобы лазер генерировал в одномодовом режиме, в резонатор необхо­димо вводить селективные элементы, которые будут обладать широким диапазоном перестройки длины волны, низкими потерями и не будут изменять направление пучка при перестройке длины волны. Этим условиям удовлетворяют, например, оптические интерферометры. Грубая настройка длины волны обычно осуществляетсяс помощью двулучепреломляющего фильтра (фильтр Лио) ') с областью свободной дисперсии для каждой из составляющих его пластинок, равной

Ai'LyoU = 7 £-Т7Г, (9.29)

*’ (По - ne)Di*

составляющей несколько гигагерц в зависимости от толщин Д, а также от раз­ности показателей преломления обыкновенного п0 и необыкновенного пе лучей. Другим спектрально-селективным элементом, используемым в перестраиваемых ла­зерах, является эталон, представляющий собой стеклянную пластинку с частично отражающими поверхностями, которая действует, как многолучевой интерферометр. Выражение для области свободной дисперсии эталона

*ТХ1Г*

Ak'etalon = / ==г (9.30)

2D\J п2 — sin а

взято из работ [409, 433], где оно вычислено по аналогии с интерферометром Фабри-Перо. Здесь а есть угол падения, m — интерференционный порядок, D — толщина пластинки, ап — показатель преломления. Селективность стеклянного эталона толщиной D = 1 мм соответствует области свободной дисперсии (FSR) около 100 ГГц, что оказывается все еще недостаточным для режима одномодовой генерации в лазере с FSR « 300 МГц. Следовательно, дополнительно необходим еще один интерферометр с FSR « 10 ГГц. Для этого используется второй эталон толщиной D « 1 см. Однако при больших углах а возникает смещение пучка, которое приводит к неполному перекрытию интерферирующих пучков и, соответственно, к потере контраста полос и падению пропускания интерферометра. Поэтому иногда толстый эталон заменяют на интерферометр Маха-Цендера [434], который обладает меньшими потерями при заводе пучка и может быть стабилизирован по темной полосе пропускания. В случае, если все селективные элементы правильно настроены по отношению друг к другу, режим работы лазера может превратиться в одномо­довый вследствие перемножения коэффициентов пропускания отдельных элементов (рис. 9.26). Для эффективной компенсации технических уходов частоты одно из зеркал лазерного резонатора крепится на пьезоактюаторе (рис. 9.1). Пьезоэлементы позволяют компенсировать большие уходы частоты лазера, но они эффективны лишь в диапазоне низких частот. В быстрой части петли обратной связи используются внутрирезонаторные электро-оптические модуляторы, которые позволяют быстро из­менять оптическую длину резонатора путем приложения электрического напряжения к кристаллу (см. раздел 11.2.2). Чтобы разместить все перечисленные элементы в лазере на красителях, часто используется конфигурация со сложенным кольцевым резонатором (рис. 9.27), в котором могут возбуждаться две бегущие в разных направлениях волны. Одна из них подавляется с помощью фарадеевского вращателя ( [433], см. также раздел 9.4.1.1), который поворачивает плоскость поляризации для этого направления волны относительно плоскости поляризации волны, бегущей в другом направлении. После поворота плоскости поляризации потери такой волны на брюстеровских поверхностях в резонаторе оказываются существенно больше, чем для другой волны. За счет подавления встречной волны удается избежать истощения инверсии в активной среде («прожигания дырок»), которое возникло бы в пучностях

') Фильтр Лио состоит из трех двулучепреломляющих пластинок различной толщины Di. По сути он представляет собой двухлучевой интерферометр, в котором входящий пучок расщепляется на два поляризационных компонента, которые совмещаются на выходе. Поворот пластинок позволяет изменять относительную длину пути этих пучков и. тем самым, наблю­дать характерную косинусоидальную зависимость пропускания двухлучевого интерферометра (см., напр., [433]).

Кривая усиления

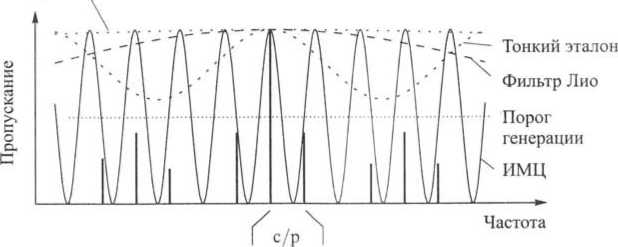


Рис. 9.26. Селекция продольных мод перестраиваемого лазера (области свободной дисперсии различных элементов отображены в масштабе). ИМЦ — интерферометр Маха-Цендера, р — оптическая длина резонатора лазера, с/р — область свободной дисперсии лазерного резонатора

стоячей волны. Углы отражения сферических зеркал Мз и М4 подбираются таким образом, чтобы их астигматизм компенсировался астигматизмом, вносимым струей красителя, находящейся под брюстеровским углом.

Для сужения спектральной ширины линии излучения лазера на красителях и для предварительной стабилизации частоты используются схемы активной стабилизации относительно внешних интерферометров Фабри-Перо. С этой целью применяются методы привязки по склону полосы интерферометра (раздел 2.3.2.1. [412]). поляриза­ционные спектроскопические методы (раздел 9.2.1. [408]) и фазово-модуляционные спектроскопические методы (раздел 9.2.2. [82, 410]). Несмотря на большую спек­тральную ширину линии излучения нестабилизированного лазера порядка 1 МГц или больше, было продемонстрировано сужение спектральной линии лазера на красителе вплоть до субгерцевого уровня [31].

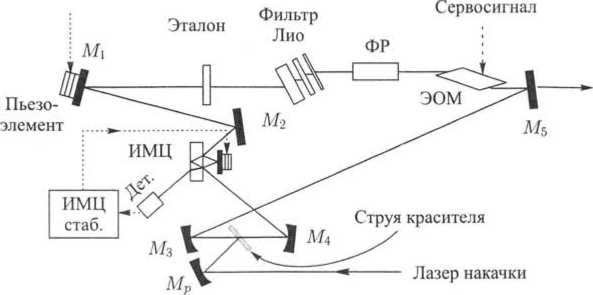


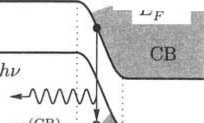
Рис. 9.27. Кольцевой лазер на красителях. М1-М5 — зеркала лазерного резонатора, Мр — зер­кало лазера накачки, ИМЦ —интерферометр Маха-Цендера, ФР — фарадеевский вращатель,

ЭОМ — электро-оптический модулятор

1. Полупроводниковые лазеры.
2. Принцип работы полупроводниковых лазеров. Активной средой полу­проводникового (диодного) лазера является полупроводниковый р-п переход. испус­кающий электромагнитное излучение при пропускании через него тока. По.\*.л::-

p(vв)\_

et/



|  |  |
| --- | --- |
| 5 f : |  |
|  | VB |
| р-зона | п-зона |

Область перехода

Рис. 9.28. Напряжение U, приложен­ное к р-n переходу в прямом направ­лении, приводит к концентрации элек­тронов и дырок в зоне перехода, вызы­вая инверсию

*(—)2 = \п+*

*R =*

*30%.*

(9.31)

водники — это материалы, в которых валентная зона заполнена электронами, а зона  
проводимости при нулевой температуре является пустой. В отличие от изоляторов  
ширина энергетического зазора между этими зонами составляет порядка 1 эВ,  
и. следовательно, электроны могут термически заселять зону проводимости при  
комнатной температуре. В чистых полупроводниковых материалах энергия Ферми,  
соответствующая положению энергетического уровня, разделяющего заселенные и  
пустые уровни, находится посередине между проводящей и валентной зонами. Если  
полупроводник сильно легирован акцепторной примесью (полупроводник р-типа),  
в валентной зоне образуются дырки, и энергия Ферми сдвигается в валентную зону.  
В свою очередь, легирование донорной примесью (полупроводник п-типа) приводит  
к образованию электронов в валентной зоне, и энергия Ферми сдвигается в зону  
проводимости.

В р-n переходе, т.е. в области контакта  
между материалами р- и n-типов, энергии Фер-  
ми оказываются равны. Если к обычному ди-  
оду, представляющему собой пример р-n пере-  
хода, в прямом направлении прикладывается  
напряжение U, уровни Ферми материалов по  
разные стороны контакта сдвигаются на энер-  
гию eU. Это приводит к тому, что и электроны  
в зоне проводимости, и дырки в валентной зоне  
скапливаются в ограниченных областях вблизи  
перехода (рис. 9.28). В области перехода об-  
разуется инверсная населенность электронов,  
которые могут рекомбинировать с дырками, ис-  
пуская фотоны.

Энергетический зазор, а, следовательно,  
и энергия излучаемых фотонов существенно  
зависят от кристаллической структуры полу-  
проводникового материала. Она может варьи-  
роваться в широких пределах за счет вы-  
бора материала, например, Ina.-Gai\_xAs или

InAsi\_xPx. Таким образом, если усиливающая среда, т.е. р-п переход, находится  
в оптическом резонаторе и плотность носителей заряда достаточно велика, может на-  
чаться лазерная генерация. В простейшей конфигурации, носящей название Фабри-  
Перо, в качестве зеркал используются собственные сколотые грани полупроводнико-  
вого кристалла. Высокий коэффициент преломления усиливающей среды 3,5 ^ п ^ 4  
обеспечивает, согласно формулам Френеля [409], значительный коэффициент отра-

жения от граней R:

(3.5-1)»

(3,5 -Н I)2

Этого оказывается достаточно для поддержания лазерной генерации, поскольку ко­эффициент усиления активной среды полупроводниковых лазеров очень высок.

Для того, чтобы высокая плотность носителей, требующаяся для лазерной ге­нерации, достигалась при умеренных токах инжекции, необходимо, чтобы зона, в которой рекомбинируют носители, была как можно тоньше. Поэтому диодные ла­зеры создаются так, чтобы лазерный пучок генерировался в волноводной структуре, в которой поддерживается лишь низшая пространственная мода. Толщина (высота) активной зоны p-п перехода определяется размерами зоны диффузии и составляет 1 мкм ^ d ^ 2 мкм. В свою очередь, ширина этой зоны может изменяться в пределах

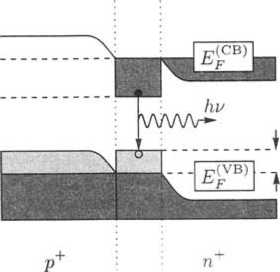
**д4св)**

Д Е

(VB)

Область без легирования

Рис. 9.29. Энергетические зоны двойной гетероструктуры с приложенным в прямом на­правлении напряжением. В качестве материала р~-типа может использоваться, например. Gai\_j,AIBAs, а п+-типа — Gai-xAUAs. в то время как активная зона толщиной порядка 0.1 мкм состоит из нелегированного GaAs



*eU*

от 1 мкм до 100 мкм (диодные лазеры с широким контактом). Лазерный пучок, выходящий из столь маленькой площадки имеет большую расходимость в результате дифракции (см. (4.119)), причем угол раствора составляет несколько десятков гра­дусов. Расходимость лазерного пучка может быть скомпенсирована короткофокусной линзой, расположенной вблизи выходной площадки диодного лазера. Используются два метода формирования лазерного волновода в горизонтальном направлении: с по­мощью градиента коэффициента усиления или градиента показателя преломления. В первом случае горизонтальный волновод формируется геометрией электродов, под­соединенных к полупроводнику и формирующих ограниченную область протекания тока, что приводит к появлению температурно-индуцированного профиля показателя преломления и волноводным свойствам. Во втором случае в материале непосред­ственно создается необходимый профиль показателя преломления. Волновод для электромагнитной волны в вертикальном направлении в обоих случаях образуется за счет эффекта полного внутреннего отражения на границе тонкого активного слоя, показатель преломления которого выше, чем у окружающего материала. Обычно дли­на лазерного диода составляет 0,3 мм L ^ 0,5 мм. После прохождения лазерного резонатора в прямом и обратном направлениях электромагнитная волна приобретает набег фазы

*фа= uJt = 2пиап(и) — ,* (9.32)

с

который пропорционален показателю преломления п{и), в свою очередь, зависящему от частоты. Используя преобразование

^ = 2тгп(1/)—+ 2тп/а^^— = 2тг— (l +

А *Фа* ***Аи '***

(9.33)

***du с dva с с \ п аи J***

можно вычислить область свободной дисперсии (FSR) для резонатора диодного лазера. По определению он соответствует разности частот Аи, обеспечивающей набег фазы Аф = 2ir:

FSR = Аи(2п) = —-j—. (9.34)

V ' 2nL(l + ^)

n *av*

Подставляя характерные значения L = 0,3 мм, (v/n)(dn/dv) as 1,5 и п = 3,5 (для GaAs), можно получить FSR « 57 ГГц, что в пересчете на инкремент длины волны даст ДЛ = XAu/v « 0,2 нм для двух соседних продольных мод. В зависимости от ши­рины зоны проводимости и валентной зоны спектр излучения диодного лазера может достигать нескольких десятков нанометров. Вследствие конструктивных особенно­стей диодные лазеры, в которых волноводные свойства обеспечиваются градиентом коэффициента усиления, обычно работают в режиме многочастотной генерации на нескольких продольных модах, как показано на рис. 9.30. В свою очередь, лазеры с волноводами, формируемыми градиентом показателя преломления, обычно работа­ют в одночастотном режиме, если пропускаемый ток достаточно велик (см. рис. 9.31).

Лазерные диоды с волноводами, формируемые профилем усиления, кроме того часто генерируют на нескольких поперечных модах, что приводит к формированию асимметричного профиля пучка в дальней зоне лазерного поля. Для лазерных стан­дартов частоты предпочтителен другой тип диодных лазеров (с профилем показателя преломления). Однако, если в данном спектральном диапазоне таковые отсутствуют, можно использовать различные дополнительные методы для обеспечения одномодо­вого одночастотного режима генерации.

о

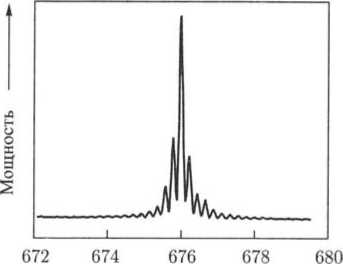
Р= 10 мВт

5 мВт

3 мВт

\_L

!



Л, нм ►

Рис. 9.30. Спектр мощности нестабили­зированного полупроводникового лазера с волноводом, формируемым профилем усиления

X

3

о

2

065

667 669 Л, нм \*■

Рис. 9.31. Спектр мощности нестабили­зированного полупроводникового лазера с волноводом, формируемым профилем показателя преломления

1. *Шумы полупроводниковых лазеров.*

Шумы частоты. В отличие от большинства газовых и твердотельных лазеров спектральная ширина линии нестабилизированных полупроводниковых лазеров опре­деляется квантовыми шумами, связанными со спонтанным излучением. Каждый из фотонов, спонтанно испущенных в лазерную моду, может быть усилен в активной среде, и соответствующее поле добавляется к полю лазера. С другой стороны, невысокая добротность резонатора лазера не обеспечивает достаточно высокого усреднения фазы поля внутри него. Как следствие, фаза суммарного поля обладает значительными флуктуациями, вызванными стохастическими вкладами спонтанных фотонов, что приводит к большой спектральной ширине линии (пределу Шавлова- Таунса, см. (3.71)). Таким образом, спектральный диапазон, в котором вклад описан­ных шумов превалирует над вкладом технических шумов, оказывается существенно

шире для диодных лазеров, чем для лазеров других типов, что можно увидеть из сравнения рис. 9.1 и рис. 9.32.

Спектр излучения полупроводниковых лазеров приобретает дополнительное спе­цифическое уширение, поскольку спонтанное излучение также приводит к возникно­вению флуктуаций показателя преломления

*Ап* = *Ап1 + iAn'*

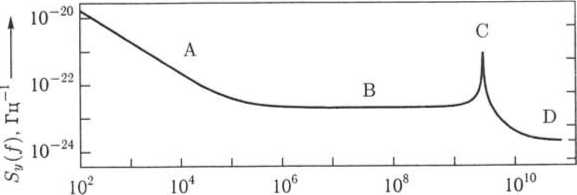
(9.35)

протекающих в течение характерного времени релаксационных колебаний (1 не). Здесь п' отвечает за дисперсию, а п" — за поглощение. Изменение Ап" соответствует флуктуациям плотности носителей заряда AN и приводит к возникновению шумов усиления. Эти флуктуации, в свою очередь, приводят к флуктуациям дисперсионной части показателя преломления п' и, соответственно, фазы лазерного поля. Таким образом возникает связь между фазой и амплитудой световой волны, которая опи­сывается коэффициентом Генри [435]

*Ап п, dn/dN а = -—- 2к*-——. *An dg/dN*

(9.36)

Коэффициент Генри характеризует избыточное уширение спектральной линии лазера по сравнению с пределом Шавлова-Таунса. В (9.36) к есть модуль волнового вектора, д — коэффициент усиления активной среды, А' — плотность носителей. Видно, что коэффициент а зависит от материала лазерного диода. Для GaAs и А 850 нм коэффициент Генри составляет а « 4.



/, Гц

Рис. 9.32. Характерные спектральные плотности Sy(f) и Su(f) для лазерного диода с длиной волны излучения 850 нм как функция частоты / (согласно работе [436]). А —область шумов 1 If, В — флуктуации плотности носителей, С — релаксационные осцилляции, D —вклад спон­танного излучения

|  |  |
| --- | --- |
| ю9 | 1 |
|  | Я |
|  | U. |
| ю7 | сч  и |
|  | Ен |
|  |  |
| 10ь | со |

Опираясь на термодинамическую модель «диффузии фазы», можно сделать вывод, что линия излучения имеет лоренцеву форму с шириной на полувысоте, равной

*hvgp*

*2тгтрР*

(1 +а2).

(9.37)

(1 + а ) =

2\ \_ *2nhvg(Av\*/г*)2ц*

что согласно [39] носит название «модифицированной ширины линии Шавлова- Таунса». В этом выражении Р есть выходная мощность, /х = N2KN2 — N\) — пара-

метр, описывающий инверсию '), тр — время затухания поля в пассивном резонаторе, а Д1/1/2 — ширина пика пропускания пассивного лазерного резонатора на полувысоте.

В полупроводниковых лазерах связь между амплитудой и фазой электромагнитно­го поля оказывается намного сильнее, чем в других типах лазеров. Это связано с тем, что спектральный профиль усиления, а, следовательно, и спектральный профиль показателя преломления в общем случае не симметричны по отношению к частоте ге­нерации лазера. Флуктуации усиления, возникающие за счет спонтанного излучения фотонов, приводят к флуктуациям показателя преломления и фазы излучения лазера. Возникающий вследствие этого избыточный фазовый шум приводит к увеличению предела Шавлова-Таунса для ширины линии (3.71) в (1 + а2) раз (9.37).

1. Стабильность частоты и настройка полупроводниковых лазеров. Чтобы определить частоту продольной моды с номером га, необходимо учесть фа­зовые сдвиги на гранях кристалла полупроводника. Поскольку на заднюю грань кристалла обычно наносится диэлектрическое покрытие, выполняющее роль глухого зеркала, можно рассматривать поле в резонаторе в виде стоячей волны с узлом на задней грани. Ясно, что для передней грани, обладающей коэффициентом отражения R ss 35%, это допущение будет неверно. Таким образом, фазовый сдвиг волны, отраженной обратно в резонатор от передней грани диода, может рассматриваться как эквивалентная добавка к оптическому пути:

гаА = 2n(v)L + ф^- = га- (9.38)

ИЛИ

*тс*

(9.39)

Таким образом, частота излучения и зависит от номера продольной моды га, фазового сдвига при отражении (р, а также зависящей от температуры длины кристалла L = L(T) и показателя преломления кристалла п. В случае незначительных измене­ний этих параметров справедливо приближение [37]

Д«/ \_ Am FSR Aip FSR AL An

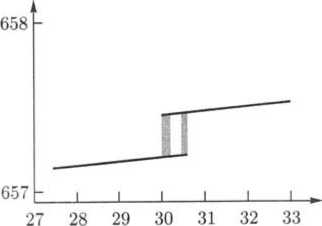
1. / и 2тги L п ' ( '

где область свободной дисперсии FSR определена согласно (9.34). Первое слагаемое соответствует скачкам между модами с интервалом порядка 100 ГГц, как показано на рис. 9.33. Фазу <р во втором слагаемом можно варьировать путем завода части излучения обратно в лазерный резонатор. Этот метод используется для стабилизации частоты полупроводниковых лазеров. С другой стороны, отражения от окошка кор­пуса лазерного диода, коллимирующей линзы и от других оптических компонентов могут влиять на частоту лазера, в особенности, если фаза отраженной волны сама флуктуирует.

Два последних вклада в (9.40) зависят от температуры диода. Температурная зависимость длины L(T) может быть аппроксимирована линейной функцией для небольших изменений температуры (4.128). Зависимость частоты лазера от показа­теля преломления п оказывается очень сложной, поскольку на последний влияют частота и, температура Т, ток инжекции I и мощность лазера Р: п = п(и,Т,1,Р). Существуют различные механизмы, связывающие показатель преломления и тем-

') Правильнее использовать выражение р = (1 - ехр[(/и/ - eV)/kT})~\ где eV = Fc - Fv — разность энергий между квазиуровнями Ферми в зоне проводимости и валентной зоне, а и — частота излучения. При этом справедливо eV ~ hu + kT (прим. перев.).

пературу диода [37, 39, 430, 436]. Увеличение температуры полупроводникового лазера обычно приводит к росту длины волны излучения, причем области монотонной зависимости прерываются резкими скачками (рис. 9.33).



/. мА

Рис. 9.34. Зависимость длины волны ла­зера на InGaAlP от тока инжекции. В об­ласти, закрашенной серым, лазер работает в многомодовом режиме

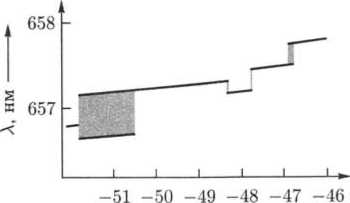


Рис. 9.33. Зависимость длины волны лазе­ра на InGaAlP от температуры. В области, закрашенной серым, лазер работает в мно­гомодовом режиме

*t, °С*

В областях монотонной перестройки длины волны наблюдается характерная за­висимость -30 ГГц/К, обусловленная изменением длины резонатора и соответству­ющим изменением частоты моды. В то же время постоянная решетки кристалла и связанная с ней ширина зоны также зависят от температуры, что приводит к сдви­гу кривой усиления лазера. В результате происходят межмодовые скачки частоты с шагом 50 ГГц — 100 ГГц или более. Учет этих скачков приводит к температурной зависимости порядка -100 ГГц/К при усреднении по широкому диапазону изменения температуры. Отметим, что длина волны не является взаимно-однозначной функцией температуры: при повышении или снижении температуры в некоторых областях наблюдается гистерезис.

Температура лазерного диода зависит не только от окружающей температуры, но и от тока инжекции. Поскольку падение напряжения на р-п переходе практи­чески постоянно, увеличение температуры пропорционально току, текущему через переход. Следовательно, плавное изменение тока должно приводить к смещению длины волны излучения в красную область спектра за счет изменения температуры. Зависимость частоты лазерных диодов от температуры может изменяться в пределах от -5 ГГц/мА для диодов на основе (AlxGai-jjylnji.j,)? (диапазон 635 нм) до

1. ГГц/мА для диодов на основе GajIni-xPyAsi-y (диапазон 1,5 мкм) [430]. Как видно из указанных характерных зависимостей, для достижения высокой стабиль­ности частоты необходимо использовать малошумящие источники тока. Критерии, на которые необходимо обратить особое внимание, а также практические схемы приведены в работе Фокса и соавторов [430].

Изменение тока также влияет на показатель преломления через изменение плот­ности носителей. При значительном изменении тока инжекции и высоких частотах модуляции этот механизм является основным, что играет особую роль в тех случаях когда стабилизация частоты лазера осуществляется с помощью быстрого управления током [37, 437]. Зависимость частоты от тока инжекции быстро ослабевает на еыс:- ких частотах модуляции, когда тепловые эффекты становятся незначительными Для частот выше 1 ГГц эта функция обладает резонансной характеристикой, связанной с наличием релаксационных осцилляций.

Можно следующим образом представить механизм, приводящий к возникнове­нию релаксационных осцилляций. Рассмотрим случайное увеличение числа фотонов в какой-то момент времени над равновесным значением (n(t) > щ), вызванное спон­танным излучением. Вследствие сопутствующего вынужденного излучения уровень инверсии снизится относительно равновесного значения N(t) < No при условии, что мощность накачки остается неизменной. Уменьшение инверсии, в свою очередь, приводит к снижению числа излучаемых фотонов n(t) < щ, что, опять же, должно вызвать повышение инверсии N(t) > Nq. Фазовая задержка, существующая между N(t) и n(t), приводит к т.н. релаксационным осцилляциям.

Для частот, близких к частоте релаксационных осцилляций, малые возмущения N(t) или n(t) значительно усиливаются, что отражается как на функции спек­тральной плотности мощности, так и на функции спектральной плотности частоты (см. рис. 9.32).

Существуют методы для быстрой модуляции частоты полупроводниковых ла­зеров, которые позволяют избежать фазовой задержки, связанной с модуляцией тока смещения. Для этого используются внутрирезонаторные электро-оптические модуляторы [438] и инжекция «управляющего» светового поля [439]. При инжекции в лазерный резонатор излучения другого (управляющего) лазера, длина волны кото­рого настроена на область прозрачности управляемого полупроводникового лазера, можно изменять показатель преломления последнего без внесения дополнительной амплитудной модуляции. Область прозрачности определяется диапазоном длин волн между длинами волн поглощения и длиной волны вынужденного излучения.

1. Сужение линии генерации с помощью оптической обратной связи. Спектральная ширина полупроводникового лазера типа Фабри-Перо (уединенного лазера без дополнительного внешнего резонатора) может достигать сотен мега­герц. Линию такой ширины невозможно сузить, используя только электронную петлю отрицательной обратной связи, поскольку практически невозможно обеспечить столь широкую полосу работы сервоэлектроники. Ограниченная частотная полоса электронных компонентов, а также фазовые сдвиги в петле обратной связи при­водят к необходимости поиска других, неэлектронных методов сужения спектра. Указанную проблему можно преодолеть, используя оптическую обратную связь. В.Л. Величанский с соавторами [440], а также Флеминг и Мурадиан [441] показали, что для сужения спектральной линии излучения диодного лазера может исполь­зоваться обратная связь от внешнего зеркала. Рассмотрим диодный лазер, часть излучения которого заводится обратно в резонатор, как показано на рис. 9.35. В этом

Г| Г2 Гз

Lld Ld \*-

Рис. 9.35. Полупроводниковый лазер с обратной связью от внешнего отражателя (лазер с внешним резонатором). В случае r2 1 система превращается в лазер с составным резона­тором

случае электромагнитное поле в активной среде является суперпозицией внутреннего поля и поля, отраженного от внешнего зеркала. В зависимости от относительной фа­зы между полями результирующая амплитуда может либо возрасти, либо снизиться. За счет сильной связи между фазой и амплитудой в диодном лазере флуктуации

мощности в активной среде приведут к возникновению флуктуаций фазы излучения. Следовательно, поле, попадающее в лазер после отражения от зеркала через время тр = 2Lrf/c, также подвержено фазовому сдвигу. В зависимости от сдвига фаз между полем внутри лазера и полем, отраженным от зеркала, флуктуации могут либо усилиться, либо ослабнуть.

Во втором случае влияние поля в момент времени t — Ti на поле в момент времени t приводит к уменьшению флуктуаций за счет т.н. автоинжекциионной привязки. Частота лазера очень чувствительна к фазе отраженного поля. Небольшая доля мощности лазера Pj, равная

0=^. (9.41)

при в < Ю\_ заводится обратно в лазер, что оказывается достаточно для того, чтобы существенно влиять на его частоту. Для более детального рассмотрения процесса формирования обратной связи необходимо знать не только долю отраженной мощно­сти /3, но также и отношение времен ~d/~iv>, где t-ld — время, затрачиваемое светом на полный проход резонатора.

Обратная связь задается параметром

С = —г3 v 1 -Q-’. (9.42)

Пэ *гг '*

где величина /3 аппроксимирована отношением коэффициентов отражения Г] и г2 (см. рис. 9.35). При этом лазер может работать в нескольких различных режимах [442, 443]. В режиме I (С <С 1) (внешняя связь практически отсутствует) спектр диодного лазера является стабильным. Предельно достижимое сужение линии или, наоборот, ее расширение невелико и существенно зависит от фазы отраженного поля. Для модовой селекции может использоваться излучение, отраженное как от передней грани кристалла, так и от стеклянной пластинки, размещаемой вблизи передней грани лазера на расстоянии 0,1 мм < L <0,5 мм. В режиме //(Си 1) лазер осуществляет частые скачки между модами внешнего резонатора в зависимости от фазы отраженной волны. В режиме III (С > 1) (слабая обратная связь) лазер стабильно работает в одномодовом режиме с суженной спектральной линией вне зависимости от фазы отраженного сигнала. Дальнейшее увеличение С. например, за счет увеличения расстояния до внешнего отражателя или увеличения его коэф­фициента отражения г3 (режим IV, С » 1) приводит к «коллапсу когерентности», обусловленному межмодовыми скачками с частотой в несколько наносекунд. Для еще более сильной обратной связи режим опять оказывается стабильным (режим V, С» 1). В данном случае ширина линии определяется только внешним резонатором и является узкой. Обычно свет, который заводится обратно в лазер, фильтруется по частоте, например, с помощью дифракционной решетки или интерферометра Фабри-Перо.

В зависимости от конфигурации системы и элементов, используемых в оптической системе обратной связи, применяются различные термины, обозначающие ту или иную конструкцию. Однако в различных литературных источниках их значение не всегда однозначно. Так, лазерный диод без внешних элементов называется «уединен­ным» диодным лазером (solitary diode laser, англ.). Если к нему добавлен внешний отражательный элемент, такая конструкция носит название «лазер с составным резо­натором» (external cavity laser, ECL), поскольку резонатор образуется как внешним элементом, так и резонатором самого диода. Если выходная грань диода обладает низким коэффициентом отражения, например, на нее нанесено противоотражаю- щее многослойное покрытие, резонатор системы состоит из задней грани диода и внешнего отражателя, что носит название «диодный лазер с внешним резонатором» (extended cavity diode laser, ECDL). ')

В ряде публикаций были рассмотрены различные теоретические подходы к опи­санию обратной связи от внешних элементов [444, 445, 446, 447]. В одном из них влияние внешних элементов (зеркал, решеток, интерферометров или атомных ансамблей) учитывалось как модификация комплексного коэффициента отражения от передней грани лазера [447]:

ге„ = гМе<ф-<‘>. (9-43)

При вычислении модуля коэффициента отражения r(u>) учитывается отраженная вол­на собственного поля на передней грани лазера, а также волна, приходящая извне. Фазовый сдвиг гФг(4) зависит от времени, затрачиваемого светом на прохождение до внешней отражающей системы и обратно. Выражение (9.43) позволяет модифици ровать уравнения, описывающие динамические характеристики уединенного лазера. Так, Казаринов и Генри вывели выражение для степени сужения лоренцева спектра диодного лазера в зависимости от глубины обратной связи [445]:

Д„ = ^5 (9.44)

(1 + Л + В)

где Д^о есть ширина спектра в отсутствие обратной связи. Величины А и В определяются зависимостью набега фазы и увеличением коэффициента отражения выходной грани от частоты генерации лазерного диода и):

. .В \_ 1 d(lnr„|[) \_ 1 d\*r г rf(lnr(u))) (9 45)

q itld dw tu> du tld du)

Для примера выпишем эффективный коэффициент отражения (9.43) для уеди­ненного диодного лазера и плоского зеркала [444, 445][[33]](#footnote-34)):

г2+гзИе1ЦТ“ (9.46)

е" 1+г2г3Иешт«‘

В этом выражении rj представляет собой время, затрачиваемое светом на прохож­дение внешнего резонатора. Выражение (9.46) может быть вычислено аналогично (4.92). Различные знаки в (9.46) и (4.92) объясняются тем, что отражение от входно­го зеркала резонатора Фабри-Перо при выполнении условия резонанса уменьшается, а в случае внешнего зеркала эффективное отражение от выходной грани лазера

в резонансе увеличивается.

Вместо внешнего зеркала в коммерческих лазерах с составным резонатором используется дифракционная решетка, помещаемая на расстоянии в несколько сан­тиметров от диода. Стабильность частоты лазера такого типа определяется сложной взаимосвязью трех различных резонаторов, образованных передней и задней граня­ми лазерного диода, внешним отражателем и передней гранью, а также внешним отражателем и задней гранью диода. Еще более высокой стабильности частоты можно достигнуть, используя отражение от интерферометра Фабри-Перо, в котором осуществляется узкая спектральная фильтрация. Это излучение заводится обратно в диодный лазер с низким коэффициентом /3 •с 1. В лазерах с внешним резонатором (ECDL) используются диоды с высококачественным противоотражающим покрытием передней грани. Отражение от передней грани диода в этом случае заменяется отражением от внешней решетки или другого отражателя, в результате чего в ак­тивную среду заводится существенная часть мощности излучения 0,1 < 0 < 0,8. Перечисленные схемы будут подробно рассмотрены ниже.

1. Полупроводниковый лазер с внешним резонатором. Полупроводнико­вые лазеры, используемые в стандартах частоты, обычно работают в режиме V, т.е. когда выполняется соотношение г| 3. Для обеспечения этого режима часть излучения отражается обратно зеркалом, находящимся на расстоянии L от выходной грани лазерного диода длиной Lld- Обратно отражается лишь небольшая часть мощности, и сильная обратная связь (режим 10 обеспечивается только в том случае, если коэффициент отражения от передней грани диода сильно уменьшен за счет про- тивоотражающего покрытия. Специальные покрытия могут обеспечивать остаточные коэффициенты отражения ниже 10~2 по амплитуде. В этом случае отражением от передней грани обычно можно пренебречь, а схема носит название «диодный лазер с внешним резонатором» (ECDL).

Для резонатора, длина которого в экспериментальных установках достигает 30см, продольные моды отстоят друг от друга всего на 500МГц, что вызывает необходимость использования дополнительных селективных элементов, таких как резонаторы, решетки и призмы для обеспечения одночастотного режима генерации. Длина волны, отражаемая дифракционной решеткой, задается уравнением решетки

тХ = a(sin 0, + sin (9.47)

и зависит от угла падения 0;, угла отражения 6д, периода решетки а и порядка дифракции т.

Существуют две основные схемы расположения элементов в лазерной системе с решеткой, которые используются для стабилизации диодных лазеров. В первой из них, носящей название схемы Литтрова, дифракционная решетка не только отражает свет обратно, но и одновременно выводит его из резонатора. Угол поворота решетки подбирается таким образом, чтобы отражение от решетки в первый дифракционный порядок совпадало по направлению с падающим пучком от лазера, как показано на рис. 9.36. В этом случае выполняется соотношение = Oj = в. Настройка длины волны лазера осуществляется поворотом решетки, а отражение в нулевой дифракционный порядок решетки обеспечивает вывод излучения из системы.

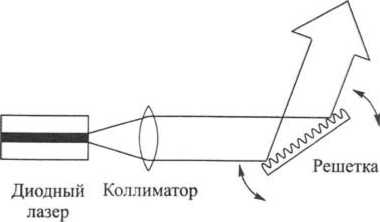


Рис. 9.36. Полупроводниковый лазер с внешним резонатором по схеме Литтрова, в котором дифракционная решетка используется для вывода излучения из резонатора. Перестройка длины волны обеспечивается с помощью поворота решетки

Ю\*

В схеме Литтмана, изображенной на рис. 9.37, используется сложенный резо­натор [448]. В отличие от схемы Литтрова падающий и дифрагированный пучки не являются коллинеарными. Дифрагированный пучок отражается зеркалом и пе­ренаправляется на лазерный диод за счет последующей дифракции на решетке. Настройка длины волны осуществляется поворотом зеркала. Нулевой порядок, опять же, используется для вывода излучения из резонатора. Сравнивая обе конфигура­ции, можно отметить, что схема Литтмана обладает тем достоинством, что при перестройке длины волны выходящий пучок не меняет направления. Двойная ди­фракция, однако, вызывает дополнительные потери, что приводит к необходимости использования высококачественных решеток. С другой стороны, двойная дифракция обеспечивает повышенную селективность отраженного света по длинам волн. Кроме того, достоинством схемы Литтмана является свободный выбор угла падения на решетку, который не зависит от длины волны. Как следствие, можно использовать большие углы падения, что обеспечивает засветку большого количества штрихов решетки и приводит к повышению разрешения.

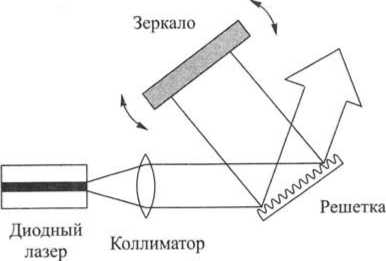


Рис. 9.37. Полупроводниковый лазер с внешним резонатором по схеме Литтмана с внутрире- зонаторной дифракционной решеткой. Перестройка длины волны обеспечивается с помощью

поворота зеркала

Для лазера с внешним резонатором и дифракционной решеткой эффективный коэффициент отражения (9.46) модифицируется за счет коэффициента отражения г3, зависящего от частоты. В работе [444] для него приводится выражение

~(т0 *^Р~Ът)‘*

(9.48)

г3 = 7-0 ехр

где Го \_ отражающая способность решетки с периодом а, на которую падает гауссов пучок с диаметром 2Ь (по уровню 1/е) под углом 0\*. а величина р есть

(9.49)

1. а . а р — — sint/j. с

Эффективное число освещенных штрихов решетки, в свою очередь, определяется

выражением оь

К iVeff = (9.50)

a cos в,

Комбинация (9.46) и (9.48) приводит к выражению для эффективного коэффициента отражения

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
| Г2 + Го j | -(^p)Vp- 2тгт)2] | е'ШТл |
| 1 + Г2Г0 | [-(^p)Vp - 2\*т)2 | ] e'“Td |

\_ *r, + nl-lj* - (9 51)

которое можно использовать для вычисления минимально достижимой спектральной ширины линии при учете (9.44) и (9.45):

Д ***У т***

*Аию*

(9.52)

[1 + (Td/TID)]2 [1 + (Ld/niLD)]2

где n — показатель преломления активной среды полупроводникового лазера. Сни­жение уровня шумов в лазерном диоде с внешним резонатором показано, в част­ности, на рис. 3.10. Спектральная плотность мощности частотных флуктуаций Sv у уединенного полупроводникового лазера снижается в области ниже 80 кГц быстрее, чем 1 //, и соответствует белому шуму на более высоких частотах. Для лазера с решеткой частота среза составляет более 200 кГц и S„ понижается примерно на 33 дБ. Следует обратить внимание на увеличение спектральной плотности шума вблизи частот / к 1 кГц, что соответствует частотам акустических колебаний и соот­ветствующим изменениям длины внешнего резонатора [40]. В общем случае, лазеры с внешними резонаторами оказываются более подвержены внешним возмущениям. Снижение спектральной плотности флукту­аций частоты также отражается и на ши­рине спектра генерации лазера типа ECDL по сравнению с уединенным лазером (см. рис. 9.38). С другой стороны, в случае ECDL-лазера преследуемое конструкцией снижение уровня флуктуаций частоты со­провождается ослаблением зависимости ча­стоты генерации от тока инжекции, что яв­ляется важным в том случае, когда в схеме обратной связи частота лазера управляется током. Можно обеспечить режим непрерыв­ной перестройки частоты генерации в ши­роком спектральном интервале без модовых скачков, если поворот решетки и измене­ние тока инжекции меняются синхронно [448, 450, 451].

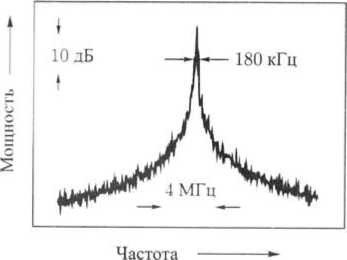
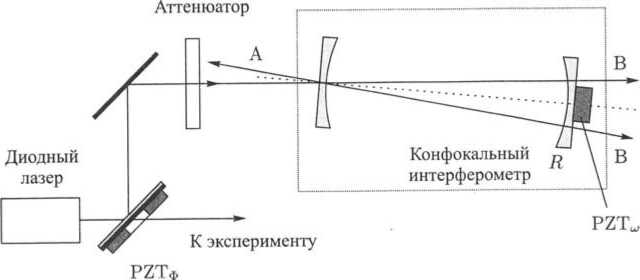


Рис. 9.38. Спектр сигнала биений меж­ду излучением полупроводникового лазе­ра с внешним резонатором (без допол­нительной стабилизации) и излучением лазера на красителях с шириной спек­тра излучения < 1 кГц. Вследствие малой спектральной ширины лазера на красите­лях спектр сигнала биений соответству­ет спектру излучения полупроводникового лазера. Время измерения 2 с

Из-за потерь на различных элементах в резонаторе лазера мощность, излучаемая диодными лазерами с обуженным спектром, слишком низка, чтобы такие системы мож­но было бы непосредственно использовать в стандартах частоты. Для повышения мощ­ности иногда используется второй лазер, который либо оптически привязывает­ся к излучению стабилизированного (является ведомым) [452], либо используется как усилитель. Обычно для этой цели используются лазерные диоды с широкой площадкой [438] или рупорные полупроводниковые усилители (tapered amplifiers, англ.) [191].

1. Оптическая обратная связь от резонатора Фабри-Перо. Рассмотрим слабое световое поле высокой спектральной чистоты, которое заводится обратно в активную среду полупроводникового лазера. Такое поле можно получить фильтра­цией поля самого лазера с помощью высокодобротного оптического резонатора. Для этой цели обычно используется конфокальный резонатор Фабри-Перо [446, 453]. Так, на рис. 9.39 представлена схема с конфокальным резонатором, оптическая ось которого наклонена по отношению к его геометрической оси. В этом случае резона­тор эквивалентен вырожденному трехзеркальному резонатору V-типа, для которого свет, отраженный от переднего зеркала в направлении А (без селекции по длине золны), не попадает обратно в диодный лазер. В свою очередь, свет, отраженный обратно в лазер (направление В), проходит через резонатор и фильтруется по частоте. Для режима слабой связи достаточно коэффициента связи, лежащего в диапазоне КГ8 < /3 < 10“4.



Lfpi

-L LD-\*"

Рис. 9.39. Схема оптической обратной связи от конфокального интерферометра с высокой

резкостью согласно работе [453]. Здесь PZT обозначают пьезокерамические актюаторы

Эффективный коэффициент отражения от передней грани диода в этом случае можно вычислить из формулы (9.46), для чего необходимо знать модуль гз(и>) и фазу комплексного коэффициента отражения интерферометра Фабри-Перо (4.93) [447]. Если частота лазера совпадает с собственной частотой конфокального интерферо­метра из = изч, а расстояние от выходной грани диода до входного зеркала интерфе­рометра близко к целому числу полуволн, достигается максимальное спектральное сужение лоренцева контура излучения [447]:

(9.53)

^FPI У

***(1т***

\\*и>»

FL’DnLLD )

*(\+а2)0*

***Av =***

*Аи0*

где Fppi — резкость конфокального резонатора, a Fld — резкость резонатора лазер­ного диода. Из выражения (9.53) видно, что степень сужения линии зависит не только от коэффициента связи (3 и параметра Генри а, но и от отношения произве­дений резкости на оптическую длину конфокального резонатора и лазерного диода соответственно. Подставляя характерные значения Fppi = 100, F£D = 2, Lfpi = 20 см, nLio = 1 мм и /3 = 10\_3, получим коэффициент сужения линии Av/Avo 10-8 со­гласно выражению (9.53). Этому соответствует спектральная ширина линии порядка нескольких герц. Однако минимальная ширина линии, которая была зарегистриро­вана в эксперименте, составила несколько килогерц [446], что объясняется вкладом шумов 1// на фурье-компонентах ниже 1 МГц.

Лорен и соавторы приводят стационарное решение для динамических уравне­ний, позволяющих определить угловую частоту лазера изы с обратной связью от

конфокального интерферометра в зависимости от частоты лазера и> без обратной связи [446)

, E^sin[ai(rd + ttpi) + 0] - R2 sin[w(Td - tfpi) + 0]

(9.54)

(9.55)

(9.56)

(9.57)

(9.58)

WJV — w + Л ГГс2 • 2 '

1. 4- F sm ujtfpi

где

1. ***Ld***

***2Lr***

Tm =

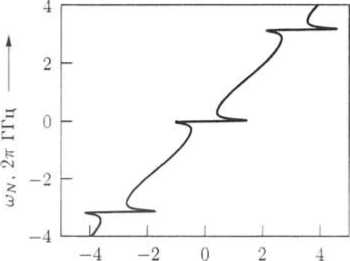
*с*

1. ***R***

F =

1. - R 0 = arctg(tt),

I -ro\_ 1 -i\*



*ro*

(l-r4

w. 27Г ГГц

Рис. 9.40. Зависимость угловой частоты ла­зера с обратной связью uin от часто­ты уединенного лазера ui согласно (9.54) для следующего набора параметров: а = 5. FSRld = 90 ГГц, г\ = 0,4, 0 = -40 дБ, г2 = 0,97, c/(4LFpi) = 0,5 ГГц и Ld/L?m = 3

Здесь величины rj и tlpi являются вре­менами, затрачиваемыми световой вол­ной на прохождение резонатора диодно­го лазера и внешнего интерферометра, го = Г| = гг — амплитудные коэффициен­ты отражения от граней лазерного дио­да, а г — амплитудный коэффициент от­ражения зеркал интерферометра. Область свободной дисперсии полупроводниково­го кристалла равна FSRld = с/(2пЬю), а 0 — коэффициент обратной связи по мощности. На рисунке 9.40 показано, как при сканировании отстройки ш — лазер «привязывается» к собственным частотам конфокального интерферомет­ра при наличии обратной связи соглас­но (9.54). Приведенная схема применя­лась для предварительной частотной ста­билизации лазеров с большим диапазоном перестройки частоты, что требуется при создании спектрально-узких источников

излучения для спектроскопии высокого разрешения [454]. Для повышения стабиль­ности на больших временах такие системы могут быть стабилизированы относитель­но молекулярных переходов [455].

1. Параметрические генераторы света. В том случае, если необходимые спектральные линии лежат в диапазонах, где перестраиваемые лазеры отсутствуют (например, в инфракрасном и ультрафиолетовом диапазонах), можно получить непре­рывное когерентное излучение, используя нелинейные преобразования в некоторых кристаллах (см. раздел 11.1.3). Появление мощных и простых в управлении лазеров, например, лазеров на Nd:YAG, а также эффективного преобразования их излучения во вторую гармонику с использованием материалов с квазифазовым синхронизмом (см. табл. 9.3) открыло возможность создания надежных перестраиваемых источ­ников когерентного излучения на основе параметрических генераторов света (ПГС) [456]. В процессе оптической параметрической генерации, возникающей в нелиней­ных кристаллах под воздействием мощного электрического поля лазера накачки фотон с энергией tiuv из поля накачки преобразуется в два фотона, называемых

сигнальным hws и холостым Тш, фотонами. Законы сохранения энергии и импульса для процесса параметрической генерации записываются следующим образом:

= hws 4- huJi, (9.59)

kp = k, + k,. (9.60)

Фазовый синхронизм, необходимый для выполнения условия (9.60), может быть до­стигнут различными способами, описанными в раздел 11.1.3. Для обеспечения высо­кой мощности поля требуется повысить эффективность нелинейного преобразования, что достигается с помощью построения резонатора для резонансного усиления поля накачки или, одновременно с ним, для сигнальной и/или холостой волны. Перестрой­ка длины ПГС может осуществляться с помощью поворота кристалла или изменения его температуры. В случае материалов с периодической доменной структурой (peri­odically poled, англ.) возможность настройки поворотом отсутствует. В этом случае в материале обычно формируются решетки с несколькими различными периодами, так что температурная перестройка для каждой из структур может осуществляться в пределах нескольких десятков гигагерц, причем диапазоны для различных структур перекрываются. В работе [457] использовался ПГС с внешним резонатором, внутри- резонаторным эталоном и кристаллом LiNbC>3 с периодической доменной структурой,

состоящей из 33-х решеток. С помощью этой системы методом субдоплеровской

(2)

спектроскопии была зарегистрирована линия Fj колебательно-вращательного пере­хода Р7 в метане СН4 со спектральной шириной около 100 кГц.

Таблица 9.3. Диапазоны фазового синхронизма материалов, использующихся в параметри­ческих генераторах света с накачкой на фундаментальной частоте и второй гармонике лазера

на Nd:YAG.

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| Материал | Диапазон | Диапазон фазового синхронизма | |
|  | пропускания, мкм | 0,532 мкм | 1064 мкм |
| ВВО | 0,19-2,56 | 0,67-2,5 |  |
| LBO | 0,16-2,6 | 0,67-2,5 |  |
| KNb03 | 0,35-4,2 | 0,61 -4,2 | 1,43-4,2 |
| КТР | 0,35-4,0 | 0.61-4.0 | 1,45-4,0 |
| LiNb03 | 0.35-4,3 | 0,61 -4,3 | 1,42-4.3 |
| AgGaSj | 0  \*00  1  <х> | 1,2-9,0 | 2,6-9,0 |

**§ 9.4. Оптические стандарты на нейтральных поглотителях**

1. Частотно-стабилизированный лазер на Nd:YAG. Такие характери­стики лазеров на Nd:YAG, как высокая мощность, компактный размер и высокая стабильность, делают их исключительно выигрышными осцилляторами для исполь­зования в стандартах частоты. Лазерная генерация происходит на переходах в ионах Nd3+, внедренных в кубическую решетку кристалла иттрий-алюминиевого граната Y3AI5O12, известного как YAG. В лазере на Nd:YAG около 1% ионов Yb3+ заме­щено ионами Nd3+. Самым универсальным переходом в такой системе является переход на длине волны 1,064 мкм, который включен в четырехуровневую систе­му, задействованную в процессе лазерной генерации (рис. 9.41). Ионы Nd+ могут накачиваться, например, излучением диодного лазера с длиной волны 0,81 мкмиз основного состояния 419/2 в полосы 4F5/2 и "Н9/2, из которых населенность быстро распадается за счет безызлучательных переходов на уровень 4F3/2. Поскольку электрические дипольные переходы на нижние уровни из него запрещены, уровень является долгоживущим с временем жизни 0,24 мКс. Лазерная генерация происходит на нижний уровень 41ц/2- который быстро безызлучательно опустошается в основное состояние. Линии генерации лазера на Nd:YAG однородно уширены при комнатной температуре за счет колебаний решетки. Спектральная ширина линии составляет около 100 ГГц, что существенно меньше, чем для других твердотельных лазеров. Этот факт объясняется высоким усилением среды для малой мощности накачки. Наряду с этим свойством, низкий порог, достигаемый в четырехуровневой системе, позволяет создавать компактные лазеры, обладающие высокой мощностью. Широкое разнообразие кристаллов и легирующих ионов позволяет подстраивать полосу гене­рации и, после удвоения, открывается возможность возбуждать переходы в атомах, ионах (см., например [458]) и молекулах, что оказывается чрезвычайно интересно для разработки новых оптических стандартов частоты.

Нд/2

**F5/2**

14

12

10

8

6

4

2

0

"Т

й

LO

со

Т

*s*

*я*

*£*

к

Е

а

ш

а

гэ

О оо О

*±*

Основное

состояние

Ч1|5/2

* 41|3/2 —

—

М1/2

— Т

19/2

k 4s7/2\

Г 03/2

Рис. 9.41. Упрощенная схема уровней иона Nd3+ в кристалле Nd:YAG. Приведены длины волн

поглощения и лазерной генерации

1. Монолитный кольцевой лазер. Используя твердотельную усиливаю­щую среду, можно создавать т.н. «монолитные» лазеры, у которых отражающие по­верхности, формирующие резонатор, наносятся непосредственно на активную среду. Такая конфигурация обеспечивает низкую чувствительность лазера к акустическим возмущениям. В простейшем линейном резонаторе достаточно было бы использовать две отражающие поверхности на торцах активной среды. Однако стабильность ре­зонаторов, в которых возбуждается стоячая волна, нарушается за счет межмодовой конкуренции и предельно достижимая выходная мощность ограничена процессом селективного выгорания инверсии. При формировании стоячей волны в активной среде стимулированное излучение оказывается подавлено в узлах стоячей волны, где амплитуда поля близка к нулю. Этого нежелательного эффекта можно избежать в кольцевых лазерах, работающих в одночастотном режиме, в которых электро­магнитная волна распространяется только в одном из направлений. Монолитные кольцевые лазеры с непланарной конфигурацией лазерного луча внутри кристалла были предложены Кане и Байером [459]. Была также предложена и квазипланарная конфигурация [460]. Для того, чтобы генерация поддерживалась лишь в одном из двух направлений, в кольцевом лазере используется комбинация элементе г по-разному вращающих плоскость поляризации волн, распространяющихся в разных направлениях. Как следствие, потери на поляризующем элементе оказываются д.'я них различны. Такой невзаимный элемент можно реализовать, комбинируя фара;-;-ский вращатель 0 и пластинку, обладающую естественной оптической активностью, например, пластинку кварца. Оба элемента комбинируются таким образом, что плоскость поляризации волны, распространяющейся в выбранном направлении, сна­чала поворачивается первым оптически активным элементом, а потом возвращается в исходное положение вторым. Для волны, распространяющейся в противоположном направлении, оба поворота плоскости поляризации добавляются друг к другу, что в дальнейшем приводит к потерям на поляризующем элементе. В непланарном коль­цевом лазере, схематически изображенном на рис. 9.42, сам кристалл имеет поло­жительную постоянную Верде. При полном внутреннем отражении на поверхностях В и D происходит поворот плоскости поляризации [459]. Коэффициент отражения выходного зеркала А различен для вертикальной и горизонтальной поляризации, и, следовательно, зеркало А обладает поляризующими свойствами.

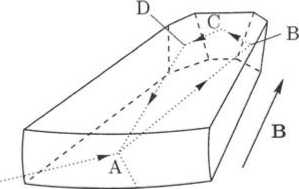


Рис. 9.42. Схема монолитного непланарного лазера на Nd:YAG

^ Лазерное излучение

(Л = 0,81 мкм)

1. Атомные и молекулярные поглотители. Такие выигрышные характе­ристики лазера на Nd:YAG, как низкий уровень шумов, компактность и высокая выходная мощность, делают их перспективными источниками излучения для исполь­зования в оптических стандартах частоты. К сожалению, на длине волны генерации этого лазера 1,064 мкм существует лишь несколько линий поглощения, среди ко­торых можно перечислить линии молекул цезия li;3Cs2 [461, 462, 463], ацетилена С2Н2 [124], дейтерированного ацетилена C2HD [418] и окиси углерода С02 [464]. Среди них к электронным относится лишь переход в молекулярном цезии, в то время как остальные являются вращательно-колебательными обертонами и, следовательно, силы осцилляторов у этих линий примерно на девять порядков слабее, чем в молеку­ле цезия. Однако Nd:YAG лазеры, стабилизированные по молекуле Cs2, не получили широкого распространения, поскольку указанный переход обладает очень сильным сдвигом частоты, зависящим от температуры [462]. Для эффективного возбуждения слабых молекулярных обертонов в стандартах частоты часто используется метод усиления поля в дополнительном резонаторе (см. раздел 9.4.2).
2. Стабилизация второй гармоники лазера на Nd:YAG по йоду. В отли­чие от фундаментальной частоты вторая гармоника лазера на Nd:YAG (532 нм) лежит в спектральном диапазоне, где находятся подходящие переходы в молекулярном йоде

') Фарадеевский вращатель представляет собой отрезок оптически активного вещества длиной L. к которому приложено магнитное поле В вдоль пути распространения света. После его прохождения плоскость поляризации света поворачивается на угол а = V BL, где постоянная Верде V является характеристикой вещества.

(рис. 5.5). Были точно измерены частоты ряда переходов в йоде, часть которых рекомендована для практической реализации эталона метра (см. [370]).

Существует несколько методов для стабилизации второй гармоники Nd:YAG лазера по линии поглощения. В методе, предложенном группой из Новосибирска [420], детектировалась модуляция люминесценции паров йода, вызванная лазерным пучком, модулированным по частоте. Использовалась частота модуляции 455 Гц с глубиной 500 кГц и схема детектирования третьей гармоники. Такая схема привлекательна своей простотой и высокой стабильностью на коротких временах. При сравнении двух идентичных систем минимальное значение девиации Аллана составило <Гу(т = 300с) « 5- 10—14, а относительная погрешность частоты обеих систем 2 • 10-12.

С использованием того же модуляционного метода было достигнуто значение ал- лановской девиации оу(т) = 5 • 10~15 за ~ = 1000с [465]. Был проведен тщательный сравнительный анализ частот генерации двух Nd:YAG лазеров, вторая гармоника которых была стабилизирована по переходам в йоде (см., например, [419, 420, 466]). В исследованиях Хонга и соавторов [466] была достигнута воспроизводимость такой системы на уровне 1 • 10~13. Однако отличие частот у различных лазеров может достигать 2-5 кГц. Невский с соавторами охарактеризовали погрешности частоты их лазерных систем в 2 кГц и 1.1 кГц [420]. что соответствует относительным погреш­ностям 3,5- 10-1-' и 2- 10\_|- соответственно. В работе Джуна Йе и соавторов [467] предложено использовать такой лазер в качестве оптических часов с измеренной погрешностью 4,6 • 10-13 за год.

1. Лазеры со стабилизацией по молекулярным обертонам. Молекуляр­ные колебательно-вращательные спектры, в основном, лежат в инфракрасном диапа­зоне электромагнитного спектра и богатая структура этих переходов недоступна для непосредственного использования в стандартах частоты видимого диапазона. Однако излучение видимого или ближнего инфракрасного диапазонов может использоваться для возбуждения так называемых молекулярных обертонов, когда одновременно пе­редаются два или более колебательных или вращательных квантов (см. раздел 5.2.3). Спектральная ширина таких переходов оказывается столь же узкой, как и у их составляющих, и лежит в килогерцовом диапазоне, однако эти переходы обладают слабыми дипольными моментами, что затрудняет их возбуждение. Для повышения длины поглощения можно поместить среду в оптический резонатор высокой рез­кости [468]. Также могут использоваться высокочувствительные методы фазовой модуляции. В этом случае исследуется фазовый сдвиг несущей вблизи молекуляр­ного резонанса относительно боковых частот, для которых фазовый сдвиг остается практически неизменным (см. раздел 9.2.3). Совмещение обоих методов встречает на своем пути определенные трудности. Для того, чтобы завести боковые частоты в резонатор, частота модуляции должна быть сопоставима со спектральной шириной пика пропускания резонатора. Понижение частоты модуляции приводит к снижению частоты несущей сигнала ошибки в петле обратной связи и соответствующему повы­шению вклада технических шумов лазера. Более того, даже если частота несущей настроена на центр пика пропускания резонатора, боковые частоты попадают на его крылья. Флуктуации частоты лазера или резонатора будут влиять на отношение амплитуд боковых частот, т.е. шум частоты будет преобразован в шум амплитуды, что вызовет понижение отношения полезного сигнала от молекулярного поглощения к уровню шума. Вклад этих шумов может быть существенно снижен, если частота модуляции соответствует области свободной дисперсии резонатора. В этом случае и несущая, и боковые частоты будут настроены на центры соответствующих пиков пг:- пускания резонатора и преобразование частотных флуктуаций в амплитудные г.

существенно подавлено Этот метод, получивший название «шумо-нечувствительная оптическая гетеродинная молекулярная спектроскопия в резонаторе» (NICEOHMS, [469]), использовался для спектроскопии слабых молекулярных обертонов, напри­мер, в С2Н2 [470] (см. рис. 9.43), C2HD [469], СНЦ [471] и в 02 [472]. Изме­ренная аллановская девиация лазера, стабилизированного по ацетилену, составила <7у(т) = 4,5- 10-п у/с~]г для времен усреднения г < 1000с [418]. Такие стандарты находят применение в качестве реперов частоты в оптических системах связи [473] (см. раздел 13.1.5.1).

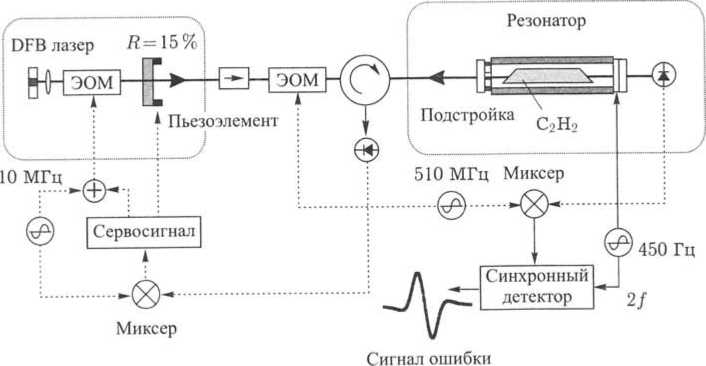


Рис. 9.43. Экспериментальная схема лазера, стабилизированного по ацетилену, с использо­ванием спектроскопии молекулярных обертонов [470] (с любезного разрешения У. Штерра).

Используется DFB лазер с распределенной обратной связью

1. Лазерный стандарт на двухфотонном переходе в Rb. Одной из частот, рекомендованных CIPM для практической реализации метра [370], является часто­та лазера, стабилизированного по двухфотонному переходу 5S|/2-5D5/2 в рубидии (рис. 9.44). Этот переход на длине волны 778 нм можно возбуждать с помощью по­лупроводниковых лазеров, обладающих низким уровнем частотных шумов и простых в обращении. Это позволяет создавать компактные транспортируемые стандарты частоты высокой точности [474]. Было исследовано несколько практических схем данного стандарта. В простейшей из них коллимированный лазерный пучок лазера с внешним резонатором пропускается через поглотительную ячейку, заполненную парами рубидия. На торцах ячейки, заполненной естественной смесью изотопов рубидия (73% 85Rb и 27%87Rb), находятся брюстеровские окошки. Пропущенный пу­чок отражается обратно зеркалом или системой «кошачьего глаза» для обеспечения условий для субдоплеровского двухфотонного поглощения. Оптические изоляторы, установленные за лазером, препятствуют попаданию отраженного пучка обратно в резонатор. Регистрация двухфотонного перехода при сканировании частоты лазера через резонанс осуществляется путем наблюдения люминесценции в синей области спектра (420 нм). Люминесценция возникает на переходе 6P-5S, являющемся ча­стью каскадного распада 5D->6P->5S. С помощью описанной схемы была достигнута девиация Аллана ау{т = 2000с) = 2 • Ю-14. В другой модификации поглотительная ячейка размещается в невырожденном резонаторе для повышения интенсивности излучения и соответствующего усиления двухфотонного сигнала [475]. Кроме того, такая конфигурация обеспечивает точное совпадение пучков, распространяющихся в прямом и обратном направлениях, что необходимо для подавления остаточного линейного эффекта Доплера. Известно, что частота двухфотонного перехода подвер­жена световому сдвигу, который линейно зависит от интенсивности возбуждающего поля (5.137). Поэтому в стандартах этого типа необходимо контролировать лазерную мощность и использовать специальную единообразную геометрию возбуждающего пучка. В установке, описанной в работе [475], лазерная частота предварительно ста­билизируется по отношению к резонатору. Настройка лазера на частоту двухфотон­ного резонанса осуществляется путем изменения длины резонатора за счет приложе­ния напряжения к пьезоэлементу, на котором закреплено одно из зеркал резонатора. По сравнению с простейшей конфигурацией, описанной выше, стабильность частоты схемы оказалась примерно той же. Однако в такой схеме возможен лучший контроль световых сдвигов и, следовательно, экстраполяция частоты перехода на нулевую мощность может быть выполнена точнее. Стандарт на двухфотонном переходе в Rb служит источником реперной частоты для систем оптической связи, поскольку ее субгармоника совпадает с полосой на 1,55 мкм. К тому же, в свое время этот источник сыграл существенную роль в качестве промежуточного стандарта частоты при синтезе оптических частот [476], а также в качестве репера для измерения частоты двухфотонного перехода 2S - 8S/8D в атомарном водороде и при определении постоянной Ридберга [103]. Дальнейшее улучшение может быть достигнуто при лазерном охлаждении рубидия [474]: при этом данный двухфотонный переход может использоваться для создания лазерного стандарта высокой, но не ультравысокой точности.

В атоме цезия также выполнялись исследования двухфотонного перехода 6S - 8S [477], хотя естественная спектральная ширина линии этого перехода, равная 1,5 МГц, оказывается примерно в три раза выше, чем соответствующая ширина перехода в рубидии.

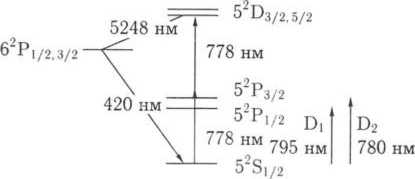


Рис. 9.44. Схема некоторых уровней энергии в атоме рубидия, задействованных в оптическом стандарте на двухфотонном переходе с А = 778 нм

1. Оптические стандарты на щелочноземельных атомах. Тот факт, что интеркомбинационные переходы в редкоземельных атомах являются прекрасными реперами для стандартов частоты, был уже много лет назад обнаружен иссле­дователями (см., например, работу [99] и ссылки в ней). Спектральные ширины интеркомбинационных переходов в Mg, Са и Sr составляют 0,035 кГц. 0.37 кГц и 6 кГц соответственно (см. табл. 5.2 и рис. 5.2). Кроме того, магнитное и элек­трическое поля оказывают слабое влияние на частоты переходов с Amj = 0. Для атома Са эти зависимости составляют Ais/i/= 1,3- 10-13 (мТл)-2 ■ В2 [191, 478] и Аи/и = ЪА -\0 17 (В/см)-2 • Е2 [479] соответственно. Исследования интеркомби­национных переходов были выполнены в атомных пучках магния [244], кальция, стронция [96, 480, 481], а также бария [482].
2. Стандарт на пучке Са. Большинство работ в области создания стан­дартов частоты на щелочноземельных атомах было выполнено с атомом кальция. Уже в 1980 г. Баргер с соавторами достигли разрешения на уровне 1 кГц [237, 238]. Был создан ряд стандартов частоты на кальциевом пучке, в том числе и установки в Федеральном физико-техническом ведомстве (РТВ, Германия) [483, 484], Нацио­нальной исследовательской лаборатории по метрологии (в настоящее время NIMJ, Япония) [485, 486] и в Национальном институте стандартов и технологии (NIST, США) [191, 487].

Также создан транспортируемый стандарт на кальциевом пучке (см. рис. 9.45, [484]) в РТВ (Брауншвейг, Германия) и в NIST (Боулдер, США).

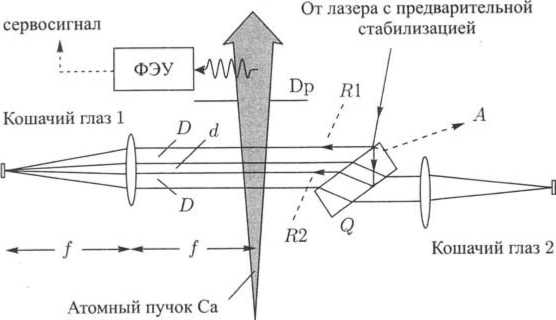


Рис. 9.45. Оптический стандарт частоты на тепловом пучке Са [484]. Здесь D — диафрагма, Q — кварцевая пластинка. ФЭУ — фотоумножитель

Схема эксперимента, изображенная на рис. 9.45, включает в себя диодный лазер с внешним резонатором (ECDL), частота которого предварительно стабилизирована относительно резонатора Фабри-Перо посредством техники привязки Паунда-Дри- вера-Холла (см. раздел 9.2.2). Часть излучения лазера (около 2 мВт) посылается на делительную пластинку, от которой отражаются два луча R1 и R2 одинаковой мощности. Для возбуждения по методу Рэмси требуется несколько зон возбуждения атомного пучка. В экспериментальной установке лучи (R1 или R2) пересекают атом­ный пучок перпендикулярно его направлению, а отражение в обратном направлении осуществляется с помощью двух систем типа «кошачий глаз». Если один из пучков R1 или R2 заблокирован, атомы, возбуждаемые в четырехлучевой геометрии, ре­гистрируются фотоумножителем, который измеряет люминесценцию, возникающую при распаде возбужденных атомов в состояние 3Р|. Зависимость интенсивности люминесценции интеркомбинационного перехода с Amj = 0 от лазерной отстройки Auj = ui - ojo может быть представлена следующим выражением [215, 483] (см. рис. 9.46):

Указанное выражение можно получить либо анализируя эволюцию матриц для векторов псевдоспинов [215] (см. раздел 5.3.1), либо применяя методы атомной интерферометрии (см. раздел 6.6.1). В (9.61) величина A(P,v,Auj) представляет вклад в сигнал для индивидуального атома со скоростью v, а В(Р, v, Aui) отве­чает за амплитуду фона, представляющую собой доплеровски уширенный контур с провалом насыщения. Величина f(v) есть распределение атомов по скоростям в пучке. Согласно (9.61) каждая группа скоростей v дает вклад в сигнал через две функции косинуса. Фазы этих функций (выражения в квадратных скобках в (9.61)) зависят от лазерной отстройки и времени пролета атомов Т = D/v меж­ду двумя пучками, распространяющимися в одном направлении. Каждая из фаз состоит из нескольких слагаемых. Второе слагаемое отвечает за вклад отдачи <$гес = Ъ.к2/(2nica(?) = 2л ■ 11,5 кГц, где к — волновой вектор лазерного поля, а тс — масса атома кальция. Слагаемое wov2/(2c?) возникает из-за эффекта Доплера второго порядка (дилатация времени). В свою очередь, фаза

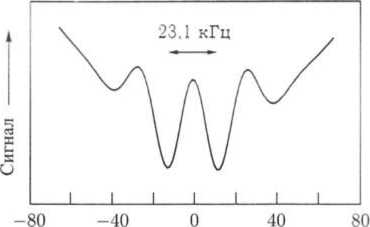
ДФ^ = Ф4 - Ф3 -г Ф2 - Ф, (9.62)

представляет собой остаточную фазу, переданную де-бройлевской волне атома при

прохождении четырех возбуждающих лазерных полей с фазами Фм где i = 1 4

соответствуют последовательным зонам возбуждения.

Обе функции косинуса симметрично расщеплены по отношению к резонансной частоте на величину 2д'гес = 2~ • 23,1 кГц и обладают периодом 1/2Г, зависящим от времени пролета атомами расстояния D.



и — i/о, кГц

Рис. 9.46. Оптические резонансы Рэмси, по­лученные на установке, изображенной на рис. 9.45 [484]

Наилучшая видность интерференционной картины достигается в том случае, если период косинусов является целым крат­ным от расщепления за счет отдачи.

Спектральная ширина сигнала дается ве­личиной FWHM « 1/(4Т). В центре про­вала насыщения на доплеровской кривой наблюдаются два центральных минимума, возникающих при наложении двух коси­нусов, разделенных интервалом 23,1 кГц (рис. 9.46). Доплеровское уширение, со­ставляющее 7,5 МГц в случае рис. 9.46, обусловлено неидеальной коллимацией атомного пучка. При увеличении отстройки структура полос быстро размывается, поскольку период соответствующих косинусов отличается для различных скоростей v (см. (9.61)). Ширина на полувысоте у струк­туры, разрешаемой указанным методом, равна FWHM = 16 кГц, что соответствует расстоянию между пучками D = 10 см и наиболее вероятной скорости атомов в пучке Uprob = 620 м/с.

Лазер, предварительно стабилизированный по частоте и имевший спектральную ширину линии около 2 кГц, привязывался к максимуму интерференционной картины на рис. 9.46 с использованием метода регистрации третьей гармоники. При этом на излучение лазера накладывалась модуляция с частотой 325 Гц и глубиной 32 кГц. Ла­зер, стабилизированный таким образом, обладал аллановской девиацией за секунду, равной (ту{т) < 10~12. Детальное исследование характеристик показало, что основной вклад в погрешность частоты вносят эффекты Доплера первого и второго порядков, что вызвано высокими скоростями атомов в термическом пучке. Влияние линейногоэффекта Доплера обусловливается неточностью юстировки четырех возбуждающих лазерных пучков и искривлением волнового фронта в зонах взаимодействия.

Из выражения (9.61) следует, что соответствующие фазовые сдвиги <5Ф/, меняют знак (9.62), когда распространение света меняет направление [483]. В схеме, изобра­женной на рис. 9.45. можно обратить направление всех лазерных пучков, попеременно блокируя лучи R1 или R2. Этот метод позволяет определить остаточный сдвиг фазы по изменению частоты полос в этих случаях и скомпенсировать его влияние.

Оценка погрешности остаточного вклада линейного эффекта Доплера соста­вила 500 Гц согласно [23]. Высокие скорости атомов приводят к возникновению значительного вклада доплеровского эффекта второго порядка. Этот вклад можно скорректировать, зная распределение по скоростям тех атомов, которые формируют сигнал интерференции (9.61). Вместо максвелловокго распределения необходимо использовать модифицированное распределение, возникающее при учете эффектив­ности возбуждения и детектирования, также зависящих от скорости и определяющих множитель A(P,v,uj) [216]. Эффективное распределение по скоростям можно вы­числить из фурье-анализа регистрируемого сигнала (рис. 9.46) аналогично тому, как это делается для Cs атомных часов (см., например, [264, 265] и ссылки в них). Относительная погрешность транспортируемого стандарта составила 1,3- 10-12 [23]. В случае стационарных стандартов относительная погрешность составила 5 • 10-13 [486], причем основной вклад в нее вносят эффекты Доплера первого и второго порядков, связанные с высокими скоростями атомов в термическом пучке.

1. Оптический стандарт частоты на холодных щелочноземельных атомах. Были приложены значительные экспериментальные усилия, нацеленные на охлаждение и удержание в ловушках щелочноземельных атомов, с целью подавления тех вкладов в погрешность частоты, которые звисят от скорости атомов. У щелоченоземельных атомов существуют доступные охлаждающие переходы между основным состоянием 'So и возбужденным состоянием 'Pi (рис. 5.2), что позволяет охлаждать и захватывать их в магнито-оптические ловушки (МОТ) (см. раздел 6.4.1). Отсутствие расщепления основного состояния у щелочноземельных атомов, с одной стороны, делает их выигрышными кандидатами для применения в стандартах частоты, а с другой стороны, затрудняет возможность снижения температуры атомов ниже доплеровского предела (6.12) при использовании перехода 'So- Ро- Так, атом магния был охлажден [488] и захвачен в ловушку [489]; были продемонстрированы результаты лазерной спектроскопии, необходимые для успешной реализации опти­ческого стандарта [490]. В свою очередь, атомы стронция, захваченные в магнито­оптическую ловушку [163, 491, 492], представляют особый интерес, поскольку существует возможность дальнейшего охлаждения атомов вплоть до предела отдачи на интеркомбинационной линии [163, 493]. Для других щелочноземельных элементов интеркомбинационная линия является настолько узкой, что соответ­ствующая охлаждающая сила сопоставима с гравитационной силой для кальция. В свою очередь, для атома магния она еще слабее. Поэтому возможность глубокого охлаждения этих атомов с использованием переходов на интеркомбинационных линиях практически отсутствует. Эту проблему, возникающую при охлаждении атома Са, можно преодолеть с помощью опустошения интеркомбинационного перехода (т.н. метод «охлаждения опустошением») [164, 165, 494]. Он позволяет достичь температур, существенно более низких, чем при доплеровском охлаждении на переходе 'Pi—1 So - Мы обсудим достижения в области создания стандартов частоты на холодных щелочноземельных атомах на примере атома кальция.

Было создано несколько различных оптических стандартов частоты на свобод­но падающих лазерно-охлажденных атомах Са [191, 196, 495]. В одном из них

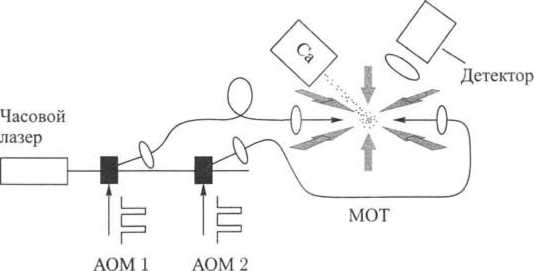
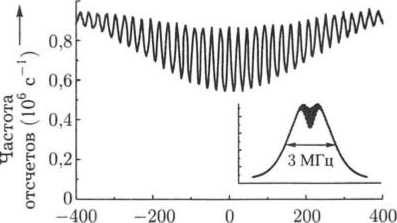


Рис. 9.47. Магнито-оптическая ловушка (МОТ), загружаемая медленными атомами кальция из низкоскоростной части теплового распределения (Са — кальциевая печь) [191, 496]. Акусто- оптические модуляторы (АОМ) формируют импульсы света часового лазера длительностью порядка 1 мкс, требующиеся для возбуждения перехода

пучок атомов кальция, вылетающий из печки при температуре около 600 °С, пред­варительно охлаждается с помощью направленного навстречу ему лазерного пучка (423 нм) в зеемановском замедлителе, затем отклоняется с помощью стоячей волны и захватываются в магнито-оптическую ловушку [196. 199]. В более компактной конфигурации, изображенной на рис. 9.47, зеемановский охладитель не использо­вался [191, 495]. Поскольку в этом случае захватываются только медленные атомы из максвелловского распределения, печка располагается вблизи центра ловушки для увеличения скорости загрузки. Скорость загрузки можно увеличить при использова­нии двух лазерных частот для горизонтальных пучков ловушки [190] или с помощью дополнительного замедляющего пучка, позволяющего использовать метод замедле­ния внутри интерференционной полосы магнито-оптической ловушки [191]. Излуче­ние на длине волны А = 423 нм генерируется либо с помощью лазера на красителе с ультрафиолетовой накачкой аргоновым лазером, либо с помощью твердотельной лазерной системы, состоящей из полупроводникового лазера с удвоением частоты или титан-сапфирового лазера с удвоением частоты. Обычно время загрузки ловушки составляет от 5 до 20 миллисекунд и в ловушку захватывается до 10® атомов. После загрузки свет охлаждающего лазера блокируется, и атомы начинают падать по баллистическим траекториям. В измерениях, требующих высокой точности, также выключается магнитное поле ловушки. Интеркомбинационный переход на длине волны 657 нм возбуждается в свободно падающих атомах излучением лазера на красителе [82] или полупроводникового лазера [191, 452]. По спектральной ширине (около 3 МГц) и форме доплеровски уширенной интеркомбинационной линии можно определить температуру атомов, которая составляет 2-3 мК. Простейшим способом определения вероятности возбуждения атомов является наблюдение люминесценции на длине волны 657 нм. При этом, однако, каждый возбужденный атом испускает лишь один фотон, а вероятность детектирования фотонов составляет порядка 0 1%, что накладывает существенное ограничение на предельно достижимое отношение сигнал/шум. Для того, чтобы регистрировать возбужденные атомы практически со стопроцентной вероятностью, применялись несколько различных схем регистрации с использованием техники квантовых скачков (shelving), описанной в работе [489 для атома магния и в работах [191, 496, 497] для атома кальция. В основе этих схем лежит регистрация люминесценции сильного перехода 1Рi - 'So, который имее~ общий нижний уровень с переходом 3Р| —1 Sq (см. рис. 5.2). Люминесценция от ато-



Дг/, кГц

Рис. 9.48. Интерференционная картина в центре доплеровски уширенной интеркомбинацион­ной линии 'So—3Р| (см. врезку) для лазерно-охлажденных атомов Са

мов на длине волны сильного перехода А = 423 нм снижается пропорционально доле атомов, возбужденных в долгоживущее состояние 3Р|. Такой способ регистрации является модификацией метода квантовых скачков, использующегося для одиночных ионов (см. раздел 10.2.3.3, [498]).

Среднеквадратичная скорость атомов Са, охлажденных до доплеровского предела на переходе 1Р] —1 So, составляет около 1 м/с. Эту скорость можно определить по величине доплеровского уширения (около 3 МГц, рис. 9.48). Таким образом, необходимо использовать методы субдоплеровской спектроскопии для возбуждения и опроса атомного ансамбля. При возбуждении импульсами, распространяющимися в противоположных направлениях, возникает провал насыщения со спектральной ши­риной около 0,37 кГц и, следовательно, в сигнал дает вклад лишь малая часть (10~4) атомов из теплового распределения скоростей. Одновременно высокого спектрального разрешения и высокого отношения сигнал/шум можно достичь возбуждением после­довательностью коротких импульсов, что эквивалентно возбуждению в разнесенных полях по методу Рэмси. Амплитуда регистрируемых резонансов Рэмси или интерфе- рометрических полос Борде пропорциональна cos(27n/T - 2тп>оТ) (см. рис. 9.48). Для импульсов длительностью т = 1 мКс возбуждается лишь часть холодных атомов, как видно из врезки на рис. 9.48. Необходимое спектральное разрешение достига­ется выбором достаточно длительного интервала Т, разделяющего импульсы. При выполнении условия т «С Т ширина полос обратно пропорциональна Т: Аи = 1/(4Т). Изменяя Т, можно варьировать разрешение метода без изменения уширения, вызван­ного ограниченным временем взаимодействия, что позволяет увеличивать разреше­ние без существенного снижения сигнала. Были зарегистрированы полосы шириной 300 Гц, что близко к естественной ширине линии часового перехода (см. рис. 6.1, в) и [191]). Интерференционная картина состоит из двух вкладов, соответствующих двум компонентам отдачи с разностью частот 2<5гес = /г/(тсаА2) = 23, 1 кГц. Для достижения максимального контраста интерференционная картина настраивается таким образом, чтобы оба интерференционных вклада суммировались конструктивно. На контраст также оказывает влияние и тип возбуждения: так, может использоваться возбуждение тремя импульсами стоячей волны или двумя лазерными импульсами в каждом из направлений.

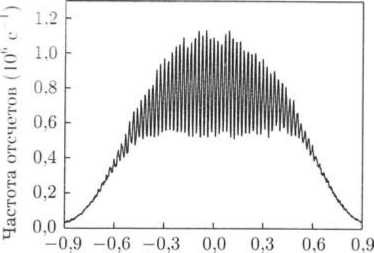
Для стабилизации частоты лазера обычно используется центральная полоса интерференционной картины. При этом частота привязывается к минимуму или максимуму сигнала люминесценции с помощью электронной петли обратной связи. Поиск центральной полосы, соответствующей истинной частоте интеркомбинацион­ного перехода, может показаться затруднительным ввиду большого количества и схо­жести полос. Разработано несколько методов, позволяющих распознать центральную полосу. В одном из методов используется тот факт, что при изменении периода интерференции остается неизменным лишь положение минимумов, соответствующих частотам компонентов отдачи.

Характеристики оптического стандарта на атомах кальция исследованы научны­ми коллективами из NIST [499] и из РТВ [495, 500]. Были сделаны следующие оценки для относительной погрешности стандартов: 1 • 10-13 [500], 6- 10 11 [501] и 2- 10-и [501, 503], в будущем ожидается дальнейшее снижение погрешности [497]. Измерение частоты интеркомбинационного перехода выполнялось в течение многих лет с использованием фазово-когерентной цепочки частот [504], а в дальнейшем —с использованием фемтосекундного лазера с пассивной синхронизацией мод (см. гл. 11) [501, 505]. Погрешность определения частоты перехода в кальции, составляющей мСа = 455986240494 150(9) Гц, позволяет рассматривать лазер, стабилизированный по этому переходу в качестве одного из наиболее точных оптических стандар­тов [502]. Основной вклад в погрешность вносит неидеальность фазового фронта импульсов возбуждающего поля. Если атомы движутся перпендикулярно лазерному пучку через искривленную поверхность равной фазы, то они будут испытывать до­полнительный фазовый сдвиг между возбуждающими импульсами, что эквивалентно возникновению линейного доплеровского сдвига. Кроме того, поскольку между пер­вым и последним импульсами на атомы действует гравитационное ускорение, может возникнуть гравитационный сдвиг в том случае, если лазерные пучки съюстированы не точно в горизонтальном направлении [506]. Было испытано несколько конфи­гураций возбуждения, эквивалентных различным типам атомных интерферометров, для исследования возможности снижения вкладов этих эффектов [503. 506]. Также определенный вклад в погрешность дают сдвиги частоты, вызванные неполной блоки­ровкой пучков охлаждающего лазера (динамический штарковский сдвиг) и тепловым излучением кальциевой печки (сдвиг излучением черного тела). Меньшие вклады связаны с неточным наложением двух интерференционных картин (компонентов отдачи), вкладом доплеровского фона и схемой стабилизации лазера.

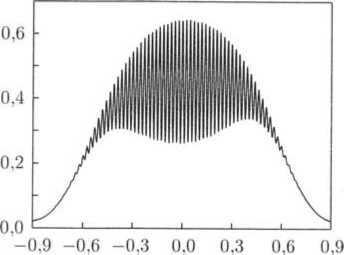
Погрешность представленных стандартов частоты, основывающихся на спектро­скопии свободно падающего облака нейтральных атомов, в конечном итоге определя­ется скоростью атомов и соответствующих фазовых сдвигов в наклонных или искрив­ленных волновых фронтах опрашивающего излучения. Она может быть снижена при использовании атомов с еще более низкими скоростями. Так, доплеровски уширенная интеркомбинационная линия ^Са, зарегистрированная в ансамбле атомов, охлажден­ном до диапазона микрокельвин методом «охлаждения опустошением» (рис. 9.49.а) [507, 508] гораздо менее подвержена эффектам, связанным со скоростью, чем в слу­чае атомов, охлажденных до диапазона милликельвин (рис. 9.48). При этом открыва­ется возможность и более точного расчета формы линии (рис. 9.49, б), что является необходимым условием для определения положения истинной частоты перехода с погрешностью, существенно меньшей, чем ширина интерференционной полосы.

Девиация Аллана, измеренная для оптического стандарта на кальции, составила гту(т = 1 с) = 4 • 10-15 [499]. Минимальная достижимая нестабильность определя­ется уровнем квантовых шумов поглотителей (см. раздел 14.1.3.1). Для количества атомов, равного No = 1 • 10', и времени взаимодействия Т = 0, бмс из (3.97) можно определить, что Оу{т) < 10-16/v^.

1. Водородный оптический стандарт. Двухфотонный переход 1S-2S в ато­ме водорода имеет естественную ширину линии около 1 Гц и добротность порядка 1015 (рис. 5.1, табл. 5.2). Комбинация этих факторов открывает прекрасные возмож­ности для его использования в прецизионной спектроскопии и оптических стандартах



Иагег ^Са\* МГц 1А;1/Л'Г — . МГц



***а б***

Рис. 9.49. а) Атомный интерферометр с четырьмя бегущими волнами на атомах, охлажденных опустошением [507]. б) Спектр, рассчитанный согласно [215]

частоты. Используя результаты, полученные группой Т. Хэнша [93, 157, 235, 509], ча­стота этого перехода была рекомендована для практической реализации метра [370]. В установке, изображенной на рис. 9.50, переход в атомном пучке возбуждается с помощью второй гармоники лазера на красителе (486 нм) [510]. Поскольку атом водорода очень легкий, его тепловая скорость при комнатной температуре составляет около 2км/с. Столь высокие скорости приводят к возникновению значительного сдвига частоты за счет эффекта Доплера второго порядка (см. рис. 5.19), что накладывает существенное ограничение на точность измерения частоты. В установке атомарный водород охлаждается при столкновении со стенками сопла, формирующе­го пучок и охлаждаемого до гелиевых температур с помощью криостата. Температура сопла составляет около 7 К. Атомы, вылетающие из сопла, возбуждаются в поле стоячей волны с Л = 243 нм, формируемой внутри резонатора, оптическая ось кото­рого параллельна оси атомного пучка. Область возбуждения и резонатор находятся в вакуумной камере. Для регистрации атомов в 2S состоянии в области детектирова­ния создается электрическое поле, которое перемешивает 2S и 2Р состояния, после чего уровень 2Р быстро распадается в основное состояние с испусканием фотона на длине волны 121 нм. Фотоны регистрируются с помощью фотоумножителя, нечувствительного к видимой области спектра, причем только в те периоды времени, когда возбуждающее излучение на длине волны 243 нм блокировано обтюратором.

Относительная погрешность частоты перехода, измеренной с помощью пучкового стандарта, составляет несколько единиц на 10~14; с той же погрешностью измерена и абсолютная частота этого перехода [93]. Основные вклады в сдвиг частоты пере­хода вызваны эффектом Доплера второго порядка, динамическим сдвигом Штарка, а также статическими электрическим и магнитным полями и столкновениями. Из-за вклада эффекта Доплера форма линии перехода оказывается асимметричной и для определения частоты в невозмущенном атоме используется модель формы линии, которая сравнивается с экспериментальными спектрами [157]. При регистрации сигнала от самых медленных атомов из распределения удается существенно снизить вклад квадратичного эффекта Доплера. Для этого люминесценция регистрируется спустя интервал времени г после блокировки возбуждающего поля. Следовательно, максимальная скорость атомов, дающих вклад в сигнал, определяется как vmax = d/r, где d « 13см — расстояние от сопла до детектора.

Штарковский сдвиг перехода в постоянном электрическом поле Е практически полностью определяется сдвигом уровня 2S (поскольку уровни 2S и 2Р практически

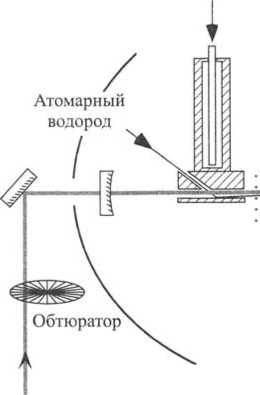
Рис. 9.50. Схема эксперимента для измерения частоты перехода 1S-2S в атомном водороде согласно [157] (с любезного разрешения Т. Хэнша). LHe —жидкий гелий

Холодное сопло 7.4 К

Фарадеевская клетка с графитовым покрытием

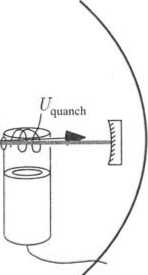
243 нм

Вакуумная камера



Детектор Лайман-а

Счет фотонов с разрешением по времени



Жидкий гелий

полностью вырождены) и составляет Ai'dcStark — 3.6 кГц • Е~ (В/м‘). Для минимиза­ции электрических полей, создаваемых статическими зарядами, область взаимодей­ствия окружается фарадеевской сеткой, покрытой графитом (рис 9.50) Кроме того, поскольку излучение на длине волны 243 нм отстроено в длинноволновую область спектра по отношению к частоте перехода 1S-2S, возникает отталкивание уров­ней за счет динамического штарковского сдвига. Динамический штарковский сдвиг приводит к сдвигу резонансной частоты в коротковолновую область, составляющему Ab'acStark = 21 ■ 1,667 10~4 Гц/(Вт м2), где / — интенсивность световой волны, распро­страняющейся в каждом из направлений [157]. Вклад этих эффектов в погрешность определения частоты перехода составляет несколько десятков герц. Определенный вклад может вносить и остаточный линейный доплеровский эффект, вызванный неполной коллинеарностью волновых векторов волн, распространяющихся в проти­воположных направлениях в резонаторе, а также за счет возбуждения мод высо­ких порядков. Скорее всего, предельная точность, которая может быть достигнута в стандарте на двухфотонном переходе в атоме водорода, ограничена погрешностью, возникающей при учете и экстраполяции динамического штарковского сдвига на нулевую интенсивность.

В работе [235] была продемонстрирована возможность увеличения разрешающей способности метода двухфотонной спектроскопии перехода 1S-2S в атоме водорода с использованием схемы возбуждения Рэмси [235]. Поскольку при двухфотонном возбуждении линейный эффект Доплера отсутствует, достаточно всего двух зон воз­буждения, хотя длина волны возбуждающего поля много меньше, чем ширина атом­ного пучка. Этот факт (возбуждение в двух зонах) также открывает возможность со­здания атомного фонтана для спектроскопии атомарного водорода, охлажденного до сверхнизких температур, схема которого была предложена в работе [511]. Атомарный водород был оптически охлажден в магнитной ловушке с помощью резонансного из­лучения водородной лампы до температуры 8 мК [512], превышающей доплеровский предел (3 мК). Однако для работы фонтана требуются скорости атомов, соответству­ющие более низким температурам, для чего необходимо субдоплеровское охлаждениес помощью источников когерентного излучения. Разработка таких источников на длине волны 121,56 нм является исключительно сложной задачей. Тем не менее была продемонстрирована возможность генерации когерентного излучения мощностью до 200 нВт с использованием четырехволнового смешения полей излучения трех лазеров в парах ртути [513], чего может оказаться достаточно для лазерного охлаждения.

1. Другие кандидаты для оптических стандартов частоты на нейтраль­ных поглотителях. Двухфотонный переход в атоме серебра. В атоме 109Ag на длине волны 661,2 нм можно возбудить двухфотонный метрологический переход со спектральной шириной около 1 Гц (рис. 9.51, [514]). Переходы в атоме серебра исследовались как в тепловом пучке [105, 515], так и в облаке лазерно-охлажденных атомов [104, 516]. Создание источника для лазерного охлаждения атомов на длине волны 328,1 нм представляет определенные сложности, однако генерация второй гармоники в нелинейных кристаллах позволяет достичь удовлетворительных мощ­ностей. Так, преобразование во вторую гармонику излучения лазера на красителе в кристалле LBO позволило достичь уровня мощности 50 мВт на А = 328, 1 нм, а пре­образование в кристалле LiNbC>3 излучения полупроводникового лазера, усиленного рупорным полупроводниковым усилителем,— 5 мВт [104]. Облако из 3- 106 атомов было охлаждено до 0,3 мК (что ниже доплеровского предела, равного 0,53 мК). Соответствующая тепловая скорость составляет около 20 см/с, что позволяет исполь­зовать их в стандарте частоты на свободно падающих атомах. При достижении более низких температур возможно создание атомного фонтана. Как и при спектроскопии перехода 1S-2S в атоме водорода, в данном случае предельная точность ограничена погрешностью определения динамического штарковского сдвига.

F= 1

4dl05p2P3/2

74 МГц

4d95s22D3/2

*F =* 0

-Р

1/2

' 661,2 нм

328.1 нм

(двухфотонный переход)

*F =* 0

4<]105s-S,/;;

1977 МГц

1 */2*

F= 1

Рис. 9.51. Схема энергетических уровней ll9Ag, задействованных в стандарте частоты

Двухфотонный переход в ксеноне. Был предложен оптический стандарт ча­стоты на длине волны 2,19 мкм, основывающийся на двухфотонном переходе 3Рг-3Ро в ксеноне [100, 151]. Ксенон может быть охлажден лазерными методами в магнито-оптических ловушках до температур в диапазоне микрокельвин. Распад метрологического перехода под воздействием излучения черного тела существенно увеличивает его спектральную ширину при комнатной температуре по сравнению с естественной шириной 2Гц [100]. По этой причине исследования данного стандарта носят ограниченный характер. Тем не менее, отмечено, что можно избежать ушире­ния перехода и снизить соответствующие сдвиги частоты примерно на три порядка при охлаждении установки до температуры жидкого азота [100].

**Глава 10**

**СТАНДАРТЫ НА ИОННЫХ ЛОВУШКАХ**

Идеальный репер для стандарта частоты представляет собой покоящуюся погло­щающую среду, свободную от внешних воздействий полей и частиц, обладающую высокой добротностью линии поглощения и сильным откликом при взаимодействии с полем внешнего генератора. Для того, чтобы удерживать микроскопические частицы в покое в некоторой точке пространства, требуется силовое поле, стремящееся вернуть частицу в эту точку. Поскольку нейтральные атомы и молекулы слабо взаи­модействуют с электрическими и магнитными полями, для их удержания требуются сильные поля или градиенты полей, которые могут вызвать значительные сдвиги энергетических уровней в атоме. Однако для ионов, либо имеющих в электронной оболочке дополнительный электрон, либо лишенных одного или нескольких элек­тронов, достаточно существенно более слабых полей для того, чтобы удерживать их в так называемых ионных ловушках. С точки зрения использования в стандартах частоты ионные ловушки имеют несколько преимуществ, которые будут подробно рассмотрены в настоящей главе.

Во-первых, удержание ионов в ловушке в продолжение длительного времени (вплоть до нескольких суток) позволяет исследовать чрезвычайно узкие спектраль­ные линии без ограничения, накладываемого конечным временем взаимодействия частицы с полем. Во-вторых, удержание поглотителей в небольшом объеме позволяет эффективно использовать методы лазерного охлаждения и регистрировать сигналы, исходящие практически из одной точки пространства. Существенное снижение ско­рости поглотителей позволяет ограничить их в области пространства меньше длины волны возбуждающего излучения, что позволяет реализовать режим Лэмба-Дике (см. раздел 10.1.4) и подавить вклады доплеровского сдвига как первого, так и второ­го порядков. В-третьих, поскольку ионы находятся в области сверхвысокого вакуума, можно практически полностью исключить взаимодействие с другими частицами и существенно снизить взаимодействие с окружением. В-четвертых, можно исключить взаимодействие с другими ионами, если в качестве репера частоты использовать осциллятор на одиночном ионе, как было предложено Демельтом в 1982 г. [517] Использование ионных ловушек в стандартах частоты описано в ряде обзорных работ (см., например, [277, 518, 519. 520, 521]), а история развития ионных ловушек с её важнейшими этапами описана Томпсоном в работе [519].

**§ 10.1. Принцип действия ионных ловушек**

Можно ограничить движение заряженных частиц в определенной области про­странства соответствующим подбором электрических и магнитных полей, причем можно локализовать частицы в очень малой области пространства. Согласно теореме Ирншоу не существует конфигурации статического электрического поля, позволя­ющей удерживать электрически заряженную частицу в определенной точке про­странства. Поэтому для удержания ионов используют комбинацию статических маг­нитного и электрического полей (ловушка Пеннинга) или переменное неоднородное электрическое поле (радиочастотная ловушка или ловушка Пауля). ')

10.1.1. Радиочастотные ионные ловушки. Рассмотрим электрическое поле Е(г), которое задается потенциалом Ф(г) внутри объема ловушки, взаимодейству­ющее с ионом, обладающим зарядом q = +е = 1,602- 10-1® А • с. На такой ион действует сила

F(r) = еЕ(г) = —е • УФ(г), (10.1)

направленная к центру ловушки. Здесь оператор набла V = (д/дх,д/ду,д/дг) ис­пользуется для определения градиента векторного поля в декартовых координатах. Желательно, чтобы сила линейно зависела от расстояния г от центра ловушки F(r) ос г, так как в этом случае можно ожидать, что движение частиц сведется к гармоническим колебаниям. Соответствующий скалярный потенциал Ф(х,у,г) дол­жен иметь квадратичную зависимость от координат и записываться как

Ф = const • (ах2 + by2 + сг2), (10.2)

причем константа перед скобками будет определена позднее. Используя уравнение Лапласа ДФ = У2Ф = 0 для пространства, свободного от зарядов, получаем ограни­чение на коэффициенты а, b и с, определяющие форму потенциала (10.2):

*а + b + с = 0.* (Ю.З)

Далее мы подробно рассмотрим два следующих частных случая из (10.3):

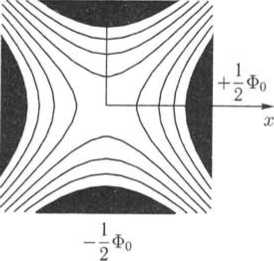
а=1, Ь = — 1, е = 0 (линейная квадрупольная конфигурация) (10.4)

и

а = 6=1, с= -2 (трехмерная квадрупольная конфигурация). (10.5)

1. Линейная квадрупольная ло­вушка. Первое решение (10.4) описывает ловушку с такой конфигурацией, в которой потенциал не зависит от координаты г:

|  |  |
| --- | --- |
|  | . У |
| 1 |  |
| “2 о |  |



+хФо

Рис. 10.1. Двумерный квадрупольный потенциал в плоскости х-у может быть создан четырьмя электродами гипербо­лической формы (темные области)

Ф = const • (х2 - у2), (10.6)

то есть представляет собой двумерный квад- рупольный потенциал, как показано на рис. 10.1. Рассмотрим подробно эту конфи­гурацию, прежде чем обратиться ко второму случаю (10.5), представляющему трехмерную ловушку.

Двумерный квадрупольный потенциал ви­да (10.6) можно создать с помощью систе­мы из четырех гиперболических электродов (рис. 10.1), в которой к верхнему и нижне­му электродам приложен, например, отрица­тельный потенциал, а к остальным — положи­тельный. Положим, что разность потенциалов

') За работы В. Пауля и его коллег по удержанию заряженных частиц в ионной ловушке 1-522] была присуждена Нобелевская премия. Ловушка Пеннинга названа в честь Ф. М. Пен­нинга. который исследовал влияние магнитных полей на разряды низкого давления [523].

между соседними электродами составляет Ф<>.

Постоянную из (10.2) и (10.6) можно опреде­лить из граничного условия Ф(го) = Фо/2 =

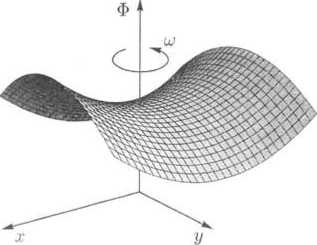


Рис. 10.2. Потенциальная поверхность седловидной формы с точкой перегиба в центре ловушки, создаваемая квад- рупольной системой гиперболических электродов (10.1)

= const • ?q, где 2?'о — расстояние между двумя противоположными электродами. Отсюда по­лучим const = Фо/2rjj. Исходя из этого, элек­трическое поле вычисляется с использованием выражения (10.1) как

£, = %х, Еу = ^у, Ег = 0. (10.7)

Го Го

В таком поле частица с электрическим заря­дом +е будет отталкиваться от положительно заряженных электродов, испытывая силу, на­правленную вдоль оси х в направлении х = 0.

Поскольку напряженность поля Е линейно за­висит от координаты х (закон Гука), можно ожидать, что ион будет совершать гармонические колебания вдоль оси х. В свою очередь, ион будет притягиваться к ближайшему отрицательному электроду в направлении оси у. Согласно формуле (10.6) потенциальная поверхность имеет седловидную форму с точкой перегиба в центре ловушки. Видно, что она обладает минимумом вдоль направления х и максимумом — вдоль у (10.2). Смена полярности потенциала на электродах приведет к появлению ограничивающей силы вдоль оси у и, соответственно, выталкивающей силы по х.

Для того, чтобы удерживать ион в обоих направлениях, потенциал двух пар элек­тродов должен периодически изменяться. Добавим переменную составляющую Гас на частоте ш к постоянному напряжению на электродах U^c

Фо = -Udc + VacCOSart. (10.8)

Потенциальная поверхность, изображенная на рис. 10.2, будет вращаться с угловой частотой и> вокруг вертикальной оси. проходящей через точку перегиба. Неочевидно, что чередование фокусировки и дефокусировки вдоль осей х и у должно приводить к захвату иона. Действительно, можно ожидать, что зависящие от времени компо­ненты сил не будут оказывать влияния на ион, поскольку их средние значения равны нулю. Это оказывается не так в случае периодически меняющегося неоднородного поля, где в результате усреднения появляется слабая сила, направленная к центру ловушки. Прежде чем обсуждать ее происхождение, рассмотрим движение иона в удерживающем потенциале более детально, следуя трактовке Демельта [524] и Пауля (см. [525] и ссылки в этой работе).

Рассмотрим ион вблизи центра ловушки, на который действует зависящая от времени сила, определяемая потенциалом (10.8). Координаты и компоненты скорости иона могут быть получены из уравнений движения

*Fx(t)* = *mx(t) = еЕ(х) = ~(Uie -* l/accos*ut)x,*

П>

*Fy{t) = my(t)* = *eE(y)* = - *~(Udc* - *Уяс* cos*ujt)y,* (10 9»

*ro*

где. как обычно, x(t) обозначает cPx/dt[[34]](#footnote-35). Подставляя соотношения (10.7) и вводя безразмерные параметры

U) , 4eUdc 2eVac /|Л im

***TS-t, а =*** гт, ***q =*** 0. (10.10)

*^ ти> г о тш* г0

получаем дифференциальные уравнения Матье ')

+ (а - 2q cos 2т)х = 0 (10.11)

*d2y(r)*

***dr2***

*dr*

***- (а - 2qcos2r)y*** = 0. (10.12)

Поскольку коэффициенты в этих уравнениях представляют собой периодические функции от т, то существует так называемое решение типа Флоке:

*Fh(t) = е'ЦТ Р(т),* (10.13)

где Р(т) есть периодическая функция с тем же периодом, что и коэффициен­ты в (10.11), то есть равным ж. Каждое непериодическое решение (10.11) будет представлять собой линейную комбинацию независимых решений Флоке F(i(r) и Рц{~т). Параметр в показателе экспоненты зависит только от коэффициентов а и д. В общем случае присутствие такой характеристической экспоненты приводит к экспоненциальному росту амплитуды (10.13), что соответствует нестабильному решению. Однако, если параметр /х оказывается действительной величиной н = 0, то решение описывает колебания ионов с постоянной амплитудой вокруг положе­ния равновесия (стабильное решение). На практике амплитуда колебаний ионов должна быть меньше, чем расстояние от центра ловушки до электродов. Поскольку характеристическая экспонента является функцией а и q, необходимо вычислить зависимость a(q) для заданного 0 = f(a,q), что делается, например, при помощи метода последовательных разбиений [59, 526].

Пример зависимости a(q), вычисленной в работе [526], представлен на рисунке

1. Затененные области соответствуют областям стабильности для значений пара­метра 0 < 0 < 1,1 </?<2,2</К3.2)

Стабильный захват иона зависит только от выбора параметров ловушки а и q и не зависит (в разумных пределах) от начальных условий, а именно от начальной скорости и координат иона. Как для стабильного удержания иона в двумерной ловушке (рис. 10.1), так и для трехмерной конфигурации параметры а, и qt (г = х,у) должны независимо попадать в соответствующие области стабильности. Так, для двумерной ловушки можно построить составную диаграмму стабильности путем наложения двух диаграмм, как показано на рис. 10.4, причем для движения по оси х используются параметры +а и +q, а для движения по оси у —(-а) и (-q) с учетом того факта, что a(q) — a(-q). Будем называть стабильным режимом захвата только

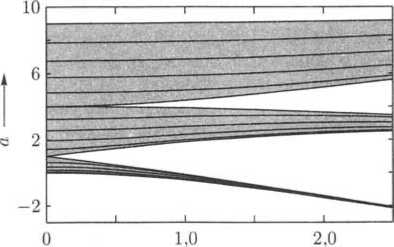


Рис. 10.3. Зависимости a(q) для /? = f(a,q), вычисленные для 0 < /3 < 3 с шагом 0,2 (линии) [526]. На диаграмме видны три области стабильности (затемненные площади), причем диаграмма является симметричной, т.е. a(q) = a(—q)

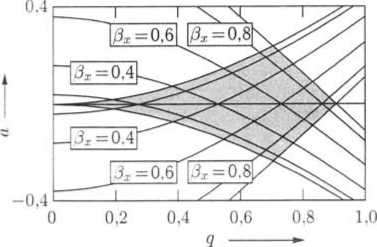


Рис. 10.5. Первая область стабильности (за­темненная область на рисунке) в двумерной ионной ловушке типа линейной ловушки Па­уля или масс-фильтре

тот режим, когда области стабильности по осям х и у на диаграмме a-q перекры­ваются. Первая общая область стабильности подробно представлена на рис. 10.5 вместе с кривыми, соответствующими определенным значениям параметра 0. Реше­ние уравнения Матье (10.11) для стабильного случая представляет собой линейную комбинацию решений Флоке F/J(r) и Ffl(—т) (10.13) и может быть записано как бесконечный гармонический ряд по г (см. [59]):

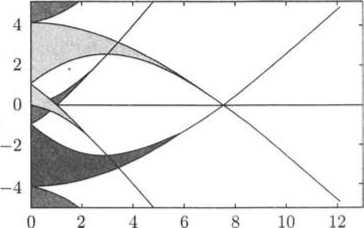


Рис. 10.4. Составная диаграмма для коорди­нат х и у, построенная аналогично 10.3, где наблюдается частичное перекрытие областей стабильности для обеих координат

X ОО

х(т) = А ^ с„ cos(2n + (3)т + В ^ с„ sin(2n + 0)т, (10.14)

где А и В — константы, зависящие от начальных условий, а коэффициенты с„ и /? — функции от а и q. С учетом (10.10) спектр колебаний захваченных в ловушку ионов представляет собой отдельные гармоники на частотах

u>„ = (n± |)и;,

(10.15)

которые определяются частотой поля и, приложенного к ловушке.

Прежде чем исследовать решения (10.14), вернемся к вопросу, почему ион в пе­риодически меняющемся неоднородном электрическом поле испытывает действие

постоянной удерживающей силы. Ниже приводится рассуждение, выполненное Де- мельтом [524] и Паулем (см. [525] и ссылки в этой работе). Рассмотрим поведе­ние иона, находящегося в начальный момент времени на расстоянии х от центра ловушки. Хотя частица сама вносит изменение в электрическое поле, мы пока не будем учитывать этого вклада. Кроме того, вначале мы пренебрежем тем фактом, что напряженность поля, создаваемого электродами, зависит от координаты, и заменим его на однородное поле Е в окрестности х. Дважды проинтегрировав уравнение (10.9) mx(t) = eEcosujt. и для простоты условившись, что при t = 0 ион находился в покое, получим зависимость координаты иона от времени

x(f) = X ^jCOSUit. (10.16)

*mur*

Следовательно, ион осциллирует на частоте приложенного поля, отставая от него по фазе на 7г, о чем свидетельствует знак «минус» в выражении. Этот колебательный процесс называется микродвижением, а отставание по фазе, как мы увидим ниже, обусловливает появление средней силы, направленной к центру ловушки в неод­нородном переменном поле. Снимем условие однородности поля Е в пространстве и перейдем к конфигурации, представленной на рис. 10.2. Отметим, что ион, соверша­ющий колебания вблизи положения равновесия х > 0, ускоряется в направлении от центра ловушки в те периоды времени, когда он находится ближе к нему, т. е. когда поле, действующее на него, минимально. И наоборот, при удалении от центра ловушки х > х сила направлена к центру ловушки и оказывается в среднем больше, чем для х < х. При выполнении определенных условий (в случае высокочастотного поля с низкой амплитудой) результирующая сила будет определяться некоторым эффективным потенциалом, иногда называемым псевдопотенциалом. Для этого сме­щение иона x(t) — х за время одного цикла колебаний поля должно быть достаточно мало для того, и при этом можно учитывать только первые члены разложения поля в ряд Тейлора:

*F(t) — eE(x)cosu;t* + *е~^у-(х -* x)cosu>f + ■•• rs

rs *eE(x)* cos *ujt - cos2 ut.* (10.17)

*mw~ dx*

Здесь мы использовали выражение (10.16) для разности x(t)-x. При усреднении выражения первое слагаемое в (10.17) становится равным нулю в то время, как среднее значение второго равно

*F„(S ) =* „0.18)

*2ти> dx* ' *'*

Можно определить псевдопотенциал Фр^ыо. отвечающий этой силе, используя выра­жение (10.1). В двумерном случае он будет иметь вид

Фр5ецЧо(\*.У) = еЕУ'?]. (10.19)

4 *тш*

В этом приближении, являющемся адиабатическим приближением согласно рабо­те [524], ион колеблется с частотой, равной частоте приложенного поля, что со­ответствует его микродвижению. Кроме этого, он совершает существенно более медленные осцилляции в псевдопотенциале, носящие название макродвижения или секулярного движения. Секулярную частоту этих медленных радиальных колебанийможно вычислить, приравняв энергию иона, соответствующую потенциалу (10.19), и его кинетическую энергию:

e^pseudo = ^rnw2r(x2 + у2). (10.20)

Для простоты положим, что ийс = 0 и подставим Е2(х,у) = Е2 + Е2 из (10.7) в (10.19), что дает и/г и eVac/(\/2mu>rl). Эта угловая частота соответствует самой низкочастотной спектральной компоненте решения (10.14), описывающего движение иона.

До сих пор мы рассматривали двумерный потенциал, который позволяет ограни­чивать движение ионов только в радиальном направлении. Для аксиального удержа­ния требуется использовать дополнительные поля. Так, например, электроды, изобра­женные на рис. 10.6, можно изогнуть в кольца, и при этом ловушка будет представ­лять собой аналог тороида. [527, 528]. Для стандарта частоты такая конфигурация является неудовлетворительной, поскольку положение отдельных ионов в ней не фиксировано. Этот факт приводит к ограничению времени взаимодействия с полем, возбуждающим метрологический переход. Существует несколько методов аксиаль­ного ограничения ионов в линейной ловушке. Например, в некоторых ловушках использовались дополнительные кольцевые электроды [529] или сегментированные стержни, внешние части которых имеют постоянный потенциал [530] (см. рис. 10.6), а также отдельные электроды на торцах ловушки [531. 532].

|  |  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- |
|  | t | С! |  | и |  | п |
| 1 | (С |  | tc |  | 1Г |  |
|  |  |  |  |  |  |  |
|  | г | (1 |  | « |  | <) |
| ( |  |  |  |  | и |  |

***jUo а 6***

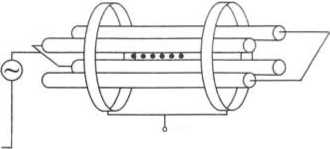


Рис. 10.6. Линейные ловушки, в которых создается потенциал в радиальном направлении, подобный представленному на рис. 10.1. Ловушки снабжены дополнительными кольцевыми электродами (а) или дополнительными стержнями (б) для аксиального ограничения

1. Трехмерная ловушка Пауля. Второе частное решение уравнения (10.5) приводит к трехмерному потенциалу (см. [533]):

**ф= -г V-—2-(\*2 + y2- 2г2), (10.21)**

который можно создать с помощью потенциальных поверхностей

*х2* + *у2 - 2г2* = *г2 - 2г2 = ±г20.* (10.22)

Положительный знак соответствует гиперболической поверхности с вращательной симметрией относительно оси г. которая может быть образована кольцевым электро­дом с внутренним радиусом го (см. рис. 10.7). Отрицательный знак соответствует двум ветвям гиперболоида вращения относительно оси г, разделенным расстоянием 2го = \/2го-

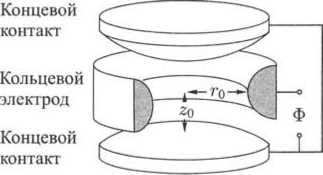


Рис. 10.7. Трехмерная ловушка Пауля

Электрическое поле в радиальном направлении (Ег) и в аксиальном направлении (Ег) отличаются коэффициентом —2. Потенциал в цилиндрических координатах записывается как

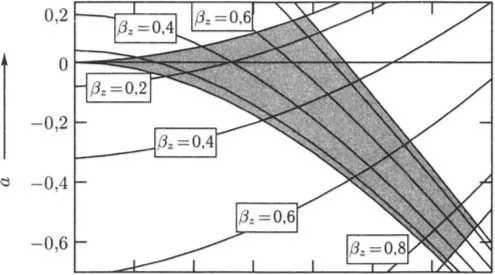
Ф(г, z) = U\* + Vac c°.SUJt (г2 - 2г2), (10.23)

Го + 2гц

где го и го определены, как показано на рис. 10.7. Следовательно, необходимо отдельно ввести параметры а и q (10.10) для радиального (ar,qr) и для аксиального (az,qz) направлений, которые также будут отличаться коэффициентом -2:

*az — —2а г* = *a, qz* = — *2qr = q.* (10.24)

Теперь можно построить составную диаграмму стабильности a(q) наложением ак­сиальной az(qz) и радиальной ar(qr) диаграмм, как показано на 10.8. Сначала построим диаграмму для az = а и qz = q, а затем наложим на нее диаграмму для аГ и (qT), масштабируя ее с коэффициентом —2 (10.24). В результате первая область стабильности оказывается несимметричной (см. рис. 10.8) по сравнению с двумерным случаем (10.5).



0 0,4 0,8 1,2 q -

Рис. 10.8. Первая область стабильности (затененная площадь) в трехмерной ловушке Пауля

Несмотря на то, что существует несколько областей для стабильного захва­та ионов, в экспериментах обычно используется только первая область. Так, ионная ловушка, созданная в РТВ для удержания ионов 1/1 Yb+, имеет радиус г0 = 0,7 мм, управляется переменным напряжением Уас = 500 В на угловой частоте \_ = 27г ■ 16 МГц, причем напряжение смещения UiC составляет несколько вольт. При этом параметры ловушки равны qz = 0, 11 и аг и 2 • 10\_3 (см. (10.10) и (10.24)), что соответствует первой области стабильности, изображенной на рис. 10.8.

Псевдопотенциал Фр5еиао(^ ?) Для ловушки Пауля можно вычислить таким же образом, как для двумерного случая (10.19):

= *2^)+-^lf44p)^H+2ar)^+4^-ar)t%*

4""Г° (10.25)

Будем называть величины etypseudo^o.0) и еФр5еиао(го/\/2.0) глубинами потенци­альной ямы ловушки в радиальном и аксиальном направлениях соответственно. Для переменного потенциала без постоянной составляющей U(|с = 0 глубина ямы в аксиальном направлении оказывается в два раза больше, чем в радиальном. Можно сделать потенциал симметричным, прикладывая напряжение смещения к кольцевому электроду с тем же знаком, что и заряд удерживаемых ионов. При ar = qT/2 потен­циал становится сферически симметричным. Секулярные частоты можно вычислить из (10.25) по формулам

*Ur = -±Jq} + 2аГ* и о*,t = ^ql-ar.* (10.26)

1. Ловушка Пеннинга. В ловушке Пеннинга используется такая же ком­бинация электродов, как и в радиочастотной ловушке (ловушке Пауля), но высо­кочастотное поле отсутствует (1"ас = 0). При этом ионы будут отталкиваться от электродов к центру ловушки вдоль г. В плоскости х-у тот же потенциал будет выталкивать ионы из центра, и для их удержания дополнительно прикладывается магнитное поле вдоль оси z. Уравнения движения иона (классические) в этом случае

записываются как .. „ „по?!

mr = eE(r) + ег х В, (10.27)

что эквивалентно

*тх = е(Ех* 4- *г/Вг) ту = е(Еу - xBz) m'z = eEz.*

Можно вычислить составляющие электрического поля, зная потенциал Ф из (10.23). Последнее уравнение описывает гармонические колебания с угловой частотой

а;? = 4абЦЧ-. (10-28>

т(г0 +2го)

не зависящей от Bz.

Если бы на заряженную частицу действовало только магнитное поле с индук­цией Вг, она бы совершала орбитальное движение в плоскости, перпендикулярной линиям напряженности поля с угловой частотой

ujc=—Bz (циклотронная частота). (10.29)

*171*

Циклотронную частоту ') можно определить, приравнивая силу Лоренца и про­изведение центростремительного ускорения на массу частицы: evB = mv2/r или еВ — пшс. В нашем случае существует еще и радиальное электрическое поле Ег, перпендикулярное направлению магнитного поля В. В результате одновременного

') Название «циклотронная частота\* восходит к ускорению заряженных частиц в иик.-: троне, где выполняется то же условие.

воздействия обоих полей (Е х В) заряженная частица будет двигаться по кольцевой орбите в плоскости х-у вокруг оси z. Баланс электрической и лоренцевой сил определяет магнетронную частоту этого движения: \*)

*Б*

(магнетронная частота).

(10.30)

Для характерного значения магнитной индукции в несколько тесла и при напря­жении на электродах в несколько десятков вольт магнетронная частота и;,,, будет со­ставлять несколько десятков килогерц, частота осевых колебаний ujz — несколько со­тен килогерц, а циклотронная частота и>с — несколько мегагерц (приведенные значения указаны для угловых частот). Для перечисленных частот обычно оказывает­ся справедливо соотношение

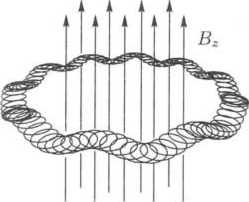


Рис. 10.9. Траектория иона в ловушке Пеннинга представ­ляет собой орбиту с эпицик­лами в плоскости х-у, на которую наложены колебания вдоль направления магнитно­го поля (оси г). Изображен­ная траектория соответствует случаю шс = 10wj = 100wm

(10.31)

При этом траектория иона в ловушке Пеннинга яв­ляется суперпозицией трех практически независимых типов колебаний, показанных на рис. 10.9, а имен­но, быстрого циклотронного движения вокруг линий напряженности магнитного поля (10.29), колебаний вдоль направления магнитного поля (10.28) и медлен­ного смещения, которое можно вычислить из (10.30). Траекторию можно представить в виде орбиты с эпи­циклами в плоскости х-у, на которую наложены гар­монические колебания вдоль оси z. Однако, если цик­лотронная частота и>с (10.29) сопоставима по величине с магнетронной частотой ит (10.30), представление

орбиты в плоскости х-у в виде эпициклов оказывает­ся неправомерным. Существует несколько методов решения связанных дифференци­альных уравнений (10.27) для составляющих х и у

» е / 2C/dc , • и \ х ~ — + Увг = -v

(10.32)

(10.33)

= *-j-x* + *шсу.*

т\го + 2го / 2

*.. е ( 2UiC ■ d \*

*У= m У~ХВг* \* = *~У~^Х-*

Сложим уравнение (10.32) и уравнение (10.33), умноженное на г, и введем ком­плексное число г = х + iy согласно [534]. После этого получается уравнение г = ш\*г/2 - i'jjcr. Его можно решить, подставив г = roexp(iut), что приводит к квад­ратному уравнению иг — иис — u2z/2 = 0 для w. Два корня этого уравнения опреде­ляют частоты:

,1 — Шс 1ШС “'г 2" + \/ ~

Wm = -S' “ \ -Г ~ -7Г

*2*

(модифицированная циклотронная частота), (10.34) (магнетронная частота). (10.35)

') Магнетронная частота не зависит от характеристик частицы, таких как заряд, масса или скорость, а зависит лишь от напряженностей электрического и магнитного полей. Название взято от магнетронов — приборов, которые генерируют мощное высокочастотное излучение.

Если подкоренное выражение в (10.34) и (10.35) неотрицательно, то есть при выпол­нения условия и)с ^ V2u)z, мы получаем две частоты, называемые модифицированной циклотронной частотой и магнетронной частотой и)т. Модификация «истинной» циклотронной частоты происходит из-за появления члена в электростатическом по­тенциале (10.23), который отвечает за отталкивание.

Суммируя уравнения (10.34) и (10.35) напрямую, а также суммируя те же урав­нения после возведения их в квадрат, можно получить следующие соотношения:



(10.36)

(10.37)

Оба эти выражения можно использовать для вычисления циклотронной частоты (10.29), значение которой, как будет показано далее в этой главе, можно исполь­зовать для прецизионного сравнения масс ионов. Как показали Браун и Габриельс

1. , уравнение (10.37) остаетсй справедливым и случае, если магнитное поле не параллельно оси г. Можно получить еше одно важное соотношение

(10.38)

U/pi —

*'с*

вычтя уравнение (10.34) из (10.35). возведя результат в квадрат и подставив ту­да (10.37). к J

Для облака ионов дрейф в направлении (Е х В) приводит к вращению вокруг линий напряженности магнитного поля. Это приводит к возникновению доплеров- ского сдвига второго порядка, который дает существенный вклад в сдвиг частоты у стандартов, основанных на ионах в ловушке Пеннинга. Поскольку диаметр облака растет вместе с числом ионов, этот сдвиг возрастает с увеличением числа захвачен­ных ионов, если другие характеристики ловушки при этом остаются неизменными

1. . Радиальное удержание ионов в ловушке Пеннинга происходит в результате формирования их орбит под воздействием электрической силы, направленной от оси ловушки, и уравновешивающей ее магнитной силы (v х В), направленной к ее оси. Важным отличием от ловушки Пауля является то, что здесь нет возвращающей силы, действующей на ион. При этом ионы могут диффундировать из ловушки в результате столкновений с молекулами буферного газа. Существуют четкие различия между магнетронным, циклотронным и осевым движением. Последнее представляет собой гармонические колебания и, следовательно, при этом идет постоянный обмен потен­циальной и кинетической энергией. Благодаря высокой скорости и малому радиусу орбиты, энергия циклотронного движения, в основном, является кинетической, в то время как природа магнетронного движения основывается на потенциальной энергии. Это можно понять, сравнив кинетическую и потенциальную энергии иона, совершающего магнетронное движение вблизи центра ловушки и на периферии. Потенциальная энергия однозарядного иона возрастает от нулевого значения в центре ловушки до Еро1 ~ 5 эВ = 8 ■ 10"[[35]](#footnote-36) Дж, если напряжение между радиальным и осевым электродами составляет 10 В. Из (10.30) можно определить скорость магнетронного движения иона, которая будет составлять v % 1000 м/с в ловушке с характерной индукцией магнитного поля В = 5Тл и радиусом г = 1 мм. Для иона с массой в 100 атомных единиц (1,6 • Ю-25 кг) соответствующая кинетическая энергия будет равна Еы„ — mv /2 rs 8 • 10 Дж, что на порядок величины меньше потенциальной энергии. Отсюда следует, что общая энергия уменьшается с увеличением магнетрон­ного радиуса, а также что -столкновения будут приводить к увеличению радиуса магнетронный орбиты и потере ионов.

Еще одним недостатком ловушки Пеннинга для использования в стандартах частоты является тот факт, что большое магнитное поле приводит к сильному зеемановскому сдвигу, чего желательно избегать в случае точных измерений. Тем не менее, было предложено и реализовано несколько стандартов частоты на основе ловушки Пеннинга (см., напр., [537, 538, 539]), примеры которых приводятся ниже.

1. Взаимодействия между захваченными ионами. Приведенные выше закономерности движения ионов в ловушках справедливы только для единичного иона, поскольку мы не учитывали сильного взаимодействия между ионами вслед­ствие взаимного кулоновского отталкивания. Если в ловушке находятся несколько ионов, кинетическая энергия которых мала по сравнению с энергией их кулоновского взаимодействия, ионы образуют квазикристаллические структуры. Можно выстроить небольшое количество ионов в аксиальной зоне линейной квадрупольной ловушки, где поле практически равно нулю, подобно жемчужинам в ожерелье, как показано на рисунке 10.10 [528, 530]. Большее количество ионов в ловушке приводит к образованию сложных структур типа спиралей [540]. Первые кристаллоподобные структуры наблюдали в трехмерной ловушке Пауля [541, 542], в то время как большйе кристаллы, содержавшие до 105 ионов, были исследованы в ловушке Пен­нинга [543] и в линейной квадрупольной ловушке [544].

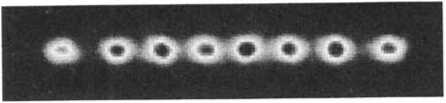


Рис. 10.10. Люминесценция восьми ионов, захваченных в линейную квадрупольную ловушку

Пауля. Фотография любезно предоставлена Р. Блаттом из Университета г. Иннсбрук

Вследствие групповых колебаний в спектре движения ионов появляются новые частоты. При обычных температурах ионного облака нелинейность кулоновского взаимодействия приводит к возникновению хаотического движения ионов. При этом ионы начинают поглощать энергию электромагнитного поля ловушки, что носит название радиочастотного нагревания. При более высоких температурах и малой плотности облака ионы можно снова считать независимыми частицами, движение которых подчиняется уравнениям Матье.

К нагреванию ионов приводят действующие на них в ловушке нелинейные силы. В работе [540] Вальтером было показано, что нелинейные кулоновские взаимо­действия между ионами могут вызывать значительное нагревание, если плотность облака достаточно высока. Наблюдалось сильное нагревание ионного облака, ко­торое зависело как от числа ионов в облаке, так и от рабочей точки ловушки Пауля [544, 546]. Нагревание можно объяснить отклонением потенциала ловушки от идеальной квадрупольной конфигурации, например, вследствие несовершенства формы и ориентации электродов. В этом случае возникает взаимосвязь между различными степенями свободы частиц в ловушке и происходит обмен энергией между различными типами колебаний, которые в идеальных условиях не связаны. Вследствие нагревания траектории ионов в ловушке становятся нестабильными на определенных резонансных частотах (см.(10.15) и рис. 10.11)

nrl3r nz0z \_ j (10.39)

1. **2**

Здесь пг и пг — целые числа, причем тгг + пг = N, где N — мультипольность потен­циала, а /Зг и (Зг — параметры, характеризующие стабильность.

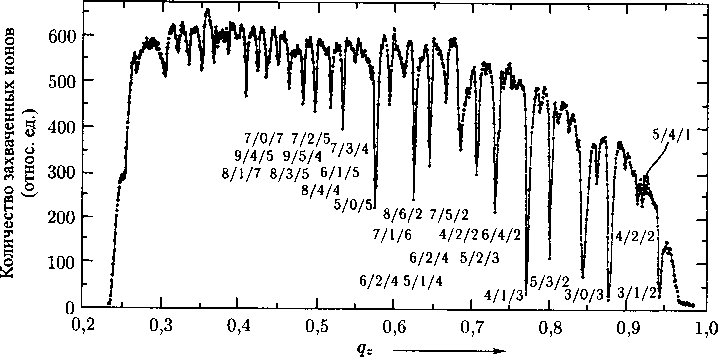


Рис. 10.11. Резонансная зависимость количества удерживаемых ионов от частоты ловушки Пауля, возникающая вследствие нагревания [547]. Указанные числа обозначают N,nr,nz.

С любезного разрешения Г. Верта

1. Режим Лэмба-Дике. Как было отмечено ранее, возбуждение метро­логических переходов в оптическом диапазоне обладает целым рядом достоинств с точки зрения использования в стандартах частоты. Однако это влечет за собой и существенное уширение спектральных линий Дг/, вызванное линейным эффектом Доплера, вклад которого пропорционален частоте возбуждающего поля (см. (5.111)). Так, температуре ионов в 1 мК соответствует спектральная ширина оптического пе­рехода порядка нескольких мегагерц. В свою очередь, достигнутая в экспериментах спектральная ширина перестраиваемых лазеров составляет менее 1 Гц [31], что указывает на необходимость подавления эффекта Доплера в ловушке. Р.Х.Дике обнаружил, что для частицы в объеме, много меньшем длины волны возбуждаю­щего излучения, вклад доплеровского эффекта первого порядка исчезает [152]. По аналогии доплеровское уширение спектральной линии поглощения иона становится пренебрежимо малым, если амплитуда колебаний иона в ловушке меньше, чем длина волны поля возбуждения. Чтобы показать это, вспомним, что ион в ловушке, совер­шающий гармонические колебания с угловой частотой и>т, находится под влиянием фазово-модулированного поля возбуждающего излучения

***E(t) — Eq*** sin***(uit*** + ***S*** sin ***u>mt)***

(10.40)

в собственной системе отсчета, если возбуждающее поле в лабораторной системе отсчета E(t) = Е0 sin uit является монохроматическим. Из (2.50) следует, что спектр модулированного по фазе излучения представляет собой несущую частоту и> и бесконечный ряд эквидистантных боковых частот ш ± пшт с п — 1 2,..., оо. В случае неглубокой фазовой модуляции (5 = Аи> / и>т "Cl) остается только несущая частота (см. (2.52) и (2.49)). Перепишем это условие в виде

*Аш*

UX гг

*6 =*

(10.41)

naxui/c и энер- Dx2mJ2 или

где мы использовали выражение для доплеровского сдвига Аи/ = гетическое соотношение для гармонических колебаний ши2ах/2

< 1,

k^max

v2 = Рассмотрим ион, осцилляции которого происходят в области про-

ГПИХ 7/1 ГТ13Х \*

странства d = 2xmax. Если диаметр этой области удовлетворяет соотношению

(10.42)

d < - (критерий Лэмба-Дике),

7Г

то согласно (10.41) будет выполняться условие 5 < 1. Чем более строго выполняется условие (10.42), тем незначительнее доплеровское уширение линии поглощения, и излучение будет преимущественно поглощаться на несущей частоте, а не на боковых частотах. Дике вывел условие d < А/(27г) для частицы в кубическом объеме со стороной d, и поэтому такой режим называется режимом Дике или режимом Лэмба- Дике [152].

§ 10.2. Практическая реализация ионных ловушек

1. Загрузка ионной ловушки. Можно удерживать ионы в ловушке только в том случае, если кинетическая энергия иона меньше энергетического барьера, окружающего потенциальную яму ловушки. Следовательно, невозможно загрузить ионы в ловушку извне при фиксированной высоте ее барьера. Существует несколько способов загрузки ионных ловушек. Самым распространенным методом является ионизация нейтральных атомов непосредственно внутри ловушки, например, с по­мощью столкновения атомного и электронного пучков. Однако он не годится для загрузки редких изотопов или античастиц, когда требуется эффективная загрузка непосредственно из ускорительного кольца. Поэтому другим способом является быстрое поднятие потенциального барьера после загрузки ионов в ловушку, причем это необходимо делать быстрее, чем время, за которое ионы успевают пролететь сквозь ловушку [548, 549]. К широко используемым методам относится также быстрое уменьшение кинетической энергии ионов за счет охлаждения в течение времени пролета ловушки [550]. Отметим, что первый из перечисленных методов для заполнения ионных ловушек не лишен недостатков, если говорить об его ис­пользовании в стандартах частоты. Проблема заключается в том, что атомы из пучка могут осаждаться на электродах и на изолирующих материалах. Достаточно тонкого слоя атомов, чтобы изменить потенциалы электродов и нарушить распределение потенциала в радиочастотной ловушке. В результате ионы смещаются в область, где радиочастотное поле уже отличается от исходного, что приводит к увеличению амплитуды микродвижений. В современных ловушках обычно используются допол­нительные нагревательные элементы, которые позволяют нагреть ловушку после ее загрузки [551], или дополнительные электроды для компенсации полей. Ионизация атомов в ловушке, например, с помощью ультрафиолетового излучения позволяет избежать таких дополнительных приспособлений.
2. Методы охлаждения захваченных ионов. Большая глубина потенци­альной ямы в ионных ловушках позволяет удерживать ионы с достаточно высокой энергией. Глубина ямы может достигать 20 эВ, и, если допустить, что кинетическая энергия ионов в условиях высокого вакуума составляет 10% от глубины ямы [522], то их кинетическая энергия соответствует температуре приблизительно в 80 раз выше комнатной: квТ и 1 /40 эВ. Соответствующий относительный сдвиг частоты, вызванный эффектом Доплера второго порядка, для иона с массовым числом 200

» I 0//л9\ / 9 /с%\ / / 2\ О лп //ОПП . Л 0/1 /Г 1П ’ \* итл

равен Av/v = -v2/(2с2) = -(mv2/2)/(mc\*) « -2эВ/(200 • 0,94/ГэВ) « -10-", что

^ у ' / V / \ / / / \ / ' ' '

является существенным ограничением точности стандарта частоты. Поскольку ионы в ловушке практически полностью изолированы от внешней среды, процесс терма- лизации с окружением (прибором) оказывается неэффективным и ионы приходитсяохлаждать другими методами. В свою очередь, если ионы уже охлаждены до низ­ких температур, например, методом лазерного охлаждения, они могут сохраняться продолжительное время при температуре ниже 1 К после выключения охлаждения. Термин «охлаждение» ионов нужно употреблять с осторожностью. Здесь он ис­пользуется скорее для описания скорости ионов, чем их температуры, поскольку данное понятие сложно применить к одному иону или ионам, далеким от теплового равновесия. Ниже будут подробно представлены основные методы охлаждения ионов по материалам обзоров Хольцшайтера [553] и Итано с соавторами [554].

1. Рассеяние энергии в электрическом контуре. Ионы, совершающие ко­лебания в ловушке, индуцируют электрические токи в ее электродах. Если зашунти- ровать электроды внешним сопротивлением, ион будет терять энергию, и амплитуда его колебаний будет постепенно затухать. В отсутствие внешних механизмов нагре­вания равновесная температура ионов будет соответствовать температуре шунтиру­ющего контура. Демельтом была предложена простая модель [555], позволяющая описать зависимость скорости охлаждения от времени. Предположим, что одиночный ион с массой т и зарядом q совершает колебания вдоль оси z между электродами ловушки, находящимися на расстоянии 2zq друг от друга (см. рис. 10.7). Ток, кото­рый индуцируется ионом, движущимся со скоростью v в электрическом поле Е вдоль инкремента пути ds, можно вычислить с помощью энергетического соотношения dWz = qEds. Если соответствующая мощность dWz/dt = qEds/dt & qUv/(2z0) обес­печивается только мощностью внешнего источника, подключенного к электродам, то ток I, протекающий между электродами, можно получить, используя выражение для электрической мощности IU = qUv/(2zo), как I = qv/(2zo). Это приближение соответствует замене поля электродов ловушки полем плоского конденсатора. Таким образом, эквивалентная электрическая цепь представляет собой идеальный источник тока (ион), параллельно подключенный к плоскому конденсатору, зашунтированному резистор R. При этом средняя мощность, рассеиваемая на резисторе, равна (I2R). Будем считать, что емкость С электродов достаточно мала и выполняется условие R <С l/(u>zC). Средняя мощность, рассеиваемая ионом во внешнем контуре, может быть вычислена как

*\_ ,Г2„, \_q2RWz* /1rtJ04

i^p (,043>

где мы используем соотношение Wz = m(v2z) для кинетической энергии иона. Реше­ние данного уравнения описывает экспоненциальный спад энергии иона с постоянной времени, равной

<0 = (10.44)

(J Л

Такой способ охлаждения можно использовать для всех ионов. Он оказывается наи­более эффективным для ионов с большим зарядом и малой массой согласно (10.44). Для охлаждения аксиальных колебаний иона в ловушке Пауля (см. рис. 10.7) можно напрямую соединить торцевые электроды с внешним резистором. Для охлаждения в радиальном направлении (х или у) необходимо разбить кольцевой электрод на сегменты, причем шунтирующий контур должен быть подключен к противополож­ным сегментам. Отметим, что такой метод охлаждения не годится для охлаждения магнетронного движения в ловушке Пеннинга, потому что уменьшение энергии иона сопровождается увеличением диаметра магнетронной орбиты и увеличением скорости магнетронного движения.

В принципе, время охлаждения можно сократить, используя электронную отри­цательную обратную связь. В этом случае электрический сигнал, индуцируемый на

одном из торцевых электродов в результате движения иона, можно использовать в качестве сигнала ошибки. После усиления он преобразуется в сервосигнал про­тивоположной фазы, который подается обратно на электроды. В случае охлаждения облака ионов с помощью указанного метода удается подавить только движение цен­тра масс. Однако за счет стохастического движения ионов их центр масс сместится через небольшое время, и процесс охлаждения можно возобновить. Такой способ, называемый стохастическим охлаждением, был реализован в работе [556], однако в стандартах частоты в настоящее время он не используется.

1. Охлаждение с помощью буферного газа. В первых экспериментах по удержанию пылинок в радиочастотной ловушке Вюркер с соавторами [557] наблю­дали, что частицы теряют кинетическую энергию, когда давление буферного газа достигает нескольких гектопаскалей. Аналогичным образом можно использовать легкий буферный газ для охлаждения тяжелых ионов. Было показано, что ионы ртути, удерживаемые в ловушке, заполненной гелием при давлении около 10 3 Па, при каждом столкновении отдают энергию, равную (см. [558])

Д-^kin \_ гане (10 45)

^-kin ?7lHg

Катлер с соавторами использовали такое гелиевое охлаждение в стандарте частоты для ионов 199Hg+, помещенных в ловушку Пауля [552]. При этом удалось снизить скорость секулярного движения (макродвижения) вплоть до комнатной температуры, однако скорость микродвижений соответствовала более высокой температуре. К недо­статкам этого метода относится появление столкновительного сдвига частоты [559] и потери ионов из ловушки, особенно существенные в том случае, если масса удерживаемых ионов близка к массе атомов буферного газа.

1. Лазерное охлаждение. Идея использования лазерного излучения для охлаждения ионов была предложена еще в 1975 году Вайнландом и Демельтом [160]. Первые экспериментальные наблюдения лазерного охлаждения ионов были сделаны Нойхаузером с соавторами на ионах бария [560], а также Вайнландом с соавторами на ионах магния [561]. Как и в случае свободных атомов (см. раздел 6.3.1), метод основан на общем принципе, заключающемся в том, что энергия фотона, погло­щенная ионом, должна быть меньше энергии, испущенной им впоследствии. Однако в отличие от свободных атомов, ион в ловушке находится в связанном состоянии, и его энергетические колебательные уровни дискретны (см. (10.14)). Уровни энергии соответствуют характерным частотам движения ионов в ловушке. В том случае, когда энергетическое расщепление мало по сравнению с h'y, где 7 — естественная ши­рина линии перехода, на котором осуществляется охлаждение, можно использовать классическое описание. Сильные резонансные линии, на которых осуществляется охлаждение, обычно имеют спектральную ширину 7 порядка десяти мегагерц, в то время как частотный спектр иона в ловушке обычно масштабируется величиной в несколько мегагерц или меньше. При этом охлаждающие процессы оказываются сходны с доплеровским охлаждением свободных атомов. Для охлаждения необхо­димо отстроить частоту охлаждающего лазерного поля в красную область спектра относительно резонансной линии. Следовательно, ионы будут преимущественно по­глощать фотоны из охлаждающего поля в том случае, если они движутся навстречу волновому вектору к. Каждый процесс поглощения соответствует уменьшению им­пульса иона на величину р = Тгк. При этом спонтанное испускание фотонов происхо­дит изотропно и средний переданный в процессе переизлучения импульс равен нулю.

Предельно низкая температура, которая достигается таким методом, соответ­ствует доплеровскому пределу кТр = /17/2 (см. (6.12)). Эта температура опреде­ляется из условия равновесия между процессами охлаждения и нагревания, что детально рассмотрено в разделе 6.3.1. Минимальная температура То достигается в том случае, когда лазерная отстройка равна полуширине резонанса. Коэффициент пропорциональности между температурой и шириной линии зависит от конкретных условий. В случае сильного охлаждающего перехода, имеющего спектральную шири­ну в несколько десятков мегагерц, доплеровский предел соответствует температуре Td « 1 мК. Метод доплеровского охлаждения можно использовать как в ловушке Пеннинга, так и в ловушке Пауля. Однако, в случае охлаждения больших ионных облаков он применим только в ловушке Пеннинга. Дело в том, что в трехмерной ловушке Пауля радиочастотное нагревание быстро возрастает с увеличением чис­ла удерживаемых атомов вследствие их кулоновского отталкивания. Это приводит к поглощению электрического радиочастотного поля, амплитуда которого возрастает с удалением от центра ловушки, и соответствующему нагреванию. Даже в неболь­ших облаках из сотни ионов радиочастотное нагревание не удается компенсировать лазерным охлаждением. В ловушке Пеннинга этот эффект оказывается существенно меньше и основной его причиной является энгармонизм удерживающего потенциала. В работе Боллингера с соавторами [537] наблюдался медленный рост кинетической энергии ионов в ловушке Пеннинга, приблизительно составляющий 20 эВ за время 20 с. Вследствие столь медленного нагревания Брюэру и соавторам удалось прона­блюдать лазерное охлаждение в облаке из более, чем 10000 ионов [562].

Эффекты нагревания, возникающие при захвате одного иона или группы из нескольких ионов в радиочастотную ловушку, оказываются гораздо слабее. Тем не менее, они весьма существенны при использовании в стандартах частоты, где время опроса очень велико. Существуют различные механизмы, которые приводят к росту температуры иона в ловушке Пауля [563], например, столкновения с остаточным газом в вакуумной камере и флуктуации полей, оказывающие случайное воздействие на ионы. К последним относятся шумы Джонсона, флуктуации потенциалов элек­тродов и прочие причины. Шум Джонсона, или тепловой шум электронов возникает вследствие конечного сопротивления электродов ловушки или подключенного к ним внешнего контура. В работе [563] было показано, что самое большое влияние оказывают флуктуирующие потенциалы электродов вследствие их неоднородности: беспорядочно ориентированной доменной структуры или осаждения вещества.

Охлаждение на боковых колебательных частотах. Предположим, что ион находится в ловушке, обладающей высокой частотой и> и малой амплитудой удержи­вающего поля, и выполняется условие 2л"7 В том случае, если и спектральная ширина лазерной линии 7, и частота, соответствующая энергии отдачи фотона, оказываются меньше, чем расщепление колебательных уровней, можно спектрально разрешить боковые частоты ловушки. В этом случае становится доступен еще один метод охлаждения, описанный в работе Вайнланда и Демельта [160]. Рассмот­рим ион, осциллирующий в ловушке с частотой va. В гармоническом потенциале энергетические уровни иона будут эквидистантны (см. рис. 10.12). Поле, излуча­емое или поглощаемое ионом, обладающим резонансной частотой оказывается модулированным по фазе в лабораторной системе отсчета вследствие гармониче­ских колебаний иона в ловушке. При этом его спектр будет состоять из набора дискретных частот щ±тиа, где то — положительное целое число. Если частота лазерного излучения, взаимодействующего с ионом, равна vb - va, то ион будет по­глощать фотоны поля. Частота испускаемого спонтанного излучения, в свою очередь, в среднем будет равна щ. В результате многочисленных последовательных актов поглощения-испускания ион может быть охлажден вплоть до основного колебатель­ного уровня. В этом случае форма спектра испускания существенно изменится, как

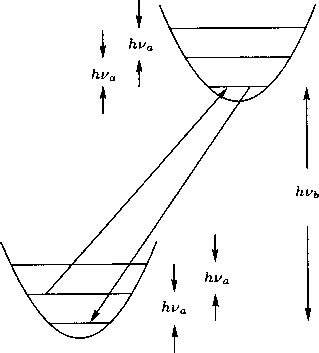


Рис. 10.12. Принцип охлаждения на боковых колебательных частотах

видно из результатов эксперимента, выполненного Дидрихом и соавторами [564] (см. рис. 10.13), которые охладили единичный ион 198Hg+ практически до основного состояния движения.

Предположим, что ион находится в режиме Лэмба-Дике (10.1.4), при этом в его спектре будут присутствовать только две ближайшие боковые частоты колебаний. Если ион находится на самом нижнем колебательном подуровне основного электрон­ного состояния, то он может поглощать излучение либо на частоте перехода щ, либо на боковой частоте, отстроенной в синюю область спектра i/b + mua. Соответствую­щая низкочастотная боковая спектральная компонента при этом должна исчезнуть. Сравнивая амплитуды низкочастотной и высокочастотной боковых компонент, можно вычислить вероятность заселения колебательных подуровней в гармонической потен­циальной яме. Так, амплитуды боковых компонент на рисунке 10.13 соответствуют случаю, когда ион 95% времени находится в основном состоянии и его температура составляет менее 50мкК.

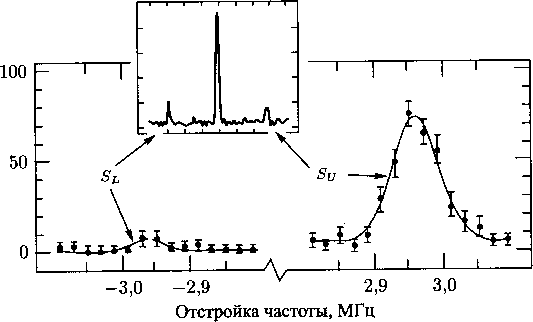


Рис. 10.13. Спектр поглощения перехода на длине волны 281,5 нм в одиночном ионе 198Hg+ до (см. врезку) и после охлаждения на боковых колебательных частотах на длине волны охлаждающего лазера 194 нм. Взято из работы [564] с любезного разрешения Д. Вайнланда

Кулоновские взаимодействия между ионами, а также влияние паразитных полей поверхностных потенциалов могут привести к появлению микродвижений частиц в ловушке Пауля на частоте управляющего поля. В отличие от секулярного движения ионов, амплитуда которого может быть снижена с помощью лазерного охлаждения ионного облака, амплитуду микродвижений снизить не удается. Эта задача упроща­ется в случае линейной ловушки Пауля, в которой радиочастотное поле на ее оси равно нулю.

Симпатическое охлаждение. В тех случаях, когда лазерное охлаждение ионов затруднено или невозможно, например, при неудачной структуре энергетических уровней или отсутствии лазерных источников на длине волны охлаждающего пе­рехода, они могут быть охлаждены с помощью ионов другого типа, к которым применим метод лазерного охлаждения. Такой способ называется симпатическим охлаждением. Он был впервые использован для охлаждения двух изотопов одного элемента (25Mg+ и 26Mg+) ионами 24Mg+ [565]. Симпатическое охлаждение также применялось и для охлаждения ионов 198Hg+ в ловушке Пеннинга с помощью ионов Be , охлаждаемых лазерными методами [566]. Охлаждение ионов 198Hg+ происходит за счет кулоновского взаимодействия с ионами 9Ве+. Динамика ионов в многокомпонентной ловушке приводит к их пространственному разделению, причем ионы с более высоким отношением массы к заряду оказываются в периферическом слое облака, в то время как ионы с более низким отношением — в его центре. Так, ионы Hg+ охлаждались до температуры около 1 К с помощью ионов Ве+, для которых температура была примерно на порядок величины ниже. Поскольку лазер­ное охлаждение больших ионных облаков эффективно работает только в ловушках Пеннинга, то и метод симпатического охлаждения для больших облаков может быть использован только в них.

1. Регистрация захваченных и возбужденных ионов. Покидающие ло­вушку заряженные частицы можно обнаружить, например, с помощью канального электронного умножителя (каналотрона), в котором ускоренные ионы выбивают электроны из катода. Электроны ускоряются в электрическом поле внутри трубчатых каналов, покрытых материалом с высоким удельным сопротивлением, и при столк­новении с поверхностью выбивают вторичные электроны. Поэтому можно регистри­ровать ток, вытекающий из ионной ловушки со значительным усилением. В этом методе ионы должны высвобождаться из ловушки, что ограничивает его исполь­зование в основном приложениями в области масс-спектроскопии. Для стандартов частоты желательно использовать другие методы, позволяющие детектировать ионы непосредственно в ловушке.
2. Электронная регистрация. Движение ионов в ловушке можно за­регистрировать с помощью сложных электронных методов, например, с помощью болометрического метода [567], разработанного для регистрации микроволновых переходов в ионах по температуре ионного газа. Шумовое напряжение на резисторе, подключенном к торцевым электродам ловушки, измерялось после усиления, что позволяло определить температуру ионов. В других, более чувствительных, методах применяются активные электронные системы, с помощью которых можно управлять движением ионов за счет приложенного к электродам напряжения. Поглощение ионом части энергии из контура приводит к уменьшению добротности и соответ­ствующему падению напряжения, если частота контура с высокой добротностью настроена на частоту колебательного движения иона. В ловушке Пеннинга при­менялись высокочувствительные сверхпроводящие системы регистрации [568, 569], использование которых в этом случае не вызывает дополнительных трудностей с охлаждением, поскольку сами ловушки Пеннинга обычно поддерживаются при криогенных температурах, необходимых для создания высоких магнитных полей. Нагрев ионов в процессе регистрации и низкое отношение сигнал/шум, характер­ное для указанного метода, делают электронную регистрацию малопригодной для использования в стандартах частоты.
3. Оптическая регистрация. Можно селективно возбуждать переходы между определенными квантовыми уровнями в удерживаемых ионах с помощью лазерного излучения. При этом возбужденный ион можно зарегистрировать либо по поглощению, либо по люминесценции, возникающей в процессе спонтанного распада возбужденного уровня. В случае циклического перехода, когда возбуж­денное состояние всегда распадается на определенный исходный уровень, можно зарегистрировать большое количество фотонов даже в случае одиночного иона в ловушке. Это особенно важно в ионных ловушках, где размер электродов часто накладывает строгие ограничения на пространственный угол, в котором возможен прием излучения люминесценции. Несмотря на усложнение системы в результате появления дополнительного лазера, необходимого для оптического возбуждения, метод оптической регистрации по люминесценции ионов использовался даже в изме­рениях расщепления основного состояния, частота которого лежит в микроволновом диапазоне [570]. В тех случаях, когда для снижения скорости захваченных ионов применяется лазерное охлаждение, охлаждающий лазер может использоваться и для оптической регистрации.
4. Метод квантовых скачков. Для оптической регистрации возбуждения ионов широко используется метод квантовых скачков («electron shelving», англ.), основывающийся на двойном резонансе в квантовой системе [498]. Он обычно применяется к ионам, обладающих У-системой уровней, где сильный (охлаждаю­щий) переход и слабый (часовой) переход имеют общее основное состояние (см., например, рис. 10.18, 10.19 и 10.20). Рассмотрим ион, взаимодействующий с двумя лазерными полями, одно из которых настроено в резонанс с сильным (охлаждающим) переходом, а другое — в резонанс с узким метрологическим переходом. Время жизни возбужденного состояния составляет порядка нескольких наносекунд, после чего ион распадается в основное состояние с испусканием фотона. Таким образом может происходить порядка 108 актов излучения в течение секунды. Регистрация люми­несценции с обычной для эксперимента эффективностью порядка 10~3 позволяет регистрировать до 105 отсчетов в секунду. Однако, если происходит квантовый скачок в долгоживущее возбужденное состояние за счет поглощения фотона из поля часового лазера, то возбуждение сильного циклического перехода блокируется на время, в течение которого ион находится в верхнем состоянии. Соответственно, прекращается и люминесценция на частоте сильного перехода до тех пор, пока электрон в какой-то момент времени не вернется в основное состояние. Таким образом, в сигнале люминесценции будут наблюдаться темные периоды, как видно из рис. 10.14. С момента первых экспериментальных исследований [498, 571] ме­тод квантовых скачков превратился в обычный метод для измерения возбуждения ионов в ловушке. По продолжительности темных периодов можно определить время жизни долгоживущего возбужденного состояния, строя гистограмму, как показано на рис. 10.15. В стандартах частоты обычно нет необходимости ждать момента спонтанного распада иона, что в некоторых случаях может занять годы [131]. После однозначной идентификации квантового скачка по темному периоду люминесценции ион можно вернуть в основное состояние с помощью дополнительного возбуждения долгоживущего состояния на некоторый другой уровень, быстро распадающийся в исходное основное состояние.

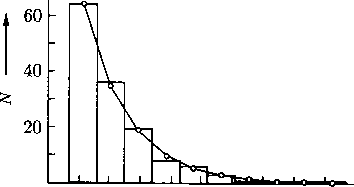


Рис. 10.14. Темные периоды в спектре люминесценции одиночного иона 1п+ в ловушке соответствуют переходам иона в долгоживущее возбужденное состояние [572]. С любезного

разрешения Э. Пайка

0

200 400 600 800 1000

t, МС

Рис. 10.15. Количество темных периодов (см. рис. 10.14) в зависимости от их длительности [572]. Подгонка экспоненциальной кривой позволяет определить время жизни долгоживущего

60

30

о

состояния

Метод квантовых скачков эквивалентен квантовому усилению, поскольку воз­буждение иона может быть зарегистрировано с близкой к единице вероятностью, несмотря на низкую эффективность регистрации фотонов непосредственно в канале возбуждения часового перехода.

1. Другие конфигурации ионных ловушек. Помимо описанных выше, существует множество возможных конфигураций ловушек для захвата заряженных частиц. Многие из них, как например, комбинированная ловушка [533, 573], где для удержания одновременно используются радиочастотное и магнитное поля, не вполне подходят для использования в стандартах частоты и не рассматриваются в этой книге. Ловушки с электродами, форма которых приближается к гиперболической, позволяют минимизировать вклад высоких порядков в псевдопотенциал за счет соответствующего подбора размера электродов [574]. Это дает возможность подавить нестабильность ловушки, возникающую на определенных резонансных частотах (см. рис. 10.11). Для уменьшения вкладов высоких порядков в потенциал ловушки, приводящих к появлению радиочастотного нагревания ионов, использовались полу­сферические [575], сферические [529] или конические [576, 577] электроды. При этом удается приблизить поле ловушки к квадрупольному с помощью относительно простой комбинации электродов. Такие конфигурации часто используют в стандартах частоты.
2. Миниатюрные ловушки. Лазерное охлаждение малоэффективно в ло­вушках большого объема, поскольку в этом случае одиночный ион может совер­шать колебания с большой амплитудой, что ограничивает время взаимодействия с лазерным полем и приводит к существенному снижению скорости охлаждения в начале цикла. Таким образом, можно рассчитывать на хорошую локализацию иона

только в миниатюрных ловушках. Ловушка Пауля при этом неудобна с точки зрения оптического доступа к иону, поскольку лазерные лучи, необходимые для охлаждения и возбуждения ионов, должны проходить между электродами. Это ограничивает телесный угол для сбора фотонов и увеличивает рассеяние света на электродах.

В тех случаях, когда необходим хороший оптический доступ к ионам в ловуш­ке, используется так называемая ловушка Пауля-Страубеля. Ее прообраз появился еще в ранней работе Страубеля [578], который исследовал масляные капельки, удерживаемые в переменном поле частотой 50 Гц, создаваемом простым кольцевым электродом. Позднее в работе Н. Ю с соавторами [579] была продемонстрирована возможность захвата единичного иона бария внутри маленького кольцевого элек­трода диаметром 100 мкм. Эту конфигурацию ловушек можно рассматривать как разновидность ловушки Пауля с сильно разнесенными торцевыми электродами. Были исследованы и другие модификации, например, состоящие из трех тонких кольцевых электродов [580] или только из двух торцевых электродов [581]. По сравнению с обычной ловушкой Пауля (рис. 10.7), для ловушки Пауля-Страубеля с кольцевым электродом того же размера требуется большая амплитуда радиочастотного поля для достижения такой же глубины потенциальной ямы. Причина этого заключа­ется в том, что характерное расстояние, на котором потенциал ловушки спадает до нулевого значения, в первом случае масштабируется размером ловушки, а во втором оно соответствует расстоянию до окружающих ловушку заземленных поверх­ностей. С точки зрения использования в стандартах частоты миниатюрные ловушки обладают как преимуществами, так и определенными недостатками. Уменьшение размеров электродов приводит к снижению амплитуды радиочастотного напряжения, необходимой для захвата иона. В то же время, поля, возникающие за счет кон­тактных потенциалов, обычно оказываются существенно больше и необходима их тщательная компенсация. Поскольку область, где потенциал близок гармоническому, в миниатюрных ловушках оказывается мала, в них может возникать значительное радиочастотное нагревание.

1. Мультипольные ловушки. Помимо ловушек, обсуждавшихся до сих пор, то есть имеющих параболические удерживающие потенциалы, существуют и другие возможные конфигурации. Радиочастотные ловушки, использующие элек­трические мультипольные поля более высоких порядков, позволяют повысить кру­тизну склонов потенциальной ямы и могут использоваться для удержания большего числа ионов в меньшем объеме, чем в ловушке Пауля аналогичных размеров. На­пример, в работе [582] использовалась октупольная ловушка для удержания облака ионов Ва+. В ловушке Пауля движение заряженных частиц описывается линейными несвязанными уравнениями (уравнениями Матье), решение которых находится ана­литически. В свою очередь, движение иона в мультипольной радиочастотной ловушке описывается связанной системой нелинейных уравнений, в явном виде зависящих от времени, решение которых возможно только с помощью численного интегрирования. В экспериментах были зарегистрированы два отдельных максимума, образованных ионным облаком в радиальном направлении, расстояние между которыми больше, чем ширина пространственного распределения Гаусса в ловушке Пауля.

В линейной ионной ловушке, содержащей четыре стержня (рис. 10.6), форма потенциальной поверхности зависит от диаметров стержней и расстояний между ними. Использование сегментированного цилиндра с восемью секторами, четыре из которых имеют угловую ширину 60° и четыре —30°, позволяет создать квад- рупольный потенциал, зависящий от квадрата расстояния р до его оси. Вклад более высокого порядка, пропорциональный р6, исчезает, а следующий ненулевой вклад имеет зависимость р . Хорошим приближением этой конфигурации является устройство из двенадцати круглых стержней [583]. В работе [584] было показано, что флуктуации частоты часового перехода, возникающие вследствие непостоянного числа ионов в облаке, могут быть существенно снижены при использовании ионных часов, основанных на мультипольных ловушках, по сравнению с системами на квадрупольных линейных ловушках.

§ 10.3. Ионные стандарты частоты микроволнового и оптического диапазонов

Захваченные в ловушку ионы могут служить реперами частоты в микровол­новом или в оптическом диапазонах частот. В первом случае обычно использу­ются магнитные дипольные переходы между компонентами сверхтонкой структу­ры основного состояния. В оптической области спектра, в свою очередь, обычно используются запрещенные электрические дипольные или мультипольные перехо­ды между электронными состояниями. Поскольку частоты, характерные для этих диапазонов, отличаются на 4-5 порядков величины, оба типа стандартов обла­дают определенными преимуществами и недостатками. Микроволновые переходы удобно использовать для стабилизации осцилляторов в радиочастотном диапазоне, причем сигнал частоты, получаемый от ловушки, можно легко преобразовывать с помощью обычных электронных схем. За счет высокой частоты оптических пере­ходов появляется возможность достигать того же уровня точности за более короткое время. При этом, однако, необходимо дополнительное оборудование, позволяющее преобразовывать оптические частоты в радиодиапазон с сохранением стабильности и точности.

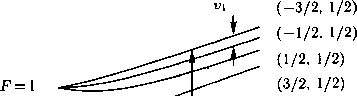
1. Микроволновые стандарты частоты на захваченных ионах. Был

исследован ряд метрологических микроволновых переходов в ионах, некоторые из которых представлены в табл. 10.1. В последующих разделах будут детально обсуж­дены стандарты на ионах 9Ве+, 171Yb+ и I99Hg+, поскольку они являются харак­терными примерами стандартов высокой точности, на которые мы будем ссылаться далее по тексту. Обширные обзоры стандартов рассматриваемого типа представлены в работах [277, 520].

Таблица 10.1. Некоторые микроволновые часовые переходы в ионах. Значения сверхтонкого расщепления основного состояния для других ионов можно найти, например, в работе [585]

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
| Ион | Частота, Гц | Ссылка |
| 9Ве+ . | 303016377,265070(57) | [536, 537, 586] |
| 43Са+ | 3255608286,4(3) | [587] |
| 137 Ва+ | 8037741667,694(360) | [588, 589] |
| 113Cd+ | 15199862858, (2) | [590] |
| 17.уЬ+ | 12642812118,4685(10) | [591, 592, 593] |
| ■"Hg+ | 40507347996,84159(44) | [529] |

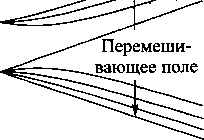
1. Ионы 9Ве+ в ловушке Пеннинга. Квантовое число углового момента ядра иона 9Ве+ равно 7 = 3/2, а квантовое число полного момента электронной оболочки составляет J = 1/2. Расщепление сверхтонких компонентов F — 2 и F — 1 основного состояния в магнитном поле показано на рис. 10.16. При зна­чении магнитной индукции В = 0,8194Тл частота перехода и\ и 303МГц между подуровнями (F = 1, гп/ = —3/2, mj = +1/2) и (F = I, mj — —1/2, mj = +1/2) не зависит .от магнитного поля в линейном приближении. В качестве такого маг­нитного поля, необходимого для подавления линейного зеемановского вклада, мо­жет непосредственно использоваться удерживающее поле ловушки Пеннинга. При этом сохраняется только квадратичный зеемановский эффект, сдвигающий частоту согласно выражению Дг^/и = -0,017(ДВ/£)2. Стандарт частоты, основанный на этом переходе, был разработан в Национальном институте стандартов и технологий США в г. Боулдер [537, 586, 594]. Для обеспечения необходимой для спектроско­пии разности населенностей двух указанных подуровней использовались различные схемы. В первом варианте стандарта [537] ионы охлаждались второй гармоникой излучения лазера на красителе (А яз 313нм), настроенного на переход из состо­яния 2s2S1/2(m7 - -3/2, mj = -1/2) в 2p2P3/2(m7 = -3/2, mj = -1/2), приво­дящий к оптической накачке на подуровень (ш/ = -3/2, mj = -1/2) (см. 10.16). Для перекачки населенности с подуровня (ш/ = -3/2, mj = -1/2) на подуровень (гщ = -3/2, mj — +1/2) использовалось перемешивающее микроволновое излуче­ние на частоте около 23,9 ГГц. При облучении системы полем, настроенным на



(mi, mj)

F = 2

(3/2, -1/2) (1/2, -1/2) (-1/2, -1/2) (-3/2, -1/2)



В

>

Рис. 10.16. Расщепление сверхтонких компонентов основного состояния ионов 9Ве+ в маг-

нитном поле. При значении магнитной индукции В = 0,8194Т частота v\ часового перехода с подуровня (F = 1, mi = —3/2, mj = +1/2) на подуровень (F = 1, mi = —1/2, mj = +1/2)

становится независимой в линейном приближении от магнитного поля

частоту часового перехода (303 МГц), населенность верхнего подуровня снижается. Понижение населенности подуровня (то/ — -3/2, mj = +1/2), связанного переме­шивающим полем на частоте 29,5 ГГц с подуровнем (ш/ = -3/2, mj = -1/2), также приводит к снижению населенности последнего. Провал в населенности регистриру­ется по уменьшению люминесценции иона на длине волны 313 нм и свидетельствует о резонансном возбуждении часового перехода радиочастотным полем.

Для повышения разрешения опрос часового перехода проводился с помощью двух импульсов продолжительностью t, разделенных интервалом Т. Такая схема представ­ляет собой эквивалент метода возбуждения Рэмси в разнесенных полях. Была заре­гистрирована спектральная ширина линии, равная 25мГц, что соответствует Т = 19 с и добротности резонанса Q = 1,2- Ю10. С помощью пассивного водородного мазера было измерено, что частота перехода составляет v\ = 303016377,265070(57) Гц, а девиация Аллана сту(т)-от 1,3- 10-п(т/с)"1/2 до 4- 10-п(т/с)-1/2. Относи­тельная погрешность, составляющая 1,8- 10—13, в основном обусловливается вкла­дом доплеровского сдвига второго порядка. В течение времени опроса часовогоперехода как поле охлаждающего лазера, так и высокочастотное перемешивающее поле должны быть отключены во избежание появления динамических световых и зеемановских сдвигов. В течение времени измерения температура ионного облака, содержащего от нескольких сотен до двух тысяч ионов, возрастает от 1 К до 35 К. Для охлаждения ионов в наиболее современном варианте бериллиевого стандарта использовалось симпатическое охлаждение [586, 594]. Вместе с ионами 9Ве+ в ло­вушку загружались ионы 26Mg+. Поскольку длина волны лазерного излучения, необ­ходимого для охлаждения ионов магния А = 280 нм, оказывается сильно отстроена от резонансных частот 9Ве+, можно использовать это излучение для охлаждения в непрерывном режиме. При охлаждении ионов магния будет также происходить и охлаждение ионов бериллия. В отличие от метода регистрации, описанного вы­ше, в этом варианте стандарта ионы 9Ве+ оптически накачивались на подуровень (ш/ = +3/2, mj = +1/2) излучением на длине волны 313 нм. После отключения этого лазера населенность перебрасывалась на подуровень^га/ =^+1/2, mj = +1/2), а оттуда —на подуровень (тп/ = —1/2, mj = +1/2), с помощью двух тт-импульсов на частотах 321 МГц и 311 МГц соответственно. После возбуждения часового перехода с помощью двух импульсов Рэмси часть населенности перебрасывается на верхний часовой подуровень. Число ионов, оставшихся на нижнем подуровне, измеряется с помощью обратной последовательности. Сначала прикладывается обратная последо­вательность 7г-импульсов, а затем регистрируется флуоресценция на длине волны 313 нм с уровня (ш/ = +3/2, mj = +1/2) с помощью лазерного излучения. Интервал времени между двумя импульсами Рэмси при этом может быть увеличен до 550 с, что соответствует спектральной ширине линии 0,9 мГц. Нестабильность частоты стандарта в диапазоне времен усреднения 103с < т < 104с при этом составила

1. • 10“12(т/с)-1/2. Наблюдался неожиданно высокий сдвиг, вызванный столкнове­ниями с молекулами СН4, который ограничивал стабильность уровнем 3 • 10~14. Для подавления этого эффекта было предложено использовать криогенное окруже­ние [536]. Скорее всего, фундаментальный предел для относительной погрешности такого стандарта частоты определяется доплеровским эффектом второго порядка, соответствующим 5 • 10-15 [594].
2. Микроволновый стандарт на ионах 171 Yb+. Исследования микровол­нового стандарта на ионе 171 Yb+ были выполнены несколькими научными кол­лективами, занимающимися стандартами частоты. К достоинствам этого стандарта относятся низкий доплеровский сдвиг, связанный с большой массой иона иттербия, высокая частота перехода между подуровнями сверхтонкой структуры основного состояния, равная 12,6 ГГц, и простая схема уровней (рис. 10.17). Для охлаждения и регистрации иона используется оптический переход Si/2 —> Р1/2 на длине волны А = 369,5 нм, который может возбуждаться либо с помощью лазера на красителе, либо второй гармоникой твердотельных лазеров. По-видимому, первое измерение частоты сверхтонкого перехода у захваченных в ловушку ионов 171 Yb+ было выпол­нено группой Г. Верта в университете г. Майнц [595]. Была получена добротность линии Q = 2 ■ 1011 при охлаждении облака из 105 ионов в ловушке Пауля буферным газом (гелием при давлении р и 10~4 Па). Обычно, вместо прямой регистрации сла­бого поглощенного сигнала, используется метод оптической накачки, позволяющий регистрировать сигналы с гораздо боле высоким отношением сигнал/шум [596]. Ионы накачивались излучением импульсного лазера на красителе низкой мощности (А = 369,5нм) с уровня Si/2(F = 1) через Р1/2 на уровень S1/2(F = 0). При этом заселение уровня с F = 1 вызывает люминесценцию в оптическом диапазоне, по интенсивности которой можно судить о его населенности. Переходы между сверхтон­кими подуровнями основного состояния (F — 0) и (F = 1, шр = 0), индуцированные

14 л 2т>

6р Р

4f

1/2

F= 1 F = О

2,1 Ггц

4f145dzD:

'3/2

4113 6s2 2F:

7/2

369,5 нм

F= **1 ——**

12,6 Ггц F=Q

4f14 6s2S,/2

Рис. 10.17. Диаграмма энергетических уровней иона 171Yb+, задействованных в часовом переходе. Переход между компонентами сверхтонкой структуры F = 0 и F = 1 на частоте

12,6 ГГц является часовым

микроволновым излучением, регистрировались по люминесценции в направлении, перпендикулярном лазерному лучу.

Коллективом из Гамбургского университета была продемонстрирована возмож­ность создания микроволнового стандарта на основе 106 ионов Yb+ в ловушке Пауля [597], в результате чего была снижена погрешность измерения частоты. Девиация Аллана составила сгу(т) = 2- 10“11 (т/с)-1/2 для времени усреднения г вплоть до нескольких сотен секунд.

Несколько институтов, таких как Федеральное физико-техническое ведомство (РТВ) в Брауншвейге [559, 592], Национальная исследовательская лаборатория по метрологии (NRLM) в Цукубе [598, 599, 600], Национальная измерительная лабо­ратория (NML) в Сиднее при Государственной организации научных и промышлен­ных исследований Австралии (CSIRO) [591, 593] и Лаборатория реактивного дви­жения при Калифорнийском технологическом институте (JPL) [601 ] использовали радиочастотные ловушки с электродами гиперболической формы (РТВ, NRLM) или линейные радиочастотные ловушки (NML, JPL) для исследования микроволновых стандартов на ионах Yb+. Как и в большинстве других стандартов этого типа, в РТВ для спектроскопии использовалось облако примерно из 50000 ионов 171 Yb+, охлаждаемых буферным газом. Для возбуждения использовался метод двойного ре­зонанса, при этом подготовка ионов и регистрация часового перехода осуществлялась с помощью лазера на длине волны (А = 370 нм) [559]. Частота микроволнового метрологического перехода 12642812 118,471(9) Гц была определена из сравнения с частотой первичных цезиевых стандартов [592]. Погрешность в 9мГц определяется высокой температурой ионного облака, находящейся в районе 2000 К. К другим источникам погрешности относится динамический штарковский сдвиг и столкнови­тельный сдвиг в гелии. Для первого зависимость относительного сдвига частоты от напряженности поля определяется коэффициентом 2- 10-17 (В/см2)-1. Был измерен столкновительный сдвиг в гелии, азоте, неоне и водороде [559, 593], причем соответ­ствующие коэффициенты сдвига лежат в диапазоне от Ю~10Па-1 до 10“10 Па-1. В лабораториях CSIRO Фиск с соавторами [593] создали микроволновый иттербиевый стандарт частоты, используя линейную ловушку, в которой высокочастотное нагре­вание и сдвиг Штарка подавлены, поскольку радиочастотное поле на ее оси равно нулю. В разработанном ими стандарте IT-2 авторы использовали облако из 2 • 104 ионов, имеющее 24 мм в длину и радиус около 2 мм, находящееся при температуре около 400 К. Ионы возбуждались 7г/2-импульсами продолжительностью 0,4 с, разде­ленными интервалом 25 секунд, что соответствует спектральной ширине полос Рэмсив 40мГц. Для генерации возбуждающего поля на частоте 12,6 ГГц использовался сигнал, генерируемый с помощью криогенного сапфирового резонатора. Частота пе­рехода, соответствующая частоте перехода в невозмущенном ионе Yb+, приведена в табл. 10.1. При выводе этого значения экспериментальные данные корректировались с учетом вклада всех известных систематических эффектов, причем максимальная поправка обусловлена эффектом Доплера второго порядка и составляет около 0,8 Гц. Результаты других измерений этой частоты собраны в работе [520].

Использование лазерного охлаждения ионов 171 Yb+ дает возможность пони­зить относительную погрешность частоты 12642812118,4685 Гц вплоть до уровня 8 • 10~14, причем ожидается дальнейшее ее снижение вплоть до 4 • 10-15 [591].

Некоторыми исследовательскими группами было зарегистрировано, что люминес­ценция облака ионов Yb+, возбужденных излучением 369 нм, постепенно ослабевала с течением времени, что приводило к уменьшению отношения сигнал-шум в полезном сигнале. Было показано, что для ионов существует возможность перехода в низко лежащие метастабильные состояния D и F (10.17). Уменьшению полезного сигнала можно препятствовать, если использовать дополнительное лазерное излучение, ко­торое выкачивает ионы из метастабильного состояния D прежде, чем они распадутся в состояние F, обладающее очень большим временем жизни [598, 602, 603, 604, 605]. В другой работе исследовались возможности опустошения метастабильных уровней с помощью буферных газов и было показано, что наиболее подходящим из них является азот [601].

Возможность использования одиночного иона Yb+ в микроволновых стандартах частоты была детально исследована научным коллективом из Гамбурга [606], в ре­зультате чего был сделан вывод, что в пределе этот стандарт позволяет обеспечить относительную погрешность частоты порядка 10~16.

1. Микроволновый стандарт на ионах mHg+. Большая масса и более высокая частота сверхтонкого расщепления основного состояния ионов ртути по сравнению с ионами иттербия стимулировали разработку микроволновых стандартов, основанных на ионах 199Hg+.

Впервые частота сверхтонкого расщепления основного состояния изотопа 199Hg+ равная примерно 40,5 ГГц была измерена в работе [596], при этом добротность заре­гистрированной спектральной линии составила Q « Ю10. Первые прототипы стандар­та были созданы в Лаборатории атомных часов (LHA) [607, 608] и в Хьюлит-Паккард [552, 609, 610, 611]. Обе группы осуществили захват ионов в ловушку Пауля с электродами гиперболической формы, в которой удерживалось около 106 ионов. Для охлаждения ионов использовался буферный газ (гелий при давлении 1,3- 10\_3Па). Ионы возбуждались из основного состояния F = 0 в состояние F = 1 (см. рис. 10.18) с помощью микроволнового источника на частоте 40,5 ГГц, стабилизированного относительно синтезатора. Как и в случае рубидиевых часов (см. §8.2), для иона ртути можно использовать выигрышное совпадение длин волн у различных изото­пов для создания оптической накачки с помощью разрядной лампы. Так, переход 2Si/2 — 2Pi/2 на длине волны А = 194,2 в изотопе ^02Hg+, у которого отсутствует сверхтонкая структура (I = 0), совпадает по частоте с переходом 2SX/2= 1) -2Pi/2 в изотопе 199Hg+. Когда излучение разрядной лампы, заполненной изотопом 202Hg+, взаимодействует с ионами Hg+, захваченными в ловушку, последние будут вза­имодействовать с ним только в том случае, если они находятся на подуровне F = 1. При этом ионы будут испускать фотоны люминесценции на длине волны А = 194,2 нм, которые можно регистрировать с помощью фотоумножителя. Три такие системы работали в Морской обсерватории США в течение нескольких лет. Группа из Лаборатории реактивного движения США (JPL) разработала ультраста-

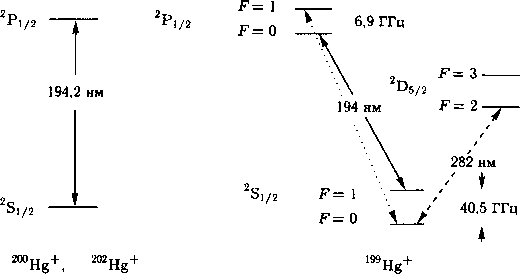


Рис. 10.18. Диаграмма энергетических уровней ионов 200Hg+ и 199Hg+, задействованных в стандарте частоты. Также показан квадрупольный переход на длине волны 282 нм, использу­емый в оптическом стандарте частоты

бильные стандарты частоты [583, 612] на основе линейных ловушек [531], в которых с 106 — 107 ионов 199Hg+ накачивались разрядной лампой, заполненной изотопом 202 Hg+. Ионы охлаждались буферным газом (гелием) практически до комнатной температуры. В ловушке были предусмотрены две области захвата, между которы­ми перемещение ионов осуществлялось с помощью управления соответствующими потенциалами, причем в одной из областей выполнялась подготовка и регистрация ионов, а в другой — собственно возбуждение часового перехода методом Рэмси. Относительный сдвиг частоты, вызванный доплеровским эффектом второго порядка, оценивается в -4 • 10~13 [612]. Такая ловушка на ионах ртути с охлаждением буферным газом обладает исключительно высокой стабильностью и девиация Аллана для нее составляет ау(т) = 7 ■ 10-14(т/с)-1/2.

Можно существенно снизить вклад погрешности, вызванной взаимодействиями в большом облаке ионов Hg+, оставив в ловушке одиночный ион или несколько ионов. Было показано, что небольшое число лазерно-охлажденных ионов 198Hg+ в ловушке Пауля образует кластеры или кристаллы [542]. Кристаллизация ионов происходит, когда их кинетическая энергия ионов оказывается ниже, чем энергия кулоновского взаимодействия между ними. Группа из NIST разработала линейную ионную ловушку, в которую загружалось лишь несколько ионов l99Hg+ [613]. Ионы располагались вблизи оси ловушки, где поле ловушки обращается в ноль. Ионы выстраивались в структуру типа «жемчужное ожерелье» и исследовалась возмож­ность использования такого типа ловушки в качестве стандарта частоты. Количе­ство ионов в ловушке варьировалось от одного до тридцати. Ионы загружались в ловушку впрыскиванием в вакуумную камеру паров ртути при давлении около 10~6 Па, которое после загрузки ловушки снижалось на два порядка величины. В кристаллах наблюдались дефекты, возникающие из-за примесей других изотопов или молекул [542, 613]. Кроме того, при таком, достаточно высоком, фоновом давлении столкновения с нейтральными атомами ртути приводили к потере ионов Hg+. Предположительно это происходило за счет образования димеров нейтральных атомов с возбужденными ионами. Группой из NIST для ртутного стандарта частоты была создана криогенная линейная ионная ловушка, в которой этот процесс был существенно подавлен за счет снижения фонового давления [529, 551].

Оптическая накачка, возникающая при лазерном охлаждении иона ртути 199Hg+, вызывает необходимость использования второго лазера с длиной волны излучения 194 нм, который отстроен на 47,4 ГГц по отношению к охлаждающему лазеру (состоя­ние 2Pi/2 имеет два сверхтонких подуровня с расщеплением 6,9 ГГц). Переход между уровнем основного состояния 2Si/2= 1) и возбужденным уровнем 2Pi/2{F = 0) является циклическим, поскольку из последнего ионы могут распадаться только в исходное состояние по правилам дипольного отбора. Однако существует небольшая вероятность того, что сильное поле охлаждающего лазера также будет возбуждать ионы с уровня 2Si/2(.F = 1) на уровень 2Pi/2(F = 1). Ионы могут распадаться с последнего на другой компонент основного состояния 2Si/2(.F = 0), что делает их недоступными для дальнейшего охлаждения. Требуется второе лазерное поле невы­сокой интенсивности для перекачки населенности обратно на уровень 2Pi/i(F = 1), что позволяет возвратить ионы в цикл охлаждения.

Дополнительные сложности при создании стандарта частоты связаны с наличием магнитной структуры у компонента с F = 1. При этом для лазерного охлаждения требуется присутствие сильного магнитного поля, которое должно быть отключено во время возбуждения часового перехода [530] или замодулировано по поляриза­ции излучения охлаждающих лазеров [529]. Несмотря на технические сложности, связанные с наличием сверхтонкой структуры, необходимостью использования лазер­ного излучения в диапазоне ближнего ультрафиолета и криогенными температурами при 4 К, были получены впечатляющие результаты [529]. Для семи ионов и времени опроса, составляющего 100с, девиация Аллана составила 3,2- 10\_13(т/с)\_ /2 для времен усреднения т < 2 часов. Относительная погрешность частоты, полученная авторами работы [529], составила 1,1 • 10-14, причем погрешность частоты часового перехода в невозмущенном атоме (см. табл. 10.1) определялась погрешностью атом­ной шкалы TAI (см. раздел 12.1.2), относительно которой проводилось измерение.

1. Оптические стандарты частоты на захваченных ионах. Существует ряд ионов, которые могут быть использованы в стандартах частоты оптического диа­пазона спектра. Некоторые переходы представлены в табл. 10.2. Наиболее важным критерием при выборе иона является наличие часового и охлаждающего переходов, лежащих в удобных для спектроскопии диапазонах спектра, а также возможность эффективной регистрации возбуждения. Так, исследование некоторых выигрышных схем (с точки зрения характеристик метрологического перехода) сдерживается тем фактом, что необходимые длины волн лежат в глубоком ультрафиолете, и в на­стоящее время не существует подходящих лазерных источников для их возбуж­дения. Однако быстрый прогресс в технологии создания лазеров и существенные достижения в разработке новых материалов позволяют надеяться, что указанный аргумент в ближайшем будущем окажется не столь существенным. Полупроводни­ковые лазеры, генерирующие в синем диапазоне видимого спектра, новые кристаллы, эффективно осуществляющие преобразование во вторую гармонику, и надежные оптические параметрические генераторы являются примерами, указывающими на быстрое развитие этого направления в последние годы. Поэтому мы также обсудим некоторые из перспективных, но труднодоступных ионов-кандидатов, которые могут быть использованы в стандартах частоты.
2. Оптические стандарты частоты на ионах 88Sr+. В ряде работ бы­ла исследована возможность создания стандарта частоты на переходе 2Sj/2—2Ds/2 (A = 674 нм) в одиночном ионе Sr+, захваченном в ловушку [84, 618, 631]. Этот ион удобен с той точки зрения, что и длина волны часового перехода (674 нм), и длина волны перехода, необходимого для лазерного охлаждения и регистрации (422 нм), доступны с помощью излучения диодного лазера (для часового перехода) и второй гармоники излучения диодного лазера с А = 844 нм (охлаждающий переход). Схема уровней иона показана на рис. 10.19. Цикл охлаждения на переходе 2Si/2 — 2Pi/2 не является замкнутым, и для перекачки ионов, распадающихся на метастабильный уро-

Таблица 10.2. Некоторые часовые переходы в ионах, лежащие в оптическом диапазоне спектра. При создании таблицы использованы следующие литературные источники: [614, 615, 616] для Ва+, [617, 618] для Sr+, [619, 620, 621] для Са+, [101, 131, 622, 623, 624, 625, 626] для Yb+, [627, 628, 629] для 1п+ и [21, 499, 501] для Hg+. В некоторых случаях более перспективными могут оказаться другие изотопы этих ионов. Более полный обзор представлен

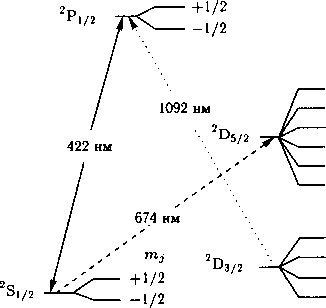
в работе [630]

|  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- |
| Ион | Переход |  | Частота длина волны | Естественная ширина линии |
| 138Ва+ | 5d 2D3/2 | - 5d2D5/2 | 24012048317170 Гц 12,5 мкм | 0,02 Гц |
|  | 6s2S!/2 - | -5d2D5/2 | 170,1ТГц 1,762 мкм | 0,005 Гц |
| 88Sr+ | 5s2Si/2 - | -4d2D5/2 | 444779044095510(50) Гц 0,674 мкм | 0,4 Гц |
| 43Са+ | 4sS1/2 - | 3d D5/2 | 411 ТГц 0,729 мкм | 0,13 Гц |
| 171Yb+ | 6s2S1/2 - | - 5d2F7/2 | 642121496772,6(1,2) кГц 0,467 мкм | 5 • Ю-10 Гц |
| 171 Yb+ | 6s2Si/2 - | - 5d 20з/2 | 688358979309312(6) Гц 0,435 мкм | 3,2 Гц |
| mYb+ | 6s2Si/2 - | - 5d 2D5/2 | 729 487 779 566(153) кГц 0,411 мкм | 22 Гц |
| П51п+ | 5s21 So — | 5s5p3Po | 1'267 402 452 899,92(23) кГц 0,2365 мкм | 1,1 Гц |
| >"Hg+ | 6s2Si/2 - | -5d96s22D5/2 | 1064721609899143(10) Гц 0,282 мкм | 1,8 Гц |

вень 2D3/2, требуется дополнительное лазерное поле на длине волны 1092 нм, которое можно генерировать с помощью оптоволоконного лазера на ионах Nd3+ [632]. Время жизни иона на верхнем уровне 2D5/2 часового перехода составляет (347 ±33)мс.

Недавно лазерное излучение с частотой, стабилизированной относительно этого перехода, было рекомендовано Международным комитетом по мерам и весам для реализации стандарта единицы длины [370]. Оптический часовой переход на длине волны 674 нм был детально исследован в Национальной физической лаборатории (NPL, Теддингтон, Англия) и в Национальном исследовательском совете (NRC, Оттава, Канада). В обеих лабораториях была достигнута относительная погрешность порядка 10~13 [617, 618, 631]. В своей работе [618] Мадей с коллегами сделали вывод, что стронциевый стандарт обладает большим нереализованным потенциалом и погрешность может быть снижена до уровня 10-17.

Особую сложность при реализации этого стандарта частоты вызывает тот факт, что изотоп 88Sr+ имеет нулевой ядерный спин и все десять зеемановских компонен­тов (10.19) обладают линейной зависимостью от магнитного поля. Для преодоления этой сложности может быть использован переход 2Si/2(ir = 5, тр = 0)- D5/^{F' =



+5/2

+3/2

+1/2

-1/2

-3/2

-5/2

+3/2 + 1/2 -1/2 -3/2

Рис. 10.19. Частичная диаграмма уровней иона Sr+

= 7,тр> = 0) в ионе 87Sr+, который обладает квадратичным зеемановским сдвигом, равным 6,4 ГцДмкТл)2 [633].

'D [5/2] 5/2

D[3/2],/2 \*

935 нм 638 нм

1/2

Di

*'Ь/2.*

369 нм

D3/2:

411 нм /

F-

7/2

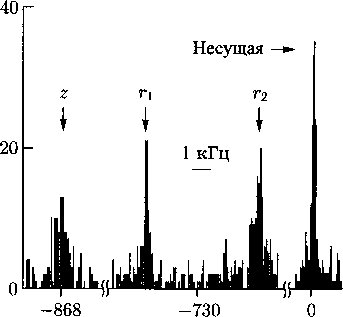
/ 435 нм 467 нм

Й1/2-

Рис. 10.20. Частичная диаграмма уровней иона Yb+. Пунктирные линии (411 нм, 435 нм, и 467 нм) соответствуют часовым переходам в ионе. Линия на длине волны 369 нм использу­ется для охлаждения и регистрации

1. Оптические стандарты частоты на ионе 171 Yb+. В последнее вре­мя интенсивно исследовалась возможность использования одиночных ионов Yb+ в оптических стандартах частоты. Перспективность этого кандидата объясняется тем, что, во-первых, ион 171 Yb+ имеет ядерное квантовое число I = 1/2, что при относительной простоте сверхтонкой и магнитной структуры уровней позволяет выбрать метрологические переходы, для которых линейный зеемановский сдвиг отсутствует. Во-вторых, у этого иона существуют три различных метрологических оптических перехода в синей области спектра (см. табл. 10.2 и рис. 10.20). Как эти переходы, так и переходы, требующиеся для охлаждения и регистрации, могут возбуждаться с помощью второй гармоники излучения полупроводниковых лазеров ближнего инфракрасного диапазона. На рис. 10.21 показан спектр перехода на длине волны 435 нм, зарегистрированный с помощью источника с шириной спектра менее

80 Гц. На спектре можно идентифицировать как несущую частоту, так и боковые частоты, возникающие вследствие колебания иона в ловушке в радиальных (гь г2) и вертикальном (z) направлениях.



Отстройка на 435,5 нм, кГц

Рис. 10.21. Спектр часового перехода с Л = 435 нм в единичном ионе Yb+, находящемся в ловушке Пауля [622]. В спектре наблюдается несущая частота и боковые частоты колеба­тельного движения иона в радиальных (п и г2) и аксиальном (г) направлениях. С любезного

разрешения К. Тамма

**в**

§

S

и

О

§

са

8

ж

ей

ю

*а*

***о***

ч

и

Я

sr

В работе Тамма и соавторов [623] было выполнено сравнение двух независимых стандартов на ионах 171 Yb+, При этом частоты часовых переходов совпали с точно­стью не хуже 1 • 10"15. Девиация Аллана для времени усреднения 1000 с оказалась равна ау(т = 1000с) = 1 • 10-15. Абсолютная частота перехода была измерена с по­мощью фемтосекундной гребенки (см. табл. 10.2). Предельная точность для частоты часового перехода в ионе 171 Yb+ может ограничиваться квадрупольным сдвигом, как и в случае иона 201 Hg+ [634]. Однако в изотопе 173Yb+ существует переход на уровень I = 5/2, F = 0, для которого квадрупольный сдвиг отсутствует.

Одним из наиболее интересных переходов является строго запрещенный в ди- польном приближении электрический октупольный (ЕЗ) переход на длине волны 467 нм, для которого время жизни возбужденного состояния 2F7/2 оценивается в несколько десятков лет. Этот переход исследовался в NPL (Англия) [131]. Ок­тупольный переход является очень слабым, и следовательно, для его возбуждения необходимо излучение высокой интенсивности. Этот переход был зарегистрирован в единичном ионе 171 Yb+ при спектральной ширине линии возбуждающего лазе­ра, равной 4,5кГц [101], и интенсивности излучения 107Вт/м2. Высокая интен­сивность приводит к значительному динамическому штарковскому сдвигу уровней (см. §6.6), составляющему около 500 Гц. Величина динамического штарковского сдвига (47мкГцВт“\* м2) линейно зависит от ширины линии возбуждающего лазера при условии, что его спектральная мощность в узком спектральном диапазоне, в ко­тором ион поглощает излучение, остается постоянной. Соответственно, для часового лазера, обладающего спектральной шириной линии излучения 0,5 Гц, относительный сдвиг частоты должен соответствовать уровню 10“16 [101]. Линейный зеемановский сдвиг частоты для этого перехода отсутствует, а величина квадратичного зееманов- ского сдвига составляет 2,1 мГц/мТл2.

1. Оптические стандарты на ионах 1131п+ и "51п+. В поисках идеаль­ного стандарта частоты Демельтом было предложено использовать переходы между подуровнями J = 0 —> J = 0 некоторых интеркомбинационных переходов ('So —► 3Ро) в однозарядных ионах третьей группы периодической системы [517, 635]. Условие сохранения углового момента не разрешает переход любой мультипольности в слу­чае сохранения LS-связи. Однако из-за сверхтонкого взаимодействия к уровню 3Ро обычно примешиваются другие состояния с J Ф 0, приводя к небольшой вероятно­сти дипольного перехода. Вследствие нулевого момента электронной оболочки как в основном, так и возбужденном состояниях, влияние внешних полей на частоту перехода должно быть незначительным. В отличие от S —> Р переходов в ионах Yb+, Са+, Sr+ и Hg+, которые обсуждаются в этом разделе, собственный статический квадрупольный момент иона 1п+равен нулю для 3 ^ 1. В результате взаимодействие квадрупольного момента иона с градиентом электрического поля (квадрупольный сдвиг) отсутствует, в то время как в других ионах оно приводит к относительному сдвигу частоты на уровне 10~15. Поскольку ионы третьей группы имеют един­ственное основное состояние, нет необходимости в дополнительном лазере, который используется в других системах для предотвращения оптической накачки. Из одно­зарядных ионов III группы элементов периодической системы, к которым относятся (В+, Al+, Ga+, 1п+, и Т1+), в основном были исследованы тяжелые ионы, поскольку для других существуют сложности с их лазерным охлаждением. В работе [517] Демельт подробно рассмотрел ион Т1+ с точки зрения возможности использования в стандарте частоты.

Часовой переход в ионе индия был исследо­ван в одной из лабораторий Института квантовой оптики Макса Планка в Гархинге [395, 627, 629].

Часовой переход 'So —> 1 Ро (см. рис. 10.22) на длине волны А = 236,5 нм обладает добротно­стью Q = 1,2 • 1015 и естественной шириной ли­нии 1,1 Гц. Для охлаждения и регистрации мож­но использовать сильный переход в синглетной системе 'So —> 1 Pi на длине волны А = 158,1 нм.

3Р2

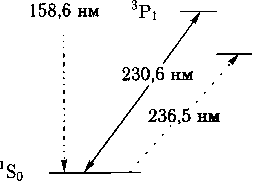


Рис. 10.22. Частичная диаграмма уровней иона 1п+

Однако генерация такого излучения связана с су­щественными техническими сложностями. По­этому Э. Пайк с соавторами [572] использова­ли для этой цели интеркомбинационный переход 'So —> 3Pi на длине волны (А = 230,6 нм). Время жизни верхнего уровня r(3Pi) = 0,44 мкс соот­ветствует спектральной ширине линии 360 кГц, что примерно на два порядка величины меньше по сравнению с охлаждающим переходом в ионах щелочноземельной (второй) группы или в других ионах, таких как Ва+ или Hg+. Поскольку спектральная ширина линии охлаждающего лазера в ионе индия оказы­вается меньше, чем колебательные частоты иона, можно использовать охлаждение на боковой частоте, что позволяет понизить температуру иона вплоть до 20мкК. С другой стороны, небольшая спектральная ширина линии приводит к снижению скорости охлаждения и к уменьшению частоты излучения фотонов люминесценции, что является недостатком при регистрации возбуждения методом квантовых скачков. В качестве источника охлаждающего лазерного поля может использоваться удвоен­ное по частоте излучение лазера на красителе стильбен-3, генерирующего на длине волны 461,2 нм (см. рис. 9.24), или твердотельных лазеров.

Частота часового перехода удачно совпадает с частотой четвертой гармоники линии 946 нм Nd:YAG^a3epa, что облегчает задачу разработки часового лазера [636]. Для достижения высокой точности необходимо подавить зеемановский сдвиг часово­го перехода в ионе 1п+ [637]. Соответствующий сдвиг частоты перехода \*So —► 3Рь тр = ±1/2 —> тр = ±1/2 составляет около 2,4кГц/мТл, что обусловлено большим значением ядерного квантового числа 1 = 9/2 у обоих стабильных изотопов 1131п+ и 1151п+ Для подавления этого эффекта необходимо снизить напряженность внеш­них магнитных полей до уровня ниже 1 нТл. В ионе индия была зарегистрирована спектральная ширина часового перехода, равная 170 Гц, а её частота была измерена по отношению к частоте йодного оптического стандарта на длине волны 532 нм [395], а также с помощью фемтосекундной гребенки частот [629].

1. Оптический стандарт на ионе 199Hg+. Часовой электрический квад- рупольный переход в ионе 199Hg+ на длине волны А = 282 нм (см. рис. 10.18) исследовался группой из NIST, США, в ряде работ [21, 499, 638, 639]. Для успешной реализации стандарта оказалось необходимо преодолеть ряд существенных техниче­ских трудностей. Например, высокое фоновое давление паров атомарной ртути сокра­щает время хранения ионов в ловушке вследствие их рекомбинации с нейтральными атомами и образования димеров. Для снижения этого эффекта была разработана ловушка при температуре жидкого гелия [640]. Для того, чтобы использовать потен­циальную добротность часового перехода, обладающего спектральной шириной всего в 1,8 Гц, была создана лазерная система со спектральной шириной линии излучения менее одного герца [31]. Зарегистрирована спектральная ширина линии часового перехода, равная 6,7 Гц на длине волны возбуждающего света 282 нм, которая ограничивалась временем взаимодействия ионов с излучением (фурье-предел) [641]. Указанной ширине линии соответствует экспериментально достигнутое значение добротности перехода <2 ~ 1,6- 1014. Оцениваемый предел погрешности, которой возможно достичь для стандарта на одиночном ионе Hg+, составляет Ю-18 [641]. Как и в случае иона Yb+, основной вклад в остаточную погрешность дает взаи­модействие ненулевого квадрупольного момента состояния 2D5/2 с электрическим полем ловушки. Квадрупольный сдвиг для иона 199Hg+ составляет порядка 1 Гц при значении второй производной поля ловушки 103В/м2 (согласно расчетам [634]). Абсолютная частота перехода была измерена с помощью фемтосекундной гребенки частот с погрешностью менее 10-14. Девиация Аллана для этого стандарта была измерена относительно оптического кальциевого стандарта, что дало сгу(т) = 7 х х 10-15(т/с)-1/2 [21]. Впечатляющая стабильность и точность стандарта наглядно показывают, что некоторые оптические стандарты на одиночных ионах в ловушках могут успешно конкурировать с лучшими образцами микроволновых часов.
2. Другие ионы-кандидаты для стандартов частоты. Существует мно­жество ионов, которые могут быть использованы в будущих стандартах. Так, были исследованы ионы Ва+ и Са+, имеющие схожую с ионом Sr+ структуру энергети­ческих уровней [521]. Часовой переход в ионе Са+ (4S -+ 3D) (см. табл. 10.2 и рис. 10.23) является электрическим квадрупольным переходом с временем жизни возбужденного состояния около 1 с [642]. Изотоп 43Са+ с I = 7/2 обладает часовым переходом, частота которого не зависит в линейном приближении от магнитного по­ля. Кроме того, ион Са+ близок к водородоподобной системе и его волновые функции поддаются хорошему расчету. Дополнительный интерес к этому иону обусловлен тем, что все необходимые для создания оптического стандарта переходы можно возбуждать с помощью диодных лазеров.

Совершенно иным классом ионов, ядра которых состоят из четного числа про­тонов и нейтронов и имеют нулевой спин (так называемые четно-четные ядра),

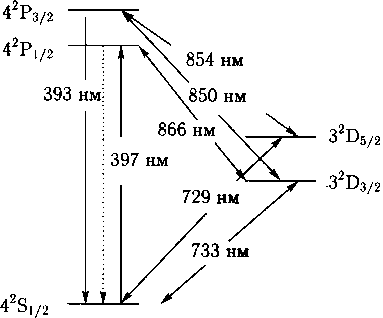


Рис. 10.23. Частичная диаграмма уровней иона Са+

являются дважды ионизованные элементы четвертой группы периодической системы. Использование этих ионов в обычных схемах оптических стандартов сопряжено с су­щественными трудностями, поскольку важные часовые переходы 'So —► 3Pi лежат в глубоком ультрафиолете. Так, при переходе от С2+ к Р12+ длина волны меняется в диапазоне от 199 нм до 166 нм. Эту сложность можно преодолеть, используя результаты работы [643], в которой было предложено загружать в ловушку помимо часового еще и вспомогательный ион, с помощью которого открывается возмож­ность охлаждения и регистрации переходов в часовом ионе (см. раздел 14.2.1). Также было предложено исследовать с использованием этого метода ионы Т1+, 10В+ и 27А1+ [644].

§ 10.4. Точные измерения в ионных ловушках

Помимо использования ионных ловушек в стандартах частоты, основанных на переходах между внутренними энергетическими состояниями ионов, определение частот колебаний ионов в ловушке позволяет проводить измерения других типов с беспрецедентной точностью. Поскольку частоты колебаний иона в ловушке за­висят от его свойств, такие измерения позволяют извлечь важную информацию

о характеристиках частицы. За частицами в ловушке можно вести наблюдение в течение длительного времени и исследовать одну и ту же систему раз за разом, используя частицы в качестве крохотных чувствительных зондов для измерения внешних полей. Мы ограничимся лишь несколькими примерами из множества ярких экспериментов с захваченными ионами, которые имеют непосредственное отношение к фундаментальным исследованиям, метрологии и технике.

1. Масс-спектрометрия. Точное измерение масс микроскопических ча­стиц — исключительно важная задача, поскольку массы частиц являются входящими параметрами при выполнении целого ряда прецизионных экспериментов [645]. Ха­рактерный пример представлен в разделе 13.6.1, в котором для точного измерения постоянной Ридберга с помощью оптических методов требуется дополнительная информация об отношении масс частиц. Знание точных масс необходимо для постро­ения шкалы масс от легчайших до самых тяжелых атомов. Кроме этого, атомные и ядерные взаимодействия вносят вклад в атомную массу и точное определение масс атомов позволяет выполнять точные тесты теоретических моделей ядра.

Самые точные измерения масс выполняются в ловушке Пеннинга, в которой истинная циклотронная частота иона в сильном магнитном поле (10.29) определяется индукцией поля В и отношением массы частицы к ее заряду m/q. Истинную циклотронную частоту можно определить с использованием соотношения (10.37) из измеренной модифицированной циклотронной частоты v'c, зависящей от свойств ловушки, и магнетронной частоты ит, которую, в свою очередь, можно определить из измеренной частоты аксиальных колебаний в соответствии с выражением (10.38). В качестве другого способа можно использовать соотношение (10.37) для определе­ния истинной циклотронной частоты из частот трех собственных колебательных мод ионов в ловушке. При этом непосредственно измеряемыми величинами являются мо­дифицированная циклотронная частота, зависящая от конфигурации ловушки [646], аксиальная частота vz и магнетронная частота vm.

В работе ДиФилиппо с соавторами [646] была измерена атомная масса несколь­ких атомных и молекулярных ионов по отношению к атомной единице массы ти = т(12С)/12. Для достижения высокой точности необходимо минимизировать флуктуации электрического поля в ловушке, что достигается использованием сла­бых удерживающих электрических полей. При этом частота аксиальных колебаний составляла 160 кГц и была точно измерена с помощью сверхпроводящего резонанс­ного контура. Напряжение на электродах ловушки поддерживалось постоянным, что давало возможность удерживать ионы с разными массовыми числами в одной и той же области ловушки. Для того, чтобы извлечь отношение масс ионов из отно­шения их циклотронных частот в серии последовательных измерений, необходимо поддерживать индукцию магнитного поля на постоянном уровне. Неизбежный дрейф магнитного поля, составлявший данном случае около 10-9 в час в относительных единицах, можно учесть, проводя измерения циклотронных частот для двух ионов различного типа попеременно несколько раз. В результате была создана таблица фундаментальных атомных масс с относительными погрешностями на уровне Ю~10 и ниже [646]. Масштаб, соответствующий указанной точности, отвечает разности масс между молекулами, обусловленной различной структурой энергетических связей. Таким образом, при выполнении измерений открывается возможность определить «массу» молекулярных связей.

Сходный метод применялся и для определения масс нестабильных изотопов [647], полученных в высокоэнергетических реакциях на ускорителях. Точное измерение масс в изотопических последовательностях позволяет определить зависимость энер­гии ядерной связи от числа протонов и нейтронов в ядре в широком диапазоне. Такие данные необходимы для исследования других ядерных свойств, таких как структура ядерных оболочек, спаривание нуклонов или деформация ядер, на основе чего можно судить о справедливости ядерных моделей. Короткое время жизни нестабильных изотопов, соответствующие им различные частоты и малое количество доступных ионов вызывают необходимость разработки специальных методов изме­рения циклотронной частоты в ионной ловушке. В одном из методов используется взаимодействие магнитного момента ионной орбиты с градиентом магнитного поля, при котором энергия циклотронного движения преобразуется в энергию аксиального движения. После возбуждения колебаний ионы выбрасываются из ловушки, причем те ионы, которые возбуждались на частоте, совпадающей с частотой циклотронных колебаний, достигают детектора за более короткое время. Разрешение, достигаемое в измерениях масс короткоживущих изотопов достигает 10 , а соответствующая относительная погрешность может быть ниже 10~7.

Измерение масс фундаментальных частиц и отношений их масс представляет важную задачу для точных частотных измерений в ловушке Пеннинга. В качестве примера можно привести измерение масс протона, электрона, позитрона, нейтрона или антипротона. Шкала атомных масс основывается на массе изотопа 12С и, сле­довательно, массы всех остальных атомов должны быть соотнесены именно с ней. В работе [648] Ван Дейк с соавторами измерили массу покоя протона из отношения масс протона и иона С4+ в компенсированной ловушке Пеннинга. В ловушках этого типа, помимо гиперболических и кольцевого электродов, используются до­полнительные блокирующие кольцевые электроды для компенсации неквадратичных вкладов нечетных порядков в удерживающий потенциал. Для эффективного управ­ления и охлаждения циклотронного движения, а также для регистрации его частоты кольцевой электрод был разделен на четыре равных секции. Отношение масс протона и иона С4+ определялось по циклотронным частотам, соответствующим движению в свободном пространстве ис(р+) и i/c(C4+) как тр = М(С4+) • ь'с(С4+)/(4ь'с(р+)). Частоты, входящие в последнее выражение определялись из соответствующих моди­фицированных резонансных циклотронных частот v'c с использованием соотношения

1. . Чтобы пересчитать измеренное отношение масс протона к массе иона С4+ в отношение к массе нейтрального атома 12С, необходимо учесть энергию связи Ев = 148,019 эВ и массы те четырех недостающих электронов согласно выраже­нию М(12С) = М(12С4+) - Ев + 4те. Учет поправок позволяет определить массу протона с относительной погрешностью около 3 ■ 10-9. В ловушке Пеннинга были измерены отношения масс позитрона и электрона т(е+)/т(е~) [649], а также протона и электрона т(р+)/т(е~) [650]. Масса электрона была определена другим альтернативным методом [651] из измерений g-фактора связанного электрона в ионе 12С5+ [652] и учета поправок квантовой электродинамики. Был получен резуль­тат те = 0,000 548 579 909 2(4)mu, относительная погрешность которого составляет 7,3 • Ю-10.
2. Точные измерения. Исследования сверхтонкой структуры и эффектов, которые приводят к сдвигам частоты часовых переходов, имеют первостепенную важность, поскольку множество стандартов частоты базируется на сверхтонких пере­ходах. Точность измерения частоты сверхтонкого расщепления существенно превос­ходит точность вычислений из первых принципов. Такие вычисления обеспечивают совпадение с экспериментом на уровне относительной погрешности 10\_3 [585]. Од­нако, исследование дифференциальных эффектов, например, сравнение частот сверх­тонкого расщепления и ядерных g-факторов в цепи изотопов открывает возможность уточнить магнитную структуру ядра [585].

Для измерения магнитных моментов или ^-факторов ионов требуются высокие напряженности магнитного поля, и поэтому такие эксперименты выполняются в ло­вушке Пеннинга. Точность измерения электронного д-фактора основного состоя­ния gj ионов соответствует относительной погрешности порядка 10“7, находящейся в том же диапазоне, что и погрешность вычислений [585], в которых учитываются существенные релятивистские поправки. Таким образом, измерение д-факторов поз­воляет проводить чувствительные исследования релятивистских волновых функций в ионах. Основной вклад в погрешность определяется неточностью определения напряженности магнитного поля в точке нахождения ионов. Группой из Университета г. Майнц использовалась двойная ловушка [652], в которой переходы возбуждались и регистрировались в разнесенных в пространстве прецизионной и аналитической ло­вушках соответственно. В прецизионной ловушке создается по возможности однород­ное и постоянное магнитное поле для сужения спектральной линии циклотронного резонанса при взаимодействии с высокочастотным полем. После возбуждения ионы переносятся в аналитическую ловушку (путем изменения потенциалов электродов и соответствующего смещения минимума потенциала между двумя ловушками), и определяется количество ионов, спины которых изменили направление на проти­воположное. Для этого измеряется ларморовская частота прецессии в неоднородном магнитном поле аналитической ловушки, поскольку за счет неоднородности воз­никает взаимосвязь между ориентацией спина и частотой аксиального движения иона. Результаты точных измерений ^-фактора электрона и соответствующие расчеты в рамках квантовой электродинамики в ионе 12С5+ использовались для независимого определения отношения массы электрона к массе протона [651].

1. Тесты фундаментальных теорий. Результат измерения аномального магнитного момента электрона (и аналогичное измерение для позитрона) [326] является пробным камнем теории квантовой электродинамики (КЭД), поскольку есть все основания считать, что отклонение «/-фактора от 2 обусловлено только поправками КЭД. О Поправки КЭД записываются как разложение в ряд по степеням постоянной тонкой структуры а. В работах [653, 654] Киношита вычислил значение g — 2, используя значение а, полученное из измерений квантового эффекта Холла [655]. Сравнение теоретического (g - 2)theor = (1 159652 156,4 ± 23,8) • 10~12 и экспериментального (g - 2)ехр = (1 159652 188,25 ± 4,24) • 10~12 значений [326] является, с одной стороны, демонстрацией возможностей прецизионных частотных измерений, а с другой стороны, — мощи теоретического аппарата КЭД, объединяю­щего несколько областей физики.

Существенный интерес для фундаментальной физики представляют тесты эк­вивалентности массы и заряда частицы и ее античастицы. Эта эквивалентность следует из принципа симметрии, носящего название СРТ-теоремы и являющегося одним из основополагающих принципов современной физики. Согласно СРТ-теореме, физические законы должны оставаться неизменными при комбинированном преобра­зовании сопряжения заряда С (charge), изменения четности Р (parity) и обращения времени Т (time). В экспериментах были обнаружены по отдельности нарушения Р-, СР- и Г-инвариантности, однако полагается, что физические законы инвари­антны относительно полного преобразования СРТ. В работах [656, 657] Габриэльс с сотрудниками сравнили отношения заряда и массы для протона и антипротона. Ловушка Пеннинга не годится для одновременного удержания положительных и отрицательных частиц, и возникает необходимость либо изменения напряжения на электродах ловушки, либо переброса направления магнитного поля в ней для поочередного захвата частицы или античастицы. Поскольку напряженность маг­нитного поля должна оставаться постоянной на протяжении всего прецизионного эксперимента, используется первый из перечисленных методов. Для эффективной загрузки антипротонов требуется хороший доступ в ловушку, и, вместо гиперболи­ческих электродов для создания квадрупольного потенциала, использовались группы цилиндров. Высокая точность формы потенциальной кривой, необходимая для того, чтобы ионы совершали гармонические колебания с частотой, не зависящей от их энергии, достигалась тщательным подбором длины цилиндрических электродов и напряжения на них. Габриэльс и соавторы установили соответствие между отно­шениями массы к заряду для протона и антипротона на уровне относительной по­грешности 9 • 10\_п [657]. Еще более жесткие ограничения на возможное нарушение СРТ-теоремы были наложены в работе [658] из ранних измерений ^-факторов для электрона и позитрона.

Стандарты частоты на ионных ловушках использовались для выполнения ряда фундаментальных тестов, по сути являющихся нуль-экспериментами, с целью либо установить новые границы применимости для общепринятых на данный момент

О Сильные и электрослабые взаимодействия дают вклад на уровне 10 12 и 10 14 соответ­ственно.

теорий, либо обнаружить отклонения, которые бы потребовали пересмотра пони­мания физических законов. Исследователи из Национального института стандартов и технологий (NIST, США) исследовали возможную зависимость частоты часового перехода 303 МГц основного состояния сверхтонкого перехода от различных пара­метров, используя стандарт частоты на ионе Ве+ в ловушке Пеннинга (см. раз­дел 10.3.1.1) [586]. В одном из экспериментов частота перехода в Ве+ сравнивалась с частотой водородного мазера. Поскольку ядро 9Ве+ имеет квадрупольный момент, а атом водорода — нет, возможная анизотропия пространства должна привести к осцилляциям отношения частот этих двух стандартов с суточным циклом. Осцил­ляции, которые можно было бы интерпретировать указанным образом, не были зарегистрированы в эксперименте в рамках соответствующей погрешности [659]. В другом эксперименте осуществлялся поиск зависимости частоты часового перехода в иона Ве+ от метода возбуждения. Для этого подавались радиочастотные импульсы с точно определенным углом Раби в (5.52). Вероятность нахождения иона на верхнем уровне (-3/2, 1/2) (см. рис. 10.16) должна обладать синусоидальной зависимостью от угла Раби. В частности, когда приложен 7г-импульс, ион должен оказываться в возбужденном состоянии со 100%-й вероятностью, в то время как 7г/2-импульс должен переводить ион в когерентную суперпозицию состояний, причем вероятности его обнаружения на уровнях (—3/2, 1/2) и (—1/2, 1/2) должны быть равны. Вайнбергом было выдвинуто предположение, что возможные нелинейные поправки к квантовой механике могут приводить к небольшому сдвигу частоты перехода в зависимости от угла Раби в [660]. В работе [661] Боллингером и соавторами была выполнена попытка обнаружить отличие частот при значениях углов Раби вблизи 60 и 120 градусов, однако частоты совпали с относительной погрешностью измерения на уровне 1,3 • 10~14.

В другой серии экспериментов Вайнланд с соавторами [662] проводили сравнение частот часовых переходов 303 МГц в ионах Ве+ в различных установках, в одной из которых магнитное поле генерировалось сверхпроводящим магнитом, а в другой — обычным электромагнитом. Этот нуль-эксперимент позволил наложить верхнюю гра­ницу на возможное, но до сих пор не обнаруженное спин-зависящее взаимодействие между спинами ионов Ве+, спинами электронов в железных полюсах электромагнита и нуклонами Земли.

**Глава 11**

ФОРМИРОВАНИЕ И ДЕЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ЧАСТОТ

Преимущества, которые открывает возможность создания стандартов частоты на основе реперов оптического диапазона, могут быть в полной мере реализованы лишь в том случае, если существует возможность формировать, измерять и преобразо­вывать эти частоты относительно простыми методами, как это делается, например, в микроволновой области. Для этого были разработаны специальные устройства, позволяющие преобразовывать частоты из одного диапазона в другой, причем ча­стоты до и после преобразования могут отличаться по величине вплоть до пяти порядков. Они позволяют умножать низкие частоты или делить высокие аналогично тому, как зубчатая передача преобразует частоту вращения механического вала. Такие «передаточные механизмы» включают процессы нелинейного смешения частот (см. § 11.1), их сдвига (см. § 11.2), а также генерацию гармоник (см. § 11.3), деление частот (см. § 11.4) и преобразование с помощью частотной «гребенки», возникающей при генерации ультракоротких лазерных импульсов (см. § 11.5).

§ 11.1. Нелинейные элементы

Отклик среды Р, возмущенной малым воздействием U, обычно считается линей­ным по аналогии с тем, как механическая пружина удлиняется пропорционально приложенной силе в рамках закона Гука. При этом, если на систему воздействует гармоническое возмущение на угловой частоте lj

*U(t)* = *Uocosuit,* (11-1)

то ее отклик в линейном приближении будет на той же частоте ш. Для больших возмущений отклик системы становится нелинейным

*P(U) = aiU + a2U2* + *a3U*3 + • • ■ =

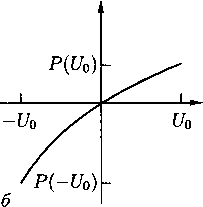
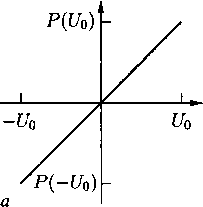
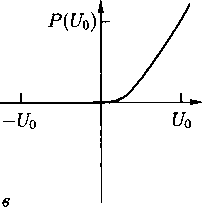
* *a\Uocoswt + ^-Uq (I + cos2u;t) + ^-Uq (3cosLjt + cos3u>t) +* ••• , (11.2)

что приводит к появлению высших гармоник 2и>, Зи>, ■■■. Коэффициенты оц можно рассматривать как коэффициенты разложения в ряд Тейлора. Следовательно, появ­ление гармоник 2ш, 3ш, • • •, пш непосредственно тесно связано с соответствующими членами в разложении. Другими словами, сильная кривизна функции P(U) (см. рис. 11.1) является необходимым условием генерации высших гармоник.

Как следует из выражения (11.2), нелинейные характеристики среды приводят к появлению второй, третьей и т. д. степеней от гармонического сигнала. Если вход­ной сигнал U состоит из двух гармонических составляющих, обладающих угловыми частотами и\ и и2, то результатом отклика системы будет сигнал, содержащий новые частоты

*LJ = mtJ\* ± *пи*2, (11.3)

Рис. 11.1. Линейная (а) и нелинейные (б, в) характеристики P{U) для отклика среды на



возмущение U

где шип - целые числа, а т + п — наивысший показатель степени нелинейной характеристики. В дальнейшем мы рассмотрим некоторые нелинейные эффекты, ко­торые лежат в основе устройств для создания и регистрации различных комбинаций частот от двух и более гармонических сигналов.

1. Точечно-контактные диоды. Диоды, использующиеся для выпрямле­ния тока, обладают сильно нелинейными характеристиками (см. рис. 11.1, в) и, следовательно, хорошо подходят для генерации гармоник. Для получения отклика на высоких частотах необходимо, по-возможности, снизить постоянную времени устройства т = RC. Сопротивление устройства R можно уменьшить, используя ма­териалы с высокой проводимостью: металл и сильно легированные полупроводники. Минимальная емкость диода, в свою очередь, достигается при использовании очень маленьких точечных контактов.
2. МОМ-диоды. Точечно-контактные диоды на структуре «металл- окисел-металл» (МОМ-диоды) в течение длительного времени использовались для выполнения абсолютных измерений частоты в дальнем инфракрасном диапазоне [663]. Точечно-контактные диоды получаются при формировании МИМ-структуры, когда тонкий конец проволоки (например, из вольфрама) вдавливается в оксидиро­ванную поверхность никелевой или кобальтовой подложки. Вольфрамовая проволока диаметром около 8 мкм подвергается травлению таким образом, чтобы ее конец заострился; при этом его радиус составляет около 30 нм. Микроволновое или дальнее инфракрасное излучение, взаимодействующее с МИМ-структурой, приводит к возникновению электрического сигнала, в котором присутствуют суммарные и разностные частоты, а также высшие гармоники. Для того, чтобы контактный провод можно было эффективно использовать в качестве антенны для излучения лазера дальнего инфракрасного диапазона, лазерный пучок должен быть правильным образом совмещен с профилем антенны. Это достигается фокусировкой излучения с помощью высококачественного микрообъектива. Взаимодействие инфракрасного излучения с МОМ-диодом существенно зависит от поляризации и от ориентации лазерного пучка относительно антенны. Для видимого излучения поляризация и ориентация оказываются менее критичны.

Характеристика МОМ-диода оказывается более сложной по сравнению с по­казанной на рис. 11.1, в), причем она может быть как более симметричной, так и полностью асимметричной [666, 667]. Амплитуда отклика на требуемой частоте сильно зависит от характеристики диода, от длины волны излучения, а также от напряжения смещения, приложенного к МОМ-диоду в прямом или обратном направ­лениях. Изготовление качественного МОМ-диода является непростой технической задачей. Хрупкая конструкция диода, обладающего тонким контактом, на которомфокусируется высокая лазерная мощность, зачастую не позволяет работать с ним дольше нескольких часов.

1. Диоды Шоттки. Более стабильные смесители и детекторы частот можно получить, используя диоды с барьером Шоттки, основанные на переходе «металл-полупроводник». Малое сопротивление диода, требующееся в высокочастот­ном диапазоне, достигается за счет использования тонкого слоя полупроводника (толщина порядка 0,1 мкм) на поверхности сильно легированной подложки. Серий­ные диоды Шоттки обычно имеют несколько сотен металлических (AuPt) анодов диаметром 1 мкм < d ^ 2 мкм в изолирующей матрице SiC>2 на активном слое n-GaAs. Для контакта с PtAu-GaAs диодом используется вольфрамовый волосок, который одновременно служит антенной для взаимодействия с микроволновым излучением. Такая структура диода более стабильна, чем МОМ-диод. Более детальное сравнение диодов Шоттки с МОМ-диодами можно найти в работах [665, 667].
2. Оптическая генерация второй гармоники. Нелинейность сред в опти­ческом диапазоне обычно оказывается гораздо слабее, чем в микроволновом и даль­нем инфракрасном диапазонах. Тем не менее, можно наблюдать ряд важных нели­нейных эффектов в сильных лазерных полях. Электромагнитная волна, воздейству­ющая на атомную или молекулярную систему в диэлектрической среде, порождает микроскопические электрические диполи и взаимодействует с ними. В гармониче­ском приближении поляризация среды Р(Е), то есть сумма всех микроскопических диполей, линейно зависит от напряженности поля Е (рис. 11.1, а), а наведенный электрический дипольный момент осциллирует на частоте электромагнитной волны. Такие осциллирующие диполи являются источниками вторичного электромагнитного излучения. В общем случае поляризация Р(Е) является нелинейной функцией от Е (см. рис. 11.1,6 и (11.2)) и ее можно представить в виде разложения в ряд

Р(Е) = б0 [х{1)Е + х{2)Е2 + х(3)£3 + ••■]. (11.4)

Здесь — коэффициенты нелинейной восприимчивости, представляющие процессы порядка г и обычно уменьшающиеся с увеличением г. В (11.2) неявно подразумева­ется, что поляризация зависит только от мгновенного значения поля Е и среда не обладает «памятью». Рассмотрим квадратичный член в (11.2), который представляет собой тензорное выражение

з

Pi = \*о J] xtlkEjEk i,j, \*=1,2,3. (11.5)

*j,k*=1

В случае суперпозиции двух волн Е\ и Е2 появляются члены вида

*(Е\ + Е2)2 = Eq* 1 cos2 *uj\t + 2E0l E02* cos *ш\t* cos*u)2t + Eq2* cos2 *w2t =* (11.6)

* ~^-(\ — cos 2^) + ^тр(1 — cos2u>2 t)+

*+ EoiEo2[cos(u2 - Wl)t- cos(w2* + u>i)t], (11-7)

которые включают слагаемые с удвоенными частотами 2иц и 2ш2, а также с суммарными и разностными частотами. Другими словами, преобразование частот в нелинейных оптических средах можно рассматривать, как результат взаимодей­ствия трех различных световых полей с частотами v\,v2,v$ и вакуумными длинами

волн Ai — с/Vi. Эти три частоты и соответствующие длины волн связаны законом сохранения энергии

= щ или £+£=£. (11.8)

А1 А 2 АЗ

Выражению (11.8) соответствуют три различных типа нелинейных процессов. Так, если читать его слева направо, то оно будет представлять процесс генерации суммарной частоты, в котором два фотона с частотами v\ и v2 исчезают, производя новый фотон с суммарной частотой v$. В частном случае v\ = v2 процесс называется генерацией второй гармоники. Если читать (11.8) справа налево, то оно будет описы­вать процесс параметрической генерации света, в котором фотон с частотой v$ порож­дает два фотона: сигнальный (v\) и холостой (v2). Этот процесс используется в пара­метрических генераторах света. Третьим процессом является генерация разностной частоты, когда частота фотона, рожденного в нелинейном процессе, равна разности частот двух исходных фотонов. Энергетическое соотношение (11.8) требует, чтобы появление фотона с разностной частотой v\ — v2 сопровождалось рождением еще двух фотонов, как видно из равенства v\+v2 = v\ + (~v2 + v2) + v2 = (vi - v2) + 2v2 .

1. Фазовый синхронизм. В качестве примера рассмотрим удвоение ча­стоты в нелинейном кристалле. В среде с нелинейной восприимчивостью второго порядка х электрическое поле на основной частоте производит волну поляри­зации на частоте второй гармоники и>2 = 2u>i, которая распространяется с такой же скоростью, как и основная волна, создавшая поляризацию. Скорость распространения определяется показателем преломления щ на основной длине волны Хх. Волна поляризации порождает, в свою очередь, электромагнитную волну на частоте вто­рой гармоники, которая распространяется со скоростью, определяемой показателем преломления п2 для соответствующей дли­ны волны Аг- В общем случае показатели преломления щ и п2 отличаются друг от друга и монотонно изменяются с длиной волны, как показано на рисунке 11.2 для кристалла 1лЫЬОз. Этот кристалл широко используется для удвоения частоты и будет рассмотрен в данном разделе в качестве примера. Кристалл LiNbC>3 является од­ноосным и обладает двойным лучепрелом­лением. Обыкновенная и необыкновенная волны, являющиеся собственными модами поляризации в кристалле, в общем случае имеют различные фазовые скорости с/п0 и с/пе (см. рис. 11.2). Обыкновенная волна, вектор электрического поля которой перпендикулярен к оптической оси кристалла, имеет одинаковую скорость (и пока­затель преломления п0) для всех направлений (рис. 11.3) и, таким образом, ведет себя так же, как и в изотропной среде. Фазовая скорость и показатель преломле­ния для необыкновенной волны меняются монотонно между двумя экстремальными значениями. Необыкновенная волна с плоскостью поляризации, перпендикулярной плоскости поляризации обыкновенной волны, распространяется в среде со скоростью, зависящей от угла между оптической осью кристалла и направлением пучка. Если направление распространения необыкновенной волны совпадает с оптической осью, то ее поляризация оказывается перпендикулярна к ней. Следовательно, в этом случае фазовые скорости для обыкновенной и необыкновенной волн совпадают.

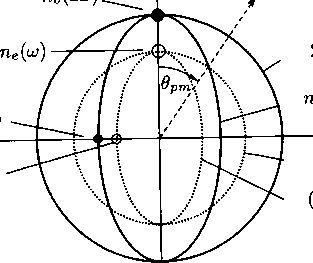
|  |  |
| --- | --- |
| 2,4 | — «  ъ |
| 2,3 | • .  '.V По |
| 2,2 | - \в  Пе ’■\*••• . . |
| 2Д | « |

О 1000 2000 3000 А, мкм ►

Рис. 11.2. Показатели преломления обык­новенной п0 и необыкновенной пе волн в кристалле Li NbO,3

Оптическая ось

По(ш, @рт) —пе{2***lO,*** Орт)



*п0( 2и>)*

Пе(2ш)

*п0(ш)*

Рис. 11.3. Сечение поверхности показателей преломления в отрицательном одноосном кристал­ле (пе < п0), каким является кристалл LiNb03. Для указанного направления распространения в кристалле, определяющегося углом врт, показатель преломления для необыкновенной волны на частоте и2 совпадает с показателем преломления для обыкновенной волны на частоте ш\

*п0(2ш,в)=п0(2и>) \_^-Пе(2ш, в)*

"— ***По (ш,в)= По*** (w)

*■Пе(и>,0)*

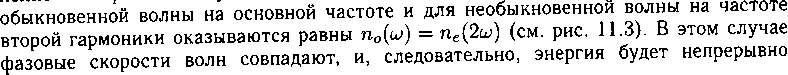
Поскольку в общем случае фазовые скорости основной волны и вторичной вол­ны на удвоенной частоте не совпадают, вклад в суммарное поле на удвоенной частоте, создаваемый некоторым отрезком кристалла 8z, отличается по фазе на 6ф от соответствующего вклада в это поле, формируемого предыдущим отрезком. Результирующее поле второй гармоники Е2ш{г) получается сложением комплексных амплитуд всех таких вкладов (рис. 11.4, а). В результате, после прохождения рас­стояния Jc, носящего название длины когерентности, обе волны приобретут сдвиг фаз равный 7г Очевидно, что после прохождения расстояния 21С мощность сигнала второй гармоники снизится до нуля (рис. 11.5, а). Длина когерентности определяется

выражением ,

(11.9)

где Л —вакуумная длина волны для основного пучка, а Дк — к2и^ 2кш. Длина когерентности соответствует оптимальной длине кристалла, который используется для генерации второй гармоники. \*) Чтобы увеличить длину кристалла, на которой возможно когерентное нелинейное преобразование во вторую гармонику, необходимо согласовать фазы основной волны и волны второй гармоники. Совмещение фаз может быть достигнуто в двулучепреломляющем кристалле, который характеризуется двумя различными показателями преломления, зависящими от направления вектора электрического поля по отношению к оптической оси.

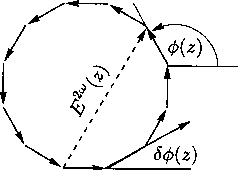
Условие фазового синхронизма п(и) = п(2и>) может быть достигнуто для опреде­ленного направления пучка в кристалле, при котором показатель преломления для



') Иногда длиной когерентности 1С называют величину, вдвое большую, чем значение, приведенное в (11.9) [39].

*E2“{z)*

z=О



в *б в*

Рис. 11.4. Описание эволюции поля второй гармоники Е2ш(г) на комплексной плоскости, а) Случай отсутствия фазового синхронизма, б) Случай идеального синхронизма, в) Квазисин­хронизм. В последнем случае многоугольник из пункта а) заменен на непрерывную кривую из

бесконечно малых векторов

переходить из основной волны во вторую гармонику. Амплитуда электрического поля последней будет линейно расти в зависимости от расстояния, пройденного в кри­сталле (см. рис. 11.4,6), а ее мощность нарастать квадратично (рис. 11.5, кривая 6). Для оптимального согласования фаз угол врт должен быть очень точно подобран, и поэтому этот тип синхронизма часто называют критическим синхронизмом.

В некоторых удачных случаях при определенной температуре поверхность эллип­соида для показателя преломления необыкновенной волны п2(2и,в) касается сферы для показателя преломления обыкновенного пучка n0(ui) в точке, соответствую­щей направлению, перпендикулярному оптической оси кристалла (врт = 90°). Такой синхронизм, называемый некритическим, оказывается гораздо более эффективным в силу двух причин. Во-первых, в этом слу­чае нет резкой зависимости эффективности генерации второй гармоники от направле­ния распространения пучка. Во-вторых, по­скольку в плоскости распространения дву- лучепреломление отсутствует, можно ис­пользовать длинные кристаллы и увеличить эффективность преобразования.

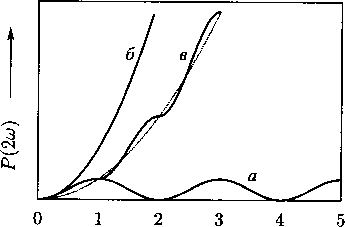


Рис. 11.5. Поведение амплитуды поля второй гармоники при рассогласовании фаз между основной волной и волной второй гармоники, а) Случай отсутствия фазового синхронизма, б) Случай идеаль­ного синхронизма, в) Квазисинхронизм

1. Квазисинхронизм. Для эффек­тивной генерации второй гармоники был разработан еще один оригинальный метод, называемый методом создания квазисин­хронизма, в котором не нужно удовлетво­рять ни условию критического, ни усло­вию некритического синхронизма [668, 669].

*z/lc* ►

Основную идею метода можно понять из рисунков 11.4, в и 11.5, кривая в). Рас­смотрим нелинейный кристалл, коэффици­ент преломления которого периодически за- модулирован таким образом, чтобы направление поляризации среды менялось на расстояниях, кратных 1С. Это приводит к изменению фазы на тг для поляризации среды на частоте второй гармоники в соседних доменах. Соответственно, скачки

фазы будут и у поля излучения второй гармоники Е%ш. Сумма всех малых векто­ров на комплексной плоскости, представляющая результат парциальных вкладов от волн второй гармоники в кристалле с квазисинхронизмом, непрерывно возрастает. Указанную структуру можно создать наложением периодического поля на кристалл таким образом, чтобы сформировать последовательность из противоположно поляри­зованных оптических доменов. Стабильная инверсия доменов была создана за счет приложения к определенному срезу образца сильного импульсного электрического поля, как было показано в работе [669]. Пространственное распределение поля задавалось металлической маской с требуемым периодом. Для фиксированной длины кристалла генерация второй гармоники в устройствах с квазисинхронизмом не так эффективна, как для материалов с синхронизмом, при условии идентичных коэф­фициентов нелинейного преобразования (рис. 11.5). Однако, в этом методе можно использовать обладающие высокими значениями диагональные коэффициенты из выражения (11.5), что недоступно при создании синхронизма на основе двулуче- преломления. Материалы с периодической доменной структурой применялись для эффективной генерации когерентного излучения второй гармоники в ультрафиолето­вом диапазоне [670].

1. Полупроводниковые лазеры как нелинейные элементы. В полупро­водниковых лазерах процессы с участием квадратичной нелинейности (член х ) малоэффективны из-за присутствия сильных полос поглощения, что приводит к по­давлению одного из полей Ег. В работах [40, 671] было показано, что в этом случае основную роль будет играть процесс четырехволнового смешения, описываемый нелинейным коэффициентом х(3) • В этом процессе три поля накачки Ei с частотами Vi могут породить четвертое поле Ei с частотой щ. При этом должен выполняться закон сохранения энергии:

±hv\ it hv2 i hv$ = hv^. (11.10)

При преобразовании в полупроводниковых лазерах обычно лишь одна частота входит со знаком минус, поэтому генерируемый сигнал имеет частоту, близкую к частотам накачки, и все они могут попадать в полосу прозрачности активной среды. Че­тырехволновое смешение при накачке полями с частотами, отличающимися вплоть до 30 ГГц, является результатом межзонной модуляции, то есть модуляции кон­центрации носителей. Для больших частотных интервалов основным механизмом, ответственным за формирование нового поля, считается возникновение спектральной межзонной модуляции из-за «прожигания» спектральных дыр [40]. В полупроводни­ковых лазерах четырехволновое смешение было продемонстрировано для разности частот накачки вплоть до 3,1 ТГц, причем такие лазеры использовались в качестве делителей оптических частотных интервалов (см. раздел 11.4.1).

§ 11.2. Элементы для сдвига частоты

Для измерения оптических частот требуются элементы, позволяющие сдвинуть частоту оптической волны на заданную величину. В наиболее распространенных устройствах используются акусто-оптический и электро-оптический эффекты.

1. Акусто-оптический модулятор. Акусто-оптические модуляторы (АОМ), основанные на таких материалах, как РЬМо04 или Те02, характеризуются высокой скоростью звука v. Звуковая волна с длиной Л = 2irv/u>soun<i, создаваемая с помощью пьезоэлектрического преобразователя (см. рис. 11.6), модулирует плотность и показатель преломления п вещества. Лазерный пучок, проходя через такую среду, дифрагирует на периодически модулированном показателе преломления среды, как на фазовой дифракционной решетке. В общем случае, существует значительная разница при дифракции на тонкой (XI < Л2) и на толстой (XI > Л2) решетках, где I толщина решетки. Последнее условие относится к так называемому рассеянию Брегга. В этом случае происходит обмен энергией и импульсом между световыми и звуковыми волнами. Энергия в обеих волнах квантуется и линейно зависит от их угловых частот. Кванты световой и звуковой волн носят название фотонов ftwph0ton и фононов ?k^sound соответственно. Поскольку фотоны в дифрагированном пучке отклоняются, импульс таких фотонов отличается от импульса фотонов Тгк\* в падающем пучке. Закон сохранения импульса требует, чтобы разность импульсов фотонов компенсировалась импульсом фононов 7iksoun<j, поглощенных из звуковой волны (см. рис. 11.6,6)

Tik i + 7iksoun(i = Лк,;. (11.11)

В свою очередь, из закона сохранения энергии следует, что

UuJi + frwSound = liWd ИЛИ UJd-Шг— Wsound- (11-12)

Из (11.11) и рис. 11.6 можно найти, что угол между прошедшим лазерным пуч­ком (нулевой порядок дифракции) и дифрагированным пучком зависит от часто­ты ультразвуковой волны, поскольку переданный ей импульс возрастает с увели­чением угловой частоты wsoimd ■ Серийные АОМы обычно работают на частотах 40МГц< wsound/(27r) <0,5 ГГц. Для достижения высокой эффективности их ис­пользуют в первом и минус первом порядках дифракции, что позволяет достигать эффективности вплоть до 85% в зависимости от мощности ультразвуковой волны. Зависимость от мощности можно использовать для модуляции амплитуды прошед­шего и дифрагированного света (амплитудной модуляции), изменяя мощность радио­частотного сигнала на пьезоэлементе. Кроме этого, в соответствии с (11.12), частоту дифрагированного лазерного пучка можно регулировать, изменяя частоту генератора, управляющего пьезоэлементом. Использование положительного или отрицательного порядка дифракции позволяет повысить либо понизить частоту световой волны (рис. 11.6). Отклоненный пучок со сдвинутой частотой можно легко отделить от прошедшего пучка, однако даже небольшие изменения угла отклонения пучка при изменении частоты модуляции зачастую являются недостатком для многих приложе­ний. Угол отклонения а — 26 можно определить из векторного уравнения (11.11)

8Ш0=^ = ^, (11.13)

где сделано допущение ki ~ к^. Используя соотношение (11.13), определим угол от­клонения пучка лазера с длиной волны Л = 663 нм в акусто-оптическом модуляторе, изготовленном из РЬМо04, в котором скорость звука составляет v = 3650 м/с. Если АОМ работает на частоте 80 МГц, то угол дифракции в первый порядок оказывается равным а « 2sin# = 13,9мрад.

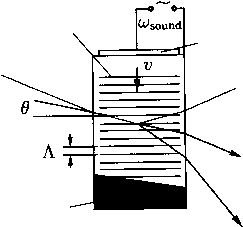
Умножая выражение (11.12) на t, мы получаем соотношение между фазами дифрагировавшей и акустической волн. Следовательно, АОМ также можно исполь­зовать и в качестве фазовращателя для световой волны.

1. Электрооптический модулятор. Распространение светового поля в некоторых кристаллах зависит от приложенного к ним электрического поля (см., например, [39]). Рассмотрим такой срез двулучепреломляющего кристалла (например, кристалла (NH4)H2P04 (ADP), LiTa03, LiNb03 и пр.), чтобы его оптическая ось была перпендикулярна к направлению падения светового пучка, как

Звуковая

волна

Поглотитель



Пьезоэлектрический

преобразователь

Дифрагированный пучок -1-го порядка

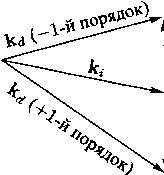
(^г ^sound)

Прошедший пучок

(Шг)

Дифрагированный пучок +1-го порядка

(Шг "Ь C^sound)



ksound

"bkgound

Падающий

пучок

(wi, А)

*б*

Рис. 11.6. а) В акусто-оптическом модуляторе световая волна дифрагирует на ре­шетке модулированного показателя преломления, формируемой ультразвуковой волной с угловой частотой wS0Und- б) Закон сохранения импульса

показано на рисунке 11.7. При этом линейно поляризованный пучок разделится на два ортогонально поляризованных пучка: обыкновенный (подчиняющийся закону преломления Снеллиуса) и необыкновенный. Обыкновенный и необыкновенный пучки распространяются с различными фазовыми скоростями, поскольку для них показатели преломления п0 и пе оказываются различны. Если к такой среде приложить электрическое поле, центры отрицательных зарядов сместятся относительно ионных узлов решетки. Поляризация вещества приводит к изменению его показателя преломления. Анизотропный отклик кристалла на приложенное электрическое поле в общем случае описывается тензором. Для простоты рассмотрим случай, когда направление приложенного поля Ez совпадает с направлением поляризации необыкновенного пучка (рис. 11.7). Показатель преломления п вдоль этого направления изменяется за счет приложенного поля Ez как

1 25

Здесь rzz — диагональный элемент тензора, описывающего отклик кристалла вдоль оси г. Дополнительный набег фазы в кристалле составляет

(11.14)

п.

*п*

*с I* 27Г*71 Т TleTzz L jT* — *Um*

*5ф = —Г- L =* = 7Г —

А А а Уп

(11.15)

\_ dEz — электрическое напряжение, приложенное к кристаллу. Напряжение Vn, вызывающее дополнительный набег фазы световой волны на 5ф = -тг, называется полуволновым напряжением: д ^

— —3 у-

*1J*

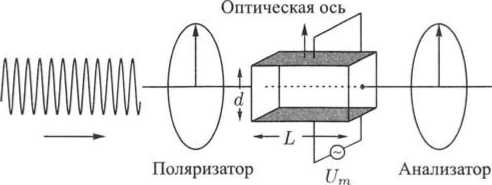
где Un

(11.16)

3

*nerzz*

Такое электро-оптическое устройство может использоваться для решения различных задач. В частности, его применяют в качестве быстрого управляющего элемента в цепях обратной связи для стабилизации частоты лазеров (см. гл. 9). Приложен­ное напряжение позволяет варьировать длину оптического пути nL и тем самым компенсировать технические шумы устройства. Кроме того, его можно использо­вать в качестве электрооптического (фазового) модулятора (ЭОМ), если приложить к нему синусоидальное напряжение Um = Uq sin u>rnt, которое будет модулировать фазу световой волны. В этом случае глубина модуляции будет равна -kUq/Vtt (11.15). В спектре лазерного излучения появятся боковые частоты, амплитуды которых будут зависеть от глубины модуляции в соответствии с выражением (2.52).



Электро-оптический

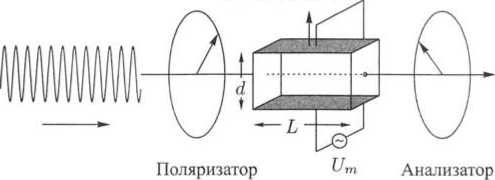
кристалл

Рис. 11.7. Электро-оптический кристалл, работающий как фазовый модулятор

Электрооптический модулятор может использоваться для амплитудной модуляции светового поля аналогично ячейке Поккельса. Рассмотрим линейно поляризованный лазерный пучок, направленный на кристалл, быстрая (или медленная) оптическая ось которого составляет 45° по отношению к плоскости поляризации пучка, как показано на рисунке 11.8. В такой схеме различные скорости «быстрой» и «медленной» со­ставляющих исходной волны, обладающих ортогональными поляризациями, приводят к возникновению набега фаз между ними на выходе из кристалла, причем фазовый сдвиг будет зависеть от напряжения, приложенного к кристаллу. Разность фаз, рав­ная 0° или 180°, дает на выходе волну с линейной поляризацией, причем направление поляризации соответственно параллельно или перпендикулярно исходному. Относи­тельный фазовый сдвиг, равный 90° или 270°, соответствует круговым поляризациям по правому или левому кругу, а другие значения сдвига приводят к эллиптической поляризации света. Поместив скрещенный анализатор на выходе ЭОМа (рис. 11.8), можно регулировать мощность пучка, изменяя приложенное к кристаллу напряже­ние. Как и акустооптический модулятор, ЭОМ в указанной схеме находит широкое применение в схемах обратной связи для компенсации амплитудных шумов лазеров и стабилизации их мощности. Для этого часть света после модулятора отбирается с помощью делительной пластинки и направляется на фотодиод. В качестве сигнала ошибки используется разность фототока и некоторого постоянного опорного тока от внешнего стабильного источника. Электронная система стабилизации использует этот сигнал для формирования сервосигнала, который подается на модулятор, что позволяет поддерживать выходную мощность лазерного пучка постоянной.



В стандартах оптических частот электрооптические модуляторы используются в качестве фазовых модуляторов и при этом иногда возникает необходимость подав-



Оптическая ось

Электрооптический

кристалл

Рис. 11.8. Электрооптический кристалл, работающий как поперечный амплитудный модулятор

ления паразитной амплитудной модуляции (см. раздел 9.2.2). На практике фазовая модуляция неизбежно сопровождается некоторым вкладом амплитудной модуляции даже при точно съюстированной поляризации пучка. Дело в том, что все материалы с ненулевым электрооптическим коэффициентом обладают и пьезоэлектрическим эффектом. Как следствие, электрическое поле, приложенное для модуляции фазы световой волны, вызывает колебания материала. Эти колебания, в свою очередь, модулируют показатель преломления за счет эластооптического эффекта и, соот­ветственно, приводят к модуляции направления пучка. Последние преобразуются в амплитудную модуляцию, например, на ограничивающих апертурах.

1. Электрооптический генератор оптической гребенки частот. Боковые частоты, создаваемые электрооптическим модулятором можно использовать в каче­стве когерентного «моста» между различными оптическими частотами; при этом уда­ется покрыть существенно большие спектральные интервалы по сравнению с теми, которые напрямую можно измерить фотодиодом. Ширину спектра на выходе ЭОМ можно увеличить либо используя более высокие частоты модулирующего поля, либо увеличивая число боковых спектральных частот. Первый способ был реализован Каленбахом и его коллегами, которые поместили ЭОМ в микроволновый резонатор и получили модуляцию на частоте 72 ГГц [672]. В другой реализации схемы, поми­мо микроволнового резонатора, дополнительно используется оптический резонатор, при этом каждая из боковых спектральных компонент спектра служит источником вторичных боковых частот. В результате количество эффективных боковых частот и ширина спектра значительно увеличиваются (рис. 11.9). В таком генераторе гребенки оптических частот любые две соседние частоты отстоят друг от друга на частоту модуляции, причем между всеми частотными компонентами существуют жесткие фа­зовые соотношения. В работах [673, 674] был продемонстрирован электрооптический генератор гребенки с шириной спектра в несколько терагерц. В работе [675] Телле и Штерр вычислили мощность на fc-й боковой спектральной частоте по отношению к мощности Рс на несущей:



(11.17)

где S — глубина модуляции при однократном прохождении через кристалл, a F\* — резкость оптического резонатора. Отсюда следует, что каждая следующая боковая частота будет слабее на 13 n,B/(F\* 5). Полагая 5 = 0,5, F\* = 100 и /тоа = 9,2 ГГц, получим, что мощность в спектре гребенки при отстройке от центральной частоты спадает как ЗОдБ/ТГц. При наличии чувствительного детектора и достаточно высо­кой мощности на несущей частоте такой гребенкой удается покрыть спектральный интервал в несколько терагерц.

Для больших отстроек от центральной частоты мощность в спектре гребенки резко падает из-за дисперсии групповой скорости в резонаторе. Начиная с некоторого момента, боковые частоты перестают совпадать с частотами мод оптического резона­тора за счет того, что область свободной дисперсии резонатора меняется [676, 677]. Дисперсия материалов обычно уменьшается при увеличении длины волны, поэтому в инфракрасном диапазоне удается перекрывать более широкие участки спектра. Так, если спектральная ширина гребенки на длине волны 1,064 мкм достигает 3 ТГц, то на 1,54 мкм она возрастает до 7,7 ТГц, а на 1,8 мкм составляет более 20 ТГц [678]. В работе [677] использовалась внутрирезонаторная пара призм для частичной ком­пенсации дисперсии кристалла модулятора из ниобата лития с целью увеличить спек­тральную ширину гребенки на длине волны 1,064 мкм. Для дальнейшего увеличения спектральной ширины гребенки можно использовать другие нелинейные взаимодей­ствия, например, явление фазовой самомодуляции в оптическом волокне. Генерациявторой гармоники методом квазисинхронизма в кристалле LiNbC>3 с периодической доменной структурой (см. раздел 11.1.3.2) позволила получить гребенку с шириной 22 ТГц [678]. Электрооптические генераторы гребенки использовались для измерения интервалов частот [679]. Поскольку в стандартах частоты из всего спектра гребенки обычно требуется только одна частота, в работе Джуна Йе и соавторов [680] был создан трехзеркальный резонатор с двумя регулируемыми зеркалами. При этом из резонатора выводилось поле только на требуемой частоте, а остальные компоненты циркулировали внутри резонатора, непрерывно генерируя гребенку частот.

1/0 /I W

**—\*+ эом 4**

/'mod '

/mod

\_L

ц>

...I I I

ЭОМ

**T**

/mod

/mod

Рис. 11.9. Боковые частоты, созданные электрооптическим модулятором (а), будут порождать вторичные боковые частоты, если поместить модулятор внутрь оптического резонатора (б). Частота модуляции ЭОМа должна быть кратна области свободной дисперсии оптического

резонатора

§ 11.3. Синтез частот с помощью умножения

Сравнение частоты лазерного излучения с частотой микроволнового стандарта в течение длительного времени было сложной технической задачей прежде всего из-за огромной разницы частот, составляющей пять порядков величины. В опти­ческом диапазоне спектра одной из первых была измерена частота He-Ne лазера, стабилизированного по провалу Лэмба; при этом была достигнута относительная погрешность на уровне 6 • 10-8 [681]. Измерение частоты He-Ne лазера, стаби­лизированного по йодной ячейке (А = 633 нм, см. раздел 9.1.3), было выполнено в 1983 году [682]. В последующие годы было построено несколько «цепочек» для измерения частоты, которые связывали либо микроволновый стандарт с лазерами в инфракрасном диапазоне спектра [391, 392, 397], либо частоты лазерных генера­торов в инфракрасном и видимом диапазонах [683], либо непосредственно цезиевые часы и лазер, генерирующий в оптическом диапазоне [103, 504, 684]. Такие цепочки включали в себя большое количество промежуточных осцилляторов, генерирующих на различных частотах, которые сравнивались и связывались по фазе с помощью генерации и смешения гармоник на нелинейных элементах и измерения частоты сигнала биений.

Оптические частоты можно измерять с помощью метода, широко применяющегося для измерения частот в микроволновом диапазоне. Сигнал на известной частоте генератора используется для генерации высших гармоник на нелинейном элементе. Если подходящая гармоника nv\ оказывается достаточно близко от измеряемой частоты щ, то сигнал биений на частоте 5v можно использовать для измерения г/2:

*v2 = nv\±5v.* (11.18)

Знак можно определить, наблюдая за изменением частоты сигнала биений при увеличении частоты щ. Несколько этапов умножения частот можно объединить в цепочку, что позволяет связать частоту микроволнового стандарта с оптической ча­стотой. В качестве нелинейных элементов используются диоды Шоттки (v < 5 ТГц), МОМ-диоды (у < 120 ТГц) и различные нелинейные кристаллы (и > 120 ТГц). На рис. 11.10 представлена схема одной из таких цепочек, которая была создана для измерения частоты лазера (456 ТГц), стабилизированного по переходу в атоме Са, относительно цезиевых атомных часов (9,2 ГГц) [504, 667]. На низкочастотном конце цепочки сигнал берется от водородного мазера, стабилизированного по первично­му цезиевому стандарту. Комбинация цезиевого стандарта с мазером объединяет высокую точность и высокую долговременную стабильность цезиевого стандарта с высокой кратко- и средневременной стабильностью водородного мазера, позволяя выполнять точные измерения на коротких временах интегрирования. Кварцевый осциллятор на частоте 100 МГц служит буферным генератором с уровнем фазовых шумов Бф ~ —170дБс при отстройке ЮкГц от центральной частоты. Его частота умножается на диоде с накоплением заряда (step-recovery diode) и дает гармонику вблизи частоты 22,7 ГГц, где работает генератор на диоде Ганна. 17-я гармоника от 22,7 ГГц (386 ГГц) генерируемая на СВЧ-смесителе, гетеродинируется на диоде Шотт'ки с сигналом генератора на лампе обратной волны, причем фаза генератора стабилизируется по регистрируемому сигналу биений. Затем сигнал генератора и часть излучения лазера на метаноле на частоте 4,25 ТГц подаются опять же на диод Шоттки. Полученный сигнал биений между одиннадцатой гармоникой сигнала генератора на частоте 386 ГГц и лазерным излучением используются для генерации сигнала обратной связи на лазер. На следующем этапе измеряется частота сигнала биений между седьмой гармоникой излучения лазера на метаноле и излучением С02 лазера. Частота последнего вновь привязывается, с использованием нескольких других С02 лазеров и МИМ диодов, к двум С02 лазерам (С02 Р(14) и С 02 Р (20)) на частоте 28,5 ТГц. Сумма частот излучения каждого из этих лазеров очень близка к частоте излучения лазера на центрах окраски (KCl:Li), работающего на длине волны 2,6 мкм. Для определения частоты последнего использовался гете­родинный сигнал на частоте около 1,4 ГГц, получаемый при смешении излучения лазеров на МИМ диоде. Следующий элемент цепочки использует генерацию второй гармоники в кристалле AgGaS2 с критическим синхронизмом. Сигнал биений между излучением второй гармоники лазера на центрах окраски и излучением полупровод­никового лазера с А = 1314 нм, стабилизированного по интерферометру Фабри-Перо, регистрировался фотодетектором и использовался для привязки лазера на центрах окраски к полупроводниковому лазеру. На конечной ступени частота полупровод­никового лазера удваивалась в кристалле трибората лития (LBO) с критическим синхронизмом. Кристалл LBO допускает также и некритический синхронизм для длины волны 1314 нм при температуре около 12° С, когда основная волна является обыкновенной, а ее поляризация перпендикулярна волновому вектору излучения второй гармоники. Удвоенная частота близка к частоте лазера, стабилизированного по переходу в атоме Са, сигнал биений с которым регистрируется с помощью фотодетектора Частота полупроводникового лазера управляется цепью фазовой ав­топодстройки частоты (ФАПЧ) таким образом, чтобы поддерживать частоту сигнала биений постоянной. Следовательно, частоты двух осцилляторов оптического диапа­зона - лазера, стабилизированного по переходу в Са, и полупроводникового лазера (1314нм) —оказываются фазово-когерентно связаны между собой.

Верхняя часть цепочки частот на рисунке 11.10 привязана по фазе к лазеру, ста­билизированному по переходу в кальции, а нижняя - к цезиевым часам. Поэтому, если все осцилляторы в обеих частях связаны когерентным образом, частота сигна­ла биений, измеряемая частотомером (счетчиком) «3», позволяет получить фазово­когерентное отношение частот лазера, генерирующего на частоте 456 ТГц, и цезиевых часов при учете всех значений частотных смещений и коэффициентов умножения.

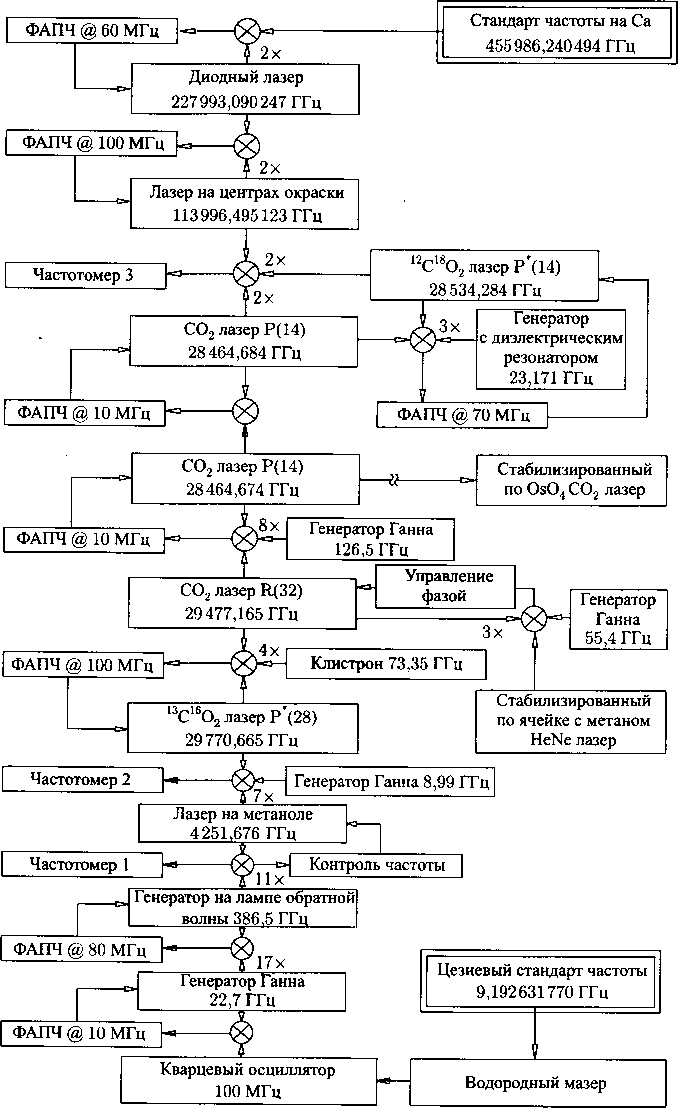


Рис. 11.10. Цепочка умножения частоты согласно работе Шнатса и соавторов [504]

Лазер на метаноле, генерирующий в дальнем ИК диапазоне спектра (рис. Н-Ю), не привязан напрямую к другим осцилляторам через петлю ФАПЧ. Частотой это­го лазера трудно управлять, и некоторые тонкости его конструкции не позволя­ют осуществить прямую фазовую стабилизацию [667]. Однако фазовую когерент­ность в цепочке можно сохранить, используя идею «промежуточного осциллятора» [667, 685, 686].

Рассмотрим две части цепочки, которые выдают стабильные частоты на сме­сители, стоящие выше и ниже лазера на метаноле (рис. 11.10). Если частоту гетеродинного сигнала между седьмой гармоникой излучения лазера на метаноле и СОг лазера (частотомер «2») разделить на семь обычным электронным методом, то флуктуации частоты такого сигнала будут равны уходам частоты лазера на метаноле. Те же самые уходы, только с противоположным знаком, регистрируются с помощью частотомера «1», который измеряет частоту гетеродинного сигнала между излуче­нием лазера на метаноле и 11-й гармоники сигнала генератора на лампе обратной волны. При сложении показаний обоих частотомеров уходы частоты, обусловленные флуктуациями лазера на метаноле, исчезают. Можно выполнить эту процедуру либо при обработке данных с обоих частотомеров a posteriori, либо непосредственно в процессе измерения с помощью электроники, основывающейся на смесителях и делителях частот [686]. Таким образом, лазер на метаноле в этом эксперименте выполняет роль некоторого промежуточного осциллятора. Тем не менее, его частоту необходимо стабилизировать с помощью петли неглубокой обратной связи для того, чтобы частоты сигналов биений с соседними генераторами электромагнитных волн оставались внутри соответствующих полос пропускания фильтров, установленных перед частотомерами. Такой метод, в котором используются только электронные средства для измерения уходов фазы у слабо стабилизированного лазера, выглядит более привлекательно по сравнению с методом жесткой фазовой привязки хотя бы по­тому, что диапазон отслеживания фазы, обеспечиваемый в этом методе практически безынерционной электроникой, оказывается трудно превзойти даже при использова­нии лучших сервоэлементов в петле обратной связи, необходимой для петли ФАПЧ.

Был выполнен ряд измерений различных кальциевых стандартов в течение нескольких лет [495, 504]. Усредненное значение всех частотных измерений соста­вило i/Ca = 455986240494,13 кГц с относительной погрешностью 2,5 - 10 13, что находится в соответствии с результатом более современных измерений, выполнен­ных с помощью фемтосекундной гребенки частот [501, 505]. Частотная цепочка, приведенная на рис. 11.10, кроме того может быть использована для измерения частоты He-Ne лазера с метановой ячейкой на А = 3,39 мкм (см. раздел 9.1.4 и работы [392, 667]), а также частоты С02 лазера, стабилизированного по переходу в 0s04 на А = 10,6 мкм (см. раздел 9.1.5).

Цепочки такого типа применялись для создания фазовокогерентных мостов меж­ду новыми стандартами частоты в видимом или ИК диапазонах спектра и извест­ными вторичными стандартами, работающими в тех же диапазонах (см., например, [475, 687]).

§ 11.4. Деление оптических частот

Кроме метода умножения, рассмотренного в предыдущем разделе, существует совершенно другой подход для измерения больших интервалов оптических частот. С его помощью можно делить оптический интервал на некоторое заданное число до тех пор, пока полученный малый интервал нельзя будет напрямую измерить с помощью фотодетектора.

1. Деление частотных интервалов. Идея, положенная в основу делителя интервала оптических частот, принадлежит Телле, Мешеде и Хэншу [688]. Рас­смотрим интервал v2 — и\ между частотами двух лазеров щ и v2, как показано на рисунке 11.11.

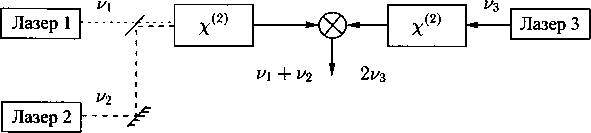


Рис. 11.11. Деление оптического интервала частот согласно Телле и др. [688]

В кристалле, обладающем нелинейной восприимчивостью второго порядка лазерные поля вызовут появление новой волны на суммарной частоте v\ + v2. В другом нелинейном кристалле происходит удвоение частоты третьего лазера v3, в результате чего генерируется волна на частоте 2v$. Теперь совместим лазерные поля на частотах v\ + v2 и 2v3 на фотодетекторе. Если третий лазер настроен таким образом, что частота сигнала биений на фотодетекторе равна нулю, то выполняется условие

Vl+V2 = 2l>3 или г/3 = (11.19)

В этом случае частота третьего лазера и3 расположена точно посредине между частотами двух других лазеров v\ и и2. Далее можно аналогичным образом разделить любой из вновь образованных частотных интервалов, например, между щ и и3. Ука­занный метод позволяет разделить исходный интервал вплоть до сколь угодно малой разности частот, используя цепочку таких делителей. Каскад из п делителей умень­шает исходную разность частот в 2" раз. Было высказано предложение напрямую измерять оптические частоты, сравнивая результат многократного деления интервала шириной в октаву щ = 2щ с микроволновым стандартом. Такая ситуация показана на рисунке 11.12 для субгармоники лазера, стабилизированного по переходу в Са, когда частота v2 является второй гармоникой щ. Полное число ступеней деления зависит от метода измерения последнего интервала и частотных характеристик детектора.

С появлением генератора оптической гребенки частот на основе ЭОМ (см. раз­дел 11.2.3) оказалось возможным измерять большие разности оптических частот при использовании небольшого числа ступеней деления. При выборе диапазона длин волн, в котором планируется измерение последнего малого частотного интервала, необходимо учитывать возможность использования в этом диапазоне полупровод­никовых лазеров и нелинейных кристаллов. Так, в работе [689] было предложено свести измерение исходного интервала, приведенного на рисунке 11.12, к измерению интервала, лежащего в диапазоне длин волн около 875 нм. Аналогичные схемы использовались для фазово-когерентного сравнения оптических частот с другими реперными частотами, лежащими в оптическом или инфракрасном диапазонах спек­тра [394, 395, 690].

1. Параметрические генераторы света как делители частоты. Другая схема делителя частоты, приведенная на рисунке 11.13, была предложена Вон­гом [691]. В схеме используется лазер, генерирующий на частоте щ, которая делится с помощью двух параметрических генераторов света (ПГС). В первом случае она делится вдвое, что дает частоту i/j/2, а во втором возникают частоты 2и\/3 и щ /3. Вспомогательный лазер (лазер 2) генерирует на частоте и2, настолько близкой

657,459 нм

1,31492 нм

x2

Sv = I/Ca/4

Si/ = Fca/8

5 и = г/са/16

876,613 нм

751,382 нм

809,181 нм

Su = кса/32 |[ 779,211 нм

5v = I/Ca/64

765,044 нм

4 . 2

Г1 + З[[36]](#footnote-37)'

4 , 2

Г' + з1

OFC

Рис. 11.12. Цепочка частот, основанная на делителях оптического интервала. OFC: генератор

оптической гребенки частот

к 2v\/3, чтобы можно было измерить частоту сигнала биений х между этими полями. В схеме используется третий ПГС, в котором частота v2 преобразуется в 2i/2/3. Обозначим частоту сигнала биений между выходом третьего и первого ПГС как у. Перечисленные частоты будут связаны следующими соотношениями

(11.20) (11.21)

3^2 =

Приравнивая (11.20) и (11.21), получим

1

vi- у или v\ = \2х + 18у,

а также

- *У-*

§ 11.5. Ультракороткие лазерные импульсы и фемтосекундная

гребенка частот

Можно получить гребенку оптических частот с существенно более широким спектром, чем у гребенок на основе электрооптических модуляторов (раздел 11.2.3), используя ультракороткие лазерные импульсы. Периодическая последовательность

что дает возможность определить частоту лазера 1 непосредственно из частот сигналов биений х и у. О Были разработаны схемы измерения оптических частот с использованием параметрических генераторов, позволяющие фазово-когерентно связать микроволновый и оптический диапазоны частот [692]. Такие схемы поз­воляют сравнивать частоты без характерных для систем ФАПЧ проскоков фазы с точностью вплоть до 5 • 10“18 [693].

') Необходимо отметить, что в отличие от генерации гармоник и суммарных частот, при параметрической генерации света коэффициент деления частоты поля накачки между сигналь­ной и холостой волнами, в общем случае, не является жестко фиксированным числом (прим. ред.).

V2 = 3^1 + X

или

— I/o 3 2

1

(11.22)

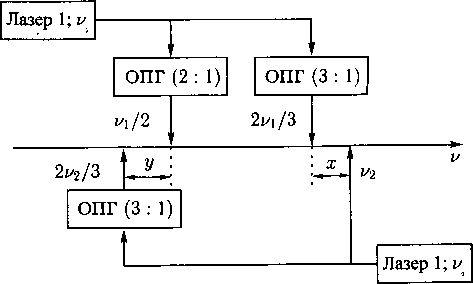


Рис. 11.13. Схема деления частот с применением трех параметрических генераторов света

(ОПГ) [692]

световых импульсов с частотой повторения /гер, генерируемая лазером с синхрониза­цией мод, порождает гребенку эквидистантных частот. Действительно, когерентная суперпозиция гармонических сигналов с частотами, отличающимися на одну и ту же постоянную частоту Аш, во временном представлении будет представлять собой импульсно-периодическую функцию с периодом Т — 2'п/Аш = 1//гер- На рисун­ке 11.14 показан импульсно-периодический сигнал, полученный при сложении 21 гармонического сигнала с эквидистантными частотами. Выражение для огибающей импульсов имеет вйд

ЛГ—1

JV-1

*inAut*

71=0

71=0

(11.23)

*inAujt*

£■

*п*—0

*,inAu)t*

\_ *eiu>0t*

*n=N AN Auit*

\_ *eiuj0t*

iAuit

iAwt

1

1 — e

1 — e

где используется формула Y^=o4n = 1/(1 — я) Для Ы < 1 Выражение для интен­сивности имеет вид

2 \_ 1 — cos NAwt \_ sin2 N Aujt/2

J(i)oc|S(i)P =

(11.24)

Из него можно оценить ширину импульса для N » 1, например, как расстояние меж­ду соседними нулями числителя: ±NAuto/2 = тт и, следовательно, 2to — Атх/{ Аи> N). Ширина тр на полувысоте импульса приблизительно равна половине этого значения

2-7Г

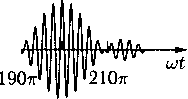
(11.25)

***AuN'***

') Приведенный автором вывод с использованием бесконечной прогрессии математически некорректен, поскольку |g| = 1. Результат получается сразу из формулы суммы конечной геометрической прогрессии (прим. перев.).

*а*

0,9 шо о>о 1,1 wo

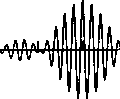


МДД/^'

110тг

— 107Г

107Г



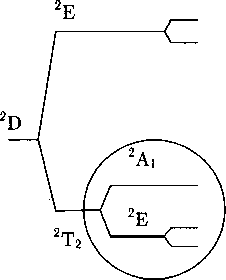
*Щыь-*

90тг

Рис. 11.14. а) Гребенка из N = 21 частот, разделенных интервалами Аш = 27г/гер = 0,01о>о. б) Последовательность импульсов во временом представлении, рассчитанная для этой гребен­ки

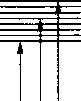
Из (11.25) следует, что импульс становится короче при увеличении количества частотных компонент N. В свою очередь, спектральная ширина гребенки частот обратно пропорциональна длительности импульсов. Появление оптических гребенок, покрывающих значительную часть оптического спектра, тесно связано с развитием техники фемтосекундных лазеров и, в особенности, лазера на кристалле сапфира, легированного титаном (титан-сапфирового лазера).

1. Титан-сапфировый лазер. Кристалл сапфира, легированный титаном (Ti:Sa), обладает большим усилением в диапазоне Длин волн приблизительно от 670 нм до 1100 нм. Активная среда представляет собой ионы Ti?+ в кристалле сап­фира AI2O3, где они замещают долю ионов А13+. Кристалл легируется несколькими тысячными долями титана (по массе). Уровни энергии иона титана сильно сдвинуты полем соседних ионов в кристаллической решетке за счет эффекта Штарка. Ион обладает одним электроном во внешней оболочке и имеет конфигурацию 3d1. Эта конфигурация расщепляется кубической частью поля кристалла на состояния 2Е и 2Тг, как показано на рисунке 11.15.



3d1

618 ТГц



Поглощение

Излучение

***а б в***

Рис. 11.15. Расщепление уровней энергии иона Ti3+ в поле кристалла сапфира ведет к появ­лению широких полос поглощения и излучения

Тригональная составляющая кристаллического поля и спинорбитальное взаи­модействие приводят к дальнейшему расщеплению. В результате взаимодействия с колебаниями решетки уровни энергии ионов оказываются сильно уширеннымии перекрываются. Как следствие, образуются две широкие, хорошо разделенные полосы. Фотоны поля накачки поглощаются со дна нижней полосы на любой из уровней верхней полосы. Полоса поглощения ионов титана в решетке кристалла сапфира имеет максимум на 500 нм, что позволяет накачивать эти уровни с эф­фективностью около 50% либо лазером на ионах аргона, либо второй гармоникой лазера на Nd:YVC>4. Возбужденные ионы Ti3+ быстро релаксируют на нижние уровни верхней полосы посредством безызлучательных переходов. При температуре 20° С время жизни возбужденного лазерного состояния составляет около Змкс, после чего оно распадается в основное состояние, испуская фотон. Широкая спектральная полоса излучения является необходимым условием для генерации ультракоротких импульсов, обеспечивая эффективную генерацию и взаимодействие мод.

1. Синхронизация мод. Для создания широкой частотной гребенки все лазерные моды, дающие вклад в гребенку, должны иметь строго определенные и постоянные во времени фазовые соотношения. Синхронизация мод на различ­ных частотах, разделенных областью свободной дисперсии лазерного резонатора, может быть осуществлена как активными, так и пассивными способами. Чем больше фазово-когерентных мод генерируется лазером, тем короче испускаемые им импульсы. Самые короткие импульсы с длительностью около 5фс, генериру­емые титан-сапфировым лазером, были получены методом пассивной синхрониза­ции мод [694].
2. Активная синхронизация мод. Для активной синхронизации мод обычно используются акусто- и электрооптические модуляторы, с помощью кото­рых модулируются потери в резонаторе лазера. Рассмотрим внутрирезонаторный АОМ, управляемый синусоидальным напряжением с частотой /, причем первый порядок дифракции выводится из резонатора. Если период обхода резонатора лазера Тгер = z/c (здесь z — оптическая длина лазерного резонатора) соответствует частоте модуляции АОМ, то минимальные потери при обходе резонатора будут для тех импульсов, которые проходят АОМ в моменты времени, когда напряжение на нем равно нулю.

Таким образом, при каждом проходе резонатора мощность в крыльях импульса будет снижаться по отношению к мощности, заключенной в его центральной части. Такой повторяющийся процесс приводит к уменьшению длительности импульса поля на выходе из лазера. С помощью акустооптических модуляторов можно получить непрерывную последовательность импульсов, длительность которых составляет ме­нее 100 пс. Еще более короткие импульсы удается получить при использовании схем с пассивной синхронизацией мод, основанных либо на просветляющихся фильтрах, либо на керровской линзе [69, 695].

-11.5.2.2. Просветляющиеся фильтры. Можно обеспечить эффективную пассив­ную синхронизацию мод с помощью внутрирезонаторного просветляющегося филь­тра, который может представлять собой, например, раствор органического красителя или полупроводниковый материал. Коэффициент пропускания такого фильтра зави­сит от мощности лазерного пучка: при больших световых мощностях фильтр насы­щается и его поглощение падает. При этом лазер начинает генерировать несвязанные между собой моды. Случайные выбросы интенсивности, возникающие вследствие конструктивной интерференции различных лазерных мод, приводят к росту пропус­кания фильтра в эти моменты времени и к селективному усилению именно этих мод, для которых потери в резонаторе оказываются ниже. Усиленные моды начинают навязывать соответствующие «правильные» фазы соседним модам, что приводит к дальнейшему росту мощности в импульсе за счет просветления фильтра. Иногда для

запуска генерации в лазерах с синхронизацией мод используются полупроводниковые насыщающиеся покрытия зеркал (SESAM) [696, 697].

1. Синхронизация мод с помощью керровской линзы. В основе такого способа синхронизации мод лежит оптический эффект Керра, то есть зависимость показателя преломления материала от мощности излучения. Эффект обусловлен нелинейной восприимчивостью третьего порядка х^-Е3 в выражении (11.4). В отли­чие от восприимчивости второго порядка, которая тождественно равна нулю в сре­дах, обладающих центром симметрии, нелинейность третьего порядка не равна нулю во всех оптических материалах. Сохраняя члены первого и третьего порядка по полю в уравнении (11.4), можно получить выражение для индукции электрического поля

D = е0Е + Р = ео (1 + Х(1)) Е + х(3)Я3 = е0 [1 + х0) + ^1Х{3)Е2] Е. (11.26)

Величину в квадратных скобках можно рассматривать как нелинейную диэлектри­ческую проницаемость среды:

*e' = ei+e2E2* (11.27)

с линейной частью е = 1 + х^ и коэффициентом нелинейности е2 = x^3Veo- Исполь­зуя соотношение п = л/ё7, из (11.27) можно получить выражение для показателя преломления: п « по + п'2Е2 с п2 = е2/2, или

п~щ + п21. (11.28)

Следовательно, показатель преломления пропорционален интенсивности I лазерного пучка. Нелинейная часть показателя преломления, например, для стекла, использу­емого в оптических волокнах, равна п2 w 10-16см2/Вт [69], а для сапфира вблизи 800нм — п2 и 3,2 х 10~16 см2/Вт [698]. Распространение светового импульса в такой среде подвержено двум различным эффектам — поперечному и продольному эффек­там Керра.

Поперечный профиль интенсивности в гауссовом пучке приводит к простран­ственному распределению фазового сдвига в керровской среде, аналогичному рас­пределению на выходе линзы. Такая керровская линза вызывает самофокусировку лазерного пучка, причем для центральной части пучка, где интенсивность света выше, эквивалентное фокусное расстояние оказывается короче. Для синхронизации мод используется комбинация из керровской линзы и ограничивающей диафрагмы, поскольку при повышении пиковой интенсивности в импульсе внутрирезонаторные потери снижаются. Как и в случае просветляющегося фильтра, в данном случае предпочтительно усиливаются мощные короткие импульсы, что приводит к синхро­низации мод. В лазере на кристалле сапфира, легированного титаном, сам кристалл длиной в несколько миллиметров служит и как активная среда лазера, и как керровская линза. Синхронизация мод может быть получена за счет оптимизации области пересечения пучка накачки с модой резонатора; при этом керровская линза одновременно служит еще и как ограничивающая апертура. Практические рекомен­дации для оптимальной синхронизации мод приводятся в работе [699].

Продольный эффект Керра основан на временной зависимости интенсивности в световом импульсе. Огибающую импульсов, испущенных фемтосекундным лазе­ром, принято аппроксимировать гиперболическим секансом

*piuat*

(11.30)

ехр

По сравнению с гауссовым импульсом

1

*\/2жтр*

*т*

крылья гиперболического секанса оказываются более выраженными, как видно из рисунка 11.16. Тем не менее, обе формы огибающей отличаются незначительно, и мы будем использовать именно гауссову форму огибающей для упрощения мате­матических выкладок.

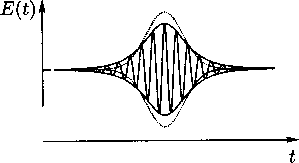


Рис. 11.16. Короткий импульс по­ля с огибающей в виде гипербо­лического секанса (сплошные ли­нии — (11.29)) и огибающая гауссо­вой формы (точки — (11.30)). Пло­щадь под обеими огибающими оди­наковая

Рассмотрим импульс с гауссовым распределе- :м интенсивности I(t) = ioexp[—(t/Tp) ]> про­

нием

ходящий через керровскую среду длины L и при­обретающий дополнительный фазовый множи­тель ехр(гФ) = exp(iuoLn/c). Используя (11.28) и аппроксимируя гауссову огибающую вблизи ее центра параболой I(t) = Io(t)[l — (t/rv)2 + •••], получим выражение для поля импульса на выхо­де из керровской среды:

E(t) ос ехр[—(£/тр)2] ехр(iu>0t) exp(iw0Lc~l{щ + n2io[l - (VTp)2]})- Из соотношения для фазы

(11.31)

(11.32)

$(t) = w0t + *w0Lc~*1{щ + П*2Iq*[1 - *(t/Тр)2}}*

можно получить мгновенную частоту

w(t) = ^(t)=u\*-2ub^t. (П-ЗЗ)

at стр

Таким образом, вблизи центра импульса частота линейно зависит от времени. Такой чирп частоты (11.33) означает, что для п2> 0 (положительный керровский коэффи­циент) частота уменьшается с увеличением времени t. Центральная часть импульса с наибольшей интенсивностью тормозится, создавая дополнительные частоты в крас­ной области спектра на переднем фронте импульса и в синей — на заднем. Этот эффект также носит название фазовой самомодуляции.

1. Распространение ультракоротких импульсов. Распространение уль­тракоротких импульсов в средах, обладающих дисперсией (например, в кристалле сапфира, легированного титаном), имеет несколько особенностей по сравнению со случаем распространения квазимонохроматического света. Спектральный интервал, соответствующий длительности фемтосекундного импульса, покрывает значитель­ную часть оптического диапазона частот, и эффекты, связанные с дисперсией (зави­симостью показателя преломления от длины волны), начинают играть существенную роль. Если рассматривать распространение импульса в среде, обладающей нормаль­ной дисперсией (dn/dui >0), то высокочастотные компоненты спектра приобретают дополнительную задержку по отношению к низкочастотным. Появляется дисперсия групповой скорости (GVD), которая приводит к удлинению импульса, а также к из­менению мгновенной частоты, что носит название чирпа (см. рис. 11.17). Поскольку форма импульса сильно видоизменяется при распространении в среде, необходимо учесть это влияние, что можно сделать, анализируя зависимость волнового числа

от частоты к = 2ж/\ = ujn(ui)/c. Разложим к в ряд Тейлора вблизи центральной частоты cjo'.

*dk*

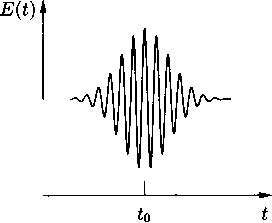
*dw*

. 1 / \9 d Jc

+ -((J-LO0) — 2

(11.34)

+



*LJ—UJQ*

*UJ—LJQ*

*к(и) = к(ш*о) + *(и - и>о)*

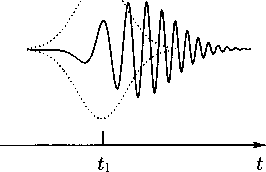


Рис. 11.17. Амплитуда ультракороткого гауссова импульса до (а) и после (б) прохождения отрезка материала, обладающего нормальной дисперсией. Импульс испытывает задержку по отношению к исходному (пунктир), растягивается и приобретает чирп со сдвигом частоты в синюю область спектра на заднем фронте импульса (чему соответствуют большие значения t)

Различные слагаемые в этом разложении представляют различные процессы, связан­ные с распространением импульса в дисперсионной среде. Первое слагаемое

fcM = -

(11.35)

*Уф*

описывает распространение синусоидальной несущей частоты ljq внутри огибающей импульса. Фазовая задержка после прохождения расстояния 2 равна гк(шо), а со­ответствующее время распространения составляет Ьф — к(шo)z/wo — z/ьф. Второе слагаемое

/Ч 1~ I

(11.36)

*dk*

*dw*

*Vg*

*CJ=LJQ*

характеризует скорость распространения vg огибающей импульса. Можно ввести показатель преломления для волнового пакета

*^ d wn dw с*

А АП(Л)>

*dn*

*dw*

n(A)

(11.37)

*n + w*

*/ \ \* *с dk*

*ngW = — = СТ~*

*' Va dw*

где мы использовали равенство du>/d\ = —ш/Х. Если групповая скорость меньше, чем фазовая (vg < ьф), то периоды несущей частоты движутся от заднего фронта огибающей импульса к переднему, как показано на рисунке 11.24, а для нескольких последовательных импульсов лазера с пассивной синхронизацией мод. Вторая про­изводная по частоте в третьем слагаемом (11.34) представляет дисперсию групповой скорости

*d2k*

*dw2*

d 1

(11.38)

*dw vg(w)*

*L0=UJQ*

*uf=u>o*

В результате этого процесса происходит искажение формы импульса при его про­хождении в среде, обладающей отличной от нуля дисперсией групповой скорости.

Дисперсия групповой скорости в оптических материалах, например в оптических волокнах, обычно характеризуется величиной

1 *d.T*

(11.39)

*D =*

*L dX ’*

где Л — длина волны излучения в вакууме, а Т — время, за которое импульс проходит отрезок материала длины L. Время прохождения равно Т = L/vg и, следовательно,

1

27гс d2k

*d*

*OJ X)g •*

*d—*

*v9*

*dX*

(11.40)

*D =*

A2 dJ

*X dX*

где мы использовали выражение (11.36). На рисунке 11.18 приведены зависимости от длины волны для обычного показателя преломления п(А) и показателя преломления для групповой скорости пд(А) у кварцевого стекла, являющегося типичным мате­риалом при изготовлении оптических волокон. Соответствующая кривая дисперсии изображена на рисунке 11.19.

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
|  | 1,455 | |  |
| ч |  | 1,450 | : |
| пя .. |  | 1,445 |  |
|  |  | 1,440 |  |
|  | й | |  |
| 1 1 1 — |  | | 1 1 1 1 . |

1,48

1,46

1,0 1,4

А, мкм —

1,4 1,6

|  |  |
| --- | --- |
| +40 |  |
| 0 |  |
| -40 | В |
| -80 | & |
| -120 | С) |

1,44

1,0 1,2 А, мкм -

0,6

Рис. 11.18. Показатель преломления п(А) и Рис. 11.19. Показатель преломления п(Х) и показатель преломления групповой скорости дисперсия D (см. (11.39)) для кварцевого пд(X) (см. (11.37)) для кварцевого стекла стекла

В оптическом волокне или другом волноводе дисперсия групповой скорости обусловлена не только дисперсией самого вещества, но и дисперсией волновода. Волноводная дисперсия вызвана пространственным ограничением моды в волноводе, в котором как волновое число к, так и групповая скорость vg зависят от частоты ш. В общем случае, как волноводная, так и материальная составляющие вносят вклад в дисперсию групповой скорости [39]:

*д?п*

*д>}*

*сРп*

SA2

(11.41)

D — —

с

+

где индексы mww отвечают материальной и волноводной дисперсии соответственно. Материальная дисперсия групповой скорости для кварцевого стекла обращается в ноль вблизи длины волны 1,3 мкм. На этой длине волны короткие импульсы могут распространяться на большие расстояния, не подвергаясь дисперсионному расползанию. Учет волноводной составляющей дисперсии групповой скорости сдви­гает длину волны, на которой значение коэффициента D в (11.41) обращается в ноль. Таким образом, параметры волновода могут быть подобраны таким обра­зом, чтобы скомпенсировать материальную дисперсию на требуемой длине волны.

Использование специальных волокон, обладающих нулевой дисперсией групповой скорости на Л = 800 нм, описанных в разделе 11.5.5, позволяет создавать широ­кие гребенки частот при использовании импульсного излучения титан-сапфирового лазера.

1. Фемтосекундный титан-сапфировый лазер с пассивной синхрониза­цией мод. Обычно в основе фемтосекундного лазера на титан-сапфире с пассивной синхронизацией мод лежит конфигурация с линейным резонатором, как показано на рис. 11.20. Срезанный под углом Брюстера кристалл сапфира, легированный тита­ном, накачивается мощным (порядка 10 Вт) лазерным излучением, например, второй гармоникой излучения лазера на кристалле Nd:YV04 с длиной волны 532 нм. Для обеспечения режима генерации коротких импульсов необходимо скомпенсировать нормальную дисперсию групповой скорости в кристалле, например, с помощью пары кварцевых призм, помещенных внутрь резонатора [700]. Регулировкой положения призм можно варьировать дисперсию групповой скорости за проход резонатора.

Автоматический запуск лазера на титан-сапфире в фемтосекундном режиме при частотах повторения порядка 100 МГц в ряде случаев достаточно сложно осуще­ствить. Это связано с тем, что отношение пиковых мощностей в режимах импульсной и непрерывной генерации отличается примерно на шесть порядков, а синхрони­зация мод на основе керровской нелинейности чрезвычайно слабо проявляется в последнем случае. Для запуска лазера в фемтосекундном режиме иногда используют полупроводниковый насыщающийся поглотитель (SESAM) [505, 696]. Такой широ­кополосный просветляющийся фильтр представляет собой нанесенное на кремниевую подложку отражающее покрытие из серебра толщиной 5 мкм, на которое в свою очередь напыляется несколько диэлектрических слоев, среди которых есть погло­щающий слой толщиной около 15 нм из низкотемпературного полупроводника на основе GaAs [696]. С использованием такого зеркала получены лазерные импульсы с длительностью вплоть до 6,5фс [697], спектр которых покрывает интервал длин волн от 690 нм до 900 нм.

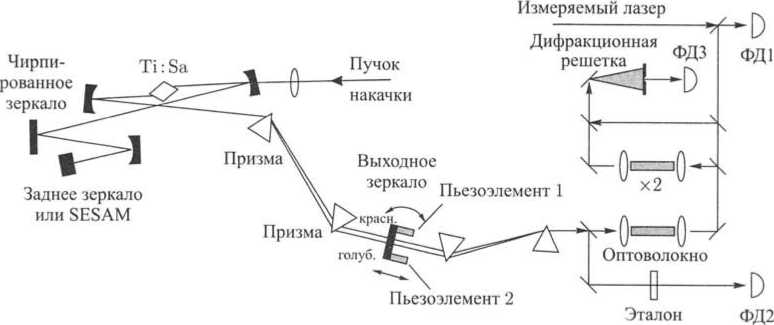


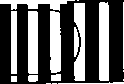
Рис. 11.20. Схема лазера на титан-сапфире для генерации фемтосекундных импульсов [505]. Ti:Sa — кристалл титан-сапфира. SESAM — зеркало с полупроводниковым насыщающимся по­глотителем. ФД1 ФДЗ — фотодиоды

И.5.4.1. Чирпированные зеркала. Наличие высших порядков дисперсии в приз­мах является серьезным ограничением при генерации ультракоротких импульсов. Чтобы обеспечить высокую отражательную способность зеркал и одновременно ком­пенсировать дисперсию групповой скорости, что необходимо для генерации как мож­но более широкого спектра, требуются чирпированные зеркала [701]. Они состоят из слоев ТЮ2 и Si02, напыленных на подложку из Si02. Поскольку показатель преломления оксида кремния n(Si02)~ 1,45 отличается от показателя преломления оксида титана n(Ti02)~ 2,3 (на длине волны 800нм), такая структура являет­ся брэгговским зеркалом и позволяет обеспечить высокие коэффициенты отраже­ния. Каждая граница раздела приводит к формированию парциальной отраженной волны, причем коэффициент отражения можно определить из формул Френеля: г = [п(ТЮ2) - n(Si02)]/[n(Ti02) + n(Si02)] » 0,23. Для чередующихся слоев оди­наковой толщины а брэгговское отражение происходит под углом в, для которого ) выполняется условие пХ — 2а sin 9. Для компенсации дисперсии групповой скорости, возникающей в резонаторе, чирпированное зеркало также должно обладать диспер­сией групповой скорости с противоположным знаком, причем групповая задержка должна практически линейно зависеть от длины волны. Можно обеспечить такую зависимость, если напылять многослойные зеркала с различной толщиной слоев, как показано на рисунке 11.21. Такие зеркала называются чирпированными. В чирпиро- ванном зеркале волновой пакет отражается от многослойной структуры на некотором расстоянии от поверхности, для которого период структуры совпадает с центральной длиной волны пакета. На рисунке 11.21 длинноволновая часть спектра отражается в более глубоких слоях зеркала, и, следовательно, групповая задержка для них оказывается больше. Однако, использование чирпированных зеркал с монотонным изменением толщины слоев затруднено тем, что в них возникают дополнительные резонансы, аналогичные резонансам Фабри-Перо, которые сильно видоизменяют дисперсионную кривую зеркала. Так, длинноволновое излучение может частично отражаться от передней части зеркала, приводя к нежелательной интерференции. Можно избежать этого явления за счет оптимизации толщин слоев [701], в ре­зультате чего получается так называемое двойное чирпирование [702] (рис. 11.21). Отражательная способность зеркал с двойным чирпированием может превышать 99 /о в широком спектральном интервале [701, 702].

Просветляющее Подложка

покрытие зеркала Si°2

1000 нм зеркала



600 нм

Рис. 11.21. Схематическое изображение структуры зеркала с двойным чирпированием в соот­ветствии с [702]

При использовании чирпированных зеркал в резонаторе лазера с керровской нелинейностью удается относительно легко получать импульсы длительностью около 10 фс. Такой импульс имеет пространственную длину А1 = с • 10 фс « Змкм и спектр с относительной шириной ДА/А = Av/v ~ 10% (см. (5.98) и таблицу 5.5). Если стоит задача измерения оптических частот, то желательно, чтобы спектр гребенки перекрывал собой оптическую октаву или более (см. раздел 11.5.6).

1. Расширение гребенки частот. Спектр оптической гребенки можно дополнительно расширить, используя явление фазовой самомодуляции лазерного излучения в оптическом волокне. Если взять обычное волокно, то импульсы дли­тельностью в несколько десятков фемтосекунд, генерируемые лазером с синхрони­зацией мод на керровской линзе, значительно удлиняются при прохождении всего нескольких десятых миллиметра волокна. Это приводит к падению пиковой мощ­ности в импульсе и снижению эффективности фазовой самомодуляции. Появление микроструктурированных волокон открыло возможность сдвинуть нулевую точку дисперсии групповой скорости в середину частотного диапазона излучения фемтосе­кундного лазера на титан-сапфире (А «0,8мкм). В таком волокне импульсы могут проходить несколько сантиметров без заметного растягивания во времени.

Можно рассматривать фазовую самомодуляцию, как процесс четырехволнового взаимодействия. Возьмем две угловые частоты гребенки щ и ш2 = wi + 8. В процессе четырехволнового взаимодействия возникают новые частоты 2oj2 — ил = +28 и 2и)\ — —8, что приводит к спектральному расширению гребенки. Обыч­

но из-за дисперсии групповой скорости длительность фемтосекундных импульсов быстро растет, и пиковая мощность, необходимая для эффективной фазовой са­момодуляции, падает при прохождении импульса вдоль волокна. Тем не менее, в некоторых типах оптических волокон удается создать дисперсию, при которой этот эффект минимален. Профиль такого волокна представляет двумерную периодическую структуру плотно упакованных полых кварцевых волокон и является двумерным фотонным кристаллом [703]. Если сердцевина такого волокна не является полой, то излучение с частотами, лежащими в запрещенной зоне, не может проникнуть в обо­лочку волокна. Одна из технологий создания дырчатых (фотонно-кристаллических)

волокон заключается в том, что тонкие стеклян­ные капилляры упаковываются в периодическую структуру, а потом эта упаковка плавится и вытя­гивается при высокой температуре [703, 704]. По­вторяя эту процедуру, можно получить требуемую структуру, как показано на рисунке 11.22. Авторы работы [705] использовали микроструктурирован- ные волокна, состоящие из кварцевой сердцеви­ны диаметром 1,7 мкм, окруженной массивом воз­душных дырок диаметром 1,3 мкм в плотной гек­сагональной упаковке. В таком волокне волновод­ная составляющая дисперсии может быть подо­брана таким образом, чтобы компенсировать дис­персию материала на длинах волн около 0,7 мкм, 0,8 мкм, а также более 0,9 мкм; при этом диа­метры сердцевины составляют 1,4 мкм, 1,7 мкм и

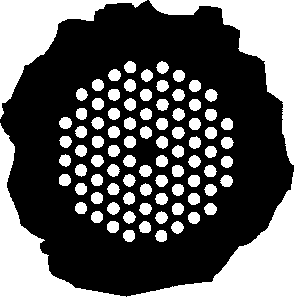
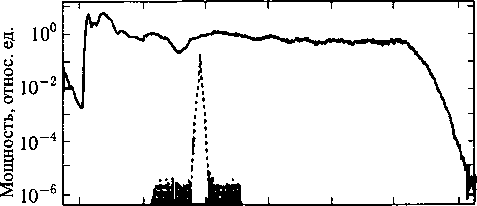


Рис. 11.22. Поперечное сечение во­локна с периодической структу­рой дырок. Центральная область, по которой распространяется свет, заполнена материалом с высоким показателем преломления, который оказывается окружен воздушными полостями

1. мкм соответственно [705].

В результате появления микроструктурирован­ных волокон можно генерировать широкий спектр гребенки с помощью фемтоскундных импульсов средней длительности. Поэтому зеркала SESAM в фемтосекундных лазерах, используемых с этой целью, обычно не используются.

Генерация суперконтинуума в микроструктурированном волокне сопровождается несколькими процессами, среди которых можно перечислить фазовую самомодуля­цию, солитонный распад, четырехволновое взаимодействие и рамановское рассея­ние [706]. При использовании суперконтинуума в метрологических приложениях



400 600 800 1000 1200 1400 1600

Длина волны, нм

Рис. 11.23. Оптический спектр квазиконтинуума, полученного в отрезке микроструктуриро- ванного волокна длиной 75 см. Штриховая линия представляет спектр исходных импульсов длительностью 100 фс. С разрешения авторов работы [705]

важно, чтобы перечисленные процессы не нарушали фазовую когерентность спек­тра. В частности, фундаментальное ограничение на шумы гребенки определяется спонтанным рамановским рассеянием в волокне [707]. С использованием микро- структурированных волокон достаточно просто получить гребенку, перекрывающую оптическую октаву, причем в ней сохраняется фазовая когерентность между любыми двумя модами.

1. **Измерение оптических частот с помощью фемтосекундных лазеров.**

Лазеры с пассивной синхронизацией мод (рис. 11.20) испускают импульсы дли­тельностью несколько фемтосекунд и частотой повторения, определяемой областью свободной дисперсии лазерного резонатора. Обычно частота повторения /гер лежит в диапазоне от 100 МГц до 1 ГГц.

В общем случае групповая скорость импульса отличается от фазовой скорости волны внутри резонатора, поэтому фаза несущей частоты сдвигается по отноше­нию к огибающей на некоторую величину Аф за каждый проход резонатора, как проиллюстрировано на рисунке 11.24. Следовательно, зависимость напряженности поля от времени не является периодической функцией, а частоты мод гребенки не кратны частоте повторения импульсов. Если изменение фазы происходит равномерно во времени, то весь спектр излучения лазера оказывается сдвинут на некоторую частоту смещения ь'сео:

j,ce0 = ^ = -M. (11.42)

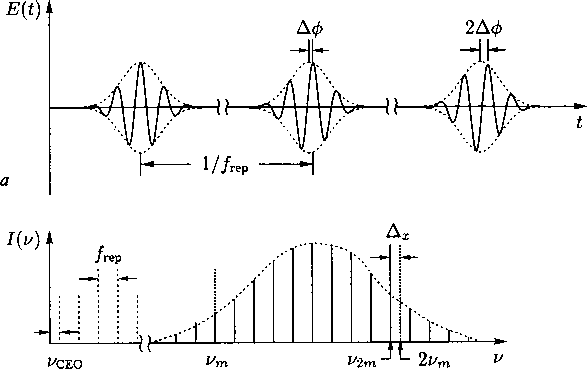
dt 2тгТ v

Каждая частота vm гребенки может быть вычислена из соотношения

I'm = га/rep + I/CEO (11 -43)

при условии, что частота повторения импульсов /гер, частота смещения vceo и номер моды т известны. Частоту повторения легко измерить с помощью фотодиода (ФД2 на рис. 11.20) и частотомера, опорный сигнал для которого берется от микровол­нового стандарта частоты. Предпочтительно измерять некоторую высшую гармонику (скажем, десятую), а не саму частоту повторения, поскольку в этом случае быст­рый фотодиод (например, InGaAs PIN-фотодиод) позволяет получить более высокое отношение сигнал/шум [43]. Для этого в схеме на рисунке 11.20 перед фотодиодом ФД2 установлен эталон с шириной дисперсионной области 10 ГГц.

Если гребенка имеет ширину более оптической октавы, то есть одновременно содержит частоты vm = mfTeр + vqeo и v2т = 2m/rep + г/сно. то можно использовать



*б*

Рис. 11.24. Временное (а) и частотное (б) представление спектра фемтосекундного лазера

с пассивной синхронизацией мод [704]

один из самых простых методов для определения частоты сдвига i'ceo- Рассмотрим лазерное излучение, частота которого стабилизирована по фазе относительно т-й моды гребенки vm, а затем удвоена в нелинейном кристалле, в результате чего генерируется сигнал на частоте 2vm = 2m/rep + 2i/ceo- Частота сигнала биений Ах между этим сигналом и излучением 2т-й моды гребенки с частой v2т равна

Ах = 2ит - i/2m = 2(т/Гер + i'ceo) - (2m/rep + i'ceo) = i'ceo. (11.44)

что в точности дает частоту смещения i'ceo Обычно вспомогательный лазер не используется, а вместо этого длинноволновая часть гребенки удваивается на нели­нейном кристалле (рис. 11.20). Пучок, содержащий излучение второй гармоники гребенки, совмещается с пучком, содержащим исходную гребенку, после чего они направляются на дифракционную решетку. Число мод, участвующих в процессе удвоения, определяется спектральной шириной фазового синхронизма в нелинейном кристалле. Разрешение решетки подбирается таким образом, чтобы через ограни­чивающую апертуру, установленную перед фотодиодом ФДЗ, проходили только те моды, которые обеспечат оптимальное отношение сигнал/шум на фотодиоде. Если спектр гребенки недостаточно широк, чтобы перекрывать оптическую октаву, можно использовать другие схемы для измерения i'ceo> в частности, представленные в ра­боте [709].

В том случае, если необходимо стабилизировать частоту повторения /гер и оп­тическую частоту I'm или удерживать их в некотором ограниченном спектральном интервале для корректной работы схем фазовой привязки, требуется тонкая настрой­ка установки. Заднее зеркало лазерного резонатора фиксируется на пьезоэлементе (см. рис. 11.20), что позволяет изменять длину резонатора и преимущественно воздействовать на межмодовый интервал гребенки и, соответственно, /гер [710, 711]. С помощью второго пьезоэлемента можно наклонять заднее зеркало, установленное за призменной парой. Наклон преимущественно влияет на дисперсию внутри резо­натора и на частоту i'ceo- Однако два указанных воздействия — наклон и изменениедлины — не являются полностью ортогональными. Учитывая вклад кристалла, запи­шем выражение для частоты повторения импульсов фемтосекундного лазера:

f =

(11.45)

Гер z + / Ti;Sa (jig + П2д1 ~ 1)

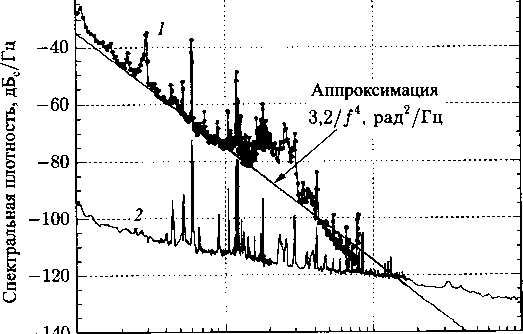
где 0 — периметр лазерного резонатора, Jii:Sa — длина кристалла, пд и П2д — показате­ли преломления для групповой скорости по аналогии с выражением (11.28). Частота тв-й моды дается выражением

*тс*

(11.46)

Z -}- /Ti:Sa(^p 7l2pl 1)

где пр и П2Р — обычные показатели преломления. На рис. 11.25 показан спектр фазовых шумов нестабилизированного фемтосекундного лазера. Отдельные вклады в этот спектр можно оценить при анализе выражений (11.45) и (11.46). Полная оптическая длина резонатора z включает оптическую толщину призм и оптическую толщину воздуха в резонаторе. Обе эти величины флуктуируют (преимущественно, в результате акустических возмущений), их влияние на несущую частоту лазе­ра составляет единицы гигагерц и единицы терагерц соответственно. К другим источникам флуктуаций относятся колебания температуры, возникающие за счет выделяемого в кристалле тепла, и шумы, связанные с нелинейным показателем преломления пг. Кроме наклона выходного зеркала, существуют и другие механизмы для осуществления быстрой обратной связи, например, с помощью управления мощ­ностью накачки [709]. Быстрое модулирующее воздействие на дисперсию резонатора можно получить, сфокусировав дополнительное лазерное поле в кристалл сапфира, что позволяет модулировать параметры керровской линзы [712]. С помощью перечис­ленных методов можно отрабатывать флуктуации до такой степени, что открывается возможность проводить истинно фазовокогерентные измерения без пропущенных циклов.



-20

I I I I I |

тттту

-140

10

10

100

1000

Частота Фурье, Гц

Рис. 11.25. Измеренная спектральная плотность фазового шума частоты повторения импульсов у лазера с пассивной синхронизацией мод на основе керровской линзы без активной стабили­зации (1). Фазовые шумы генератора радиочастоты (2). Любезно предоставлено Л. Хольбергом

,4

Стабилизируя частоту повторения /гер и частоту смещения vceo относительно микроволнового стандарта частоты, например цезиевых часов, мы получаем набор реперных частот в оптическом диапазоне спектра, аналог «частотной линейки» с мет­ками хорошо известных частот.

Был выполнен ряд сравнительных измерений, в которых была продемонстрирова­на эквивалентность результатов измерений, выполненных с помощью фемтосекунд­ной гребенки и частотной цепочки с генерацией гармоник [501, 505, 713], а также с цепочкой, основывающейся на делителях оптических частот [679]. Аналогичные сравнения были выполнены с двумя независимыми гребенками [714].

Телле и соавторы [686] использовали идею «промежуточного осциллятора», пред­ставленную в § 11.3, для подавления влияния шумов самого фемтосекундного лазе­ра на результат измерений. Рассмотрим схему обработки сигнала, представленную на рис. 11.26. Здесь х есть разность частот между измеряемой (неизвестной) часто­той лазера vx и ближайшей модой гребенки. Частота повторения /гер смешивается на смесителе Ml с частотой стабильного радиочастотного генератора До- Разностный сигнал между гармоникой частоты повторения с номером т\ и сигналом генератора выделяется и умножается на некоторое целое число т2, например, с помощью системы фазовой автоподстройки частоты. Это дает

vа = m2(fLO - mi/rep). (11.47)

На втором смесителе М2 генерируется сигнал на суммарной частоте i/qeo и х, что после деления на целое число тоз дает

i\*EO±X\_ (П48)

***т3***

После смесителя М3 получим сигнал на разностной частоте i>а~ vв'-

vc = VA-VB = to2/lo - (raiTO2/rep + (11.49)

С другой стороны, из (11.43) следует, что

* =та|Ш2/гер+ 1УСЕ0 + Ж. (11.50)

m3 *v т3*

Подставляя (11.50) в (11.49), в итоге получим

vx = гщтг/т - m3i/c- (11.51)

Следовательно, схема на рисунке 11.26 позволяет выполнить измерение оптической частоты i/x, которое свободно от вклада шумов фемтосекундного лазера, при условии, что фазы всех сигналов на рис. 11.26 однозначно отслеживаются.

Похожим способом можно исключить шумы микроволнового генератора при изме­рении отношения оптических частот. Возьмем две различные оптические частоты v\ и v2 от двух независимых стандартов, которые мы будем сравнивать, используя одну фемтосекундную гребенку. Оптические частоты можно выразить через частоты ближайших к ним мод гребенки

V\ — J'CEO + га/rep + Az (11.52)

vi = i'CEO + n/rep + Ду. (11.53)

Обычно частоты v\ и v2 предварительно измерены другими методами (например, с помощью измерителя длин волн) с погрешностью, меньшей, чем межмодовое расстояние /гер, поэтому будем считать числа тип известными. Поскольку ча-

Ml

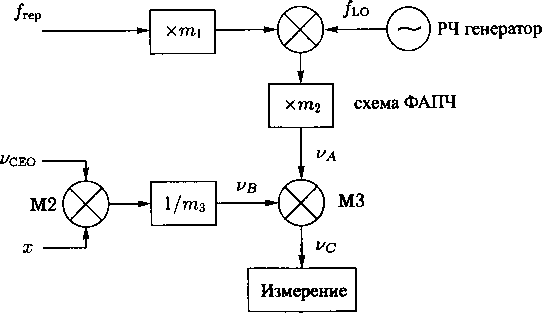


Рис. 11.26. Схема обработки сигналов при измерении оптических частот в соответствии с работой [686]. Ml, ...,М3 —смесители

стоты ^сесь Ах и Ду могут быть измерены с помощью гребенки, остаются только две неизвестные величины: искомое отношение v\/v2 и частота повторения /гер, которые можно определить из двух уравнений (11.52) и (11.53). Было показано, что таким методом можно измерять отношения оптических частот с относительной погрешностью менее 6 • 10“19 [715].

Помимо лазера на титан-сапфире существует ряд других твердотельных фемтосе­кундных лазерных систем, которые могут использоваться для генерации частотных гребенок [698]. Одним из таких лазеров является лазер на кристалле CnLiSAF (Cr:LiSrAlF6) с длительностью импульсов менее бОфс [499, 716]. Накачка этого лазера осуществляется с помощью полупроводниковых лазеров на длине волны 670 нм, что открывает возможность создания переносной системы с питанием от батарей. Так, в работе [716] использовалась схема резонатора, аналогичная приве­денной на рис. 11.20, с внутрирезонаторным зеркалом SESAM и призменной парой для компенсации дисперсии групповой скорости. Частота повторения импульсов лазера привязывалась к частоте кварцевого осциллятора (100МГц). Перспективными источниками для генерации оптических фемтосекундных гребенок являются воло­конные лазеры, легированные эрбием [717]. Они существенно дешевле по сравнению с другими типами фемтосекундных лазеров и в их конструкции можно использо­вать серийные излучатели и комплектующие, выпускаемые промышленностью для телекоммуникаций. О Такие лазерные системы настолько компактны, что их можно использовать в различных космических приложениях.

Непосредственно после изобретения генератор фемтосекундной гребенки был использован для измерения частоты резонансной линии Dj в атоме цезия [718]. За этим последовал целый ряд измерений частот различных оптических стандар­тов [501, 505, 626, 713, 719, 720, 721]. Эксперименты, выполняемые с непрерывно растущей точностью, показали, что относительная погрешность фемтосекундного генератора оптических частот составляет не более 6- 10-19 [715, 718]. В отличие от частотных цепочек, основанных на умножении радиочастоты, деление оптических частот с использованием генератора гребенки имеет ряд преимуществ. Во-первых, наличие ряда реперов в видимом, ближнем УФ и ИК диапазонах, частоты ко­торых известны с высокой точностью, существенно упрощает задачу измерения какой-либо неизвестной частоты. Отметим, что в свое время для измерения каждой оптической частоты было необходимо создавать по-своему уникальную частотную цепочку. Во-вторых, все твердотельные системы обладают высокой надежностью, компактными размерами и доступной ценой, что открывает широкие перспективы их использования в схемах оптических часов. В-третьих, при делении частот удается избежать нарастания фазовых шумов, которое возникает на каждом шаге умножения в цепочках. Давно возникшая задача относительно простого измерения оптиче­ских частот была изящно решена с использованием фемтосекундного генератора оптической гребенки, что позволило полностью реализовать потенциал оптических стандартов частоты и оптических часов.

**Глава 12**

ШКАЛЫ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ СИГНАЛОВ ВРЕМЕНИ

Для науки и техники исключительно важным является формирование точных сигналов частоты и времени. Технологии, которые сегодня воспринимаются как само собой разумеющиеся, например, корабельная, авиационная и автомобильная навигации, геодезические измерения, глобальные коммуникационные сети или вы­сокоскоростные каналы передачи данных, основываются на высокоточных сигналах времени и частоты. К другим примерам можно отнести космическую навигацию, интерферометрию со сверхдлинной базой, измерение фундаментальных констант и разработку новых стандартов физических величин для метрологии.

Тем или иным образом, все эти приложения основываются на методах распро­странения сигналов времени и частоты. Информация о частоте и времени, полу­чаемая на большом удалении от источника, позволяет создавать, сравнивать или синхронизовать местные временные шкалы, управлять осцилляторами или изме­рять задержку распространения между излучателем и приемником. Учитывая тот факт, что сигналы времени распространяются в пространстве со скоростью света, измерение интервалов времени позволяет вычислять как геометрические расстояния, так и точные координаты. Технологии передачи должны отвечать определенным требованиям в зависимости от того, передается сигнал времени или частоты. При передаче сигналов времени необходимо учитывать факторы возможной задержки сигналов, возникающие в кабелях, оборудовании и линиях распространения. На погрешность сигнала времени влияют структура сигнала, точность определения задержек приема-передачи и их стабильность. Все эти вклады вместе образуют суммарную погрешность сигнала передачи времени. С другой стороны, в случае сравнения частот собственно величина задержки не играет роли, поскольку сигналы являются периодическими — важно только, чтобы задержка не менялась в процессе измерения. При сравнении высокоточных современных стандартов частоты, кроме того, необходимо внимательно учитывать ограничения, накладываемые общей теори­ей относительности. Глава начинается с краткого описания шкал времени и истории их возникновения (§ 12.1), затем следует подробное изложение принципов теории относительности, необходимых при выполнении сравнительных измерений частот (§ 12.2). Далее обсуждаются методы и технологии, используемые на сегодняшний день для распространения и сравнения сигналов времени и частоты. В конце гла­вы на примере хронометрии пульсаров и интерферометрии со сверхдлинной базой представлены некоторые фундаментальные приложения с наивысшими требованиями к точности распространения сигналов.

§ 12.1. Шкалы времени и единица времени

1. Исторический обзор. В течение длительного периода времени есте­ственной единицей времени человечества являлся истинный солнечный день, со­ответствующий отрезку времени между двумя последовательными прохождениями Солнца через меридиан. Поскольку орбита Земли является эллиптической и на­клонной, эти отрезки времени распределены неравномерно; их длительность в те­чение года может варьироваться вплоть до 50 секунд. В 1928 г. Международный Астрономический Союз IAU дал определение Всемирного Времени (UT), носящее в настоящее время название UT0, как длительности среднего солнечного дня, на­чинающегося в полночь на гринвичском меридиане. День был поделен на 86400 секунд, и, следовательно, согласно этому определению секунда де-факто оказывается связана с периодом вращения Земли. Учет движения географических полюсов повлек за собой возникновение шкалы UT1, которая соответствует угловой координате Земли, но в ней, тем не менее, все же присутствуют некоторые другие сезонные флуктуации. Шкала UT1 используется в звездной навигации. Чтобы устранить эти флуктуации, используется еще более равномерная шкала UT2, опирающаяся на UT1 и содержащая дополнительные поправки на уровне 10-8.

С целью выработки единицы времени, не зависящей от изменяющейся скоро­сти вращения Земли, в 1956 г. на Генеральной конференции по Мерам и Весам (CGPM) было принято решение использовать определение эфемеридной секунды, которое было введено в 1952 г. Международным Астрономическим Союзом. Позд­нее, в 1960 г. эфемеридная секунда была принята за базовую единицу времени в Международной Системе Единиц СИ. Опуская детали,') определение эфемеридной секунды основывалось на периоде вращения Земли вокруг Солнца, что является бо­лее предсказуемым процессом, чем вращение Земли относительно своей оси. Вместо сидерического года [[37]](#footnote-38)) был выбран тропический год, который равен интервалу времени между двумя последовательными днями весеннего равноденствия.[[38]](#footnote-39)) Предыдущее определение секунды, как «1/31556925,974 7 части тропического года на 12 часов эфемеридного времени 31 декабря 1899 г.», было заменено в 1967 году следующим: «секунда есть промежуток времени, состоящий из 9 192631 770 периодов излучения, соответствующего переходу между двумя сверхтонкими уровнями основного состо­яния атома цезия-133» (см стр. 201). Это определение основывается на измерении длительности эфемеридной секунды по отношению к периоду излучения перехода в цезии-133, которое было выполнено в период между 1955 и 1958 годами совместно Национальной Физической Лабораторией (Англия) [14] и Военно-морской обсерва­торией США.

1. Шкалы времени. В настоящее время используется несколько различ­ных шкал времени, некоторые из которых будут вкратце представлены ниже.[[39]](#footnote-40)) Шкалы времени, являющиеся «упорядоченным набором меток с соответствующей нумерацией» [1], можно разделить на две категории: динамические шкалы и инте­гральные шкалы. Динамические шкалы времени восходят к описанию динамических физических систем, в которых время t используется в качестве параметра для описа­ния эволюции системы. Примерами динамических шкал времени являются Всемир­ное время UT1 или Эфемеридное время ЕТ, которые, соответственно, определяются из наблюдений и моделирования вращения Земли вокруг собственной оси и ее обращения вокруг Солнца. Истекшее время можно определить исходя из измеренной координаты с использованием соответствующих выражений. Интегральные шкалы времени опираются на интервалы времени, например, на секунду, как она опреде­лена из частоты перехода в атоме l3iCs. Такая шкала формируется определением начальной точки отсчета и последующим интегрированием стандартных промежутков времени. К интегральным шкалам времени относятся Международное атомное время TAI и Всемирное координированное время UTC. Обе эти шкалы были основаны и поддерживаются в настоящее время Отделением времени Международного бюро мер и весов BIPM в Париже согласно сложной процедуре. Около 50 национальных лабораторий времени дают вклад в создание этих шкал, как показано на рис. 12.1. В них с помощью коммерческих часов или первичных стандартов формируются локальные шкалы времени ТА(к), где к представляет собой сокращенное назва­ние соответствующего института. Кроме этого, национальные лаборатории времени формируют локальные шкалы UTC(k), которые аппроксимируют шкалу всемирного координированного времени UTC, обсуждаемую ниже по тексту. В конце каждого месяца лаборатории-участники сообщают о разности времени между их часами по отдельности и соответствующими локальными шкалами UTC(k) в BIPM. Кроме сопоставления показаний часов, BIPM регулярно получает информацию о сравнении локальных шкал времени.



Рис. 12.1. Упрощенная схема формирования Международного атомного времени TAI и Все­мирного координированного времени согласно работе Джонса [8]

^ В В1РМ используется сложная схема учета этих данных при формировании Сво­бодной (неуправляемой) атомной шкалы EAL, которая является усредненной мировой шкалой. Поскольку в нее дают вклад около 250 часов, EAL является исключительно стабильной шкалой времени. Однако единица EAL не обязательно должна совпадать с единицей времени первичных стандартов. Следовательно, Международное атомное время TAI образуется из EAL путем корректировки длительности единицы EAL соответственно длительности секунды СИ, реализуемой в первичных стандартах в некоторых крупных лабораториях времени. Используемые поправки находятся ниже уровня флуктуаций EAL на коротких интервалах времени. Началом отсчета шкалы TAI является 1 января 1958 г., когда она была синхронизована с UT1.

Вследствие того, что и наша повседневная жизнь, и космическая навигация определяются периодом вращения Земли, в 1972 году была принята шкала Все­мирного координированного времени UTC. Точкой отсчета в UTC служит Гринвич­ский меридиан. UTC вычисляется из ТА1 и синхронизуется с вращением Земли за счет введения или удаления «скачущей» секунды (секунды координации). Скачущие секунды [722] вставляются таким образом, что UTC примерно следует за UT1 и удовлетворяет условию |UTC(<) - UTl(t)| < 0,9с. Следовательно, единица шкалы UTC совпадает с TAI, но UTC отличается от TAI на некоторое целое число секунд п, где п зависит от изменяющейся угловой скорости Земли:

UTC(t) = TAI(i) -п. (12.1)

Поскольку единицей шкалы UTC выбрана секунда, определенная в СИ, UTC являет­ся атомной шкалой времени. Скачущая секунда вставляется в UTC в определенный момент времени одновременно по всему миру, обычно в середине или в конце года. Интервал времени между двумя моментами вставки «скачущих» секунд зависит от астрофизических наблюдений за вращением Земли. Эту информацию доставляет Международная служба вращения Земли IERS. В результате постепенного замедле­ния вращения Земли в 2000 году UTC более, чем на полминуты, отставало от ТА1.

Таким образом, BIPM определяет атомные шкалы ТА1 и UTC и информирует лаборатории об отклонениях их локальных шкал времени UTC(k) в ежемесячном бюллетене, называемом «циркуляр Т» [723]. Поскольку требуется значительное время для накопления и обработки поступающих в BIPM данных, доступность локальных шкал времени для UTC возможна лишь a posteriori. Поэтому лабо­ратории времени могут предоставлять поребителям в реальном времени местные шкалы UTC(k), которые являются лишь приближением к UTC, для использования в различных технических областях, таких как навигация, телекоммуникационные системы, космические исследования и фундаментальные исследования.

Существует рекомендация Консультативного Комитета по Времени и Частоте — требование, заключающееся в том, что локальные шкалы UTC(k) не должны отли­чаться от UTC более, чем на 1 мкс. Планируется снизить этот предел в будущем до 0,1 мкс [1], что уже достигнуто в 2004 г. примерно в 30-и лабораториях, форми­рующих UTC(k). Как следствие, возникает необходимость корректировать сигналы UTC(k) для их соответствия шкале UTC. С этой целью в крупных национальных лабораториях времени выбираются часы, которые являются наиболее стабильны­ми за последние несколько месяцев, и их частота подстраивается таким образом, чтобы обеспечивать единицу времени, наиболее точно совпадающую с единицей

шкалы UTC. \_

Существуют также другие шкалы времени, например, шкала Глобальной системы навигации и определения положения GPS и российской Глобальной навигационной спутниковой системы ГЛОНАСС. Хотя шкалы GPS и ГЛОНАСС поддерживаются как независимые шкалы времени, на самом деле они достаточно регулярно корректи­руются по UTC(USNO) Военно-морской обсерватории США и UTC(SU) Института метрологии времени и пространства в России.

Согласно определению секунды в СИ (см. стр. 201) каждые часы реализуют «правильное» время в своей локальной системе отсчета. Для наблюдателя, нахо­дящегося в другой системе отсчета, на локальное время влияет гравитационный потенциал, в общем случае различный для различных систем. Согласно общей теории относительности (ОТО) (см. § 12.2) время в исходной системе отсчета может

течь быстрее или медленнее в зависимости от соответствующего знака разности гравитационных потенциалов. В результате этого эффекта наблюдателю из РТВ (Брауншвейг, Германия), находящегося над уровнем моря на высоте 79,5 м, кажется, что часы, находящиеся, например, в NIST (Боулдер, США) на высоте 1,6 км, идут быстрее на относительную величину 2-10” . Таким образом, шкала TAI была определена таким образом, чтобы учитывать гравитационный красный сдвиг: «ТА1 есть шкала координированного времени, определенная в геоцентрической системе отсчета (с началом координат в центре Земли) с единицей измерения, совпадающей с секундой СИ на поверхности вращающегося геоида [1]».

**§ 12.2. Основы общей теории относительности**

Точность стандартов частоты, использующихся в научных и технических при­ложениях, а также в часах, давно превзошла предел, когда при сравнении частот необходимо принимать во внимание релятивистские эффекты. На часы, находящиеся вблизи поверхности Земли, действуют гравитационная сила и центростремительное ускорение. Часы, находящиеся в ускоренной системе координат, необходимо описы­вать в рамках ОТО для искривленного пространства-времени. Связь между двумя бесконечно близкими пространственно-временными событиями дается с помощью интервала

*ds2* = *ga.3(iIJ)dxadx3,* (12.2)

где да^(х») есть метрический тензор, зависящий от координат, а (j^) = (х° =

* ct, х , .с, .г3) обозначает координату пространства-времени с координатным вре­менем t и скоростью света с. В уравнении (12.2) используется суммирование по­вторяющихся индексов по Эйнштейну. Кривизна пространства-времени в Солнечной системе мала ввиду слабости гравитационного поля. Поэтому компоненты метриче­ского тензора да.0(х11) отличаются от метрики Минковского для специальной теории относительности (СТО) с ffoo = —1, дц = Sij лишь малыми поправками, которые выражаются как члены разложения по малому параметру — гравитационному потен­циалу [724]. Здесь использован символ Кронекера 8ц = 1 для i = j и 6{j = 0 для \* J- Вблизи Земли потенциал является слабым и может быть аппроксимирован ньютоновским гравитационным потенциалом U. ') Компоненты тензора в инерциаль- ной невращающейся геоцентрической системе отсчета равны

<7oo **= -(l-^), g0j=0, дц = (l + 6^,** (12.3)

причем недиагональные элементы метрического тензора в этом случае равны 0. Следовательно, релятивистский интервал можно аппроксимировать как

ds2 =" О ~ v)сЧе+0+ т) [{dx')2+(rfx2)2+{dx3)2]' (,2-4)

где гравитационный потенциал L = Ue + Ut есть сумма ньютоновского гравитаци­онного потенциала Земли Ue и приливного потенциала Ut, создаваемого внешними

) В книге используется соглашение метрологического сообщества и IAU, когда потенциалы берутся с положительным знаком. Необходимо обратить внимание на то, что не существует общепринятой договоренности о знаках пространственных и временной координат, и мы используем те же знаки, что и в работах [263, 724].

телами. В качестве приближения гравитационного потенциала Земли используется выражение [263]

Ue = 2ML + J2GMEa\ , (12.5)

в котором координата г отсчитывается от центра Земли. В выражении учитывается увеличение радиуса Земли к экватору,') причем потенциал зависит от широты, задающейся углом Ф, который отсчитывается от экваториальной плоскости и положи­телен в северном полушарии. Экваториальный радиус Земли равен ai = 6378 136,5 м, а величина GMe = 3,986004418 • 10[[40]](#footnote-41) м3/с2 есть произведение гравитационной постоянной на массу Земли. Коэффициент квадрупольного момента Земли состав­ляет J2 = +1,082636 • 10\_3. Выражение (12.5) для гравитационного потенциала обеспечивает точность определения гравитационного красного сдвига частоты и, соответственно, показаний часов в пределах погрешности 6и/и < 10-и.

В координатной системе, вращающейся вместе с Землей, необходимо выполнить преобразование координат из инерциальной системы в систему, вращающуюся с постоянной угловой скоростью и>:

х = х' cos(uit') — у' sin(u>t'),

у = х' sin(u>t') -I- у' cos(u>t'), (12 6)

*z* = *z', t = t'.*

Угловая скорость вращения Земли составляет ш = 7,292 115 • 10-5 рад/с. Мы огра­ничимся случаем, когда ш(х'2 + у'2) «с2. Подстановка (12.6) и соответствующих дифференциалов в выражение для интервала ds2 = ~(?dt2 + dx2 + dy2 + dz2 в инер­циальной системе дает

*c\*dt'2 - 2ujy'dx'dt'*+2a*>x' dy' dt' -\-dx'2*+*dy'2 +dz'2 =*

1 *-%{хп+у'2)*

ds2 = -

*= g'a0{x'>1)dx'Qdx'f),* (12.7)

где мы временно пренебрегаем влиянием потенциала U. В первом слагаемом (12.7) появляется дополнительное выражение ил2р2, которое связано с эффективным по­тенциалом f/centr = и2р2/2, возникающим в системе отсчета тела, вращающегося с угловой скоростью uj на расстоянии р = у/х'2 + у’2 от оси вращения. Таким образом, во вращающейся системе отсчета в отсутствие гравитационного потенциала справедливо выражение

3oo = -(l-^). (12.8)

имеющее тот же вид, что и для интервала (12.4). Этот факт свидетельствует об эквивалентности гравитационного потенциала и потенциала, обусловленного уско­ренным движением. Из выражения (12.7) следует, что у тензора во вращающейся координатной системе существуют ненулевые недиагональные элементы.

Вводя сферические координаты г (расстояние до центра), ф (широту) и L (уг­ловую долготу с положительным отсчетом в восточном полушарии) и используя преобразование координат

х' = г cos ф cos L,

у' = г cos ф sin L,

■ I (12.9)

***Z = г*** sin ***ф,***

*t'* = *t,*

можно получить следующее выражение для интервала [263]:

*ds2 = —c2dt2* + *[dr2* + *r2dф2 + r2cos2ф{ш2dt2* + 2 *udLdt* + *dL2)].* (12.10)

В отличие от (12.3) метрика во вращающейся координатной системе в присутствии гравитационного потенциала будет иметь вид

„ \_ Л 2(7 (ш х г)2\ (м х г), / 2U\ „

900 ^ с2 с2 J' 90j . 9ij = (l + -j- j $ij. (12.11)

где векторное произведение угловой скорости и> на радиус-вектор г, указывающий из центра Земли на наблюдателя, эквивалентно центробежному потенциалу и за счет недиагональных элементов тензора приводит к возникновению эффекта Саньяка, который будет рассмотрен далее по тексту.

Согласно определению секунды в СЙ время, которое показывают часы, есть собственное время т, то есть время, измеряемое в координатной системе, жест­ко скрепленной с часами. Рассмотрим малое перемещение часов с одного места на другое, которое описывается во внешней координатной системе двумя точками (х , х , х , х ) и (х° + dt, х1 + dxl, х2 + dx2, х3 -I- dx3). Интервал

*dr = - у/ -ds2* (12.12)

связывает инкремент собственного времени dr, измеряемый с помощью часов, и инкремент dt времени t, измеряемый в другой (внешней) системе координат. Время t носит название координатного времени. Инкремент координатного времени dtc\0Qb, который соответствует наблюдаемому из внешней системы координат инкременту собственного времени drc|0С|(, связан с ним выражением

^clock — C^clock t (12.13)

которое может быть вычислено с использованием (12.12) в момент (х°, х1, х2, х3). Интегрирование (12.13) вдоль мировой линии дает координатное время dtc\ocb(t). Производную dr/dt можно вычислить исходя из (12.2) и (12.12) как

% = lj-900(x0, Х>, X2, X3) - ?ам(\*0, \*1, \*2, \*3) \_ 12д..[х 0t Х1 \_ Х2, Х3)^ ^ .

С (12.14)

Вблизи поверхности Земли влияние гравитационного потенциала на метрику мало (2U/c « 1,4 • 10 9 <g; 1). Следовательно, имеет смысл рассматривать лишь малое отклонение от плоского пространства, определив величину h(t)

% = 1~ М\*). (12.15)

где h(t) представляет собой разложение в ряд по 1/с. Разность координатного и собственного времени, таким образом, будет равна

h(t)dt. (12.16)

*At = t - т =*

Разность At можно вычислить, используя метрику либо в геоцентрической систе­ме (12.4), либо в координатной системе, вращающейся вместе с Землей (12.10). Для метрики геоцентрической невращающейся координатной системы (12.4) недиагональ­ные элементы равны нулю и подстановка в (12.14) приводит к выражению

,Ш7)

Раскладывая это выражение в ряд, получаем

\*w-^+i?+o(£). (Ш8)

Второе слагаемое в этом выражении известно как замедление времени (сдвиг Допп­лера второго порядка) часов, движущихся со скоростью v по отношению к началу

координат, т.е. к центру Земли. Вклад слагаемого О обычно составляет менее

10-18 и не будет рассматриваться в дальнейшем.

Для координатной системы, вращающейся вместе с Землей, в работе Гино [263] приводится следующее выражение

*Ug + A U(t)* + ^

+ 2^dAE' (12.19)

*с dt*

которое можно получить аналогично (12.17) при подстановке метрики (12.10). Здесь V(t) — модуль координатной скорости по отношению к Земле. Последнее слагаемое возникает за счет эффекта Саньяка [725]:

1. f (и х г) ■ dr = | w • (г х dr) = 2~ w-dA£ = (12.20)

*с р С v ° v*

Здесь Ае~ площадь фигуры, ограниченной проекцией на экваториальную плоскость вектора с началом в центре Земли и указывающего на покоящиеся или медленно движущиеся часы, как показано на рисунке 12.2. Потенциал Ug = 6,263685 75 х х 107 м2/с2 в выражении (12.19) есть постоянный потенциал в геоцентрической вра­щающейся системе координат на поверхности геоида, который получается из выраже­ния (12.5) добавлением центробежного потенциала. Если достаточна относительная точность 10-14, то разность гравитационных потенциалов в точке с координатой г и на поверхности геоида с учетом центростремительного ускорения может быть аппроксимирована выражением

**дшг) = «к + J2GMBaf + (<AWф) - U,. (12,21)**

г 2 г

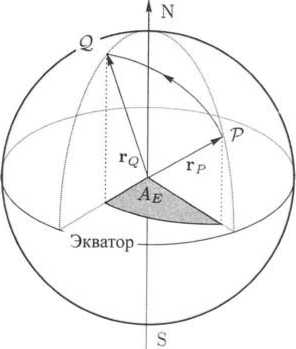


Рис. 12.2. Часы, перемещающиеся из точки V в точку Q на поверхности Земли, испытывают сдвиг времени за счет эффекта Саньяка, величина которого пропорциональна площади Ае

Еще лучшая аппроксимация достигается при использовании выражения [263]

—[Ьг'ф) =(-1,08821 • Ю~16 — 5,77 • 10-19sin2d)- + 1,716 • 10-23 (-Y, (12 22) с м \ м /

зависящего от высоты над геоидом b и широты о. Это приближение справедливо для высот Ь< 15 км над геоидом; относительная погрешность при использовании потенциала (12.22) не превышает 10~15.

Собственная частота некоторого стандарта частоты Н есть частота i'я(т), где г есть собственное время в системе координат стандарта. Эту частоту можно назвать «номинальной частотой» ун.о- Часто требуется выразить собственную частоту стан­дарта i'w(f) как функцию координатного времени t. Аналогично работе Гино [263] мы введем определение безразмерной величины «нормированная собственная частота» или «собственная относительная частота» в виде

= (12.23)

*"н.* о

Рассмотрим часы, которые мы обозначим как Н, покоящиеся на поверхности геоида. Геоид вращается относительно геоцентрической системы координат с началом отсче­та, совпадающим с центром масс Земли, причем направления осей зафиксированы относительно удаленных внегалактических объектов. Координатное время в такой системе носит название Геоцентрического координатного времени TCG. Нормирован­ная собственная частота часов в координатном времени TCG равна

<bH(TCG. x£eojd) = = 1 + Ь = 1 +6.9692903- Ю-10. (12.24)

Следовательно, часы Н, работающие на поверхности геоида, согласно определению секунды СИ, будут спешить относительно TCG на 22 мс в год. Таким образом, вводится шкала геоцентрического координатного времени в системе отсчета вращаю­щегося геоида, единицей шкалы служит секунда СИ. Шкала носит название Земного времени ТТ. В обеих системах нормированные частоты отличаются на одну и ту же величину. Шкала TAI реализует шкалу ТТ.

**§ 12.3. Сличение времени и частоты**

Поскольку понятие одновременности в ОТО не определено, прежде всего необ­ходимо договориться о методе синхронизации часов. Синхронизованные часы дают одни и те же показания в одни и те же моменты времени. В отличие от синхрони­зации по Эйнштейну 0 в настоящее время используется «координатная синхрониза­ция» [724], когда два события, описываемые в определенной координатной системе полным набором координат х\‘ и х%, считаются одновременными, если значения их

временных компонент равны (х° = х°). 2)

Можно выполнять сличение часов, находящихся в различных точках V и Q на Земле, различными способами. Транспортировка часов или обмен электромагнит­ными сигналами между V и Q являются наиболее распространенными среди них. Оба эти процесса уже описаны математически в геоцентрической системе координат. Координатная система может быть выбрана двумя различными способами, либо как мгновенно-сопутствующая инерциальная система с фиксированным направлением осей в пространстве (относительно удаленных космических объектов), либо как вращающаяся вместе с Землей. Вид уравнений зависит от выбора системы. Оба случая будут описаны в тексте согласно рекомендациям Международного телеком­муникационного союза [726] и работам [263, 725] наряду с некоторыми важными примерами.

1. Сличение транспортируемых часов. Если сигнал времени передается из точки V в точку Q с помощью транспортируемых часов, координатное время, накопленное в процессе перевозки часов в геоцентрической невращающейся системе, будет равно

Д<= + + (12.25)

с 2 с

Здесь U(г) — чисто гравитационный потенциал в точке нахождения часов, v — ско­рость часов в геоцентрической невращающейся системе координат, a dt — прираще­ние собственного времени, измеряемого в системе отсчета часов.

Во вращающейся геоцентрической системе отсчета сдвиг времени будет равен

+ с\*

= 1

*At* = *dt*

■2 2 г

с

2и,ЛЕ-, (12.26)

где V' —скорость часов по отношению к поверхности Земли, а конец вектора г указывает на часы во время их перемещения из 7^ в Q. Проекция конца вектора г на экваториальную плоскость ограничивает площадь Ае-

Три последних слагаемых в (12.26) отвечают за влияние гравитации, замедление времени и эффект Саньяка. Последний является не более чем «скрытым замедлением

') Рассмотрим двое часов А и В. Сигнал времени, который посылается в момент времени -\*ni от часов А к В, принимается в момент rjf, отражается и принимается часами^А в мо­мент тГ4С. А и В называются синхронизованными по Эйнштейну, если rgc = 1/2(тд" +тдс)

**[**266**].**

:) В отличие от синхронизации по Эйнштейну, координатный синхронизм обладает свой­ством транзитивности, т.е. если часы 1 синхронизованы с 2, а 2 с 3, то часы 1 и 3 оказываются также синхронизованы.

времени» как указано в [8]. Он возникает из-за того, что часы и Земля вращаются с одной и той же угловой скоростью. Следовательно, их скорость в невращающейся системе зависит от широты, которая определяет расстояние до земной оси. Площадь Ае считается положительной, если часы движутся в восточном направлении (так, ситуация, представленная на рис. 12.2, отвечает отрицательной АЕ).

1. Передача с помощью электромагнитных сигналов. Для сличения двух или более разнесенных в пространстве часов с помощью электромагнитных сиг­налов радиочастотного или оптического диапазона используется несколько способов, различающихся по сложности и предельно достижимой точности: односторонняя пе­редача, дифференциальный метод и двусторонняя передача. Время между моментами излучения и приема электромагнитного сигнала в невращающейся геоцентрической системе равно

(12.27)

*Q*



*v*



! ! *U(r)-Ug*

где da есть приращение собственной длины вдоль линии передачи между Р и Q, определение всех остальных величин такое же, как в (12.25).

Во вращающейся геоцентрической системе справедливо выражение

*Q*

*At = - da* [ 1 +

(12.28)

*С*

Д{У(г)1 , 2u>Ae

2 2

*V*

причем Д[/(г) есть гравитационный потенциал в точке г (уменьшенный на потенциал геоида) в координатной системе, вращающейся вместе с Землей, а Ле —площадь проекции на экватор, имеющей вершинами центр Земли и проекции точек V и Q. Площадь Ае считается положительной, если сигнал распространяется в восточном направлении.

В случае передачи сигнала с поверхности Земли на спутник, находящийся на геостационарной орбите, второе слагаемое с AU(г) приводит к поправке порядка наносекунды, что соответствует расстоянию ct ~ 30см. Третье слагаемое, содержа­щее 2ui/c = 1.6227- 10\_6 не/км-, может достигать нескольких сот наносекунд для больших дистанций.

1. Односторонняя передача. Наиболее простой способ распространения заключается в передаче закодированных электромагнитных сигналов. В качестве примера можно привести сигналы времени, которые передаются по телефону, теле­визору и могут быть получены через Интернет. Радиопередатчики коротковолнового (с частотой несколько мегагерц) и длинноволнового (несколько десятков килогерц, см. также § 12.4) диапазонов покрывают большие площади, где возможен прием сигнала. Часы, находящиеся на борту спутников системы GPS, позволяют принимать точный сигнал времени по всему миру. Информация, передаваемая с наземных станций и со спутников, позволяет устанавливать часы, компьютерное время или управлять осцилляторами для создания локальных стандартов частоты или радио­управляемых часов, оказывающих существенное влияние на повседневную жизнь. Точность, с которой можно установить часы, находящиеся в распоряжении пользова­теля, т.е. синхронизовать их с часами, от которых передается сигнал, зависит от вре­мени распространения сигнала между обоими часами. Так, время распространения может достигать нескольких десятых секунды при синхронизации по сети Интернет или сигналу геостационарного спутника. Проводя измерение полной задержки приобмене сигналами «клиент-сервер-клиент» в сети Интернет и полагая, что передача в прямом и обратном направлении происходит с равными скоростями, можно учесть и компенсировать существенную ее часть. Для передачи со спутника задержку можно учесть, умножая расстояние до спутника на скорость света.
2. Дифференциальный метод. Одновременный прием одного и того же сигнала, передаваемого, например, со спутника, может быть использован для син­хронизации часов. Рассмотрим две станции А и В, принимающие сигнал ts по двум путям S-А и S-В с задержками tsa и Тsb соответственно. После обмена результатами измерений ДtA = {ts ~ tsa) — tA и AtB = {ts~TsB)~tB получается

результат *AtB - &tA = (tA - tB) + {tsa ~ tsb),* (12.29)

представляющий собой разность показаний часов — tB и задержек в каналах передачи. Этот метод, носящий название «диффренциального метода», не требует высокой точности от часов, находящихся на борту спутника, поскольку время ts сокращается при вычислении разности. Это свойство было особенно важно при вы­полнении сличений в период до 2000 г., когда сигнал от часов, находящихся на борту спутников GPS, преднамеренно искажался для создания т.н. режима селективной доступности, приводящего к снижению точности определения координат. Дифферен­циальный метод часто используется для сличения часов различными институтами и лабораториями времени.

1. Двусторонняя передача. На сегодняшний день методом, обеспечива­ющим наивысшую точность сличения часов, является двусторонняя спутниковая передача времени и частоты TWSTFT. Рассмотрим две станции А и В, каждая из которых оснащена часами, передатчиком и приемником (рис. 12.3). Каждая из

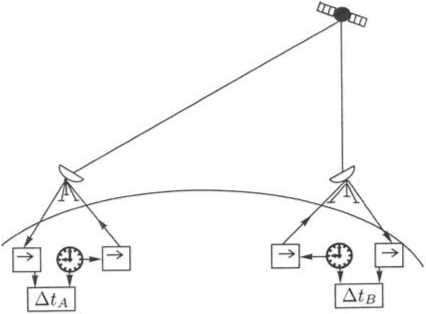


Рис. 12.3. Двусторонняя передача данных

Станция А

Станция

станций передает сигнал вверх на спутник, который передает сигнал вниз на другую станцию. Для того, чтобы не вносить искажения в слабый приходящий сигнал сильным излучаемым сигналом в той же антенне, для передачи на спутник и со спутника используются различные несущие частоты в полосе частот спутниковой связи, например, 14 ГГц для передачи на спутник и 12 ГГц для обратной передачи. В момент времени tA часы на станции А задают начало передачи сигнала со станции А на В через спутник и одновременно запускают измеритель интервалов на станции А. Аналогичная процедура стартует на станции В в момент времени tB. Приходящие со спутника сигналы используются для остановки соответствующихизмерителей интервалов. Следовательно, показания измерителей на станциях А и В есть интервалы времени

*At А* = *tA - + 6в—А<* (12.30)

*AtB = t.B-tA+6A^B-* (12.31)

Если оба направления передачи полностью эквивалентны, то задержки 8в~А и в будут одинаковыми. Разность показаний часов ДГ, находящихся на станциях А и В, может быть вычислена после того, как станции обменяются результатами измерений. Вычитая (12.31) из (12.30), получаем АТ — (AtA - Ate)/2. Однако, существуют эф­фекты, приводящие к отличию задержек между направлениями. Разность показаний часов на станциях А и В для этого случая приведена в работе [727]:

ЛТ,\_Д<д-Д<в , (г;р + гГ")-(т^ + тГп) , тд\_в-тв^д,

1. + 2 2 +

+ (Ja\_- ТР.). + Atr. (12.32)

Первое слагаемое (Д£д — Д<в)/2 является измеряемой разностью, в то время как второе слагаемое [(7дР + rgwn) - (тд + r^0tt'n)]/2 представляет собой вклад задержек в одном и другом направлениях. Если передача сигнала в обеих направлениях ведется примерно одновременно, то вторым слагаемым можно пренебречь. Третье слагаемое учитывает разность задержек в ретрансляторе спутника и существенно лишь в том случае, если для обслуживания разных направлений используются различные ретрансляторы. Различные задержки в каналах приема и передачи самих станций составляют четвертое слагаемое в (12.32). Последнее слагаемое Дтд отве­чает эффекту Саньяка при учете вращения Земли. Выражения, позволяющие учесть указанные релятивистские эффекты вплоть до пикосекундного уровня, приведены в работе Пти и Вольфа [728].

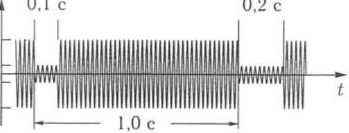
**§ 12.4. Радиоуправляемые часы**

В некоторых областях земного шара, например на территории США, Японии и Германии, сигналы точного времени распространяются с помощью передатчиков длинноволнового диапазона. В качестве примера рассмотрим длинноволновый пере­датчик DCF77 компании Дойче Телеком, контролируемый немецким Федеральным физико-техническим ведомством РТВ. Передатчик находится в г. Майфлингине под г. Франкфуртом (Германия) на 50°01' северной широты и 09°00' восточной долготы. Сигналы времени, излучаемые передатчиком, управляются цезиевыми часами, нахо­дящимися на объекте. Сигналы времени и частоты передаются на несущей частоте

*U*

Рис. 12.4. Уменьшение амплитуды сигнала станции DCF77 на частоте 77,5 кГц до уровня 20% задает начало новой секунды. Интервалы длительностью 0,1 с и 0,2 с соответствуют

бинарным 0 и 1



1.0

**0.2**

-1.077,5 кГц с помощью амплитудной модуляции, обеспечивающей секундные метки. В начале каждой секунды (за исключением 59-й секунды) амплитуда уменьшается до уровня 20% на время 0,1 с или 0,2 с, которым соответствует двоичный ноль или единица соответственно (рис. 12.4). Задний фронт огибающей является маркером начала секунды. Для определения начала новой минуты каждый 59-й импульс

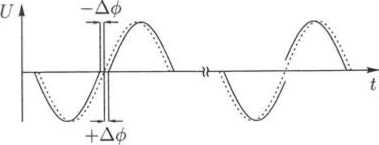


Рис. 12.5. Фазовая модуляция сигнала DCF77 псевдослучайной последовательностью

пропускается. Информация о времени кодируется системой двоично-десятичных чи­сел (BCD) по схеме, изображенной на рис. 12.6, причем информационные биты, приходящие каждую 59 секунду имеют специфическое значение. Маркерные биты с 21-го по 27-й используются для идентификации минуты в пределах данного часа. Так, 47-я минута с начала часа будет соответствовать случаю, если выставлены минутные биты 40, 4, 2, 1, то есть амплитуды маркеров 21-й, 22-й, 23-й и 27-й секунды будут снижены в течение 0,2 с (единица), а длительность для 24-го, 25-го и 26-го маркеров будет составлять 0,1 с (ноль). Аналогично кодируется информация по текущему часу, дню, дню недели, месяцу, и двум последним цифрам года. Закодированная информация соответствует официальному времени в Германии. Биты с 1-го по 14-й зарезервированы для возможных будущих приложений, например, для сигнала тревоги, а биты с 15-го по 20-й имеют специальное предназначение. Биты Z1 и Z2 несут информацию о временной зоне (MEZ, т.е. стандартное европейское время с битами Z1 =0 и Z2=l или MESZ, т.е летнее время с набором битов Z1 = 1 и Z2=0).

К

***гг***

Б.

ез «

9 Й

1 с?

*х*

S 2 о

ч q. а

о «в вс

X Г- О

*л х 2*

8 5

|  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- |
| А1 А2 | | 12 10 Р1 2 | 10 1 8 | 1 1 8 | 12 10 80 |
|  | R Z2 | ll 8 40 11 | 8 Р2 4 | 20 4 4 | ll 8 40 1 |
|  | MINIMI | 1 II 1 1 1 1 II | IIIIIIIII | IIIIIIII | IIIIIIIII |

Резервные маркеры

Минута Час

Z1 S 4 20

4 20

2 10

, ^

2 10 4 20 РЗ

10

20

30

40

50

Рис. 12.6. Схема кодирования передатчика DCF77 согласно Бекеру и Хетцелю [729]

Для увеличения точности передачи сигналов времени и более эффективного использования частотной полосы, наряду с амплитудной модуляцией, изображенной на рис. 12.4, несущая частота модулируется по фазе псевдослучайным шумом. Фаза несущей сдвигается на ±13° (см. рис. 12.5) по двоичной последовательности, не ме­няющей среднюю фазу несущей. Частота модуляции 645,83 является субгармоникой (77 500/120) несущей. Каждый цикл псевдослучайной последовательности передает-

60

ся в течение 793 мс. Значение бита зависит от последовательности, содержащейся в следующем цикле: инвертированная последовательность соответствует передава­емой логической единице. Полный псевдослучайный код фазы несущей состоит из 29 битов, которые накладываются на маркеры амплитудной модуляции. Информация псевдослучайной фазовой кодировки полностью соответствует информации, содержа­щейся в амплитудной модуляции за исключением идентификатора минуты. В при­емнике псевдослучайная кодировка может быть воспроизведена в виде сигнала и использована для измерения корреляций с псевдослучайным фазовым шумом. Полу­чаемые таким способом метки времени будут определены с более высокой точностью. Несмотря на присутствие фазовой модуляции, прием амплитудно-модулированных маркеров времени не искажается и характеристики передатчика DCF77 на длитель­ных интервалах времени не изменяются в худшую сторону.

Длинноволновые сигналы передатчика DCF77 могут достигать приемника различными способа­ми. Одним из путей распространения электромаг­нитного излучения является волноводное распро­странение вдоль земной поверхности, что носит название «земной радиоволны» (рис. 12.7). Элек­тромагнитная волна может попасть в тот же при­емник после отражения от ионосферы, что назы­вается «пространственной радиоволной». [[41]](#footnote-42)) Из-за сильного поглощения амплитуда земной радио­волны становится малой на расстояниях свыше 500 км, а максимальное расстояние, на котором возможен прием сигналов DCF77. соответству­ет случаю, когда пространственная радиоволна попадает на приемник по касательной к земной поверхности (рис. 12.7).

Ионосфера

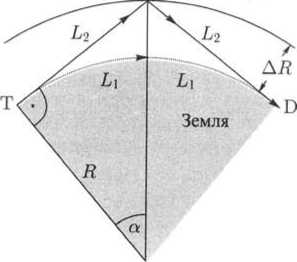


Рис. 12.7. Сигнал передатчика Т может попасть в приемник D ли­бо посредством земной радиоволны, пройдя расстояние 2L| (точечная линия), либо посредством про­странственной радиоволны, пройдя расстояние 2L-2

Для высоты ионосферы ДЛ = 90 км макси­мальное расстояние, вычисленное исходя из схе­мы рис. 12.7 составляет L\ = 2aR «: 2100 км, причем cos а = R/(R + AR). Учитывая, что пе­редатчик расположен вблизи г. Франкфурт, зоной приема с уровнем 100 мкВ/м является практи­чески вся Западная Европа. Зона охвата уменьшается днем и расширяется но­чью. Кроме того, зона охвата зависит от необходимого уровня сигнала. Так, для наиболее современных моделей наручных часов требуется минимальный уровень от 15 мкВ/м до 20 мкВ/м, что позволяет пользоваться ими без дополнительного интерфейса. Задержка времени между пространственной и земной волнами состав­ляет ДL = 22,2 — 2L| = 2R(tga — а), что соответствует At = ALc = 70 мкс при передаче на максимальное расстояние. Задержка может вырасти вплоть до 0,5 мс

) В ионосфере, на высотах от 70 км до 1000 км, ионизация молекул воздуха солнечным излучением приводит к образованию плазмы, состоящей из электронов (заряд е, масса те) и тяжелых ионов. Внешнее возмущение электронов плазмы электромагнитным полем приводит к колебаниям относительно положения равновесия. Соответствующая угловая частота колеба- - \_ п0е2

нии шр — 4/ —— пропорциональна корню из плотности электронов щ\ ео — диэлектрическая

у ^0

константа. Волны с частотами ниже этой частоты и) ^ и/р приводят к вынужденным колеба­ниям электронов на частоте w и отражаются от ионосферы.

при уменьшении расстояния между приемником и передатчиком. Несущая частота DCF77 в 77,5 кГц является стандартной частотой с относительной погрешностью в течение суток, равной 1 • 10~12. Импульсы времени в передатчике синхронизованы с UTC(PTB) с точностью около 25 мкс. Естественно, в точке нахождения приемника флуктуации фазы и частоты увеличатся за счет наложения пространственной и зем­ной волн.

Таблица 12.1. Характеристики стандартов частоты и меток времени в длинноволновом диа­пазоне. Описание других станций содержится в работе [730]. Величина &u/v есть относитель­ная погрешность несущей частоты за одни сутки усреднения по уровню 1<т

|  |  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- |
| Позывные | Расположение | Широта | Долгота | Несущая  частота | 6t//u | |
| ВРС | Пухкенг  Китай | 34°57' N | 109° 33' Е | 68.6 кГц |  |  |
| DCF77 | Майнфлинген  Германия | 50°01' N | 09° 00' Е | 77,5 кГц | ±1 ■ | ю-’2 |
| HBG | Прангинс  Швейцария | 46°24' N | 06° 15' Е | 75 кГц | ±1 ■ | 10-12 |
| JJY | Октахадояяма  Япония | 37°22' N | 140°51'Е | 40кГц | ±1 • | ю-12 |
| JJY | Хаганэяма  Япония | 33°28' N | 130° 11' Е | 40 кГц | ±1 ■ | ю-12 |
| MSF | Регби  Англия | 55°22' N | oril'W | 60 кГц | ±2 ■ | ю-12 |
| WWVB | Форт Коллинз Колорадо, США | 40° 40' N | 105° 03' W | 60 кГц | ±1 | 10-" |
| RBU ') | Москва  Россия | 55°44' N | 38° 12' Е | 66,6 кГц | ±2 | ■ ю-12 |
| RTZ ') | Иркутск  Россия | 52° 26' N | 103°41' Е | 50 кГц | ±2 | ■ИГ12 |

Аналогичные системы длинноволнового диапазона функционируют, например, в США и Японии (см. таблицу 12.1). Система в США (WWVB) с мощностью около 50 кВт, расположенная вблизи г. Форт Коллинз, Колорадо, работает на несущей частоте 60 кГц и охватывает практически всю территорию США. Кодировка времени аналогична DCF77. Сигнал несущей снижается на 10 дБ в начале каждой секунды; падающий фронт импульса является маркером. Для двоичных нуля, единицы или по­зиционного маркера исходный уровень восстанавливается через 0,2 с, 0,5 с или 0,8 с соответственно.

Несмотря на растущую роль системы GPS, которая будет описана в § 12.5, передача сигналов времени в длинноволновом диапазоне остается важной и необ­ходимой как сегодня, так и в обозримом будущем. Достоинством таких систем является низкая цена, малое потребление мощности и возможность размещения приемников в помещениях. Область приложений описанной системы чрезвычайно широка: от синхронизации фазы электростанций, управления светофорами, диспет­черской службы аэропортов до синхронизации компьютеров и телекоммуникаци­онных сетей. Кроме этого, служба передачи сигналов времени в длинноволновом диапазоне используется для точного определения длительности разговоров телефон­ными компаниями, при проведении биржевых торгов и для синхронизации наруч­ных часов.

**§ 12.5. Глобальная система спутниковой навигации**

Космические навигационные системы в значительной степени опередили по сво­им возможностям большинство наземных систем. К наиболее широко известным космическим системам относятся разработанные для военных целей Американская навигационная система с глобальной системой навигации и определения времени (NAVSTAR GPS) и российская Глобальная навигационная спутниковая система (ГЛОНАСС), а также разрабатываемая для гражданских целей европейская система GALILEO. ')

1. Принципы спутниковой навигации. Глобальную систему спутниковой навигации (GNSS) можно разделить на три сегмента, называемых космическим сегментом, сегментом оперативного управления и сегментом пользовательского обо­рудования. В космический сегмент входит серия спутников, которые передают сигналы позиционирования и другую важную информацию пользователям. Сег­мент оперативного управления состоит из станций наблюдения, наземных ан­тенн и главной станции управления. Станции наблюдения пассивно отслежива­ют спутники, находящиеся в их поле зрения, принимая навигационные сигналы и передавая их на главную станцию. Информация обрабатывается на станции управления с целью определения орбит спутников. После этого главная станция передает на каждый из спутников данные о параметрах его орбиты через назем­ные антенны, что дает возможность регулярно обновлять навигационные сигналы со спутников.

На борту спутников, находящихся в космическом сегменте, находятся атомные часы. Каждый спутник наряду с сигналом времени бортовых часов передает сигнал с информацией о его статусе и собственном положении на орбите. Пользователь определяет свое положение, используя данные о расстоянии до различных спут­ников, находящихся в известных точках пространства. Эти расстояния определя­ются по задержке сигналов времени при прохождении их от спутника к поль­зователю.

Для определения положения на поверхности Земли приемник GNSS одновремен­но использует сигналы с метками времени от различных спутников и сравнивает их с показаниями собственных часов. Если сигнал от определенного спутника «i», име­ющего координаты Xj. iji, г,, был получен приемником U с координатами X, Y, Z (рис. 12.8), задержка времени между моментами передачи и приема сигнала будет определять расстояние от спутника до приемника.

В случае, если часы, находящиеся в приемнике, и часы на спутнике синхро­низованы, расстояние до первого спутника можно определить исходя из задержки распространения Д<|, как R\ =c-At\. Измерение расстояния до второго спутника сразу же даст информацию о положении приемника в общей плоскости. Это по­ложение будет задаваться точкой пересечения окружностей с радиусами R\ и R2, как показано на рис. 12.8. Для определения положения в трехмерном пространстве необходим третий спутник. Однако в общем случае кварцевые часы, находящиеся в приемнике, не синхронизованы с атомными часами на спутниках: так, погрешность в St = 1 мкс приведет к систематической ошибке определения положения в 300 м. В двумерном случае, представленном на рис. 12.8, подразумевается, что время 7у часов в приемнике опережает время системы Tgnss на Stu = Ту — Tgnss- Следова­тельно, расстояния увеличиваются на c-Stu, что приводит к ошибочному значению координаты U'. Расстояние, вычисленное непосредственно из разности моментов времени испускания и приема сигнала, включая погрешность, возникающую из-за несинхронности часов Stu, называют «псевдодальностью» Р, = R, + с- 6tu.

хг. J/2, гг, Tgnss

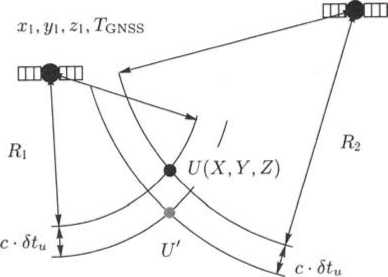


Рис. 12.8. Принцип работы навигационной системы и определения времени

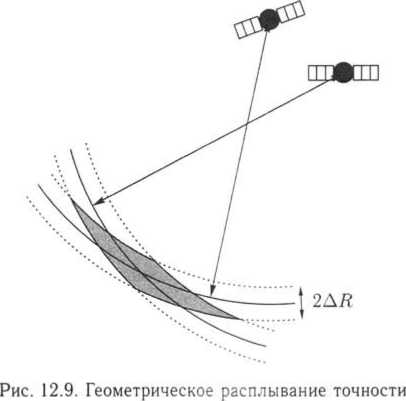
Если составить четыре уравнения, содержащие четыре различные псевдодально­сти, то из них можно определить четыре неизвестные величины: три пространствен­ных координаты X, Y, Z и отстройку времени Stu:

(х, - X)2 + (у, - Y)2 + (г, - Z)2 = (Р, - cStu)2, (х2 - X)2 + (у, - Y)2 + (Z2 - Z)2 = (Р2 - cStu)2, (х3 - X)2 + (уз - Y)2 + (г3 - Z)2 = (Р3 - c6tu)2,

(Х4 — X)2 + (2/4 — Y)2 + (24 — Z)~ = (Р4 — cStu)2.

Система нелинейных уравнений может быть решена либо линеаризацией, либо в замкнутой форме, а также с помощью метода фильтрации Кальмана [731]. Ли­неаризованная система уравнений, которая получается из исходной разложением членов в ряд Тейлора, решается итерационным методом с подстановкой оценочных значений начальной координаты и отстройки времени. Обычно используется опорный эллипсоид геоцентрической Всемирной геодезической системы 1984 г. (WGS84).

Далее мы дадим более подробное описание основных характеристик спутниковой системы навигации на примере GPS с учетом того, что аналогичные рассуждения применимы как к системе ГЛОНАСС, так и к GALILEO.



1. Глобальная навигационная система GPS. Часы на борту спутников GPS синхронизованы по шкале времени GPS. которая имеет фиксированный сдвиг времени относительно UTC(USNO), и. следовательно, система позиционирования GPS также распространяет сигналы времени, являющиеся локальным приближением к UTC. Шкала времени GPS опирается на показания серии атомных часов на борту спутников и на наземных станциях, которые комбинируются путем сложной проце­дуры обработки данных. Эта шкала времени корректируется посредством сегмента оперативного управления относительно шкалы времени UTC(USNO) Военно-морской обсерватории США, обеспечивая совпадение в пределах 1 мкс без учета фиксиро­ванной разницы в некоторое целое число секунд. Обе шкалы совпадали в 0 часов 6 января 1980 г., однако на сегодняшний день они различаются из-за того, что в шкалу GPS, в отличие от UTC(USNO). не вводятся «скачущие» секунды.
2. Орбиты спутников. Для спутника, движущегося по орбите, центро­стремительное ускорение обеспечивается гравитационной силой:

*gMeMs =MsiJ2R* (12.34)

*R~*

при этом возможно движение по бесконечному множеству замкнутых кеплеровских орбит. Здесь GMe = 3,986004 418 • 10!4м3/с2 есть произведение гравитационной константы на массу Земли. Для обеспечения оптимальных орбит спутников системы GPS необходимо, однако, выполнить ряд условий. Прежде всего, для того чтобы обеспечить возможность непрерывного определения положения и времени в любой точке Земли, все точки ее поверхности должны одновременно покрываться конусами излучения, как минимум, четырех спутников. Во-вторых, полное время пролета орбиты выбирается таким образом, чтобы оно соответствовало ровно половине си­дерического дня, что есть 12 часов минус две минуты. Эта особенность облегчает определение координат каждого из спутников относительно удаленных звезд. Вслед­ствие этого каждый новый день спутник достигает той же точки на небосводе на четыре минуты раньше. Для указанного времени обращения спутника вокруг Земли большая полуось кеплеровской эллипсоидальной орбиты с фокусом в центре Земли составляет 26560 км. Для того, чтобы по-возможности удерживать постоянными значения доплеровского сдвига второго порядка и гравитационного красного смете- ния, орбиты спутников подбираются наиболее близкими к циркулярным со значением эксцентриситета е = 0,02. О

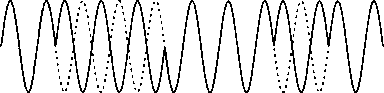
Для описания движения спутника в любой данный момент времени необходи­мо 6 параметров. В качестве таких параметров могут быть выбраны три составляю­щие скорости спутника и его пространственные координаты, но, поскольку орбитами спутников являются кеплеровские эллипсы, удобнее описывать движение спутников шестью так называемыми кеплеровскими параметрами. В качестве системы отсчета выбирается так называемая земная экваториальная система, определяемая плоско­стью земного экватора, а в качестве инерциальной оси по отношению к удаленным звездам выбирается направление на точку весеннего равноденствия Т, т.е. точку пересечения эклиптики и звездного экватора. [[42]](#footnote-43))

Положение плоскости орбиты спутника по отношению к экваториальной плоско­сти задается двумя параметрами: ее наклоном (склонением) и прямым восхождением, т.е. точкой, в которой спутник пересекает экватор при движении с севера на юг. Сама эллиптическая орбита задается двумя параметрами: большой полуосью и экс­центриситетом е.

Ориентация осей эллипса в плоскости орбиты определяется углом между направ­лением на точку прямого восхождения и перигеем. Шестой параметр есть зависящее от времени истинное отклонение, т.е. угол между направлением на перигей и на­правлением на спутник в данный момент времени. Система спутников GPS обычно состоит из 24 спутников, по 4 спутника на 6 различных орбитах, имеющих угол 55° по отношению к экватору.

1. Часы и сигналы спутников. На борту каждого из спутников находится четверо независимых часов (либо цезиевых, либо рубидиевых, либо и тех и других), которые служат для синтеза сигналов времени со спутника. Поскольку бортовые ча­сы уступают по точности наземным, информация об отклонении показаний бортовых часов от системного времени передается вместе с сигналом со спутника.

Со спутника передаются четыре фазово-когерентных сигнала с частотами 1,023 МГц, 10,23 МГц, L1 = 1540 • 1,023 МГц = 1,57542 ГГц и L2 = 1200 х х 1,023 МГц = 1,227 60 ГГц. Сигналы с частотами L1 и L2 передаются каждым из спутников в так называемом микроволновом L-диапазоне. Несущие частоты спут­ников модулируются индивидуально, например, псевдослучайной (PRN) кодировкой (см. рис. 12.10). Используются две различные последовательности кода, носящие



|  |  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- |
| 1 | 0 | 10 | 1 | 11 | 0 | 1 1 |

Рис. 12.10. Фазовая модуляция псевдослучайным числовым кодом (PRN)

название общедоступного кода (кода С/А) и точного защищенного кода (Р). Общедо­ступный код С/А состоит из 210 — 1 = 1023 бит и передается с частотой 1,023 МГц; следовательно, полный код воспроизводится с частотой раз в миллисекунду. О Код Р, в свою очередь, повторяется один раз в 266,4 дня. Каждому спутнику назначается отрезок кода недельной длительности. Итак, коды С/А и Р позволяют пользователю однозначно идентифицировать спутник, передающий сигнал, с помощью соответству­ющих реплик кодов, хранящихся в GPS-приемниках.

Обе несущие L1 и L2 модулируются Р кодом, а кроме того, несущая L1 модулиру­ется кодом С/А. Для того, чтобы передавать дополнительную информацию, последо­вательность PRN может быть инвертирована (что соответствует значению «1») или оставлена без изменений (значение «0») с частотой следования таких битов 50 Гц (рис. 12.11). Для модуляции высокочастотного сигнала L1 обеими кодировками Р и С/А сигнал делится на два, сдвинутых друг относительно друга по фазе на тг/2. Один из компонентов модулируется кодировкой С/А, в то время как другой — кодировкой Р, после чего сигналы вновь суммируются и передаются. Следовательно, в зависимости от значений кодировок Р и С/А, передаваемый сигнал может обладать четырьмя различными фазами (0/0, 0/1, 1/1, 1/0). Читатель может ознакомиться с подробностями в работе [731].

ПН 0 | 0 | 1 1 1 1 0 ГП 0 код

0П данные, 50 Гц

1 1 | 0 | 1 | 0 I 0 | 1 | 0 |~Т код и данные Рис. 12.11. Совмещение кодировки и данных в сигнале GPS

1. Погрешности системы GPS. Погрешность, с которой пользователь может определить свои координаты, скорость передвижения или время с помощью системы GPS прежде всего определяется эффектами, влияющими на результат измерения псевдодальности до спутника. Погрешность измерения псевдодальности носит название «пользовательской ошибки по дальности» UERE. Погрешность до­полнительно может увеличиться за счет геометрического фактора, зависящего от взаимного расположения спутников и приемника. Так, в примере, показанном на рис. 12.9, погрешности определения псевдодальности до спутников могут привести к значительной ошибке определения положения приемника вдоль нормали к бис­сектрисе угла между спутниками. Эффект называется «геометрическим снижением точности» (GDOP) и учитывается перемножением ошибки UERE на коэффициент GDOP. Коэффициент GDOP вычисляется решением полной системы линеаризован­ных уравнений для псевдодальности при учете всех спутников в поле видимости. Аналитическое решение показывает, что коэффициент GDOP обратно пропорциона­лен объему многогранника, чьими вершинами являются спутники и приемник.

Погрешность определения псевдодальности зависит от ряда факторов, которые приводят к отличиям псевдорасстояний от истинных расстояний, а также от возмож­ности корректировать эти ошибки.

Эфемериды. Для того, чтобы определить координаты и время в точке нахож­дения приемника GPS, необходимо точно знать положение каждого из спутников

') Отметим, что сам по себе код не содержит никакой дополнительной информации и яв­ляется лишь идентификатором спутника.

относительно земного шара. Однако из-за различных возмущений спутники движут­ся не точно по кеплеровским орбитам. К негравитационным возмущениям можно отнести торможение в верхних слоях атмосферы или влияние солнечного ветра. Гра­витационные возмущения возникают из-за сплюснутой формы Земли или приливных солнечных и лунных потенциалов (см. также рис. 13.4). Отличие формы Земли от сферы приводит к медленной прецессии орбиты спутника. В результате воздействия всех этих эффектов орбиты спутников не являются стационарными и требуется корректировка с помощью двигателей реактивной системы управления для удер­жания спутника на заданной орбите. Положение спутников измеряется с помощью наземных станций наблюдения, находящихся в точках с известными координатами и обладающих точными наземными часами. Станции используют измеренные ими данные по псевдодальности для вычисления положения спутников и их бортового времени. Главная станция управления анализирует собираемые ей данные со станций слежения для получения точных данных по эфемеридам спутников и показаниям их бортовых часов, а также составляет прогноз на будущее. Полный альманах 0, данные по эфемеридам и поправки к часам спутников передаются обратно через спутники пользователю и используются в системе приемника для определения его координат и получения точного сигнала времени.

Погрешности часов на спутниках. Согласно общей теории относительности частота сигнала бортовых часов, с помощью которых формируется сигнал времени, зависит от гравитационного потенциала (см. (12.15), (12.17)). В свою очередь, по принципу эквивалентности влияние гравитационного потенциала на результат экспериментов негравитационной природы неотличимо от влияния равноускоренного движения, в том числе, и от равномерного вращения по окружности. Эффективный потенциал, в котором находятся часы на земной орбите с радиусом R, обладающие угловой скоростью ш, равен

Используя это выражение и данные из работы [263], можно определить потенциал для часов, находящихся на поверхности геоида ^поверхность = -62,6 (км/с)2. Если часы находятся на борту спутника, то, комбинируя (12.35) и (12.34), получим:

*GMe GMe* 3 *GMe R 2R ~* 2 *R* '

*ис*

(12.36)

Разность потенциалов для часов на орбите и на поверхности Земли приводит к по­явлению разности хода, равной

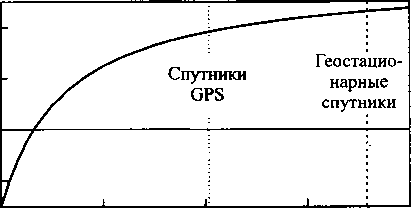


(12.37)

Используя данное выражение, можно вычислить разность хода часов в пересчете на одни сутки для различных положений орбит (см. рис. 12.12). Для спутников с низ­кими орбитами разность отрицательна, при повышении орбиты она уменьшается по модулю и становится равной нулю для высоты орбиты 3190 км над поверхностью, что соответствует половине земного радиуса. Разность хода становится положительной для более высоких орбит, например, для орбит, на которых находятся спутники GPS или геостационарные спутники. Таким образом, при наблюдении с земной поверхно­сти часы на борту спутников GPS с радиусом орбиты R = 26 600 км идут быстрее

') Данные альманаха содержат данные по положениям спутников на их орбитах, а также статус каждого из них.

на 38,5 мкс/день. Для того, чтобы компенсировать этот эффект, к частоте бортовых часов добавляется поправка, равная в относительных единицах -4,464733- 10"10 [725, 732]. Таким образом, передаваемая частота составляет 10,2299999954326МГц вместо 10,23 МГц. Эта поправка, однако, не учитывает небольшой эксцентриситет орбит спутников GPS. В перигее спутник находится в более низком гравитационном потенциале и его скорость увеличивается. Оба эти эффекта приводят к уменьшению частоты бортовых часов при наблюдении с земной поверхности. В свою очередь, в апогее часы на спутнике идут быстрее по причине снижения скорости и повышения гравитационного потенциала. Максимальная девиация частоты, которая может быть обусловлена этим эффектом, составляет 70 нс [731].



40

20

-20

0 10000 20000 30000 40000 h, км ►

Рис. 12.12. Разность показаний за сутки между часами, находящимися на борту спутника с высотой орбиты h над поверхностью Земли, и часами на поверхности Земли из (12.37)

д

к

а>

«

о

и

S

Задержки в атмосфере. Прохождение электромагнитных волн, испускаемых спутниками, через земную атмосферу отличается от их распространения в вакууме. Наиболее существенные эффекты происходят в ионосфере. Показатель преломле­ния пр ионосферы для фазовой скорости электромагнитного сигнала на частоте и в хорошем приближении описывается формулой [731]

Пр=\ + Ц. (12.38)

*V*

Коэффициент С2 = —40,3-пе Гц2 зависит от плотности электронов пе вдоль пути распространения сигнала от спутника к приемнику. Плотность электронов, проинте­грированная вдоль этого пути, называется полным числом электронов ТЕС. Величина ТЕС есть количество свободных электронов в столбе с площадью основания 1 м2. Она может изменяться в пределах от 1016м-2 до 1019м~2 в зависимости от точки нахождения приемника, времени суток, высоты спутника над горизонтом, солнечной активности и т.п. Поскольку на сигнал GPS наложена модуляция, он представляет собой полосу частот некоторой ширины. Групповая скорость передачи сигнала со­ставляет

*пд = \-%,* (12.39)

*и2*

что получается из (12.38) и известного соотношения пд = пр + vdnvjdv. Таким образом, дополнительная задержка во времени передачи сигнала из-за влияния ионосферы составляет -

АТ = 40,3'ТЕС. (12.40)

*CV*

Если для приема используются одновременно два сигнала с несущими L1 и L2, разность задержек составит

АТ = AT(L1) - AT(L2) = 1°’ЗТЕС ( ± = AT{L1)^-^. (12.41)

с \г^1 vi) г/2

Следовательно, задержка АТ\ на частоте L1 определяется из задержки АТ (12.41), которую можно непосредственно измерить. Задержку на частоте L2 можно получить умножением АТ\ на отношение v\/v\ = (77/60) .

В случае, если приемник регистрирует только канал L1, влияние ионосферы при­ходится учитывать на основании эмпирической модели. Параметры модели включены в информацию, передаваемую в сигнале GPS. Погрешность при использовании такой модели может достигать 50% от величины самого эффекта.

Нижняя часть атмосферы, называемая тропосферой, практически не обладает дисперсией для частот ниже 15 ГГц. Таким образом, задержку, вносимую тропосфе­рой, нельзя определить из сравнения каналов L1 и L2. Показатель преломления тропосферы зависит от температуры, давления и влажности. Изменение эффектив­ного пути, вызванное этими эффектами и, к тому же, зависящее от высоты спутника над горизонтом, приходится учитывать с помощью полуэмпирических моделей. Со­ответствующая поправка к расстоянию составляет порядка нескольких метров.

Точность определения времени и координат. В период между 1990 и 2000 гг. сигналы GPS преднамеренно искажались системой управления для обеспечения так называемого режима селективной доступности (SA). Для этого на сигналы часов GPS определенным образом накладывалась дополнительная шумоподобная модуляция, что давало возможность пользоваться незашумленным сигналом лишь авторизованным пользователям (в основном, военным), обладающим информацией об алгоритме наложения шумов. Как видно из табл. 12.2, погрешность определе­ния псевдодальности определяется рядом различных эффектов. Соответствующие

Таблица 12.2. Погрешности определения псевдодальности согласно [731] по группам для космического сегмента, сегмента управления и пользовательского сегмента

|  |  |
| --- | --- |
| Источник погрешности | Погрешность |
| Погрешность бортовых часов | 3,0 м |
| Флуктуации орбит спутников | 1,0 м |
| Другие возмущения | 0,5 м |
| Предсказание эфемерид | 4,2 м |
| Другое | 0,9 м |
| Задержка в ионосфере | 2,3 м |
| Задержка в тропосфере | 2,0 м |
| Шумы в приемнике | 1,5 м |
| Распространение |  |
| по различным каналам | 1,2 м |
| Другое | 0,5 м |

Сумма

Таблица 12.3. Суммарные погрешности в случае приема общедоступного кода С/А и точ­ного защищенного кода Р. При вычислении погрешностей использованы данные из табл. 12.2 с учетом геометрического коэффициента GDOP (рис. 12.9). Режим селективной доступности, включенный в данном случае в код С/А, обеспечивает основное отличие в точности обоих ме­тодов приема

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
|  | С/А | Р |
| Координаты (3D) | 95 м | 17м |
| Горизонтальные | 56 м | 10м |
| Вертикальная | 72 м | 13 м |
| Время | 100 нс | 87 не |
| Скорость | 0,1 м/с | 0,1 м/с |

погрешности в определении координаты и времени (см. табл. 12.3) существенным образом зависят от присутствия режима селективной доступности.

Для увеличения точности при определении координат и времени иногда исполь­зуется метод так называемого «дифференциального приема GPS». При этом дополни­тельно к системе GPS используются наземные радиомаяки, которые передают диф­ференциальные поправки к координатам мобильных приемников GPS относительно фиксированного приемника с точно известными координатами.

1. Передача частоты и времени по GPS. В табл. 12.4 собраны отно­сительные погрешности, соответствующие передаче сигналов времени и частоты различными методами с помощью системы GPS. Односторонние измерения GPS опираются на данные, передаваемые со спутника GPS. В одноканальном диффе­ренциальном методе два разнесенных GPS-приемника получают сигналы от одного и того же спутника GPS в одни и те же моменты времени. В случае многоканального дифференциального метода каждый из приемников аккумулирует данные со всех спутников, находящихся в поле зрения. 0 По сравнению с одноканальным методом в данном случае можно получить большее количество данных, что приводит к сни­жению статистической ошибки.

Для распространения сигналов времени и частоты могут использоваться также т.н. «геодезические» GPS-приемники. В настоящее время такой метод используется во всемирном масштабе в рамках международной службы геодинамики GPS (IGS). В таких приемниках обрабатываются все доступные данные GPS (каналы РА, Р1, Р2 и фазы сигналов L1 и L2), включая фазу несущих. Поскольку фаза несущей волны значительно искажается за счет эффекта Доплера, необходимо выполнить усреднение получаемых данных по частоте для восстановления информации о фазе. Отслеживание фазы позволяет исключительно точно сравнивать частоты у двух разнесенных часов. В том случае, если сравниваются шкалы времени, необходимо дополнительно решить проблему неоднозначности регистрируемой фазы, т.е. точно определить число волн между спутником и приемником. Это может быть реализовано в том случае, если записываются длинные непрерывные последовательности точно­го кода. Данные от различных геодезических приемников обрабатываются вместе с необходимыми данными по спутникам. В Европе эта процедура выполняется

') Для успешной реализации этого метода BIPM рекомендует специальный график приема сигналов каждого из 24 спутников в зависимости от света. После усреднения 20-30 изме­рений в течение дня шкалы времени двух лабораторий времени могут быть синхронизованы с точностью в несколько наносекунд, если лаборатории находятся на одном континенте, или 10-20 не для межконтинентальных измерений.

Таблица 12.4. Погрешности (по уровню 2а), достигаемые в различных методах GPS приема за период усреднения 24 часа (согласно работе [733]).

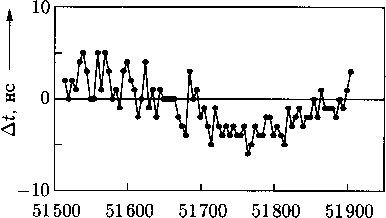
|  |  |  |
| --- | --- | --- |
| Метод | Относительная погрешность времени | Относительная погрешность частоты |
| односторонний | <20 не | < 2 - 10“13 |
| одноканальный | «10нс | и 10-13 |
| дифференциальный  многоканальный | <5 не | Л  сл  О  1  4\*. |
| дифференциальный дифференциальный с измерением фазы несущей | <500 пс | < 5 • 10-15 |

Европейским центром определения орбит (CODE) в г. Берн, Швейцария, который является составляющей частью системы IGS. Случайная погрешность таких фазовых измерений соответствует около 10 пс или нескольким миллиметрам.

Передача времени с субнаносекундной точностью требует точного определения положения собственно принимающей антенны внутри станции приема сигнала вре­мени. Действительно, время прохождения 1 метра коаксиального кабеля вносит задержку в 5 не. Необходимо иметь возможность определить эту задержку в каждом из приемников Da и Db для того, чтобы в дальнейшем ее можно было учесть при вычислении разности шкал времени между двумя станциями А и В из измеренной геодезическими станциями разности времен 5geod.rec.

^geod.rec. = ***(Та*** + ***Da) — (Тв + DB)*** = ***(Та — Тв) + (Da — Db***)• (12.42)

Разность инструментальных задержек (Da — Dв) может быть определена из так на­зываемого «эксперимента с общими часами», когда два геодезических приемника раз­мещаются рядом друг с другом (в одной лаборатории) и получают опорный сиг­нал от одних и тех же часов. В этом слу­чае автоматически выполняется усло­вие (Та - Тв) = 0 в выражении (12.42). В таком эксперименте «с нулевой базой» ошибки, возникающие из-за влияния тропосферы и ионосферы, сокращаются. Однако эти ошибки будут влиять на по­грешность измерения в том случае, если станции разнесены на значительное рас­стояние.



t, MJD

Рис. 12.13. Разность результатов измерения времени между РТВ и NPL, полученных мето­дом двусторонней спутниковой передачи вре­мени и частоты и дифференциальным методом GPS (код С/А). Результат представлен для по­следовательности дневных сеансов измерений для модифицированной юлианской даты MJD (точка MJD=0 соответствует 0 часов 17 нояб­ря 1858 г.)

Точность передачи сигнала времени в 2001г. можно оценить из рис. 12.13, где представлена разность сигналов вре­мени, полученных методом двусторон­ней спутниковой передачи времени и ча­стоты (TWSTFT) и дифференциальным методом GPS. Основной вклад в по­грешность результата (стандартное от­клонение для рис. 12.13 равно 2,6 нс) вносит метод GPS, постольку TWSTFTобладает существенно более низкой погрешностью. Медленные уходы, вероятно, также обусловливаются GPS-измерением, что, однако, трудно доказать на практике.

При трансатлантическом сравнении времени и частоты между РТВ и USNO за 300 с была достигнута нестабильность в 10-13, в то время как для достижения уровня 10”14 требовалось время 30000с [734]. Отличие результатов, получаемых с помощью геодезических приемников, от результатов двусторонней спутниковой передачи времени и частоты сезонно изменяется в пределах нескольких наносекунд, что приписывается колебаниям температуры и возможному распространению сигнала по различным каналам в атмосфере.

1. Передача частоты и времени по оптическим каналам. Было пред­принято всего несколько попыток использовать излучение оптического диапазона для передачи времени и частоты. При этом сигналы могут передаваться как по свободному пространству, так и по оптическим волокнам. В эксперименте LASSO (синхронизация лазеров со стационарной орбиты) использовались спутники, снаб­женные бортовыми часами [735], а передача сигналов осуществлялась с помощью коротких вспышек лазера на Nd:YAG, испускаемых со станций в г. Грасс (Франция) и г. Макдональд (Техас, США). Предполагаемая погрешность метода оценивалась в 100 пс. Однако, в дальнейшем погрешность пришлось увеличить до 1,5 нс. Также был спроектирован лазерный канал передачи времени (T2L2) для обслуживания станций «Мир» и Международной космической станции [736]. Однако на момент написания книги этот проект не был реализован. Условием работы этого метода является чистое безоблачное небо и, следовательно, он не может быть применен в произвольном месте в произвольный момент времени.

Оптоволоконные линии, в свою очередь, использовались для передачи частоты не только в локальном, внутриинститутском, но и в региональном масштабе. Была осуществлена передача оптической частоты в 385 ТГц (Л = 778 нм) по одномодовому оптоволокну с диаметром центральной жилы 1,3 мкм между двумя лабораториями в Париже [737]. Сдвиг частоты, вносимый волокном, определялся из спектрального анализа света, сдвинутого по частоте с помощью акустооптического модулятора (АОМ) и пропущенного через волокно в обратную сторону. Наблюдался сдвиг частоты в 0,4 Гц, причиной которого, скорее всего, являлся температурный дрейф порядка 10 мК/час. Акустические колебания, распространяющиеся по волокну, при­водят к фазовым шумам с амплитудой вплоть до нескольких радиан, что вызывает уширение спектра несущей порядка нескольких килогерц. В работе Ма и соав­торов [738] было показано, как можно подавить эффект до уровня миллигерц с использованием акустооптического модулятора в двухпроходной схеме. При этом регистрируемые уходы фазы делились пополам и использовались для генерации сигнала ошибки, управляющего фазой сигнала для АОМ. Этот подход справедлив до тех пор, пока сигналы, распространяющиеся в одном и другом направлениях, испытывают одинаковые возмущения. Такая взаимность не обязательно выполняется для передачи на длинные расстояния. О

Оптический и радиочастотный стандарты, находящиеся в Национальном институ­те стандартов и технологии (NIST) и в соседнем с ним институте JILA, США, были соединены оптоволоконной линией передачи длиной 3,45 км [739]. Сравнение оптиче­ской частоты стабилизированного по линии иода лазера на Nd:YAG (А = 1,064 мкм)

') Для выполнения этого условия время распространения сигнала в одну сторону должно быть много меньше обратной характерной частоты акустического шума, обычно лежащей в области в несколько кГц (прим. перев.).

и микроволновой частоты Н-мазера посредством оптической гребенки частот позво­лило определить отношение этих частот до и после передачи в обеих лабораториях.

Также была создана оптическая линия связи между Лабораторией физики лазе­ров, находящейся на севере Парижа, и институтом BNM-SYRTE в центре Парижа (прямое расстояние между лабораториями 13 км). Цель создания этой линии за­ключалась в обеспечении оптической гребенки, находящейся в Лаборатории физики лазеров, опорной микроволновой частотой от стандартов из BNM-SYRTE [406]. Излучение лазера на длине волны 1,55 мкм, модулированное по амплитуде с частотой 100 МГц, передавалось по модифицированной коммерческой линии связи, в которой несколько десятков обычных одномодовых волокон были последовательно сплавлены вместе. Частота сигнала от Н-мазера после передачи по линии в прямом и обратном направлениях (в сумме около 85 км) сравнивалась с частотой сигнала на входе. Было экспериментально показано, что дополнительные шумы, возникающие при передаче сигнала, соответствуют девиации Аллана ау(т = 10000с) < 10-15. В последующих измерениях уровень шумов был снижен на порядок; ожидается дальнейшее пониже­ние этого уровня при использовании более высоких частот модуляции порядка 1 ГГц. Достигнутая стабильность выигрышно отличается от стабильности, достигаемой в каналах микроволновой передачи по свободному пространству.

§ 12.6. Часы и астрофизика

Методы точного измерения времени и частоты, а также синхронизации часов от­крыли возможность для реализации ряда задач из области прецизионной космологии, физики межзвездных сред, исследования эволюции орбит, изучения космического пространства и пр. Ниже мы рассмотрим несколько примеров таких приложений.

1. Интерферометрия со сверхдлинной базой. Методы радиоастрономии, в которых используются телескопы, собирающие радиоволновое излучение косми­ческих тел, внесли неоценимый вклад в современное понимание природы многих астрофизических объектов. Наименьшее угловое расстояние между объектами в, которое можно разрешить с помощью оптической системы, составляет

в = а^. (12.43)

Дифракция на апертуре b ограничивает предельно достижимое разрешение. Постоян­ная а составляет порядка единицы и зависит от формы апертуры и от распределения засветки. Необходимое в экспериментах высочайшее угловое разрешение потребо­вало бы создания радиотелескопов (для длин волн сантиметрового и метрового диапазонов) таких размеров, которые недостижимы на практике.

Дифракционный предел (12.43) возникает из-за интерференции различных парци­альных волн от различных участков апертуры телескопа. Таким образом, разрешение может быть увеличено, если сигналы от различных телескопов будут скомбини­рованы при учете соответствующих фазовых соотношений. Взаимная корреляция сигналов от двух различных приемников даст некоторую структуру интерференци­онных полос, которая, будучи проанализирована, позволит воссоздать изображение объекта или точное месторасположение астрономического источника радиоволн. Так, например, система VLA (Very Large Array) объединяет 27 антенн радиотелеско­па, имеющего максимальный размер 36 км и расположенного вблизи г. Сокорро, Нью-Мексико, США. Разрешение системы VLA на наибольшей регистрируемой частоте 43 ГГц составляет 0,04 угловой секунды.

В случае так называемой интерферометрии со сверхдлинной базой (VLBI) эле­менты интерферометра могут быть разнесены на расстояния в тысячи километров и находиться на разных континентах (рис. 12.14). Так, например, массив радио­телескопов VLBA (Very Large Baseline Array), спроектированный для выполнения задач VLBI, распределен от Гавайских до Виргинских островов. Для таких больших

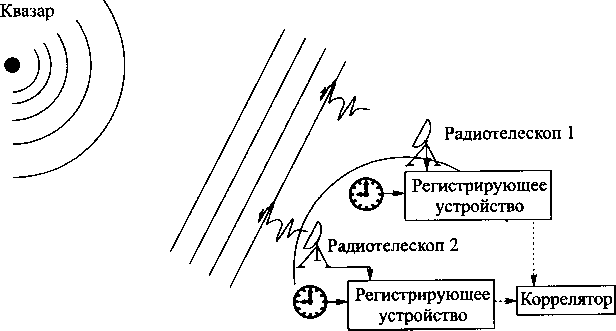


Рис. 12.14. Принцип интерферометрии со сверхдлинной базой (VLBI)

расстояний физическое наложение сигналов от телескопов в реальном времени ста­новится нецелесообразным. Вместо этого, данные регистрируются в оцифрованном виде и записываются на магнитную ленту синхронно вместе с метками времени. Синхронность записи обеспечивается водородными мазерами, находящимися на со­ответствующих станциях. В корреляторе, прежде всего, устраняется доплеровский сдвиг и задержка, возникающие из-за различной скорости и различных координат станций, после чего выполняется взаимная корреляция данных. Итак, можно рас­сматривать VLBI как измерение задержки прихода радиосигнала на два телескопа от удаленного космического объекта, например, квазара. О

Положение таких внегалактических радиомаяков (в основном, квазаров) измерено с помощью VLBI с точностью долей угловой секунды, что позволило ввести звездную систему координат, принятую Международным астрономическим союзом. Огромные расстояния до этих объектов обеспечивают независимость их угловых координат от возможного собственного перемещения и система координат может рассматриваться

О Акроним QUASAR (QUAsi Stellar Radio source) появился в 60-х годах прошлого века, когда точность определения положения астрофизических объектов методами радиоастроно­мии достигла того уровня, что появилась возможность отождествления видимых объектов с известными источниками радиоволн [740, 741]. Большие космологические красные сдвиги у квазаров 0,1 ^ vjc ^ 5 указывают на то, что эти объекты находятся на расстоянии в несколько миллиардов световых лет и имеют огромную абсолютную светимость. Изменения наблюдаемой светимости вплоть до десяти раз за период в несколько дней соответствуют размеру квазаров, не превышающему несколько световых дней, поскольку источник не может флуктуировать быстрее, чем время прохождения световой волны от одной до другой границы источника. Истинная природа квазаров неизвестна. Одним из возможных объяснений является то, что квазар является черной дырой, находящейся в центре галактики с массой порядка 109 солнечных масс. Когда черная дыра засасывает газ и ближайшие звезды, ускоренный и ионизованный газ производит огромные магнитные поля, что сопровождается излучением чудовищных масс энергии.

как истинная. Эта система используется для описания положения звездных тел в нашей галактике и точных измерений положения и ориентации Земли. Получаемые таким образом данные используются геофизиками при выводе моделей влияния углового момента атмосферы, океанских приливов или упругого отклика твердой Земли. В то же время, измерения методом VLBI позволяют определить положения антенн друг относительно друга. За период измерения в одни сутки случайная погрешность определения составляет 1 мм по горизонтальной и 3 мм по вертикальной координатам. Из этих данных извлекается важная информация об относительном движении тектонических плит.

Наибольшая база интерферометра, находящегося на поверхности Земли, ограни­чена ее диаметром, равным 12750 км. Она может быть увеличена при использовании радиотелескопов на борту космических кораблей. Так, в рамках программы создания космической обсерватории VSOP (VLBI Space Observatory Programme) в 1997 г. был осуществлен запуск японского радиотелескопа HALCA с 8-метровой антенной на эллиптическую земную орбиту. В комбинации с наземными антеннами была достиг­нута база интерферометра, равная 30000 км. Миссия VSOP открыла возможность проводить измерения на частоте 5 ГГц с угловым разрешением лучше, чем 10\_3 угловой секунды.

1. Пульсары и стандарты частоты. В 1967 г. были впервые обнаружены космические объекты, испускающие периодические радиосигналы [742], что вызвало значительный резонанс в научном сообществе. Эти объекты, получившие название «пульсары», испускают широкие спектральные импульсы излучения с периодами от миллисекунды до нескольких секунд. К концу 1998 г. было обнаружено более 1000 пульсаров. Поскольку было обнаружено, что интервал времени г между им­пульсами стабилен (Дт/т « 10~3), было высказано предположение, что излучение испускается достаточно твердыми телами. Так, можно было бы представить себе быстро вращающееся тело с закрепленным на нем источником радиоволн, конус излучения которого периодически зондирует Землю, словно луч прожектора на маяке. Для вращающегося тела легко получить ограничение, накладываемое на его размер, поскольку линейная скорость его поверхности не может превосходить скорость света с. Таким образом, радиус пульсара R, обладающего периодичностью 1 мс, не может превышать 50км. Пульсар PSRB1937+21 0 имеет период враще­ния, равный 1,6мс [743]. Считается маловероятным, что будут обнаружены более быстро вращающиеся пульсары, поскольку равенство гравитационной и центростре­мительной силы на поверхности пульсара накладывает ограничение сверху на уг­ловую частоту П = у/GM/R3 , где G — гравитационная константа, R — радиус тела, а М = 47гД3р/3 — его масса. Подставляя наивысшую известную на сегодняшний день плотность р, а именно плотность нейтронной звезды р и 1017кг/м3, можно получить минимальный период обращения 1,2 мс. Как следствие, считается, что пульсары —

') Положение любого звездного объекта может быть определено с помощью задания двух углов, носящих название склонения и прямого восхождения. Если мы представим себе звезд­ный объект зафиксированным на небесной сфере, центр которой совпадает с центром Земли, то углы склонения и прямого восхождения будут соответствовать географической широте и долготе соответственно. Склонение есть угол между объектом и небесным экватором, который отсчитывается от нуля до +90° на север и до —90° на юг. Прямое восхождение отсчитывается в часах от точки весеннего равноденствия с запада на восток. Пульсары обозначаются как PSR. Например, пульсар с названием PSRB1937+21 имеет угловые координаты 19 часов 37 минут прямого восхождения и 21 градус северного склонения.

это вращающиеся нейтронные звезды. О Если звезда обладала магнитным полем, то его напряженность усилится при коллапсе. Допустим, что радиус звезды составлял Ri ss 7 • 108 м перед коллапсом и Rf и 5 • 104 м после. Для сохранения магнитного потока должно выполняться условие B^irR2 = BfAitR2, что соответствует росту индукции магнитного поля В на поверхности на восемь порядков величины, при этом она может увеличиться вплоть до Bf = 108Тл. [[43]](#footnote-44)) Периодичность излучения, приходящего от пульсаров, может быть объяснена упоминавшейся «моделью ма­яка» (см. рис. 12.15). Поскольку ней­тронная звезда вращается с угловой ско­ростью Q, заряженные частицы ускоря­ются вдоль линий магнитного поля в магнитосфере. Излучение происходит, в основном, в областях вблизи магнитных полюсов нейтронной звезды в кониче­ские области, оси которых совпадают с магнитной осью звезды. Поскольку в общем случае ось вращения звезды не совпадает с ее магнитной осью, излуче­ние периодическим образом пересекает область пространства, в которой нахо­дится наблюдатель, аналогично лучу прожектора от маяка. Следовательно, период следования импульсов определяется периодом вращения нейтронной звезды. Чаще всего импульсные источники наблюдаются в радиочастотном диапазоне на частотах от нескольких сот мегагерц до нескольких гигагерц. Даже в том случае, если мощность, излучаемая пульсаром, чрезвычайно высока, лишь ничтожная ее доля регистрируется приборами на Земле. Обычно спектральная энергетическая осве­щенность, создаваемая на Земле излучением пульсаров, лежит в диапазоне от Ю-29 Вт • м~2 ■ Гц-1 до 10~27 Вт ■ м~2 • Гц-1 для опорной частоты 400 МГц [745, 746]. В результате столь низкого уровня сигнала часто оказывается невозможным напря­мую регистрировать отдельные импульсы, находящиеся ниже уровня шума. Однако, поскольку они приходят в периодической последовательности, можно использовать стандартные методы фазового детектирования, что позволяет снизить уровень шумов и выделить сигнал от пульсаров. Оцифрованный сигнал, получаемый от телескопа, когерентно накапливается в отдельных временных окнах, соответствующих строго определенным участкам ожидаемого периода. В экспериментах было обнаружено, что каждый пульсар имеет специфическую огибающую импульсов (усредненную по

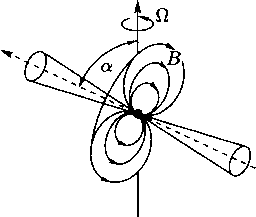


Рис. 12.15. Вращающаяся нейтронная звезда испускает излучение в коническую область аналогично прожектору на маяке

*<3*

большому количеству периодов), форма которой в определенной степени зависит от частоты, на которой проводится наблюдение (рис. 12.16). Около 3% пульсаров обладают дополнительным промежуточным импульсом, приходящимся примерно на середину периода следования главного импульса (см., например, форму импульса

у PSRB1937+21 на рис. 12.16). Такую структу­ру импульса можно объяснить, например, тем, что наблюдатель на Земле захватывает излучение от обоих магнитных полюсов пульсара. Двойная структура импульсов может быть также вызвана тем, что конус излучения пульсара является по­лым [748].

Можно разделить множество обнаруженных пульсаров на две разные группы [745]. Группа «обычных» или «медленных пульсаров» является наибольшей и включает в себя медленно вращаю­щиеся пульсары с периодом Р, лежащим в диапа­зоне порядка секунды (33 мс < Р < 5 с). Период вращения этих пульсаров постоянно увеличивает­ся с характерной скоростью Р « 10-15 с/с. Вторая группа называется «миллисекундные пульсары» и объединяет пульсары с периодом от 1,5 мс до 30 мс, скорость изменения которого гораздо ни­же вплоть до Рй 10—19с/с. Существуют также другие отличия между медленными и миллисе­кундными пульсарами: они имеют различный воз­раст (105 < лет < г < 109 лет и 109 лет соответ­ственно) и различные напряженности магнитного поля на поверхности (В « 108 Тл иВйЮ4 Тл). Кроме этого, около 80% миллисекундных пульсаров имеют орбиталь­ных двойников, в то время как процент двойников у медленных пульсаров гораздо ниже (1%) [745]. В рамках наиболее вероятной теоретической модели, разрабо­танной для описания экспериментальных данных, пульсар, обладающий огромным магнитным полем, может быть представлен в виде классического магнитного диполя с моментом М. Магнитный момент диполя вращается с угловой частотой П, причем угол между направлением магнитного момента и осью вращения равен а. В рамках классической электродинамики вращающийся магнитный диполь испускает излуче­ние с мощностью, равной

Рис. 12.16. Усредненные огиба­ющие импульсов от пульсаров PSR В1855+09 и PSR В1937+21, зарегистрированные на частотах 1,4 ГГц и 2,4 ГГц соответствен­но [747] (с любезного разрешения В. Каспи). Такие огибающие явля­ются как бы «дактилоскопически­ми отпечатками» пульсаров. Дру­гие примеры можно найти в рабо­тах [746] и [748]

dE 2(Msina)2fi4 /1rt ... — = — 2 • (12.44)

***dt***

Зс

Излучаемая мощность приводит к замедлению вращения нейтронной звезды за счет уменьшения энергии вращения

Erot = ^©ft2, (12.45)

где © есть момент инерции нейтронной звезды. Для сферы радиусом йй 15км и плотностью р и 1017кг/м3 момент инерции равен © = 2/5MR5 = 8/157ГpR5 и 1,3 х х 1038 кг • м . Скорость потерь энергии вращения можно вычислить, зная угловую скорость вращения пульсара = 2тг/Р и ее производную ш — —2-кР/Р2:

= ©Ш = -4тг2©4- dt р2

Камило и Найс [746] определили для 29 медленных пульсаров, что 1023 Вт < ЁТ0t ^ ^ 1026 Вт. Верхнее значение примерно соответствует мощности, излучаемой нашим Солнцем за счет ядерных реакций. Приравнивая потери энергии вращения (12.46) и полную энергию, излучаемую магнитным диполем (12.44), получим

П = 2(Msin3Q)2»3. (12.47)

1. 9с3

Используя это выражение, а именно, оценивая магнитный момент пульсара, можно также оценить и индукцию магнитного поля на его поверхности В ос у/РР.

1. Хронометрия пульсаров. Для корректного измерения параметров, определяющих свойства пульсара, необходимо учесть ряд эффектов, влияющих на сигналы от пульсаров, которые регистрируются антеннами, установленными на дви­жущейся в космическом пространстве Земле. Прежде всего данные должны быть пересчитаны в инерциальную систему отсчета. Достаточно хорошим приближением такой системы является барицентрическая система с началом координат, расположен­ным в центре тяжести Солнечной системы. При этом устраняются синусоидальные изменения частоты за счет годичного вращения Земли вокруг Солнца, а также месячные осцилляции, вызванные вращением Земли вокруг центра тяжести системы Земля-Луна. Время прибытия импульса в барицентрической системе координат tb можно выразить через время t, в которое импульс был зарегистрирован наземным телескопом, как

tb = t+r-^+ 1ГГ - ” + ДД0 + Ag0 + A aq, (12.48)

где t — момент регистрации импульса антенной, г — вектор, соединяющий начало отсчета барицентрической системы и телескоп, п — единичный вектор, направленный из начала отсчета на пульсар, с — скорость света, d — расстояние до пульсара, D — величина дисперсии межзвездного пространства, вызванной присутствием межзвезд­ной плазмы и / — радиочастота излучения пульсара. В свою очередь, величина ^£0 учитывает эйнштейновские гравитационный красный сдвиг и замедление вре­мени, As© — так называемая задержка Шапиро, возникающая из-за искривления пространства-времени вблизи Солнца и Д^0 — аберрация, вызванная вращением Земли [749]. Расчет поправок выполняется с использованием планетарных эфемерид с помощью, например, программ JPL-DE200 или JPL-DE450 [750].

После выполнения преобразований (12.48) параметры пульсара можно определить по фазе вращения ф{Ь), которую можно разложить в ряд Тейлора по (t — to):

Ф(«) = *4>(to) +* fi(t -*10) + ^n(t - to)2 +* -*10)3 + ...,* (12.49)

где Cl, опять же, является угловой скоростью пульсара. Из этих данных можно извлечь важную информацию о внутренних свойствах самого пульсара, например,

о структуре нейтронной звезды, уравнении состояния и эволюции пульсара. Кро­ме исследования собственно пульсаров, их сигналы могут быть использованы для проверки фундаментальных теорий и для некоторых других приложений [751]. В ка­честве примеров для тестов фундаментальных принципов можно привести проверку теории релятивистского вращения, поправок Эйнштейна и Шапиро, исследования гравитационных волн, дрейфа постоянной G, значения массы Чандрасекара, силь­ного принципа эквивалентности, лоренцевой инвариантности и законов сохране­ния [752]. Халс и Тейлор были награждены Нобелевской премией за исследования 59-миллисекундного двойного пульсара 1913+16, состоящего из нейтронной звезды и ее двойника [5, 753]. Эти исследования позволили провести высокочувствительный тест общей теории относительности. Тест основывался на исследовании вращения периастрия, более чем на 4 порядка величины превосходящего вращение периге­лия Меркурия; результаты наблюдений были подтверждены теоретически. Причиной изменения периода обращения двойной системы со скоростью Р « —3 • 10~12, воз­можно, является испускание гравитационных волн. За этими пионерскими работами последовал ряд еще более чувствительных фундаментальных тестов с постоянно уве­личивающейся точностью [752]. Так, экспериментальное определение производной периода вращения позволяет наложить ограничение сверху на дрейф гравитационной постоянной G. На основании анализа излучения пульсара PSR J1713+0747 в двой­ной системе с периодом собственного вращения 4,57 мс было наложено ограничение G/G = (-22 ± 755) • 10-'2 год-1.

1. Пульсары как стандарты частоты. В работе [5] пульсары были названы «наиболее стабильными часами в природе». Действительно, измеренная стабильность сигналов, испускаемых пульсарами 1937+21 и 1855+09 составляет Р — 1,05 • 10~19с/с и Р = 1,78 • 10—20с/с соответственно [754]. На стабильность сигнала влияют также шумы измерения, которые обычно рассматриваются как белые фазовые шумы и характеризуются погрешностью порядка микросекунды.

Для того, чтобы определить стабильность, однако, необходимо учесть влияние детерминированного, но заранее неизвестного дрейфа. Учет дрейфа позволяет вы­делить медленные хаотические флуктуации в регистрируемых данных. Для того чтобы устранить постоянный дрейф частоты, Матсакис с соавторами [755], а также Вернотте [756] предложили использовать разности третьего порядка, что приводит к девиации, носящей название «пульсарной девиации» az. Относительная нестабиль­ность пульсаров снижается до uz и 10~15 для времен измерения порядка нескольких лет [5, 755].

Существуют, однако, несколько эффектов, которые вызывают изменение скоро­сти вращения пульсаров. Прежде всего, если магнитная ось не совпадает с осью вращения, что соответствует случаю, изображенному на рис. 12.15, электромагнит­ное излучение приводит к потере энергии пульсаром. Аналогичным образом любая неравномерность распределения масс будет вызвать излучение гравитационных волн. В двойных системах наблюдаемое снижение угловой скорости собственного враще­ния пульсара находится в соответствии с оценками потерь энергии в результате излу­чения гравитационных волн, выполненных в рамках ОТО. Оба вышеперечисленных эффекта приводят к снижению частоты вращения пульсара. Отсюда следует, что по мере старения пульсар замедляется. С другой стороны, пульсары в двойных системах могут увеличивать скорость вращения в результате засасывания материи от звезды- двойника. В этом случае плазма, затягиваемая пульсаром, собирается в диск, нахо­дящийся в орбитальной плоскости двойной системы. При попадании части плазмы из диска в нейтронную звезду она передает ей свой вращательный момент, увеличивая тем самым частоту вращения пульсара. Иногда, на фоне постепенного уменьшения частоты вращения пульсара, наблюдаются резкие скачки частоты в положительную сторону. Объяснение этих так называемых «глитчей» (от английского «glitch» — провал, «глюк») основывается на предположении, что нейтронная звезда состоит из жидкой сердцевины и твердой хрупкой коры. Внезапное растрескивание коры или флуктуации углового момента, возникающие из-за квантования момента сверхтеку­чей сердцевины звезды, могут приводить к появлению глитчей. Таким образом, пуль­сары с их «встроенными» точными часами являются исключительно результативным и важным объектом для астрофизики, однако они недостаточно надежны для того, чтобы их сигналы можно было положить в основу современных шкал времени.

Глава 13

ПРИЛОЖЕНИЯ В НАУКЕ И ТЕХНИКЕ

Высочайшая точность, достигнутая в метрологии времени и частоты с использова­нием атомных часов, стимулировала исследования ученых и инженеров по переносу этой точности в область измерения других физических величин. Появление рента­бельных и простых в обращении источников реперных частот практически любого уровня точности открыло возможность для появления новых методов определения различных величин, опирающихся на измерения частот в самых разнообразных областях науки и техники. Использование кварцевых осцилляторов (см. §4.1) в раз­личных сенсорных системах, основанных на изменении их свойств под воздействием внешних условий, является характерным примером из области приложений, где не требуется сверхвысокая точность измерений. На этом принципе основаны чувстви­тельные и точные термодатчики, измерители давления и акселерометры в миниа­тюрных весах. Такие микровесы, у которых собственная частота зависит от массы пластины, могут использоваться, например, для чувствительного количественного измерения адсорбции органических молекул в газах и жидкостях. В этой главе мы ограничимся рассмотрением ряда примеров точных измерений длины, а также электрических и магнитных величин наряду с описанием некоторых приложений этих методов в технике и фундаментальной физике.

§ 13.1. Длина и величины, связанные с длиной

1. Исторический обзор и определение единицы длины. Во времена Французской революции возникла необходимость создания общей системы единиц, которые могли бы быть вычислены из параметров Земли \*). За единицу длины, метр, была принята одна десятимиллионная часть от четверти земного меридиана. Таким образом, метр был определен из геодезических измерений и зафиксирован в виде отрезка, который получил название «Metre des Archives». Однако только в 1889 г.
2. я Генеральная конференция по мерам и весам (CGPM, Conference Generate des Poids et Mesures) ввела определение единицы «метр» как длины «Международного эталона» метра, представляющего собой прут из платиново-иридиевого сплава, чья длина соответствовала длине Metre des Archives. Кроме определения собственно еди­ницы измерения, в данном случае, метра, необходимо задать процедуру «реализации» этого определения, т.е. процедуру выполнения реального сравнения некоторой вели­чины с выбранной единицей измерения. Относительная погрешность реализации мет­ра, опирающегося на Международный эталон, составляла около 10“' (см. рис. 13.1) и ограничивалась, в частности, качеством обработки краев и точностью нанесения штрихов-меток на Международном эталоне.



Рис. 13.1. Прогресс точности реализации единицы длины в СИ. Согласно определению Гене­ральной конференции по мерам и весам метр был определен через международный прототип метра в период 1889-1960 гг. [758], через длину волны излучения криптона (1960-1983 гг., (7591) и через скорость света с использованием лазерных стандартов частоты (начиная

с 1983 г. [95, 370, 760. 761, 762])

В начале XX века Майкельсон и другие ученые разработали «вторичные стандар­ты длины», базирующиеся на результатах сравнения различных эмиссионных линий, например, в ртути и в кадмии с Международным эталоном, опираясь на предложение Максвелла '). В пятидесятых годах прошлого века Энгельхард из Федерального физико-технического ведомства (Германия) изобрел специальную криптоновую лам­пу, у которой длина волны Л = 605,78 нм оранжевого излучения превосходила по стабильности и воспроизводимости любой из известных на тот момент эталонов. В лампе использовалось излучение перехода 5d5 -» 2р10 (обозначения по Пашену, см. ссылку 1 на стр. 253) в [[44]](#footnote-45)Кг, возбуждаемого в газовом разряде. Для уменьшения доплеровского уширения линии область разряда была погружена в жидкий азот. В 1960 г., спустя почти три десятилетия после пионерских работ Майкельсона, CGPM ввело определение метра, опирающееся на длину волны излучения криптоно­вой лампы.

В тот же период времени изобретение лазера положило начало разработке ис­точников светового излучения со стабилизированной частотой, которые превзошли криптоновую лампу и по выходной мощности, и по длине когерентности, и по вос­производимости частоты. Стало совершенно ясно, что с течением времени появятся более стабильные лазерные источники, которые, в принципе, могут быть использова­ны для реализации метра с высокой точностью. Однако для того, чтобы использовать потенциал таких лазеров для точных измерений длины, потребовалось бы регулярно переопределять единицу длины СИ с появлнием новых, все более точных источников. Для решения возникшей проблемы 17-я Генеральная конференция CGPM в 1983 г. приняла новое определение метра:

метр есть длина, которую проходит световая волна в вакууме за интервал времени, равный 1/299792458 долей секунды.

В этом определении используется впечатляющая точность, которая может быть достигнута при измерении времени с помощью атомных стандартов частоты, а также значение фундаментальной константы, скорости света с. С момента появ­ления указанного определения метра в 1983г. скорость света была зафиксирована с - 299792458 м/с. Эта величина была определена в лабораторных измерениях с чрезвычайно высокой точностью из измерений длины и частоты (см., например, [681]). ^Инвариантность скорости света не только является постулатом эйнштей­новской теории относительности, базирующейся на экспериментах Майкельсона- Морли, но и подтверждена экспериментально с чрезвычайно высокой достоверно­стью [764].

Чтобы реализовать метр согласно определению 1983 г., Международный комитет по мерам и весам (CIPM) рекомендовал использовать следующие методы для изме­рения длины:

а) через расстояние I, которое проходит в вакууме плоская электромагнитная вол­на за время t; это расстояние можно вычислить из измерения времени t посредством соотношения

*l = c-t,* (13.1)

причем значение скорости света в вакууме составляет с = 299792458 м/с.

б) через длину плоской электромагнитной волны в вакууме А, обладающей частотой /, длина волны связана с измеряемой частотой / с помощью соотношения А = с//, а значение скорости света в вакууме составляет с = 299792458 м/с.

в) с помощью одного из видов излучения из табл. 13.1, для которых установлен­ные экспериментально длины волн или частоты могут использоваться с приведенной погрешностью, при условии, что в измерении выполняются необходимые требова­ния и оно проводится согласно установленному порядку. Во всех случаях должны учитываться все необходимые поправки, соответствующие определенным экспери­ментальным условиям: дифракция, гравитация и неидеальность вакуума [761].

Различные методы а) и в) будут детально обсуждены в этой главе.

1. Измерение длины по задержке распространения. Метод а) из раз­дела 13.1.1, основывающийся на измерении задержки распространения сигнала, наилучшим образом подходит для измерения больших расстояний. Примерами его использования являются спутниковая навигация (§ 12.5) или измерение расстояний в астрономическом масштабе, где характерной единицей измерения является свето­вой год.
2. Локация Луны. В качестве примера рассмотрим измерения расстояния между Землей и Луной, которые регулярно проводятся уже в течение 30-и лет с помощью излучения импульсного лазера, посылаемого на Луну. Импульсы света отражаются обратно с помощью ретрорефлекторов, размещенных на поверхности Луны во время американских космических миссий Аполлон 11, 14, 15 и советской программы Луна 21. Измерение времени задержки между испущенным и пришедшим сигналами позволяет измерять расстояние с погрешностью в несколько сантимет­ров [765, 766]. Эти данные используются для проведения чувствительных тестов теории гравитации. Известно, что гравитационные силы могут вызывать прецессию оси вращающегося тела: одним из таких примеров является прецессия гироскопа, находящегося в свободном падении. Система Земля-Луна обладает угловым мо­ментом и, следовательно, может рассматриваться как гироскоп, вращающийся по орбите вокруг Солнца. Уже в 1916 г. де Ситтер показал, что такая прецессия должна быть следствием общей теории относительности. Угол прецессии лунной орбиты, вычисленный де Ситтером, составил около 2" за столетие. Это значение было

Таблица 13.1. Линии излучения, рекомендованные CIPM для реализации метра [370]

|  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- |
| Квантовый | Переход | Длина волны | Относ, станд. | |
| поглотитель | [нм] | отклонение | |
| "61п+ | 5s[[45]](#footnote-46)So-5s5p3Po | 236,54085354975 | 3,6- | ИГ13 |
| 'Н | 1S-2S | 243,13462462604 | 2,0- | ю-13 |
| 199Hg+ | 5d‘°6s2S1/2(F = 0) | 281,568867591969 | 1,9 - | ю-14 |
|  | - 5d96s2 2D s/j(F = 2) AmF = 0 |  |  | ю-14 |
| 171 Yb+ | 6s2S1/2(F = 0) | 435,51761073969 | 2,9- |
|  | -5d2D3/2(F = 2) |  |  | ю-12 |
| mYb+ | 2S i/2(F = 0 ,mF= 0) | 466,878090061 | 4,0- |
|  | \_2F7/2(F = 3, mF =0) |  |  | ю-12 |
| 127i2 | R(56) 32-0, аю | 532,245036104 | 8,9- |
| 127i2 | R(127) 11-5, aie или(0 | 632,99121258 | 2,1 • | Ю"11 |
| ““Ca | •So-3Pi; Amj= 0 | 657,45943929167 | 1,1 | ю-13 |
| 88Sr+ | 52S1/2-42D5/2 | 674,025590863 1 | 7,9' | 10"13 |
| 85 Rb | 5Si/2(Fg = 3)-5D5/2(Fe=5) | 778,10542123 | 1,3 | • иг11 |
| 13C2H2 | P(16)i/| +U3 | 1542,383712 | 5,2 | ■ Ю-10 |
| CH4 | F2 сост., P(7) 1/3, (7-6) nep. | 3392,231397327 | 3,0 | ■ 10-12 |
| 0s04 | совп. с лин. лазера на 12С1602 | 10318,436884460 | 1,4 | • ИГ13 |

R(10)(00°l) - (10°0)

Телеметрия космического аппарата осуществлялась с помощью сети дальней космической связи NASA с трех различных станций слежения, разнесенных друг относительно друга на углы около 120°, а именно в г. Голдстоуне (Калифорния), г. Канберра (Австралия) и в г. Мадриде (Испания). Для отслеживания космического аппарата в его сторону посылался радиосигнал, который фазово-когерентно переда­вался аппаратом обратно на Землю, что давало возможность станциям определить доплеровский сдвиг и, соответственно, скорость аппарата. В свою очередь, для опре­деления расстояния, сигнал, посылаемый в космос, кодировался псевдослучайным кодом. Измерение корреляции между репликой посылаемого сигнала и данными, приходящими обратно от космического аппарата, позволяет определить полное время распространения сигнала и, соответственно, расстояние до него.

Чтобы оценить необходимую точность телеметрических измерений для выполне­ния планируемых маневров, рассмотрим пример ускорения аппарата гравитационным полем Венеры. Такой маневр необходим для достижения конечной цели при ми­нимальных затратах топлива на старте. Для его успешного выполнения требуется, чтобы аппарат пролетел мимо Венеры на расстоянии (300 ± 25) км. К другой трудно­выполнимой задаче относится позиционирование аппарата вблизи Титана с необходи­мой точностью 10 км при том, что аппарат должен находиться примерно в 1,5 • 10® км от Земли [[46]](#footnote-47))

1. Интерферометрическое измерение длины. Метод а) измерения рас­стояний по задержке (см. раздел 13.1.1) является сравнительно неточным в масшта­бах повседневной жизни. Рассмотрим измерение расстояния в 1 м, причем допустим, что мы хотим измерить его с относительной точностью 1 • 10 , которая была достигнута в Международном эталоне метра (рис. 13.1). В случае использования вышеуказанного метода необходимо было бы измерять задержки порядка Знс с по­грешностью в 0,3 фс.

Поэтому, в лабораторном масштабе используются интерферометрические методы, в которых измеряемое расстояние сравнивается с длиной волны с помощью интер­ферометра. Лазер, частота которого стабилизирована по переходу в атоме, молекуле или ионе, представляет собой источник света с частотой, а, следовательно, и длиной волны в вакууме, которая практически не зависит от внешних условий. При условии, что длина волны лазера известна с достаточной точностью, излучение оптического диапазона А « 0,5 мкм обеспечивает точную реперную шкалу длин. Рекомендации

б) и в) раздела 13.1.1 представляют методы, как получить вакуумные длины волн с низкой погрешностью для определенного источника излучения.

Для измерения расстояний интерферометрическим методом обычно используется двухлучевой интерферометр майкельсоновского типа (рис. 13.2). В классической реализации интерферометра вместо плоских зеркал используются уголковые отражатели, что снижает чувствительность прибора к наклонам каретки во время перемещения и существенно снижает интенсивность света, которая отражается обратно в лазер и может вызвать сдвиг его частоты. В схеме с уголковыми отра­жателями отраженный лазерный пучок всегда параллелен входящему. На делителе

Уголковый

отражатель

Вперед

COS

Уголковый

отражатель

tv

sin

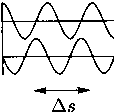
Делитель пучка

|Лазер|—

**>**

ПК

t



Назад

cos

sin

— я'тф |ПК ц

*As ■*

Л/4

Поляризационный 1ФДЛ кубик — cos

|ФД 2| sin <

Рис. 13.2. Интерферометр Майкельсона для измерения смещений As. а) Схема прибора с ука­занными направлениями поляризации света; ФД — фотодетекторы. 6) Фототоки в детекторах

ФД1 и ФД2

пучка волна расщепляется на две парциальные волны с амплитудами Eq\ и £02. которые вновь совмещаются на делителе пучка после прохождения расстояний г\ и г2 соответственно; Е, = Ет cos(kn - ut + фх)-

Е2 = Е02 COS(кГ2 - uit + Ф2).

Волны, отраженные и прошедшие через делитель пучка, набирают в нем дополни­тельные фазовые задержки ф\ и Ф2. Мощность, регистрируемая детектором, равна:

I(t) ос (Е\ + Е2)2 = Е\ + Е*2* + *2*Е\Е*2* = (13-3)

= Е2 + Е2 + 2E0iE02[cos(kri + ф\) cos uit + sin(fcri + ф\) sinwi] х

х [cos(fcr2 + Ф2) cosuit + sin(fcr2 + Ф2) sin wt] =

= E*2* + E*2* + *2*E*0*iE*02*[cos(krl + ф\) cos(kr*2* + Ф2) cos2 wt+

+ sin(Ari + Ф1) cos (Ax 2 + Ф2) sin uit cos *uit-\-*

+ cos(fcri + ^i) sin(fer2 + Ф2) sin uit cos uit+

+ sin(A;ri + ф\) sin(fcr2 + Ф2) sin2 uit}.

Это выражение получается из (13.2) при использовании тождества

cos(a — 0) — cos a cos /3 + sin a sin /3, (13.4)

что требуется для того, чтобы выделить члены с фазами, зависящими от координаты (кг + ф) и от времени tot. Поскольку фотодетекторы не позволяют детектировать сигнал на несущей частоте, быстро осциллирующие члены sin uit cos uit усредняются и не дают вклада в сигнал. Таким образом, сигнал на фотодетекторе может быть выражен как:

I(t) = (Щ) ос *\е*2, + *\е22+*

+ 2(Eo\Eo2)Ucos(krl +ф\) cos(fo-2+02)+sm(fcn +<Ы sin(fcr2+</>2)] =

= + -^01-^02 cos(fcn +Ф\- кг2 - Ф2) ос

ос *I\* + *h* + *2^/hh* cos(fcri + *ф\* - kr*2* - Ф2),

где мы вновь использовали соотношение (13.4). Величины и 12 есть отклики фотодетекторов на усредненные интенсивности парциальных волн.

Если перемещать один из ретрорефлекторов между двумя положениями, разде­ленными расстоянием As, и при этом удерживать координату второго неизменной, мощность на фотодетекторе будет периодически изменяться. Видность (или контраст) интерференционных полос V = (12 — I\)/(I2 + -М оказывается максимальной при условии 1\ = 12. Определяя число максимумов или минимумов N(As), возникших в процессе перемещения, можно определить расстояние как

*2As = N(As)\.* (13.6)

Поскольку сигнал является периодическим, можно однозначно определить пере­мещение ретрорефлектора лишь в ограниченной области длиной А/4. Для измерения больших перемещений необходимо постоянно отслеживать сигнал и отсчитывать количество периодов. Кроме того, невозможно определить направление движения, имея в распоряжении лишь один канал. Для решения этой задачи часто используется второй интерференционный сигнал, обладающий постоянным фазовым сдвигом 90°. На рис. 13.2 приведена одна из возможных схем такого «гомодинного интерферо­метра». Световые пучки в измерительном и опорном каналах получаются делением входного лазерного пучка на главном делителе BS, причем плоскость поляризации входящего лазерного излучения ориентирована таким образом, что амплитуды про­екций в плоскости рисунка и в ортогональном направлении равны. В измерительный канал вводится фазовая пластинка А/4 с главной осью, ориентированной под 45° к плоскости поляризации пучка, которая создает на выходе две циркулярно поляризо­ванные волны, фазы которых сдвинуты на 90° друг относительно друга. В свою оче­редь, в опорном канале (без дополнительных элементов) фазы этих ортогональных поляризационных состояний оказываются одинаковыми. После совмещения опорного и измерительного пучков на главном делителе излучение проходит через поляриза­ционный кубик BS 1, на выходе которого фотодетекторы ФД1 и ФД2 регистрируют интерференционные сигналы, сдвинутые по фазе на 90°. Теперь можно определить направление движения уголкового отражателя в измерительном пучке по знаку осциллирующего слагаемого в одном из сигналов в момент, когда соответствующее слагаемое в другом канале зануляется (см. 13.2, б). В схеме иногда используются еще два вспомогательных фотодетектора ФДЗ и ФД4 и поляризационный делитель пучка BS2, которые регистрируют дополнительно два интерференционных сигнала. Эти сигналы со сдвигами фаз 180° и 270° используются для минимизации сдвигов постоянного тока в первых двух каналах. Простой счет числа точек прохождения середин склонов интерференционных кривых в двух каналах дает разрешение метода в А/8. Для повышения точности разрешение можно увеличить, интерполируя фазу сигнала ф между точками Iq в канале 0° и /до в другом канале по формуле ф = arctg(/0//90).

Точность измерения перемещения отражателя ограничивается существующей за­висимостью длины волны А(п) = пАуас от показателя преломления воздуха п. Пока­затель преломления воздуха п « 1,00027 существенным образом зависит от темпе­ратуры, давления, влажности и от парциального содержания газов, в основном, СОг. При выполнении интерферометрических измерений длин волн температура, давление и влажность регистрируются, и пересчет на вакуумную длину волны осуществля­ется с использованием известного эмпирического соотношения. Поправки, исходно определенные Элденом [722], в дальнейшем были уточнены (см., например, [773] и ссылки в этой работе). В оптимальных лабораторных условиях данные поправки позволяют достичь погрешности в Ап/п ~ 10-8. При измерении больших расстояний

или при наличии сильных возмущений (например, в заводском окружении), погреш­ность может оказаться значительно выше, поскольку состав воздуха может сильно отличаться от идеального.

Во всех приложениях, где требуется более высокая точность, перемещение осу­ществляется в вакууме. Были выполнены интерферометрические измерения с по­грешностью вплоть до 2 • 10~п [774] при измерении расстояния As и 4 м. Необхо­димая для этого интерполяция между нулями интерференционной картины (< 10“ ) выполнялась с использованием вспомогательного перестраиваемого лазера, частота которого стабилизировалась относительно одного из интерференционных минимумов. Для интерполяции использовался сигнал биений между этим лазером и стандартом частоты. При наличии возможности выполнять столь точные измерения длины и времени дополнительно открываются пути для измерения скорости и ускорения с высокой точностью, что будет показано на примере гравиметрии.

1. Гравиметрия. Точное значение гравитационного ускорения д необхо­димо в целом ряде научных и технических приложений. Оно требуется как для измерения деформаций земной коры, контроля за уровнем поверхности и количеством ледовых масс в Гренландии и в Антарктиде, так и для определения некоторых фундаментальных констант и единиц, как, например, при анализе баланса энергии Ватта [775]. Гравитационные датчики, позволяющие точно определить д, также на­ходят применение в геофизических исследованиях для поиска месторождений нефти и других полезных ископаемых.

Гравитационное ускорение д, вызванное земным притяжением тела массы та

в точке го, равно

***p(rp)dV*** (13 7)

dMEarth гч

(г - Го)2

<?(г0) = — = G

*' m*

(г - г0)2

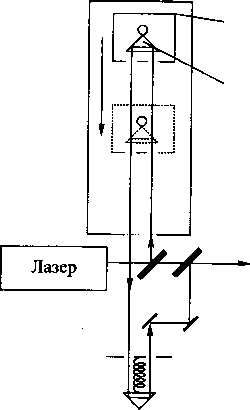
В этом выражении G = 6,67 • 10“п м3/(с2 • кг) есть ньютоновская гравитационная константа, а под знаком интеграла стоит плотность Земли р, зависящая от коор­динаты г. Локальные вариации д на поверхности земной коры могут быть вызваны изменением плотности за счет скоплений природного газа, минералов или нефти: вследствие зависимости 1 /г2 (13.7) флуктуации плотности вблизи датчика дают наибольший вклад в местное значение гравитационного ускорения. Для определения местного значения гравитационного ускорения обычно используются гравиметры, работающие по схеме, изображенной на рис. 13.3. ^

Гравиметр указанного типа представляет собой майкельсоновский интерферометр в вертикальной конфигурации. Значение д определяется по ускорению свободного падения уголкового отражателя, для которого несколько раз в минуту обеспечива­ется режим свободного падения в вакуумном объеме. Значение д извлекается из информации, получаемой в результате наблюдения за частотой интерференционных полос в зависимости от времени. Проводя измерение последовательности интерфе­ренционных максимумов, можно найти высоту падения h(t) как

h{t -10) = ^g(t -10)2. (13.8)

Отсюда можно определить интересующую нас величину д.

В наиболее точных интерферометрах используются как He-Ne лазеры, стаби­лизированные по йоду, так и двухчастотные He-Ne лазеры, стабилизированные по доплеровскому профилю. Измеряемая разность хода существенным образом зависит от стабильности опорного плеча, оснащенного вторым уголковым отражателем. Так, в системе, представленной в работе [776], опорный канал размещен на пружинно­изолированной платформе, в дополнение к которой используется вторая ступень



Вакуумная

камера

Падающая

каретка

Свободно падающий уголковый отражатель

Детектор

Опорный

уголковый

отражатель

Рис. 13.3. Схема гравиметра для измерения местного гравитационного ускорения

с «суперпружиной». Принцип действия «суперпружины» [777] базируется на воспро­изведении действия очень длинной пружины низкой жесткости при том, что в дей­ствительности используется достаточно короткий ее отрезок. Эту короткую пружину можно представить как часть длинной пружины, причем упругие свойства оставшей­ся части имитируются системой активной электронной стабилизации. С помощью таких приборов был достигнут уровень погрешности порядка 10\_9с/ [776, 778].

В настоящее время также разрабатываются гравиметры, основанные на принципе атомного интерферометра Рэмси-Бордэ [779, 780, 781] (см. раздел 6.6.2.3). В этих приборах используются лазерно-охлажденные атомы Cs в атомном фонтане, а рас­щепление, отклонение и последующее переналожение атомных волновых пакетов осуществляется с помощью последовательности 7г/2, тг и 7г/2 рамановских импульсов соответственно. В присутствии гравитации третий импульс, который используется для наложения расщепленных парциальных волн, должен иметь фазовый сдвиг (см. также раздел Э.4.4.2)

ДФ = дкецТ2. (13.9)

Для рамановских импульсов, распространяющихся в противоположных направлени­ях, выполняется условие ке^ = 27т/(A i + Аг). Указанный метод обеспечивает совпаде­ние с вышеописанным методом на основе интерферометра Майкельсона с уголковым отражателем на уровне (7 ± 7) • 10“9 [781]. При таком уровне точности в ускорение свободного падения должны вноситься поправки на солнечные и лунные приливные ускорения (см. рис. 13.4). Атомные интерферометры также были использованы для измерения гравитационных градиентов [782].

1. Практическая реализация метра. Мощь интерферометрических мето­дов может быть реализована в полной мере лишь в том случае, если длина волны излучения в интерферометре известна с соответствующей точностью. С этой це­лью были разработаны стандарты частоты для различных спектральных диапазонов (см. гл. 9). Метод б) из раздела 13.1.1 дает возможность определить длину волны любого источника монохроматического электромагнитного излучения в соответствии с определением метра, причем погрешность в этом случае будет определяться по-

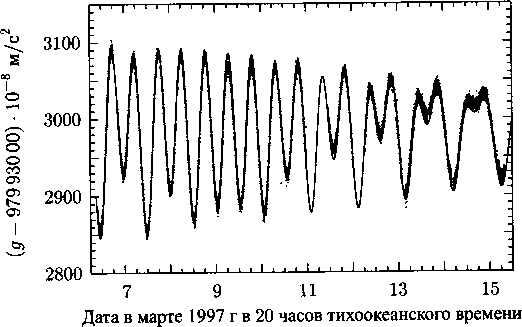


Рис. 13.4. Изменение гравитационного потенциала на земной поверхности д, измеренное с помощью атомного интерферометра (точки) [779, 780, 781], и теоретическая кривая (линия), соответствующие гравитационным приливам в месте нахождения Стэнфордского университета (Калифорния). С любезного разрешения А. Петерса

грешностью измерения частоты этого излучения. В свою очередь, измерение оптиче­ских частот может быть выполнено в настоящее время прямым сравнением с частотой первичного стандарта времени и частоты (см. гл. 11). Несмотря на постоянный про­гресс в измерениях оптических частот, приведший к созданию относительно простой конструкции оптической гребенки частот, они остаются прерогативой небольшого числа передовых лабораторий. Поэтому Международный комитет по мерам и весам рекомендует фиксированный набор многократно проверенных лазерных источников со стабилизированной частотой для практической реализации метра и для прецизи­онной спектроскопии (см. табл. 13.1 [370]). Этот список (метод в) из раздел 13.1.1) называется «Mise еп Pratique» определения метра (дословно «внедрение в практику» {фр.)). Он содержит ряд длин волн стандартов, одобренных CIPM, частоты которых были измерены с известной погрешностью. После первой редакции 1983 г. [761] список обновлялся в 1992 г. [762], 1997 г. [95], 2001 г. [370] и сейчас в него включены длины волн ряда лазеров, стабилизированных по атомным переходам (см. табл. 5.2), переходам в ионах (см. табл. 10.2) или молекулах (см. табл. 5.2 и табл. 9.1) 0. Длины волн этих стандартов лежат в диапазоне от ближнего ультрафиолетового (243 нм) до инфракрасного (10,3 мкм) излучения.

1. Стандарты частоты для оптических линий связи. В приложениях, где требования к точности не столь жесткие, используются такие реперы оптического диапазона, как, например, переход в молекуле ацетилена на длине волны 1,54 мкм (см. табл. 13.2). Этот и аналогичные реперы находят важное применение в области оптической связи, где применение спектральных мультиплексоров позволяет исполь­зовать одновременно ряд частотных каналов. Для такого важного диапазона длин волн, как 1,540-1,560 мкм (в нем эффективно используются усилители на эрбии), Международный союз по телекоммуникациям (ITU) рекомендует использовать сетку частот для разделения каналов с интервалами 50 ГГц или 100 ГГц. В ближайшем будущем плотность сетки частот планируется увеличить.

О После этого список обновлялся в 2003 и 2005 годах. Актуальный список длин волн можно посмотреть по адресу <http://www.bipm.org/en/publications/rnep.html> (прим. перев.).

Таблица 13.2. Оптические стандарты частоты в различных частотных диапазонах связи. Другие кандидатуры представлены, например, в работе [47]

Диапазон Длины волн [нм] Поглотитель Ссылка

О - полоса 1260-1360 [784]

[784]

Е- полоса 1360-1460

S-полоса 1460-1530 |2С2Н2

С-полоса 1530-1565 HCN [473]

L-полоса 1565-1625 HI, 12С160 [473]

U- полоса 1625-1675

Реперные кюветы, наполненные соответствующим газом-поглотителем, исполь­зуются в качестве промежуточных стандартов после сертификации в националь­ных институтах стандартов. Прошедший через кювету свет от источников с ши­роким спектром, например светодиодов, приобретает характерную спектральную структуру, соответствующую молекулярному спектру поглощения. Эти линии могут использоваться для калибровки оптических спектроанализаторов или измерителей длин волн, а также для настройки перестраиваемых лазеров и каналов пере­дачи; при этом погрешность калибровки составляет несколько десятых пикомет­ра. Колебательно-вращательные переходы щ + ^з в молекулах ацетилена 12С2Н2 (рис. 13.5) и 13СгН2 имеют каждый по 50 сильных линий поглощения в диапазоне между 1510 нм и 1550 нм (рис. 5.7, рис. 13.5). В свою очередь, спектр молекулярного обертона 2из в цианиде водорода H13C14N перекрывает диапазон (примерно) от 1525 нм и 1565 нм [473]. Высокочастотная часть L-диапазона спектрального муль­типлексирования (1565нм- 1625нм) перекрывается спектрами йодистого водорода (HI) и моноокиси углерода (12С160), в то время как изотопическое соединение 13С160 имеет около 35 линий поглощения между 1595 нм и 1628 нм. В этом диапазоне используются полупроводниковые лазеры с распределенной обратной связью (DFB), лазерные диоды с удлиненным резонатором и волоконные лазеры DFB типа. Было показано экспериментально, что последние, стабилизированные по переходу в СО на 1,58 мкм, обладают стабильностью частоты порядка нескольких мегагерц за минуту [783]. Линии поглощения окиси углерода СО обычно слабее, чем линии йодистого водорода HI [473]. В случае, если требуется более высокая точность, используется либо субгармоника частоты двухфотонного перехода в рубидии (см. раздел 9.4.1), либо He-Ne лазер, работающий на длине волны 1523 нм.



j 0,9



1,51

1,52

1,53

1,54 .

Рис. 13.5. Линии колебательно-вращательного спектра поглощения ацетилена, использующи­еся в качестве реперов частоты в диапазонах оптической связи. С любезного разрешения

Ф. Бертинетто

А, нм

§13.2. Стандарты напряжения

Измерение напряжения может быть преобразовано в измерение частоты при ис­пользовании эффекта Джозефсона. В 1962 г. Брайан Д. Джозефсон обнаружил и опи­сал эффект, возникающий при контакте двух сверхпроводящих слоев, разделенных изолятором толщиной несколько нанометров («джозефсоновский контакт») [758]. Сверхпроводящее состояние объясняется возникновением куперовских пар электро­нов с противоположно направленными спинами и векторами к, которые описываются единой макроскопической волновой функцией с единой фазой для всех куперовских пар сверхпроводника. В общем случае электронная волновая функция каждого из сверхпроводников, разделенных тонким слоем изолятора, имеет свою фазу. Если барьер достаточно низкий, куперовские пары могут туннелировать сквозь него, что приводит к возникновению слабой связи между обеими волновыми функциями, и ток, пропускаемый через джозефсоновский контакт от внешнего источника, будет зависеть от разности фаз двух состояний ф, как sin ф [786] '). Таким образом, разность потенциалов U, приложенная между контактами, приведет к протеканию переменного тока на частоте



(13.10)

Постоянная Джозефсона Kj представляет собой обратную величину к кванту маг­нитного потока в сверхпроводнике

(13.11)

Фо = h/2е

и может быть выражена через постоянную Планка h и заряд электрона е. Можно рассматривать эффект Джозефсона, как реализацию осциллятора, управляемого на­пряжением, причем связь задается через фундаментальные константы. Если частота осциллятора стабилизирована относительно частоты некоторого внешнего источника /е, нелинейность характеристики джозефсоновского контакта приводит к появлению высших гармоник частоты осцилляций, которые будут соответствовать фиксирован­ным значениям напряжения

*un = n±f,* (13.12)

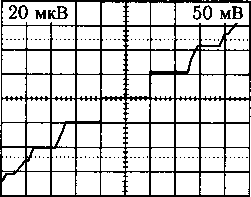
где п — 1, 2, ... — целое число.

В практической реализации джозефсоновские контакты шунтируются емкостью и соединяются с источником высокой частоты через резистор, что приводит к за­туханию осцилляций. Скачки напряжения (рис. 13.6) соответствуют ряду надежно воспроизводимых опорных частот. Невысокие значения разности потенциалов, на­блюдаемые, например, на рис. 13.5,6, могут быть увеличены вплоть до 1 В или 10 В при последовательном соединении до 20000 джозефсоновских. контактов [787, 788]. Наблюдение за такими структурами в течение нескольких лет показало, что погреш­ность воспроизводимости 10-вольтового стандарта достигает 5- 10\_п [788]. Такие последовательные джозефсоновские контакты, а также измерительные системы яв­ляются коммерчески доступными. Сравнение 10-вольтовых стандартов в 16 нацио­нальных, индустриальных и военных лабораториях, выполненное с помощью четырех

') До достижения критического тока сверхпроводимость сохраняется за счет туннелирова­ния. Скачок потенциала происходит при достижении критического тока. При этом энергия пары, преодолевшей барьер, переходит в излучение {прим. перев.).

перевозимых стандартов напряжения на стабилитронах, показало совпадение в пре­делах погрешности 2 • 10-8 [789].

Необходимо, однако, обратить внимание на то, что указанная точность оказыва­ется заметно выше той, с которой можно охарактеризовать измерение напряжения в системе СИ, поскольку значения фундаментальных констант, входящих в (13.12), не известны с достаточной точностью. Поэтому в 1990 г. Консультативный комитет по электричеству (ССЕ) ввел рекомендованное значение Kj-90 = 483597,9 ГГц/В для поддержки единицы вольт. Данное рекомендованное значение позволяет воспро­изводить стандарт вольта существенно более точно, чем при использовании значений констант из СИ 2еJh = 483597,879(41) ГГц/В [790, 791], что соответствует по­грешности 8,5 • 10~® 0. Были также разработаны криогенные стандарты напряжения, в которых используются сигналы реперной частоты, передаваемые передатчиком DCF77 (§ 12.4) или по GPS (§ 12.5)



|  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- |
| 20 мкВ | | |  |  |  |  | 50 мВ | | |
|  |  |  |  |  |  |  |  |  | S |
|  |  |  |  |  |  |  |  | У |  |
|  |  |  |  |  |  |  | / |  |  |
|  |  |  |  |  |  |  | Г |  |  |
|  |  | J | V" |  |  |  |  |  |  |
|  |  | / |  |  |  |  |  |  |  |
|  | / |  |  |  |  |  |  |  |  |
|  | / |  |  |  |  |  |  |  |  |
| ✓ |  |  |  |  |  |  |  |  |  |

*а б*

Рис. 13.6. Вольт-амперная характеристика постоянной составляющей демпфированного джо- зефсоновского контакта на Nb-PdAu-Nb без источника микроволнового излучения (а). Вольт-амперная характеристика с приложенным микроволновым излучением на частоте 10 ГГц. С любезного разрешения Дж. Нимейера (б)

§ 13.3. Измерение токов

Перенос идеи Максвелла (см. сноску 1 к данной главе) на случай измерения электрических единиц приводит к необходимости метода, позволяющего воспроизво­дить ампер в системе СИ на основе квантовых стандартов. На первый взгляд, задача является относительно простой, поскольку периодическое перемещение фиксирован­ного числа N идентичных частиц с зарядами е по замкнутой траектории с частотой / приведет к протеканию тока

I = Nef. (13.13)

Сложность заключается в регистрации малых токов, вызываемых движением отдель­ных частиц, а также в точном определении числа движущихся частиц в реальном устройстве. Исследуется несколько возможностей связать измерение токов и частот с использованием выражения (13.13).

0 Константа Джозефсона вместе с константой фон Клитцинга RK = ft/e2 = = 25812,807557(18) Ом, измеряемой на основе квантового эффекта Холла, с 1990 г. обеспе­чивают практическую реализацию электрических величин СИ. В ближайшие годы ожидается переопределение электрических величин СИ, причем значения ей h будут фиксированы (прим. перев.).

1. Электроны в накопительном кольце. Одно из предложений заключа­ется в использовании электронов, циркулирующих с определенной частотой в на­копительном кольце [792]. Поскольку кинетическая энергия электронов в кольце достигает от нескольких сот МэВ до нескольких ГэВ, электроны являются реляти­вистскими и движутся со скоростями, очень близкими к скорости света с. При про­лете магнитов, использующихся для отклонения электронов, электроны приобретают радиальное ускорение и излучают синхротронное излучение в узкий конус с осью, касательной к траектории электронов. В накопительном кольце потери энергии за счет синхротронного излучения компенсируются с помощью ускоряющего элек­тромагнитного поля, создаваемого в микроволновом резонаторе на пути движения электронов в кольце. Микроволновая частота /гf синхронизована с частотой обраще­ния электронов /е. В более общем случае выполняется соотношение /г[ = nfe, т.е. частота обращения является точной субгармоникой радиочастоты и, следовательно,

может быть измерена с высокой точностью. Число электронов N может быть определено по мощно­сти синхротронного излучения, попадающего на детектор (рис. 13.7).

Если, например, один из ста циркулирующих электронов покинет кольцо, фототок детектора, измеряющего мощность синхротронного излуче­ния, снизится на 1% (при условии, что детектор обладает линейным откликом и-уровень шумов существенно ниже уровня полезного сигнала). На кривой фототока, представленной на рис. 13.7, можно проследить уменьшение числа электронов от 40 и вплоть до последнего электрона [792]. Ток, соответствующий одному электрону в коль­це, равен Ie — ec/L « 0,77 • 10-12 А при длине кольца L = 62,4 м. Точность, достижимая в данном методе, ограничивается точ­ностью сравнения тока в кольце и тока внешнего калибруемого источника. Такое сравнение может быть выполнено, например, с помощью криогенного токового компа­ратора, в котором разность магнитных полей, создаваемых двумя токами, измеряется СКВИД-магнитометрами (см. раздел 13.4.1). В настоящее время разрешение метода составляет от 6 фА/\/Гц до 65 фА/\/Гц в зависимости от частотного диапазона измерений [793]. Ожидается, что разрешение может составлять 0,1 фА/\/Гц при использовании оптимизированного прибора, работающего в области белых шумов [794]. Такой прибор открывает возможность сравнивать ток источника с током накопительного кольца в 10 нА, для чего требуются 1 300 электронов, циркулиру­ющих по кольцу длиной 6 м. Ожидаемая погрешность составит 10-8 при времени усреднения 1 с.

о

©

Время

Рис. 13.7. Регистрируемые скач­ки мощности синхротронного из­лучения используются для точного определения числа электронов в на­копительном кольце [792]

1. Одноэлектронные приборы. Работа одноэлектронных приборов осно­вывается на дальнодействующем кулоновском взаимодействии между носителями единичного электрического заряда, с помощью которых осуществляется перенос зарядов в микроэлектронных цепях. Исследование эффектов, возникающих при взаимодействии слабозаряженных микроскопических нейтральных частиц, имеет длительную историю и восходит к экспериментам Милликена в начале XX века. В современных одноэлектронных приборах микроскопические изолированные ост­ровки несут всего несколько элементарных зарядов. Сток или считывание заряда с определенного островка сопровождается несколькими ступенями туннелирования электронов через барьеры между островками. Вероятность туннелирования зависитот кинетической энергии электрона, определяемой температурой прибора Т и энер­гией, приобретаемой электроном в этом процессе. Перенос электрона на островок эквивалентен зарядке конденсатора. Для крохотной емкости островка С кулоновская энергия Ес = ell может оказаться существенно больше, чем тепловая энергия:

*Бс = ^» кТ.* (13.14)

При выполнении этого условия туннелирование является крайне маловероятным (кулоновская блокада) до тех пор, пока напряжение U не будет компенсировано внешним напряжением UeKt. Вследствие этого в одноэлектронных приборах управле­ние током может осуществляться с помощью внешних потенциалов. Это позволяет создать источник тока, в котором движение одиночных зарядов можно контроли­ровать с заданной частотой. Принципиальная электронная цепь, носящая назва­ние «одноэлектронный туннельный преобразователь», состоит из двух островков и запирающих электродов, расположенных в непосредственной близости от каждого из островков (рис. 13.8). Поскольку вероятность передачи одиночных электронов зависит от мгновенных значений напряжения на двух затворах, периодическая мо­дуляция напряжения на затворах с соответствующим фазовым сдвигом приводит к возникновению тока / = efr\ в случае, если за период колебаний поля переда­ется ровно один электрон. Частоте несколько мегагерц соответствует ток порядка нескольких пикоампер. Для создания стандартов емкости были сконструированы одноэлектронные приборы туннельного типа, в которых относительная погрешность счета электронов составляла 3 • 10“' [795, 796]. В этих экспериментах одноэлек­тронный элемент туннельного типа составлялся из семи туннельных контактов для предотвращения так называемого сопутствующего туннелирования. Этот эффект вызван квантово-механическими процессами более высоких порядков, включающими в себя, например, туннелирование через всю цепочку и приводящими к ошибкам в счете электронов.



Va cos(27r/rft) [J [J VA s\n(2nfrtt)

Рис. 13.8. Одноэлектронный туннельный преобразователь с тремя барьерами

Для метрологических источников постоянного тока токи пикоамперного диапа­зона слишком низки, чтобы можно было использовать возможность их сравнения и калибровки с необходимой точностью при помощи токовых компараторов на СКВИДах [794]. В другом методе, который может быть применен в этом диапа­зоне токов, предлагалось использовать свойства поверхностных акустических волн, возбуждаемых в полупроводнике, при транспортировке электронов в движущемся потенциальном минимуме [797, 798]. Вследствие пьезоэффекта в GaAs можно до­биться распространения модуляции электростатического потенциала в двумерном электронном газе вблизи поверхности. При достижении более высоких частот по­рядка нескольких гигагерц токи в одноэлектронных приборах вырастут, что может привести к созданию альтернативных источников электрического тока, базирующих­ся лишь на стандартах частоты и фундаментальных константах [799].

§ 13.4. Измерение магнитных полей

Существует несколько различных методов измерения магнитных полей, основы­вающихся на частотных измерениях. .

1. СКВИД-магнитометры. СКВИД (акроним от Superconducting QUantum Interferometric Device, SQUID) представляет собой сверхпроводящее колечко, в котором магнитный поток квантуется, как

Ф = пФ0 = п^, (13.15)

причем существует множество различных конфигураций таких приборов [800]. В СКВИДах постоянного тока два джозефсоновских контакта разделяют колечко на две части, как показано на рис. 13.9. СКВИД постоянного тока может ра­ботать при наличии постоянного тока смещения. В свою очередь, в СКВИДах

переменного тока есть лишь один джозеф- соновский контакт, напряжение на котором считывается с помощью резонансной цепи с индуктивной связью. Квантование маг­нитного потока в сверхпроводящем кольце и эффект Джозефсона приводят к пери­одической характеристике преобразования потока в напряжение, соответствующей квантовым скачкам потока [800]. Для получения большого динамического диа­пазона может быть использована схе­ма ноль-детектора, дополненная счетчиком квантов потока. В СКВИД-магнитометрах постоянного тока достигается уровень шу­ма 10—6 Фо/л/ГЦ [800, 801]. На сего­дняшний день СКВИДы являются наибо­лее чувствительными сенсорами магнитно­го потока. В измерениях магнитного поля с помощью СКВИД-магнитометров дости­гается разрешение в 50фТл/\Лц при ис­пользовании сенсорной катушки площадью всего несколько квадратных миллиметров. Для работы со СКВИДами требуется охла­ждение, по крайней мере, до точки возник­новения высокотемпературной сверхпрово­димости. Для сверхпроводников на основе YBaCuO применяется жидкий азот или другие (например, компрессорные) системы криоохлаждения. Отметим, что область работы СКВИДов — это низкие магнитные поля (до 20фТл ) и малые градиенты (до 1 пТл/см).

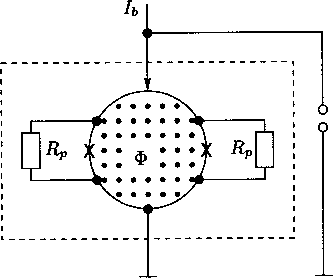


Рис. 13.9. Напряжение U, измеряемое с помощью СКВИДа, через который течет ток смещения 1ь, есть мера магнит­ного потока Ф через колечко. Колеч­ко состоит из двух половинок, соеди­ненных джозефсоновскими контактами (х), шунтированными сопротивлениями Др. Область, ограниченная пунктиром, находится в криогенных условиях для поддержания сверхпроводящего состоя­ния в СКВИДе

1. Магнитометры на щелочных атомах. В настоящее время разработан ряд компактных лазерных магнитометров, основанных на зависимости расщепления и сдвига уровней энергии в щелочных атомах (таких, как цезий (рис. 7.1), рубидий (рис. 8.8) или натрий) от магнитного поля. Так, в некоторых схемах используется эффект резонансного пересечения уровней в нулевом поле [802] или нелинейный эф­фект Фарадея (магнито-оптическое вращение) [803]. Чувствительные магнитометры могут быть также созданы при использовании резонансов когерентного пленения на­

селенности (темных резонансов). Темные резонансы возникают при взаимодействии так называемых Л-систем уровней в щелочных атомах (например Rb или Cs) и двух когерентных лазерных полей, которые связывают два близко расположенных нижних метастабильных уровня с общим возбужденным уровнем (см. рис. 5.12, а). Схема, приведенная на рис. 8.11, позволяет создать компактный магнитометр, который работает при комнатной температуре, обладает низким потреблением мощности и имеет чувствительность порядка нескольких пикотесла при времени интегрирования в одну секунду [804].

1. Ядерный магнитный резонанс. Метод ядерного магнитного резонанса (ЯМР) основывается на использовании спина ядра в качестве чувствительного зонда для исследования структуры и динамики электронных оболочек атомов и молекул, а также характеристик других ядер, находящихся поблизости от зондирующего спина. Трудно переоценить вклад метода ЯМР, который был впервые описан в рабо­тах [805, 806], в молекулярную спектроскопию, медицинские исследования и другие области. Чувствительность метода восходит к тому, что спин откликается на внеш­ние возмущения сдвигом частоты прецессии, который можно измерить с высокой точностью. Энергия взаимодействия

(13.16)

■®mag — М-/ В0 — дфмВоГП! между внешним магнитным полем Во и магнитным моментом ядра



(13.17)

зависит от углового момента (спина) ядра I и от его ориентации, описываемой маг­нитным квантовым числом гп/ = I, I — 1, • • • , —I. В отличие от фактора Ландэ элек­тронной оболочки gj, 5-фактор ядра gi не может быть выражен через другие кван­товые числа. Он должен определяться экспериментально для каждого ядра с / Ф 0. Кроме того, он может принимать как положительные, так и отрицательные значения. Энергия взаимодействия (13.16) существенно ниже, чем энергия взаимодействия маг­нитного момента электронной оболочки с внешним полем (5.8), поскольку ядерный магнетон рм = 5,051 • 10-27 А • м2 в тр/те раз меньше, чем магнетон Бора рв■

Соответственно, и частота AEmag/h, требующаяся для возбуждения перехо­дов между зеемановскими магнитными подуровнями ядерного момента, оказы­вается существенно ниже, чем для электронных состояний. Так, в ядре водо­рода (gj = 5,5856912, Дш/ = 1) частота ЯМР перехода масштабируется как 42,576 МГц/Тл, что можно сопоставить с зеемановским расщеплением электронных подуровней основного состояния водорода, обладающих зависимостью порядка гига­герца на тесла (рис. 5.22).

Рассмотрим образец, помещенный в магнитное поле напряженностью Во < 20 Тл. Высокие магнитные поля желательны для повышения частоты резонансов и, соответ­ственно, для достижения высокого разрешения. Высокочастотная катушка создает импульс поля, который вызывает переходы между подуровнями ядерной магнитной структуры, расщепленными в магнитном поле. Поглощение сигнала вызвано раз­ностью поглощения и стимулированного излучения между двумя энергетическими уровнями. Разность населенностей этих уровней составляет

Ni - N2 \_ 1 - ехр(—gip.NВр/квТ) ^ дц1мВ0 N1+N2 1+exp(-p//ijvBo/fcBT) ~ 2квТ '

(13.18)

и, как видно, лишь малая часть спинов образца дает вклад в его поляризацию. Поскольку длина волны перехода обычно превосходит размер исследуемого об­разца, короткий импульс высокой частоты возбуждает все диполи в фазе, что приводит к возникновению макроскопической магнитной поляризации образца. Этанамагниченность может распадаться по двум основным каналам. Составляющая намагниченности, параллельная Во (продольная компонента), зависит от разности населенностей подуровней с разной энергией и затухает, например, за счет тем­пературных флуктуаций с характерными временами 10—4с < Т\ < Юс в жидких образцах и 10~2 с < Tj < 1000 с в твердых. Следовательно, продольное затухание может использоваться для извлечения информации о силах связи между атомами в решетке у кристаллических образцов. Ларморовская прецессия отдельных магнит­ных моментов вокруг направления Во может быть разложена на осциллирующие поля в плоскости, ортогональной к Во. Местные флуктуации магнитного поля, которые могут быть вызваны и структурой самого образца, приводят к различным частотам прецессии у различных диполей. Поэтому по истечении некоторого времени Т2 фазы поперечных компонент оказываются случайными. Поперечная релаксация может использоваться, например, для определения свойств диффузии атомов.

1. ЯМР-магнепгометр. Метод ядерного магнитного резонанса (ЯМР) при­меняется для создания высокоточных магнитометров для измерения постоянных маг­нитных полей [807]. В ЯМР-магнетометрах образец объемом в несколько кубических сантиметров, содержащий ядра с отличными от нуля спинами (обычно используются водород или дейтерий), помещается в магнитное поле, которое требуется измерить. Поскольку частота поля, необходимого для возбуждения ЯМР резонансов, прямо пропорциональна напряженности магнитного поля В0 (см. (13.16)), искомое значе­ние Во вычисляется из частоты регистрируемого резонанса.

Коммерческие магнитометры, работающие в диапазоне полей 0,01 Тл < Т\ < 20 Тл, имеют относительную погрешность на уровне 10~6 за счет узости резонанса. Кроме того, температурная зависимость частоты резонанса чрезвычайно мала и находится на уровне ниже 10~6 в диапазоне от -20° С до +70° С. Датчики сильных магнитных полей обычно основаны на дейтериевых образцах (2Н, I = 1, gi = 0,8574376). Необходимо отметить, что магнитометры данного типа не предназначены для работы в неоднородных полях с относительными градиентами ABo/(BqAx), существенно превосходящими 10~4см-1.

§ 13.5. Связь с другими единицами СИ

Успешное введение современного определения метра, напрямую связывающего измерение длины с измерениями времени и частоты через фиксированное значение скорости света в вакууме, стимулировало появление ряда предложений по введению аналогичной методики и для определения других основных единиц в Международной системе единиц СИ. Так, в настоящее время килограмм все еще определен через массу Международного эталона, который хранится в Международном бюро мер и весов в Париже. Тот факт, что этот эталон является последним из вещественных артефактов, используемых для реализации основной единицы СИ, привел к воз­никновению ряда идей по возможным методам его переопределения, опирающимся на частотные измерения. Так, предлагается использовать соотношения Е = hu или Е = тс2, связывающие массу частицы т — (h/(?)v с частотой, постоянной Планка h и скоростью света с. Если зафиксировать значение постоянной Планка по аналогии со скоростью света, это откроет возможность определять массы микроскопических частиц, используя только частотные измерения.

Вигналл предложил ввести абсолютное атомное определение массы, в котором масса частицы определяется через де-бройлевскую (угловую) частоту тс1/Ь [808]. Масса может быть определена путем измерения приведенной де-бройлевской длины волны А/(2тг) = %/(m^v) в пучке моноэнергетических частиц, обладающих известной скоростью v, где 7 = (1 — г^/с2)-1/2.

Одним из возможных путей введения нового определения массы, основывающе­гося на фундаментальных константах, является ее выражение через число Авогад- ро N а- Для этого необходимо выполнить точное измерение массы и объема сферы из чистого кристаллического кремния, а также его постоянной решетки и определить некоторые другие физические свойства. Некоторые из этих измерений, например, определение постоянной решетки, могут быть выполнены через измерение длин волн и, следовательно, сводятся к частотным измерениям. Достигнутая на сегодняшний день погрешность в Ю-7 [809, 810] должна быть снижена еще хотя бы на порядок ве­личины для того, чтобы конкурировать с определением килограмма, принятым в СИ.

Тэйлор и Мор предложили использовать ваттовский баланс с движущейся ка­тушкой [811], который в настоящее время используется для определения постоянной Планка [812], и соответствующее новое определение: «килограмм есть масса тела, чья энергия покоя эквивалентна энергии совокупности фотонов, сумма частот кото­рых составляет 135639274 • 1042 Гц». Так, единица массы может быть непосредствен­но связана с частотой без каких-либо дополнительных утверждений, каким образом необходимо реализовать эту единицу на практике.

§ 13.6. Измерение фундаментальных констант

Повышение точности измерения фундаментальных констант мотивируется несколь­кими причинами. Во-первых, фундаментальные константы могут использоваться для реализации единиц, для которых отсутствует зависимость от условий проведения из­мерения, окружения или свойств каких-либо материалов. Одним из таких примеров является принятое значение джозефсоновской постоянной (13.2), что позволяет ис­пользовать достигнутую в прикладной метрологии высокую точность для развития индустрии и торговли. Во-вторых, некоторые фундаментальные константы играют ключевую роль в самых различных областях естественных наук и соответствую­щих теоретических моделях. Точное определение физических постоянных методами, развитыми в той или иной области, позволяет проанализировать справедливость теоретических моделей и экспериментально определить области их применимости. В качестве примера мы обсудим методы, связанные с определением постоянной тонкой структуры (раздел 13.6.2).

1. Постоянная Ридберга. Постоянная Ридберга (5.6), выражаемая через другие фундаментальные константы те, е, Ь, с, масштабирует энергетическую струк­туру уровней атома. Измерение постоянной Ридберга выполняется, в основном, в ато­ме водорода, поскольку он является самой простой стабильной системой, положение энергетических уровней которой может быть рассчитано с высочайшей точностью, и обладает переходами, позволяющими достичь высокого разрешения в спектроскопи­ческих измерениях. Конечная масса протона приводит к наибольшему отличию при­веденной массы (5.7) от массы электрона те в атоме водорода по сравнению со всеми другими нейтральными системами. Отношение масс электрона и протона те/тр может быть измерено с высокой точностью в ионных ловушках (см. раздел 10.4.1). В измерении 1995г. было получено значение тр/те = 1836,1526646(58) [650] 0.

') Значение, рекомендованное группой CODATA в 2008 г. (Mohr P.J., Taylor В. N., Newell D.B. // Rev. Mod. Phys. 80, 633 (2008)) составляет

тр/те = 1836,15267247(80)

***(прим. перев.).***

Простота соотношения (5.4) позволяет определить постоянную Ридберга Rx из измерения частоты перехода между двумя уровнями с квантовыми числами пит

*Ут.п* = *Еп = cZ[[47]](#footnote-48)R<x (\* - -L) (13.19)

***п \п т J***

с относительной погрешностью порядка AR^/R^ « 10-5. Для повышения точности определения Roo необходимо учитывать ряд дополнительных теоретических попра­вок. К ним относятся релятивистские поправки, поправки на взаимодействие между электронным и ядерным спинами, вклады поправок квантовой электродинамики (КЭД) и поправки на конечный размер ядра. Поправки квантовой электродинамики учитывают лэмбовский сдвиг между S и Р уровнями, возникающий вследствие сня­тия энергетического вырождения в атоме водорода по орбитальному угловому момен­ту в случае совпадения главных квантовых чисел и чисел полного углового момента. Распределение заряда по объему ядра приводит к дополнительному сдвигу, в основ­ном, у S-уровней, поскольку волновая функция s-электрона максимальна на ядре.

Измерения постоянной Ридберга основываются на спектроскопических экспери­ментах в атоме водорода, выполняемых в течение многих лет с постоянно растущей точностью в группах Т. В. Хэнша (г. Гархинг, Германия) [93, 813] и Ф. Бирабе (г. Париж, Франция) [103, 814]. В группе Т. В. Хэнша измерены частоты двух­фотонных переходов 1S-2S и 2S-4S, в то время как в Париже были измере­ны частоты переходов 2S-8D, 2S-12D1). Прежние измерения частот переходов в водороде выполнялись на основе сравнения со вторичными стандартами частоты: He-Ne лазерами, стабилизированными по метану и по йоду. В настоящее время частоты напрямую сравниваются с частотой первичного Cs стандарта [93]. Резуль­таты этих экспериментов были учтены с высоким весовым вкладом при определе­нии значения R^ = 10973731,568525(73) м-1, рекомендованного Международного комитетом по сбору и оценке численных данных для науки и техники (CODATA) в 2002 г. [791]. Измерение постоянной Ридберга, выполненное с относительной погрешностью 6,6 • 10-12, является одним из самых точных измерений фундамен­тальных констант. Аналогичные измерения позволяют определить лэмбовский сдвиг основного состояния 1S в водороде и дейтерии [102, 394]. Для того, чтобы сравнить результаты теории и эксперимента, необходимо, опять же, учесть ряд поправок кван­товой электродинамики и распределение заряда в ядре. В настоящее время точность, достигнутая в эксперименте, оказывается выше как точности теоретического расчета поправок, так и точности, связанной с учетом распределения заряда в ядре. Поэтому эти эксперименты можно рассматривать как метод тестирования поправок квантовой электродинамики или определения зарядового радиуса ядра в зависимости от того, какая из погрешностей является доминирующей [815].

1. Измерение постоянной тонкой структуры. Постоянная тонкой струк­туры а является одной из основополагающих фундаментальных констант в природе, поскольку именно она масштабирует электромагнитные взаимодействия. Ее значе­ние 2) может быть определено из целого ряда независимых экспериментов в самых различных областях физики[[48]](#footnote-49)). Значение постоянной может быть получено из эф­фекта фон Клитцинга (квантового эффекта Холла), измерений переменного тока джозефсоновского эффекта, значения g — 2 для электрона, измерения длины волны де-Бройля нейтрона [816] или атомной интерферометрии [817]. В эксперименте по определению g — 2 фактора для электрона (см. раздел 10.4.2) с использованием вычислений КЭД достигнута относительная погрешность 4,2 • 10-9, в то время как в других измерениях она примерно на порядок выше. Все перечисленные методы су­щественным образом опираются на измерение частот, что будет показано подробнее на примере экспериментов по определению де-бройлевской длины волны и атомной интерферометрии. Значение а можно связать с постоянной Ридберга, представленной в разделе 13.6.1, и отношением h/me следующим образом:

а[[49]](#footnote-50) = ^—. (13.20)

с ***те***

Отношение h/me, в свою очередь, может быть связано с любым другим отношением h/m = (h/me)(me/m), поскольку отношение масс микроскопических частиц может быть определено из частотных измерений в ионных ловушках с очень высокой точно­стью (§ 10.4). В нейтронном эксперименте [816] измерялось отношение h/mn = Xnv по де-бройлевской длине волны Ап ~ 0,25 нм волнового пакета нейтронов, отражен­ного от кристалла кремния, и по скорости нейтронов vn. При отражении выполня­ется закон Брэгга Хп = 2а sin в, где а —расстояние между атомными плоскостями в кристалле, измеряемое интерферометрическим методом с использованием лазерного стандарта длины волны (гл. 9). Определение скорости vn также сводилось к измере­нию пути, пройденного нейтронами, интерферометрическим методом и определению времени пролета. Последнее измерялось с помощью наложения периодической мо­дуляции на поляризацию нейтронного пучка по направлению вектора поляризации в процессе полета нейтронов вдоль траектории.

Измерение h/mcs методом атомной интерферометрии на атомах Cs было выполне­но в группе С. Чу (Стэнфордский университет) [817, 818, 819] с целью определения постоянной тонкой структуры согласно соотношению

^2 2-Roo Н 771р TTlCs 2Д еДь'гес 771р TOCs (13 21)

с TOCs ***тпе тпр*** *00* V£S ***me trip***

В этом выражении величина .

Дь'гее - 2-^—2 (13.22)

2mcs47r

есть сдвиг частоты за счет эффекта отдачи, измеряемый методами субдоплеровской спектроскопии или интерферометрии Рэмси-Бордэ (раздел 6.6.2.3) 0. Из выражения (13.21) видно, что определение постоянной тонкой структуры можно свести исклю­чительно к частотным измерениям, что обеспечивает высокую точность.

1. **Атомные часы и постоянство фундаментальных констант.** Вопрос

о том, являются ли фундаментальные константы (например, а) действительно посто­янными или они могут менять свои значения во времени, был поднят Дираком уже в 1937 г. [820], когда он сформулировал гипотезу больших чисел 2). Гипотеза больших чисел Дирака опиралась на наблюдение, что большинство безразмерных констант, таких как постоянная тонкой структуры а « 1/137 не являются большими числами, в то время как некоторые безразмерные отношения имеют гигантские значения и достигают Ю40. В качестве примера приводится отношение электростатической силы кулоновского взаимодействия и гравитационной силы притяжения протона и электрона, отношения размера Вселенной и классического радиуса электрона, отношения возраста Вселенной и времени, затрачиваемого светом на прохождение расстояния, равного классическому радиусу электрона. Если это совпадение не слу­чайно, все приведенные значения должны оказаться пропорциональны друг другу и, следовательно, изменяться со временем, поскольку радиус Вселенной не постоянен. В зависимости от того, какие «константы» рассматриваются как неизменные, можно сделать соответствующие выводы о дрейфе других величин. Опираясь на гипотезу больших чисел, оценку дрейфа некоторой константы (3 можно сделать исходя из значения постоянной Хаббла, при этом относительный дрейф составит порядка /3//3 « 10-11. Эксперименты, выполненные после появления гипотезы Дирака, пока­зали ее несостоятельность (см. [821] и таблицу 13.3). Однако сегодня существуют другие теории, которые допускают или предсказывают дрейф констант во времени.

Таблица 13.3. Некоторые экспериментальные ограничения на дрейф фундаментальных кон­стант Р е G, а

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| Метод | Р | PIP  [год \*] | Ссылка |
| лунная орбита | G | (1 ± 1) • 10-12 | [766] |
| реактор Окло | а | А  ел  о | [827] |
| спектры квазаров | а | (-2,2 ±5,1)- 10"16 | [828] |
| космический фон | а | А  о  1  ш | [834] |
| излучения |  |  |  |
| Mg и Cs часы | а | <2,7- 10“13 | [832] |
| Н-мазер и Hg+ | а | <3,7- 10-14 | [833] |
| Cs и Rb часы | а | (-0,04± 1,6) ■ 10-15 | [835] |
| l99Hg+ (1 064 ТГц) и Cs часы | а | <1,2- 10~15 | [639] |
| 171 Yb+ (688 ТГц) и Cs часы | а | <2 - 10“15 | [836] |
| ‘Н (2 466 ТГц) и Cs часы | а | <2,9- 10~15 | [837] |

Принцип эквивалентности в общей теории относительности запрещает дрейф всех негравитационных констант. С другой стороны, в теориях, нацеленных на создание объединенной модели гравитационных и других типов взаимодействий, этот принцип может нарушаться. Так, в теории струн или в теориях Калуцы-Кляйна, в которых присутствуют дополнительные размерности [822], вводятся новые скаляр­ные «дилатационное» и «модульные» поля в качестве предполагаемых дополнений к эйнштейновскому тензору дД!/. Эти поля приводят к возникновению связи с ма­терией и изменению фундаментальных констант во времени [823, 824]. Кроме того, может нарушаться принцип универсальности свободного падения, согласно которому все тела имеют одинаковое ускорение во внешнем гравитационном поле. Интерес к эти идеям был стимулирован результатами исследований спектров поглощения излучения далеких квазаров [825], обладающих большим космологическим красным сдвигом, которые указывали на признаки измерения постоянной тонкой структуры а в далеком прошлом. Однако существуют другие эксперименты, которые накладывают жесткие ограничения на возможное нарушение постулатов основополагающих теорий и дрейф констант. Так, на основании эксперимента по локации Луны [767] был сделан вывод, что ускорения Земли и Луны, вызванные притяжением к Солнцу, сов­падают в пределах 10-12. Результаты исследования реактора Окло, астрофизические данные и эксперименты по сравнению часов позволяют наложить еще более жесткие ограничения, которые будут представлены ниже.

Феномен Окло объясняется существованием естественного ядерного реактора в Габоне (Восточная Африка), в котором вода играла роль замедлителя нейтро­нов. На основе анализа рудных пород, в которых процентное содержание изотопов 149Sm, 151 Eu, 155Gd и '^Sm оказалось существенно ниже, чем в обычной есте­ственной смеси, был сделан вывод, что около двух миллиардов лет назад в нем происходили интенсивные ядерные реакции. Так, например, отношение содержания изотопов 149Sm/147Sm в Окло составляет около 0,02, в то время, как в других породах оно равно 0,9. Это явление, исследованное Французским комитетом по атомной энергии, объясняется тем, что изотопическое обеднение породы произошло вследствие того, что некоторые из изотопов, например 149Sm, являются хорошими поглотителями нейтронов и превращаются в другие изотопы при облучении потоком нейтронов, выделяющимся при ядерном горении урана. Так, сечение реакции погло­щения 149Sm + п —> 150Sm + 7 оказывается примерно на два порядка больше, чем для другого изотопа l47Sm + п —> 148Sm + 7 за счет ядерного резонанса поглощения в 149Sm. На основании измеренного отношения 149Sm/147Sm можно определить мак­симальное отклонение энергии резонанса в прошлом от ее сегодняшнего значения. Это ограничение, в свою очередь, позволяет наложить верхний предел на возможное измерение а в прошлом, как было отмечено Шляктером [826]. Дамором и Дайсоном был выполнен повторный анализ данных [827], в результате которого было наложено строгое ограничение а/а < 5 • 10-17/год.

Другим, совершенно иным источником данных, позволяющим анализировать зна­чения фундаментальных констант в глубоком прошлом, являются спектры поглоще­ния квазаров 0. Огромные расстояния до квазаров, достигающие Ю10 световых лет, позволяют делать выводы о величине постоянной тонкой структуры вплоть до Ю10 лет назад. Для этого спектры поглощения квазаров сравниваются с соответству­ющими лабораторными спектрами. Однако отличия, которые могут быть вызваны изменениями а в прошлом, скрыты за счет огромного космологического красного сдвига излучения. Для того, чтобы обойти это ограничение, был предложен метод, в котором проводилось сравнение длин волн электронных переходов и переходов между компонентами тонкой структуры у тяжелых и легких атомов, линии которых наблюдались в спектре поглощения одного и того же квазара. Так, сравнение спек­тров Fe+ и Mg+ с учетом релятивистских поправок позволило наложить ограничение а/а.< 10~14/год.

Быстрый прогресс в области разработки часов также открыл возможность ис­следования возможности дрейфа фундаментальных констант из сравнения часов, принцип работы которых основывается на различных физических процессах или переходах в различных системах. Турно и Штайн провели сравнение частоты осцил­лятора, стабилизированного относительно сверхпроводящего резонатора (8,6 ГГц), и частоты Cs пучкового стандарта. Относительный дрейф частот находился в пре­делах (-0,4 ± 3,4) • 10\_14/день при наблюдении в течение 12-и дней. Это сравне­ние частот макроскопических и микроскопических часов соответствует сравнению

О Под этим термином понимают спектры поглощения широкополосного излучения квазаров в относительно холодных межгалактических газовых облаках (прим. ред.) воровского радиуса, задающего размер резонатора, и сверхтонкого расщепления в Cs. Верхняя граница такой комбинации фундаментальных констант, содержащей степень а3, составила < 1,5- 10-12/год. [60, 61, 831]. Годон и соавторы в течение года проводили сравнение частоты перехода тонкой структуры 3Pq —> 3Pj, Arrij = 0 в 24Mg (601 МГц) с серийными Cs часами, корректируемыми по первичному стан­дарту из РТВ с помощью спутниковой передачи сигналов [832]. Эти измерения позволили наложить ограничение на относительный дрейф постоянной тонкой струк­туры а/а < 2,7 • 10\_13/год. Престаж и соавторы сравнивали частоту сверхтонкого перехода в ионе Hg+ (40,5 ГГц), пойманном в ловушку, с частотой водородного мазера. Ими было получено ограничение а/а < 3,7 • 10~14/год, которое, возможно, необходимо несколько скорректировать с учетом замечаний Каршенбойма [831]. Чув­ствительность отношения указанных часов на сверхтонких переходах к изменениям постоянной тонкой структуры обусловливается различными вкладами релятивист­ских поправок, зависящих от а и заряда ядра Z, в частоту сверхтонкого расщепления атомов. Указанные вклады растут при увеличении массы иона или атома.

Вероятно, что за счет быстрого прогресса в создании часов фонтанного типа указанные ограничения на дрейф фундаментальных констант будут существенно снижены в ближайшие годы. Так, на основании сравнения частот Rb и Cs фонтанов, выполненного в течение 5-и лет, было наложено ограничение а/а = (0,4 ± 16) х х1(Г16/год [835].

В отличие от случая микроволновых стандартов частоты, для оптических пе­реходов не существует аналитического выражения, описывающего зависимость ча­стоты перехода от а. Однако для некоторых перспективных оптических стандартов релятивистские поправки были вычислены в работах [830, 838]. Эти вычисления показывают, что наибольшими поправками обладает ион 199Hg+, за ним следует ион i"Yb+,

а в атомах ^Са и Н они играют незначительную роль. Перечисленные атомные системы лежат в основе наиболее точных оптических стандартов и обла­дают значительным потенциалом для дальнейшего улучшения точности. Они могут рассматриваться как перспективные кандидаты для определения наиболее жестких ограничений на дрейф констант на основе сравнения их частот в течение некоторого продолжительного интервала времени. Измерение частоты оптического стандарта на

1. Hg+ (см. раздел 10.3.2.4) по отношению к сверхтонкой структуре Cs атомных часов в течение двух лет, проведенное в работе Бизе и соавторов [639], приве­ло к верхней границе дрейфа |d/a| < 1,2 • 10~15/год. Комбинируя этот результат с измерениями стандарта на Yb+ [836] (раздел 10.3.2.2) и [[50]](#footnote-51)Н [837] (раздел 9.4.5), можно получить ограничение, сопоставимое по чувствительности с приведенным для иона ртути, полученное при использовании меньшего числа априорных модельных допущений 0.

Глава 14

ПРИБЛИЖЕНИЕ К ГРАНИЦАМ ТОЧНОСТИ

Рассматривая динамику роста качества стандартов частоты и соответствующих часов, проиллюстрированную на рис. 1.2, можно ожидать, что быстрое улучшение стабильности и точности будет продолжаться и в ближайшем будущем. В этом ключе было бы интересно проанализировать те фундаментальные ограничения, которые в конечном итоге могут ограничивать точность стандартов частоты. Чрезвычайно высокая стабильность является необходимым условием для достижения предельной точности стандарта, поскольку наблюдение и анализ малых систематических сдвигов частоты возможны лишь в том случае, если их удается выделить из флуктуаций частоты стандарта. В этой главе мы, прежде всего, представим ограничения пределов стабильности, которые определяются квантовой природой электромагнитного поля и, собственно, поглотителей, а также обсудим некоторые идеи, которые могут дать возможность обойти эти ограничения. Мы завершим книгу обсуждением новых технических разработок, которые могут привести к созданию нового поколения стандартов более высокой точности.

§ 14.1. Приближение к квантовому пределу

Предположим, что технические шумы, присущие осцилляторам в стандартах частоты, уменьшены до такой степени, что стабильность осцилляторов определяется лишь квантово-механическими флуктуациями. В разделе будут рассмотрены некото­рые предельные случаи, зависящие от конкретной реализации стандарта частоты.

Например, рассмотрим прибор, в котором слабое электромагнитное поле взаимо­действует с большим количеством квантовых поглотителей в схеме, представленной на рис. 1.3, причем для регистрации используется рассеянный свет. В данном случае флуктуации интенсивности регистрируемого излучения могут ограничивать пре­дельное значение отношения сигнал/шум и, следовательно, стабильность стандарта. Для некоррелированных флуктуаций фундаментальный предел обычно определяется пуассоновским шумом фотонов (см. раздел 14.1.2).

В других схемах излучение может взаимодействовать с малым количеством поглотителей. В этом случае уровень флуктуаций, возникающих собственно при регистрации поля, которое содержит большое количество фотонов, может оказаться пренебрежимо малым по сравнению с уровнем флуктуаций, возникающих в процессе взаимодействия квантовых поглотителей и фотонов. Тогда стабильность будет опре­деляться квантовым шумом поглотителей [89] (см. раздел 14.1.3.1), который уже сейчас является реальным ограничением точности в стандартах на одиночных ионах или лучших образцах Cs фонтанов.

Специально приготовленные электромагнитные поля или поглотители с коррели­рованными флуктуациями позволяют преодолеть вышеперечисленные ограничения и приблизиться к гейзенберговскому пределу, определяемому квантово-механическим соотношением неопределенности.

1. Соотношение неопределенности. В квантовой механике коммутатор не имеющих общих собственных значений операторов А и В может быть представлен в виде

[A,B\=AB-BA = iC, (14.1)

что приводит к соотношению неопределенности:

\/(А[[51]](#footnote-52))(Щ > 1|(б)|. (14.2)

В качестве примера (14.1) рассмотрим коммутатор операторов координаты & и им­пульса pi для свободной частицы

1,

[pi. Pi'} = [&,£'] = 0, (14.3)

где С — fi 1. Соотношение неопределенности (14.2) справедливо для любых некомму­тирующих операторов и, следовательно, и для операторов, представляющих отклоне­ния от среднего значения

ДА = А-(А) и АВ = В-(В), (14.4)

что приводит к соотношению неопределенности Гейзенберга

у/(АА2)(АВ2) > 1|<С>|. (14.5)

Соотношение (14.5) устанавливает нижний предел уровня флуктуаций, который мо­жет быть достигнут при измерении средних значений двух величин, представленных двумя соответствующими некоммутирующими операторами. Предел, устанавливае­мый соотношением (14.5), называют пределом Гейзенберга. В качестве примеров можно привести неопределенность результата при одновременном измерении коорди­наты и импульса частицы

АхАрх > | (14.6)

или одновременном измерении количества фотонов п и фазы ф электромагнитного поля (см. [39] 0)

АпАф ^ I (14.7)

1. **Квантовые флуктуации электромагнитного поля.**
2. Квантование поля. Во многих учебниках по квантовой оптике (на­пример, [133, 135]) объяснение квантования классического электромагнитного поля (поля, описываемого уравнениями Максвелла) начинают с рассмотрения квантования поля в линейном резонаторе длиной L. 2) Если свет распространяется вдоль оси резонатора г и линейно поляризован вдоль оси х, то электрическая составляющая светового поля может быть представлена в виде суммы вкладов собственных мод резонатора следующим образом:

Ex(z, t) = Y, sin(M = V 9j^ sin(^z)- (14-8) j i ’

Мы представили амплитуду каждой отдельной моды в виде двух сомножителей Ajqj(t), причем А3 имеет размерность В/м2, а «механическая амплитуда» qj(t) выра­жена в метрах. Здесь V — объем моды резонатора, a kj — u>jC = jv/L 0' = 1, 2, ...) — волновые числа. Используя (14.8) и уравнения Максвелла (4.23), можно получить соответствующее выражение для магнитной составляющей:

*Hy(z,t) =* J] *cosfcz).* (14.9)

***e0V*** *з '*

Подставляя (14.8) и (14.9) в выражение для классического гамильтониана электро­магнитного поля

П = \

*[eoE2x + fM>H2y\dV,* (14.10)

получим

1. 1 1 (14.11)

*rrij(jj2q2 + rrijq2*

2

*3*

что эквивалентно гамильтониану, представляющему собой сумму вкладов гармо­нических осцилляторов с координатой д\* и скоростью сц (или импульсом pj/rrij). Таким образом, можно проквантовать электромагнитное поле, считая, что координата q и импульс р j-го осциллятора (14.11) являются операторами, подчиняющимися коммутационным соотношениям (14.3).

Решение уравнения Шредингера с использованием соотношения р = —iTi d/dq для каждого отдельного осциллятора, представляющего j-ю моду в (14.11), приводит к набору собственных функций, выраженных через полиномы Эрмита, и соответ­ствующих собственных значений энергии

Wn = buj (п + ^). (14.12)

В свою очередь, согласно трактовке, описанной Скалли и Зубайри в [135], можно определить операторы уничтожения а и рождения следующим образом:

*ае~шг =* . 1 *(mujq + ip*),

V2 *mhui*

. -1 - (mug — ip), (14.13)

*ylmhoj*

причем коммутационные соотношения следуют из (14.3)

[ftj, **(l\t** ] — **6ц**/1,

\a,i,ai>] = [oj.aj,] = 0. (14.14)

Подставляя (14.3) в (14.10), получим следующее выражение для гамильтониана отдельной моды .

Н = Tujj (аа\* **+ -). (14.15)**

Используя (14.3), можно также представить выражения для электрического (14.8) и магнитного полей (14.9):

*Ex(z,t) = \1~% (ае-ш+ahiut) sm(kjZ),* (14.16)

*e0V*

*Hy(z,t*) = *-ieocJ^J^L (ae~iut* - aVwt) со *s(kjZ).* (14.17)

Вводя эрмитовы операторы

Xi = I (а + а\*) и

X2 = i(a-at), (14.18)

1. *i*

подчиняющиеся коммутационному соотношению

*г*

*\Хх,Х>*

1. (14.19)

которое следует из (14.18) и (14.14), можно представить электрическое поле для j-й моды как

Ex(z,t) = (^i cosw^ + Хгэтш) sin(kjz). (14.20)

Два некоммутирующих оператора X] и Х2 из (14.20) соответствуют классическим квадратурам Е\ и Е2 (2.7) поля электромагнитной волны, которые сдвинуты друг относительно друга по фазе на тх/2. Следовательно, квадратуры не могут быть опре­делены одновременно с бесконечно высокой точностью. Принцип неопределенности задает нижний предел произведения погрешностей измерения Е\ и Е2. Из (14.19) вытекает следующее соотношение неопределенности (см. 14.1.1)

ДЛГ, АХ2 > ^ (14.21)

для среднеквадратичных значений квадратур электрического поля. Поскольку в клас­сическом приближении электрическое поле может быть представлено в виде [39]

*E(t) = El(t) + iE2(t),* (14.22)

где Ei(t) — (E\(t)) + AEi(t) и E2(t) = (E2(t)) -I- AE2(t), причем величины E\(t) и E2(t) задаются через их средние значения (E\(t)) и (E2(t)), получаемые в ре­зультате усреднения бесконечно большого числа измерений, а AEi(t) и AE2(t) представляют собой их погрешности. Следовательно,

АЕ,АЕ2 ^ (14.23)

1. *Состояния светового поля.*

Состояния с заданным числом фотонов. Собственные состояния |п), облада­ющие энергиями Wn (14.12), представляют собой состояния с определенным коли­чеством фотонов в j-й моде резонатора и носят название n-фотонных состояний илифоковских состояний электромагнитного поля. Операторы уничтожения и рождения соответственно уменьшают или увеличивают количество фотонов:

а | п) = \fn | п — 1), (14.24)

| п) = у/п + 1 | п + 1). (14.25)

Самым низким n-фотонным состоянием является состояние |п = 0), которое носит название вакуумного состояния, n-фотонные состояния образуют полный, ортого­нальный и нормированный базис состояний поля.

Когерентные состояния. Поскольку задача приготовления состояния с точно определенным количеством фотонов в моде п является трудно выполнимой, необхо­димо также описывать состояния, для которых определено лишь среднее количество фотонов (п). Для практических целей наиболее часто используется класс коге­рентных состояний [840], которые являются собственными состояниями оператора уничтожения а [135, 841]

а|а> = а|а), (14.26)

где а — некоторое комплексное число. Хотя в этом случае два различных коге­рентных состояния оказываются неортогональными, когерентные состояния в целом задают переопределенный базис и могут быть использованы для разложения лю­бого состояния. В отличие от фоковских состояний, для которых последовательное измерение количества фотонов будет давать один и тот же результат, вероятность измерения п фотонов в когерентном состоянии будет определяться распределением Пуассона [840, 841] ^

р(п) = (14.27)

1. п!

Известно, что в случае пуассоновского распределения дисперсия (Дп)2 равна мате­матическому ожиданию (п) и, следовательно,

Д п = у/{п). (14.28)

Флуктуации потока фотонов (пуассоновские флуктуации), описываемые распределе­нием (14.27) и стандартным отклонением (14.28), часто связываются с дробовым шумом, поскольку они вызывают соответствующие флуктуации тока фотодетектора, который используется для измерения интенсивности поля.

Важной характеристикой когерентных состояний является тот факт, что погреш­ности квадратур в (14.21) равны и при этом минимальны:

(ДХ,2) = (ДХ22) = 1-, (14.29)

что носит название «стандартного квантового предела» '). Для Е\ и Е2 стандартным квантовым пределом является

*ае'=^=\[Ш-* (14зо)

Таким образом, когерентные состояния электрического поля представляются векто­ром на фазовой плоскости, конец которого заполняет круг (см. рис. 14.1, а).

') Стандартный квантовый предел был впервые предсказан В. Б. Брачинским для механи­ческих измерений. (В. Б. Брачинский, ЖЭТФ 53. 1436 (1967)). Само название предложил К. Торн (прим. перев.).

ра Фабри-Перо. Однако, точность, с которой возможно измерение расстояния между зеркалами интерферометра, ограничена и подчиняется соотношению неопределенно­сти Гейзенберга. Поскольку ДzApz ~ Аг(тАг/т) ^ h/2, минимальная погрешность определения положения зеркала, имеющего массу ш, за время т составит

(14.31)



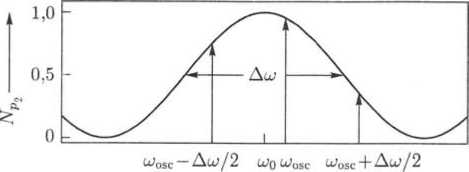
Если зеркало имеет массу 0,5 кг, а время измерения составляет т= 1 мс, предел точности, согласно (14.31), соответствует Дгщ. 12 3 • Ю-|9м. Обычно дробовой шум фототока на выходе интерферометра накладывает гораздо более существенные огра­ничения на точность определения длины интерферометра (14.31). Делая предпо­ложение, что фотоны и электроны подчиняются пуассоновской статистике, можно уменьшить относительные шумы детектирования путем увеличения мощности из­лучения, циркулирующего в интерферометре. Однако увеличение мощности, в свою очередь, приводит к увеличению флуктуаций, вызванных световым давлением на зеркала прибора [845]. Таким образом, существует оптимальная световая мощность, при которой мощности флуктуаций, вызванных давлением света и дробовым шумом, сравниваются. Минимальный уровень такого комбинированного шума приближается к стандартному квантовому пределу интерферометра. Обычно имеющаяся в распоря­жении мощность слишком низка, чтобы достичь стандартного квантового предела, и дробовой шум с уровнем относительных фазовых флуктуаций, равным опре­

деляет точность измерения в случае применения когерентного лазерного источника. Для того, чтобы приблизиться к гейзенберговскому пределу в 1/п радиан в случае низких мощностей, было предложено использовать нёклассические состояния света [845], а именно, посылать на вход интерферометра сжатый свет. Реализация этого предложения привела к увеличению отношения сигнал/шум на выходе интерферо­метра Маха-Цендера на 3 дБ по сравнению с уровнем дробового шума [841, 846]. Необходимо подчеркнуть, что уменьшение флуктуаций фототока было достигнуто ценой увеличения флуктуаций, вызванных давлением света. Были также высказаны другие предложения, как улучшить фазовые измерения в интерферометрах [847] с использованием перепутанных сжатых состояний света [848, 849, 850] или при подаче в интерферометр света в двух фоковских состояниях, содержащих одинаковое количество фотонов [851].

1. Флуктуации населенности в квантовых поглотителях.
2. Квантовые шумы поглотителей. Рассмотрим теперь другой случай, когда вклад флуктуаций собственно электромагнитного поля, взаимодействующего с ансамблем квантовых поглотителей, пренебрежимо мал.

Рассмотрим некоторую двухуровневую систему, обладающую острым резонансом на частоте щ, с которой взаимодействует электромагнитное поле на частоте и.', близкой к резонансной частоте системы. В случае возбуждения системы двумя импульсами по методу Рэмси вероятность зарегистрировать квантовый поглотитель в состоянии |2) составит (см. (6.44)):

Здесь Т обозначает интервал времени, в течение которого система свободно эволю­ционирует, причем мы предполагаем, что время взаимодействия с полем т пренебре­жимо мало по сравнению с Т. Сканируя частоту осциллятора, можно определить спектральную зависимость мощности, поглощенной ансамблем из N двухуровневых систем, как показано на рис. 14.2. Вблизи максимумов вероятность р2 обнаружения



*и)*

Рис. 14.2. Стабилизация угловой частоты осциллятора ш относительно резонансной частоты wo обычно осуществляется с помощью модуляции угловой частоты осциллятора с глубиной ±Д^/2. В случае симметричной резонансной кривой частота осциллятора и>ох стабилизиро­вана относительно шо. если усредненные по времени сигналы поглощения, полученные на боковых частотах, оказываются равны друг другу

системы в состоянии 12) близка к единице, в то время как в минимумах резонансной кривой она снижается до нуля. Состояние системы в общем случае является супер­позицией собственных состояний

**|^) = с,|**1**) + с**2**|**2**>, (**14**.**33**)**

где, согласно выводам, представленным в разделе 5.3.1, |ci|2 + |с2|2 = 1, а р\ = |ci|2 и р2 = |с2|2 есть вероятности обнаружения системы в состояниях | 1) и |2) соответ­ственно. Результатом измерения, однако, является выяснение того факта, поглотила ли двухуровневая система фотон или нет. Рассмотрим случай, когда частота и соответствует одной из точек перегиба кривой на рис. 14.2. Такая ситуация реализу­ется, например, если частота осциллятора замодулирована прямоугольной огибающей с глубиной модуляции, близкой к ширине резонансного максимума на полувысоте (рис. 14.2), что используется для привязки частоты осциллятора к и>о. Согласно принципам квантовой механики, определение вероятности поглощения сопряжено с некоторой неопределенностью измерения во всех случаях за исключением ситуа­ции, когда ci = 0 или с2 = 0. Процесс измерения проецирует внутреннее состояние атома либо на состояние | 1), либо на состояние |2) в зависимости от того, был поглощен фотон или нет. Чтобы определить дисперсию <т2 результата обнаружения системы в состоянии 12), введем проекционный оператор Р2 = |2)(2| аналогично работе Итано и соавторов [89]. Вероятность нахождения атома в состоянии |2) определяется математическим ожиданием (-ф |Р2| -ф) = |с2|2 = р2. Таким образом, дисперсия может быть вычислена как

а2 = (ДР2)2 = <(Р2- (Р2))2) = (Р22 - 2<Р2)Р2 + (Р2}2) = <Р22) - (Pi)2- (14.34)

Используя соотношение Р2 = (| 2)(2 |) (| 2)(21) = | 2)(2 | = Р2, имеем

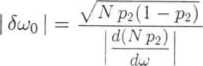
а2 = <Р22) - <Р2>2 = (Р2> (l - (Р2>) = р2(1 - р2). (14.35)

Как следует из (14.35), уровень шума а, соответствующий погрешности обнаружения атома в состоянии 12), равен нулю, когда р2 равна либо 0, либо 1, и достигает макси­мума <т(р2 = 1/2) = 1/2 в точках перегиба кривой на рис. 14.2. Для ансамбля из N атомов дисперсия количества атомов, регистрируемых в возбужденном состоянии, составит:

*(SN)2 = Np2(l - р2).* (14.36)

Эта ситуация эквивалентна случаю регистрации лазерных фотонов, отраженных и прошедших через светоделительную пластинку с коэффициентом отражения р2 и коэффициентом пропускания р\ (по мощности). Поток фотонов, регистрируе­мый в каждом из каналов, обладает такими же шумовыми характеристиками, как и ансамбль атомов в основном или возбужденном состояниях. Предполагая, что количество используемых в стандарте частоты квантовых поглотителей N известно точно, погрешность определения частоты и.’о можно вычислить как

(14.37)



Согласно (14.32) в точках перегиба кривой, изображенной на рис. 14.2, выполня­ются соотношения (ы — и>о)t = 7г/2 и р2 = 1/2 и, следовательно,



(14.38)

Итак, вновь мы приходим к пределу дробовых шумов, масштабируемых как ос 1Л/Я\ Фундаментальный предел квантовых шумов поглотителей был достигнут в ионных ловушках [89] с одиночным ионом ртути '^Hg+ и облаком ионов бериллия 9Ве+. В последнем эксперименте проводились измерения с числом ионов вплоть до 385 и было экспериментально показано, что шум действительно возрастает вблизи точек перегиба кривой рис. 14.2 согласно (14.35). Квантовый уровень шума поглотителей в цезиевом фонтане, в свою очередь, был достигнут Сантарелли и соавторами [64].

1. Квантово-коррелированные поглотители. Как и в случае фотон­ного дробового шума с уровнем 1 /\/п, предел 1 /\fN для квантовых шумов N двухуровневых поглотителей не является строгим нижним пределом. Использова­ние специально подготовленных квантовых состояний с подобранными квантово­механическими корреляциями, в принципе, может позволить превзойти этот уровень.

Перепутанные состояния. Зачастую для описания квантово-механической си­стемы необходимо использовать волновые функции, которые не могут быть раз­ложены на функции составляющих состояний, т. е. не могут быть представлены в виде произведения волновых функций каждой из подсистем по отдельности. Такие подсистемы, описываемые общей волновой функцией, называются «перепутанными». Если две или более частиц находятся в перепутанном состоянии, для которого квантово-механическая величина имеет известное значение, то для каждой из частиц по отдельности эта же величина может оказаться случайной.

Известным примером перепутанного состояния для двух частиц является состо­яние Эйнштейна-Подольского-Розена ^epr. впервые описанное в мысленном экспе­рименте этих авторов [852]. В интерпретации парадокса, данной Бомом, частица со спином 0 распадается на две частицы со спином 1/2, которые описываются общим синглетным состоянием

**I Феря) = -^=-(1 Т1. 12> — | 4-1» Тг>) =**

(14.39)

(14.40)

= ^(1 + ГЬ -Г2) — | — Г|, +г2)).

Здесь | Т) и | J.) есть собственные состояния спинов частиц 1 и 2 вдоль выбранной магнитной оси квантования z, а | Г|), | гг) — для произвольного направления оси г До проведения измерения ни частица 1, ни частица 2 не находятся в определенном кван­товом состоянии. Однако, как только проводится измерение, свидетельствующее, что

спин частицы 1 сонаправлен, к примеру, вектору г, с необходимостью оказывается, что спин частицы 2 должен быть сонаправлен -г. Таким образом, вне зависимости от базиса частицы 1 и 2 оказываются скоррелированы. Такое рассуждение вызывает противоречие при постановке классического вопроса: «Каким образом вторая частица получает информацию о том, что спиновое состояние первой частицы было измерено, и почему она мгновенно реагирует на это удаленное измерение, при том, что скорость передачи информации ограничена скоростью света?» Кроме того, предсказания кван­товой статистики нарушают предсказания локальных теорий (см., например, [853]), выраженных неравенствами Белла [854]. Эти противоречия оказываются еще более наглядными при формировании триплета перепутанных частиц со спинами 1/2:

**I ^ghz) = ^=-(1 Tit Тг. Тз) + I ib 1г- 1з».**

(14.41)

который был исследован в работе Гринбергера, Хорне и Цайлингера (GHZ) [855]. Для такого состояния одиночный идеальный эксперимент приводит к абсолютно различным результатам при использовании квантовой механики или локальных теорий [856]. Мермин [857], исследовавший состояния GHZ для случая N частиц со спином 1/2, сделал вывод, что эти состояния есть суперпозиция двух состояний, все N степеней свободы которых отличаются. Используя факт, что наблюдение интерференционных явлений возможно только для средних значений операторов частиц, он заключил, что нелокальность квантовой механики в данном случае есть прямое следствие интерференционных эффектов между различными макроскопиче­скими состояниями.

Атомные состояния, сжатые по спину. Примером перепутанного состояния частиц, созданного таким образом, чтобы их взаимные корреляции приводили к пре­одолению предела дробового шума (стандартного квантового предела), являются атомные состояния со «сжатым спином».

Математическое описание двухуровневого атома, взаимодействующего с электро­магнитным полем, аналогично описанию атомной системы со спином 1/2 во внешнем магнитном поле (раздел 5.3.1, [139]). Как следствие, этот аппарат регулярно исполь­зуется для описания ряда измеряемых величин, присущих большому ансамблю из N = 25 идентичных двухуровневых атомов. В качестве примера рассмотрим разницу количества атомов в двух различных внутренних состояниях, если задана проекция Jz полного спина J = S = N/2. Используя коммутационное соотношение (14.1) для оператора углового момента частицы со спином 1/2, имеем:

ft/j, Jj —

(14.42)

перестановка индексов циклическая. Таким образом, соотношение неопределенности Гейзенберга для декартовых составляющих есть (14.5)

(14.43)

Каждая из N частиц дает свой вклад в общий макроскопический спин системы. Если все атомы имеют одинаково ориентированные спины (например, вверх), то спи­новое состояние системы соответствует собственному состоянию | Jz = 5), а вектор спина S, имеющий модуль S(S+1), заполняет конус (рис. 14.3, а). При образовании когерентного спинового состояния отдельные спины складываются некогерентно, причем флуктуации Jx и Jy оказываются идентичными и соответствуют минималь­ному значению h/2\Jz\ (см. (14.43)).

1/2 1/2 1/2

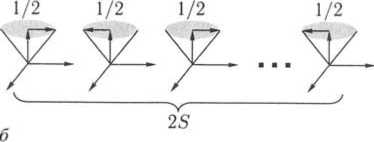
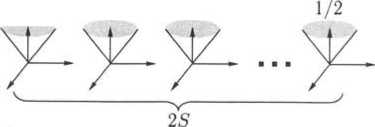
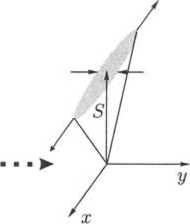
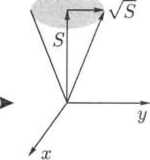


Рис. 14.3. а —сложение 2S некоррелированных состояний со спинами 1/2 приводит к образо­ванию когерентного состояния, б—корреляции между «/-компонентами приводят к состоянию со сжатым спином с пониженным уровнем флуктуаций вдоль оси у за счет их роста по оси х

(взято из [858])

Однако в ситуации, когда отдельные спины частиц коррелированы (рис. 14.1), флуктуации в направлении оси у могут быть подавлены за счет соответствующего их усиления в направлении х.



Приготовление атомных состояний, сжатых по спину. Методы, которые были разработаны для приготовления состояний со сжатыми спинами, по сути анало­гичны подходу, проиллюстрированному на рис. 14.3,6. Рассмотрим перепутанное состояние небольшого количества захваченных в ловушку ионов. Линейные ионные ловушки подходят для этого наилучшим образом, поскольку в них относительно просто подготовить ионы в определенных состояниях движения, а также потому, что потери, возникающие в таких ловушках из-за взаимодействия с окружением, малы. Ансамбль N частиц со спином 1/2 может быть подготовлен в некотором произвольном перепутанном состоянии

И = «о I l)i| 1)2 • • • I 1)лг+

+ °i I i)i I D2 • ■ • I T)jv+

+ •••+

**+ I l)i| ih • • • I i)fc • • • I Т>лг—**1**1 T**)n+ + ■■■+ **+** a2K-1**1T)** 1**1 Т)г • • • | Т)лг.**

(14.44)

где ад.— амплитуды состояний, для которых спины к атомов ориентированы вверх. Такое состояние может быть сконструировано с использованием, например, схемы Сирака-Цоллера [859], которая была использована для успешной демонстрации эф­фективного перепутывания состояний с использованием двух ионов в ловушке [860]

Максимально перепутанное состояние

I i)jv + е | Т).| ТЬ - ■ \* I ТЫ

Рис. 14.4. а —схема перепутывания состояний двух частиц согласно Мёлмеру и Соренсе­ну [861]. Здесь ф— разница фаз лазерных импульсов в точках нахождения двух ионов, б — расширение данной схемы для ионов бериллия 9Ве+ в экспериментах Сакетта и соавторов

[862]

двух ветвей. При сложении амплитуд возникает интересный эффект, связанный с тем, что полная амплитуда перехода t]2Q2r/S не зависит от колебательного квантового числа п в том случае, если ионы находятся в режиме Лэмба—Дике (ri2(n + 1) « 1). Если возбудить такую систему п/2 импульсом, то перепутанное

состмшие й im+«“\*iu>

*\*г* *Тг*

(14.45)

есть обобщение состояния GHZ (14.41), причем выполнение измерения на любом  
атоме из данного ансамбля приводит к однозначному определению соответствую-  
щих значений для всех остальных атомов. Мёлмер и Соренсен разработали схему  
[861], согласно которой можно создавать максимально перепутанные состояния вида  
(14.45) в больших ансамблях с помощью одиночного лазерного импульса.

Рассмотрим систему атомов или ионов, аналогичную представленной на  
рис. 14.4, а. когда две частицы со спином 1/2 находятся в гармоническом потенциале.  
Такая система может быть экспериментально реализована в виде двух одинаковых  
ионов, у которых угловые частоты осцилляций в гармонической потенциальной  
яме ловушки равны и>т. Предположим, что начальное коллективное состояние  
системы соответствует | И) и она находится на n-том колебательном подуровне,  
соответствующем энергии центра масс ионов Tium. Два рамановских импульса  
с (оптическими) угловыми частотами ujq — ит и шо + wm переводят систему из  
состояния 11|) в | ТТ) двумя взаимно интерферирующими путями. При наличии  
отстройки 6 ни одна из частот не является резонансной для переходов в одиночном  
ионе, однако сумма обеих частот попадает в резонанс с двухчастичным переходом.  
Амплитуды переходов для двух ветвей двухчастичного возбуждения составляют  
(г/Пя\М+П и где 77-параметр Лэмба-Дике, а Пд - частота

Раби резонансного перехода для одиночного иона. Зависимость от п для двух  
ветвей оказывается различной и определяется из свойств операторов рождения  
и уничтожения, представленных в (14.24) и (14.25) для гармонического осциллятора.  
Знак (-) возникает из-за различия знаков отстройки частоты при возбуждении вдоль

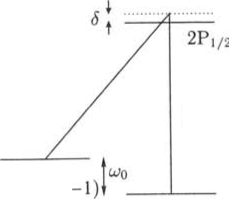
ITT)

2S|/2 *(F=l,mF =*

A«313

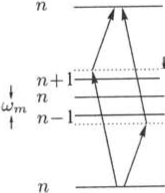
U>

2S1/2(F = 2.mF = -2)



Wo

*UJQ*



Iй I ТТ) + - III) V2

IT)

III)

может оказаться вырожденным. В данном выражении ф+ есть сумма фаз лазерных полей в точках нахождения ионов. Аналогично, в случае перепутывания N ионов фаза ф+ будет содержать сумму Л лазерных фаз и при этом вероятность нахождения иона на верхнем колебательном подуровне составит

для возбуждения двумя импульсами по схеме Рэмси. В отличие от (14.32) выражение содержит фактор Л в аргументе косинуса. Это приводит к модификации выражения для погрешности определения частоты wJq:

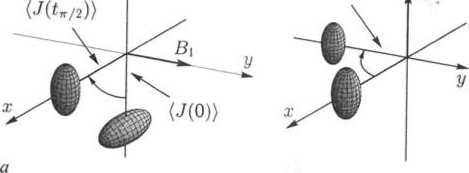
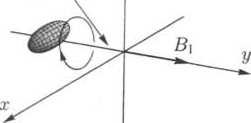


(14.48)

Таким образом, погрешность измерения на ансамбле частиц с перепутанными со­стояниями уменьшается как 1 /N, а не \/\/Х, что может привести к увеличению стабильности стандартов частоты в случае использования такого ансамбля. Приве­денная схема работает для случая любого четного числа ионов и может быть рас­ширена на случай нечетного их числа [863]. Модифицированный вариант схемы был применен для исследования двух и четырех ионов бериллия 9Ве+ (рис. 14.4,6), [862]) с использованием возбужденного состояния 2Р|/2 и двух подуровней основного СОСТОЯНИЯ 2S[/2 этих ионов.

Использование перепутанных состояний в стандартах частоты. В работах [864, 865, 866] было предложено использовать большие ансамбли из N атомов или ионов в перепутанных состояниях для улучшения отношения сигнал/шум в стан­дартах частоты и преодоления стандартного квантового предела. Основная идея, взятая из работы [865], проиллюстрирована на рис. 14.5, на котором представлена эволюция вектора псевдоспина для случая возбуждения двумя импульсами по схеме Рэмси (метод подробно рассмотрен в раздел 6.6.1). Начнем рассмотрение с момен­та, когда все атомы находятся в сжатом основном состоянии, причем корреляции между квантовыми поглотителями приводят к тому, что погрешности ДJx, AJy и AJZ состояния всей системы также коррелированы, и эллипсоид, который их представляет, сжат для Д./у(0). После возбуждения первым 7г/2-импульсом вектор псевдоспина поворачивается в плоскости x-z вокруг оси у, вдоль которой направ­лено поле В\, собственно возбуждающее часовой переход, как например, в случае возбуждения подуровней основного состояния в Cs. После такого короткого взаимо­действия среднее значение вектора (J(tv/2)) ориентировано вдоль оси х (рис. 14.5, а). В промежутке времени между первым и вторым импульсами магнитный момент, а.

С*J(t\*,2 + T*)>



*г*

*г*

*В,*

*б*

Рис. 14.5. Рэмси-спектроскопия состояний, сжатых по спину

следовательно, и псевдоспин прецессируют относительно направления С-поля (Вг), которое полагается направленным вдоль оси г. Для отстройки и - и»о = -Тп/2, соответствующей длинноволновой отстройке частоты возбуждающего поля от резо­нансной частоты на полуширину резонанса, вектор (J(tv/2+r)> будет ориентирован противоположно направлению оси у (рис. 14.5,6). Второй возбуждающий импульс зновь поворачивает вектор псевдоспина на 7г/2 относительно направления поля В\. Как видно, теперь оказываются подавлены флуктуации AJZ = AJy{0) (рис. 14.5, в) и квантовый шум поглотителей будет ниже, чем в случае спектроскопии когерентного состояния.

Как было отмечено в [867], преимущества, которые открываются при работе с максимально перепутанными состояниями [867], могут быть утеряны, если в си­стеме присутствуют процессы, нарушающие когерентность. В отличие от других, более устойчивых к нарушению когерентности перепутанных состояний [867, 868], максимально перепутанные состояния оказываются относительно чувствительными. Хельга и соавторы [867] показали, что использование максимально перепутанной системы из N частиц позволяет достичь определенного уровня погрешности для классического метода Рэмси-спектроскопии за \fN более короткое время, чем для ансамбля некогерентных частиц. Таким образом, минимальное время измерения определяется временем затухания когерентности фаз спинов частиц из-за столкнове­ний, паразитных магнитных и электрических полей, а также флуктуаций в источнике

возбуждающего поля.

Так, в работе Мейера и соавторов [869] было продемонстрировано, как перепутан­ные состояния могут привести к повышению точности выше стандартного квантового предела (уровня дробового шума) при определении частоты по схеме возбуждения Рэмси в когерентной системе спинов двух ионов (рис. 14.6). Ясно, что в случае нескольких ионов можно ожидать лишь небольшого превышения гейзенберговского предела ос \/VN в отличие от ситуации с большими ансамблями нейтральных

атомов. „

Было исследовано несколько возможностей создания перепутанных состоянии в системах нейтральных атомов. Так, двухатомные корреляции наблюдались на выходе теплового источника ультрахолодных атомов [870]. Однако при отсутствии квантового вырождения незначительная величина перекрытия волновых функций не позволяет использовать такие корреляции на практике. Было высказано предложе­ние, как создать корреляции между нейтральными атомами в оптических решетках с помощью механизма, аналогичного фононному возбуждению [871], однако на мо­мент написания книги не было экспериментального подтверждения того, что исполь­зование перепутывания нейтральных атомов приводит к улучшению отношения сиг­нал/шум в стандартах частоты. Было предложено создавать сжатые ансамбли атомов при облучении сжатым светом [872] или нерезонансным лазерным излучением [873J. Применение последнего метода привело к уменьшению спинового шума на 70% ниже стандартного квантового предела, ожидаемого в этом случае для когерентного спинового состояния. Состояния, сжатые по количеству атомов, в свою очередь, достигались в оптических решетках при заселении ячеек из бозе-эйнштеновского

конденсата [874]. „

Использование неклассических состояний света или атомных поглотителен в пе­репутанных состояниях может открыть возможность преодоления стандартного кван­тового предела для определенной мощности света или количества поглотителей, но предел Гейзенберга не может быть превзойден. Однако, как можно убедиться на примере стандартов частоты на нейтральных атомах, потенциальные возможности использования данного подхода огромны. Так, например, нестабильность цезиевого фонтана, в котором используется 105 атомов, может быть уменьшена примерно

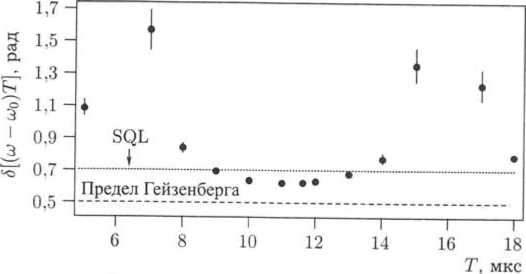


Рис 14.6. Повышение точности при определении частоты перехода в схеме возбуждения Рэмси [869] (SQL - стандартный квантовый предел). (Благодаря любезности Д. Вайнланда)

в 300 раз для одного и того же времени измерения, что соответствует переходу от стандартного квантового предела (1 /у/N) к пределу Гейзенберга (1 /N). И наоборот, достижение определенного уровня стабильности может быть осуществлено за интер­вал времени, в 10э раз более короткий, чем в случае обычных измерений.

Кроме этого, было показано, что квантовое перепутывание и сжатие может тео­ретически привести к преодолению классических пределов в случае синхронизации часов и измерения расстояний [875].

**§ 14.2. Новые принципы**

1. Вспомогательный считывающий ион в оптических часах. Некоторые ионы, обладающие высокодобротными и доступными часовыми переходами, оказыва­ются чрезвычайно привлекательными для метрологических приложений, однако их практическое использование в стандартах частоты бывает затруднено. Это связано с тем, что атомные переходы, необходимые для охлаждения и считывания часового перехода по методу квантовых скачков («shelving»), лежат в глубоком ультрафиоле­те. Недавно был разработан метод, позволяющий преодолеть указанные сложности с помощью второго, т.н. «логического» считывающего иона '), который помещается в ту же ловушку и служит как для охлаждения «часового» иона, так и для реги­страции переходов в этом ионе. При этом используется тот факт, что внутренние состояния логического и часового ионов связаны с их внешними степенями свободы (движением). Рассмотрим случай, когда логический и часовой ионы описываются двухуровневыми системами с состояниями ||) (нижнее) и ||) (верхнее). Движение ионов в ловушке задается квантовым числом |т1)д/ (п = 0, 1,2,...). Часовой ион сим­патически охлаждается за счет кулоновского взаимодействия с логическим ионом, который, в свою очередь, охлаждается до основного состояния обычными методами лазерного охлаждения. Таким образом, система подготавливается в начальном состо­янии, в котором как внутренние состояния ионов, так и их квантованные состояния движения являются основными (см. рис. 14.7, а):

1^о) = |1)Ш)с|0)д/. (14.49)

') Название обусловливается близостью рассматриваемой схемы к схеме, используемой при обработке квантовой информации (квантовой логики), носителями которой являются ионы.

**о-о-**

*0<^*

*а-О-*

*0О-*

i 1)л/

—НО) м

|Т)с

*0-0-*

Юл/

|0)л/

IT h

Q-O-

*+*

о

о

э

♦с

Э

<2

*а-О-*

*0-0-*

**|1)л/ |1)м**

—|0)л/ —|0)л/ |1>С Ц)ь

*0-0-*

*о -О-*

Рис. 14.7. Возбуждение часового иона (индекс С) и считывание логическим ионом (индекс L) в различных электронных состояниях (|, !) и колебательных состояниях, обозначенных индексом М согласно [644]. а —часовой и логический ионы находятся в основном электронном состоянии, а также на нижнем колебательном подуровне, б—возбуждение часового иона, в — 7г-импульс, приложенный на боковой частоте, отстроенной в синюю сторону спектра, пере­водит "амплитуды возбуждения о и 0 часового иона в амплитуды колебательных состояний, что, в результате связи ионов в ловушке, отображает их также на амплитуды колебательных состояний логического иона, г — 7г-импульс, приложенный на боковой частоте, отстроенной

в красную сторону спектра, переводит а и 0 на электронные состояния логического иона

Под воздействием импульса когерентного излучения, настроенного в резонанс с часовым переходом в часовом ионе, он переводится в когерентную суперпозицию состояний с амплитудными коэффициентами аи/3 (рис. 14.7,6):

\Фо) -\* N»i) = I !)t [Q = li>t

i)c + P\ T)c] |0)m = «I l)c \0)м + 0\ T)c |0)м].

(14.50)

Если теперь приложить к часовому иону 7г-импульс с частотой, настроенной на боковую частоту электронного перехода, соответствующую ближайшему коротковол­новому колебательному подуровню, то он будет воздействовать только на нижнее состояние иона | i)c, поскольку для состояния | Т)с не существует соответствующего резонансного подуровня | J,)c| — 1)м- Следовательно,

Ш = I T)l [« = I 1)l

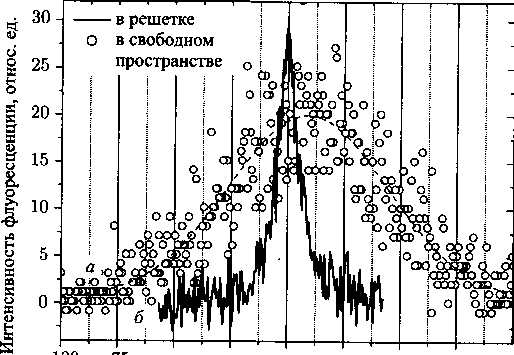
IVm)

(14.51)

Т)с |1)м + 0\ Т)с |0)л/] — Т)с [о 11)л/ + 0 |0)л/]-

Сравнивая выражения (14.50) и (14.51), можно отметить, что воздействие отстро­енного в синюю область 7г-импульса на боковой частоте колебательного подуровня перевело амплитуды электронных состояний на амплитуды состояний движения ионов (рис. 14.7, в). Благодаря природе взаимодействия ионов в ловушке, приводящей к появлению взаимосвязи их внутренних состояний и состояний движения, такое отображение амплитуд возникает не только для часового, но и для логического иона. В качестве следующего шага (рис. 14.7, г) колебательные состояния логического иона переводятся в его электронные состояния с использованием тг-импульса с частотой, настроенной на ближайшую длинноволновую боковую частоту:

№2) —\* IV’finai) = [<\*| T)l + /?I Т)с|0)м- (14.52)



-50 -25 0 25 50 Частота лазера, кГц

Рис. 14.8. Измерение интеркомбинационного перехода в 88Sr с использованием атомов, за­хваченных в оптическую решетку на «магической» длине волны а) и с использованием спектроскопии в баллистическом полете б) [878]. (Благодаря любезности X. Катори.)

Теперь вероятность /32 обнаружения логического иона в основном состоянии может быть определена, например, с использованием метода квантовых скачков. Таким об­разом, описанный метод измерения позволяет определить вероятность возбуждения часового иона.

Данный метод использовался в экспериментах [644], выполненных в NIST (Бо­улдер, США). В качестве часового иона был выбран ион алюминия [[52]](#footnote-53)А1+ с часовым переходом lSo —> 3Ро на длине волны А = 264,44нм и временем жизни возбуж­денного состояния т(3Ро) = 284 с. Для охлаждения и детектирования электронных состояний иона 27А1+ применялся логический ион бериллия Ве+, обладающий легко доступным охлаждающим переходом 0.

1. Часы на нейтральных атомах в оптических решетках. Хидетоши Катори предложил новую перспективную концепцию оптических стандартов часто­ты [167, 493], соединяющую в себе преимущества стандартов на одиночных ионах с достоинствами стандартов на ансамблях нейтральных атомов, т.е. длительные времена взаимодействия с излучением и высокую кратковременную стабильность. Им было предложено использовать часовой переход при ультранизкой температуре в атомах стронция Sr, захваченных в потенциальные ямы оптической решетки (раздел 6.4.2). Несмотря на то, что излучение, создающее потенциал оптической решетки, приводит к сдвигу атомных уровней, задействованных в часовом переходе, можно подобрать некую «магическую\*» длину волны, при которой световые сдвиги для верхнего и для нижнего уровней компенсируют друг друга. Аналогичная идея также была использована в микроволновом стандарте на ионах бериллия в ло­вушке Пеннинга, когда большой зеемановский сдвиг подуровней, задействованных в возбуждении часового перехода, сокращался для определенного («магического») значения магнитного поля (см. раздел 10.3.1.1). Основная идея методов заключается не в устранении всех возмущающих факторов для часового перехода, а в том, чтобы строго установленным образом контролировать их. Катори предложил исполь­зовать переход 5s2 'So(F = 9/2) - 5з5р3Р0(Р = 9/2) в изотопе [[53]](#footnote-54)Sr. Из-за влияния ядерного спинорбитального взаимодействия, приводящего к сверхтонкому переме­шиванию состояний 3Рo{F = 9/2) с ‘Pi и 3РЬ к строго запрещенному переходу j = о —► J = 0 подмешивается вероятность дипольно-разрешенного перехода, соот­ветствующая времени жизни возбужденного уровня около 160 с. Часовой переход был зарегистрирован в одномерной оптической решетке при настройке на магическую длину волны 813,5 ±0,9 нм [876]. Было измерено, что частота перехода равна 429 228 004 235(20) кГц [877]. Захват атомов в оптическую решетку позволил Идо и Катори обеспечить режим Лэмба-Дике [878], в котором доплеровский эффект первого порядка подавлен, а эффект отдачи отсутствует (рис. 14.8). Были также вы­полнены расчеты мультипольной поляризуемости и дипольной гиперполяризуемости для часового перехода [876], на основании которых можно сделать вывод, что вклад световых сдвигов высоких порядков может быть снижен ниже 1 мГц. Эта величина соответствует относительной точности порядка 10-17. Кроме стронция, существует несколько других подходящих кандидатур, например 1 1 Yt [879, 880] или Са. Возможность использования большого количества атомов, находящихся в основном состоянии движения в оптической решетке; настроенной на магическую длину вол­ны, может также обеспечить возможность полномасштабного использования других перспективных методов, обсуждавшихся ранее в данной главе 0.
2. **Использование ядерных переходов. До сих пор в стандартах частоты использовались лишь часовые переходы между электронными подуровнями атомных систем. В свою очередь, в ядрах также существуют долгоживущие уровни и, соот­ветственно, спектрально-узкие переходы, которые успешно используются в мессбау- эровской спектроскопии ядер. По сравнению с электронными ядерные уровни могут оказаться менее восприимчивы к внешним возмущениям, например, столкновениям или излучению черного тела. Обычно разность энергий подуровней в ядре намного больше, чем энергии переходов электронов в атоме, и, как следствие, для возбуж­дения мессбауэровских переходов требуются источники рентгеновского диапазона спектра. В настоящее время когерентность таких источников намного уступает степе­ни когерентности излучения осцилляторов, используемых в современных стандартах частоты. Несмотря на тот факт, что степень временной когерентности излучения, генерируемого рентгеновскими лазерами в процессах генерации высоких гармоник импульсных источников оптического диапазона или создаваемых лазеров на свобод­ных электронах, непрерывно повышается, истинно фазово-когерентные источники существуют пока лишь вплоть до оптического диапазона.**

**Тем не менее, возможно существуют другие способы применения ядерных пе­реходов в оптических стандартах частоты. Так, на основании исследований, выпол­ненных методом 7-спектроскопии, было обнаружено долгоживущее изомерическое состояние ядра Th [633, 881, 882]. Из проведенных оценок следует, что время жизни этого возбужденного состояния составляет несколько часов, а его энергия равна 3,5± 1,0эВ по отношению к основному состоянию. Пайк и Тамм [883] предложили регистрировать лазерное возбуждение ядра тория методом двойного резонанса, исследуя сверхтонкий переход между электронными оболочками. Те же авторы показали, что частота ядерного перехода не должна зависеть от внешних магнитных и электрических полей как в первом, так и во втором порядке, что позволяет рассматривать поглотитель на основе 229Th в качестве нового кандидата для использования в высокоточных стандартах частоты оптического диапазона.**

§ 14.3. Ограничения, накладываемые окружением

**Поверхность Земли является далеко не идеальным местом размещения точных и стабильных часов, особенно если принять во внимание перспективы развития этой области. Значительное количество различных возмущающих факторов как естествен­ного, так и искусственного происхождения оказывает влияние на характеристики стандартов, и, следовательно, предельно достижимые точность и стабильность будут зависеть от того, в какой степени удастся учесть эти возмущения. В качестве при­мера можно привести сейсмические колебания, которые ограничивают стабильность макроскопических реперов частоты, влияние окружающей температуры, приводящей к сдвигу, обусловленному излучением черного тела (раздел 7.1.3.4) или изменение гравитационного потенциала.**

**Согласно определению каждый стандарт частоты и часы реализуют единицу вре­мени, что используется в серии приложений, описанных, например, в главах 12, 13. В случае, если часы находятся в гравитационном потенциале, необходимо учиты­вать его влияние при проведении сравнения с показаниями часов, находящихся в другой точке потенциала. Гравитационное возмущение может достигать 7 • 10~10 вблизи поверхности геоида, как следует из выражения (12.24). Погрешность по­тенциала геоида порядка 1м2/с2 [263] приводит к погрешности измерения времени**

1. **• 10-17 c/c(TCG). О В свою очередь, точность определения высоты над геоидом, достигаемая с помощью геодезических GPS-приемников, составляет порядка 1 м и соответствует погрешности около 10~16 c/c(TCG). Дифференциальный GPS-прием, объединенный с нивелирующей сетью опорных пунктов, позволяет снизить по­грешность вплоть до нескольких сантиметров. При таком уровне точности земную поверхность уже нельзя считать стационарной. Приливные эффекты гравитационных потенциалов Луны и Солнца смещают положение наблюдателя по высоте на десятки сантиметров. Даже дрейф континентов порядка 1 см/год вызывает сдвиг частоты в 1 • 10~\* за счет линейного доплеровского эффекта. Таким образом, синхронизация часов по отношению к геоцентрическому времени TCG на поверхности Земли огра­ничена на уровне нескольких единиц на 10-17.**

**На таком уровне точности обычный цезиевый фонтан высотой 1 м уже не может рассматриваться как локальная система, поскольку, согласно (12.22), изменение частоты, соответствующее высоте подбрасывания атомов, достигает 1,1 ■ 10-16.**

**Таким образом, поверхность Земли является не самым оптимальным местом для размещения часов из-за близости глубокой гравитационной потенциальной ямы**

О По отношению к геоцентрическому координированному времени (прим. ред.)

**Земли. В будущем можно представить себе некие «ведущие» часы, расположенные на удаленной орбите, где гравитационный потенциал намного более плоский. В работе Вольфа [724] было показано, что можно достичь синхронизации орбитальных стан­дартов частоты по отношению к TGG на уровне нескольких единиц в 18-м знаке, что ограничивается точностью определения положения спутника на орбите. Требуемая точность определения координаты и скорости спутника составляют 1 см и 1 • 10-5 м/с для орбиты высотой 1 ООО км и 0,4м и 3 • 10~5м/с для геостационарной орбиты.**

**Если быстрый прогресс в области повышения качества стандартов частоты и ча­сов (рис. 1.2) продолжится и в будущем, может возникнуть необходимость разме­щения лучших образцов в условиях микрогравитации. Первые эксперименты в этой области уже выполняются на Международной Космической Станции (МКС) (§7.4). Однако вследствие многофункциональности станции медленная утечка воздуха при­водит к снижению ее орбиты со скоростью порядка 1 см/с, что требует регулярной корректировки орбиты [884] и не обеспечивает оптимальных условий микрограви­тации. Можно допустить, что когда-нибудь такие «ведущие часы» в космосе будут размещаться на борту спутников, специально разработанных для этой цели.**

АОМ Акустооптический модулятор

BIPM Международное бюро мер и весов

BNM-SYRTE Бюро по национальной метрологии при Парижской обсервато­

рии, Париж, Франция

ССЕ Консультативный комитет по электричеству

CGPM Генеральная конференция по мерам и весам

CIPM Международный комитет по мерам и весам

CODATA Международный комитет по сбору и оценке численных данных

для науки и техники

CODE Европейский центр определения орбит

СТО Специальная теория относительности

DFB Лазеры с распределенной обратной связью

EAL Свободная атомная шкала

ЕТ Эфемеридное время

ГЛОНАСС (GLONASS) Российская глобальная навигационная система

GDOP Коэффициент геометрического снижения точности

GNSS Глобальная система спутниковой навигации

GPS Глобальная система навигации и определения положения

IAU Международный Астрономический Союз

IERS Международная служба вращения Земли

IGS Международная служба геодинамики GPS

ITU Международный союз по телекоммуникациям

JILA Объединенный исследовательский институт Национального ин­

ститута стандартов и технологии и Колорадского университета, Колорадо, США

JPL Лаборатория реактивного движения при Калифорнийском тех­

нологическом институте

LHA Лаборатория атомных часов, Франция

МСХО Кварцевый осциллятор с компьютерным управлением

MJD Модифицированная юлианская дата

NIST Национальный институт стандартов и технологии, Боулдер,

США

|  |  |
| --- | --- |
| NML CSIRO | Национальная измерительная лаборатория (NML) при Государствен­ной организации научных и промышленных исследований Австралии (CSIRO), г. Сидней |
| NPL | Национальная физическая лаборатория, Англия |
| NRLM | Национальная исследовательская лаборатория метрологии, г. Тсукубе |
| ОСХО | Термостабилизированный кварцевый осциллятор |
| ОТО | Общая теория относительности Эйнштейна |
| РТВ | Федеральное физико-техническое ведомство, Брауншвейг, Германия |
| SA | Режим селективной доступности |
| SU | Институт метрологии времени и пространства (ИМВП), ГП “ВНИИФ- ТРИ”, Менделееве, Московская обл., Россия |
| TAI | Международное атомное время |
| TCG | Геоцентрическое координатное время |
| ТСХО | Температурно-компенсированный кварцевый осциллятор |
| ТТ | Земное время |
| TWSTFT | Двусторонняя спутниковая передача времени и частоты |
| UERE | Ошибка пользователя по дальности в системе GPS |
| USNO | Военно-морская обсерватория, Вашингтон, Округ Колумбия, США |
| UT | Всемирное время (UT) |
| UT1 | Всемирное время 1 (существуют также виды 0 и 2) |
| UTC | Всемирное координированное время |
| VCSEL | Излучающий с поверхности лазер с вертикальным резонатором |
| VCXO | Управляемый напряжением кварцевый осциллятор |
| VLBI | Интерферометрия со сверхдлинной базой |

1. Sydnor R.L. and Allan D. W., editors. Handbook Selection and Use of Precise Frequency and Time Systems, Radiocommunication Bureau of the International Telecommunication Union, ITU, Place des Nations, CH-1211 Geneva 20, Switzerland, 1997.
2. Vig J.R. Quartz crystal oscillators, <http://www.ieee-uffc.org/fc>, October 1999, SCCET-TR-88-1 (Rev. 8.3.9.).
3. Guide to the expression of uncertainty in measurement. ISO/TAG 4. Published by ISO, 1993 (corrected and reprinted, 1995) in the name of BIPM, IEC, IFCC, ISO, IUPAC, IUPAP and OIML, 1995. ISBN number: 92-67-10188-9, 1995.
4. Wells J. W. Coral growth and geochronometry. Nature, 197:948-950, 1963.
5. Taylor J.H., Jr. Millisecond pulsars: Nature’s most stable clocks. Proc. IEEE, 79:1054-1062, 1991.
6. Sobel D. Longitude. Walker Books, New York, 1995.
7. Scheibe A. and Adelsberger U. Schwankungen der astronomischen Tageslange und der astronomischen Zeitbestimmung nach den Quarzuhren der Physikalisch-Technischen Reich- sanstalt. Physikal. Zeitschrift, 37:185-203, 1936.
8. Jones T. Splitting the Second: The Story of Atomic Time. Institute of Physics, Bristol and Philadelphia, 2000.
9. Ramsey N.F. History of atomic clocks. J.Res.NBS, 88: 301-320, 1983.
10. Ramsey N.F. Experiments with separated oscillatory fields and hydrogen masers. Rev. Mod. Phys., 62:541-552, 1990.
11. Vanier J. and Audoin C. The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards. Adam Hilger, Bristol and Philadelphia, 1989.
12. Ramsey N.F. Fifty years of atomic frequency standards. In B.Gill, editor, Frequency Standards and Metrology, Proceedings of the Sixth Symposium, pages 8-17, Singapore, 2002. World Scientific.
13. Essen L. and Parry J. V.L. The caesium frequency standard. In NPL News, volume 65. National Physics Laboratory, Teddington, UK, September 1955.
14. Essen L. and Parry J. V.L. The Caesium resonator as a standard of frequency and time. Phil. Trans. Roy. Soc., A 250:45-69, 1957.
15. Forman P. Atomichron: The atomic clock from concept to commercial product. Proc. IEEE, 73:1181-1204, 1985.
16. Bauch A., Dorenwendt K., Fischer B., Heindorff Т., Miiller E. K. and Schroder R. CS2: The PTB’s new primary clock. IEEE Trans. Instrum. Meas., IM-36:613-616, 1987.
17. Clairon A., Salomon C., Guellati S., and Phillips W.D. Ramsey resonans in a Zacharias fountain. Europhys. Lett., 16:165-170, 1991.
18. Lemonde P., Laurent P., Santarelli G., Abgrall M„ Sortais Y., Bize S., Nicolas C„ Zhang S., Clairon A., Dimarcq N., Petit P., Mann A.G., Luiten A.N., Chang S., and Salomon C. Cold-atom clocks on earth and in space. In Andre N. Luiten, editor, Frequency

Measurement and Control, volume 79, pages 131-152. Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 2001.

1. Weyers S., Hiibner U., Schroder R., Tamm Chr., and Bauch A. Uncertainty evaluation of the atomic caesium fountain CSF1 of the PTB. Metrologia, 38:343-352, 2001.
2. Jefferts S.R., Shirley J., Parker T.E., Heavner T.P., Meekhof D.M., Nelson C., Levi F., Costanzo G„ De Marchi A., Drullinger R., Hollberg L., Lee W.D., and Walls F.L. Accuracy evaluation of NIST-F1. Metrologia, 39:321-336, 2002.
3. Diddams S. A., Udem Th., Bergquist J.C., Curtis E.A., Drullinger R.E., Hollberg L., Itano W.M., Lee W.D., Oates C.W., Vogel K.R., and Wineland D.J. An optical clock based on a single trapped 199Hg+ ion. Science, 293:825-828, 2001.
4. Horowitz P. and Hill W. The Art of Electronics. Cambridge University Press, Cambridge, New York, Melbourne, second edition, 1989.
5. Kersten P. Ein transportables optisches Calcium-Fequenznormal. PTB-Bericht PTB-Opt-59, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig, 1998.
6. Hall J.L., Taubman M.S., and Ye J. Laser stabilization. In Michael Bass, Jay M.Enoch, Eric W.Van Stryland, and William L. Wolfe, editors, Handbook of Optics, pp. 27.1-25.24. McGraw-Hill, New York, 2001.
7. Rutman J. Characterization of fase and frequency instabilities in precision frequency sources: fifteen years of progress. Proc. IEEE, 66:1048-1075, 1978.
8. Allan D. W. Statistics of atomic frequency standards. Proc. IEEE, 54:221-230, 1966.
9. Barnes J.A., Chi A.R., Cutler L.S., Healey D.J., Leeson D.B., McGunigal T.E., Mul- lan J.A., Smith W.L., Sydnor R.L., Vessot R.F.C., and Winkler G.M.R. Characterization of frequency stability. IEEE Trans. Instrum. Meas., IM-20:105-120, 1971.
10. Kusters J.A., Cutler L.S., and Powers E.D. Long-term experience with caesium beam frequency standards. In Proceedings of the 1999 loint Meeting of the European Frequency and Time Forum and the IEEE International Frequency Control Symposium, pp. 159-163, 1999.
11. Bauch A. Caesium atomic clocks: Function, performance and applications. Meas. Sci. Technol., 14:1159-1173, 2003.
12. Mann A.G. Ultrastable cryogenic microwave oscillators. In A.N. Luiten, editor, Frequency Measurement and Control, v. 79 of Topics in Applied Physics, pp. 37-66. Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 2001.
13. Young B.C., Cruz F.C., Itano W.M., and Bergquist J.C. Visible lasers with subhertz linewidths. Phys. Rev. Lett., 82:3799-3802, 1999.
14. Oates C. W., Curtis E.A., and Hollberg L. Improved short-term stability of optical frequency standards: approaching 1 Hz in Is with the Calcium standard at 657 nm. Opt. Lett., 25:1603-1605, 2000.
15. Эираггё A., Ferre-Borrull J., Gliech S., Notni G., Steinert J., and Bennett I.M. Surface characterization techniques for determining the root-mean-square roughness and power spectral densities of optical components. Appl. Opt., 41:154-171, 2002.
16. Allan D. W. and Barnes J. A modified “Allan variance” with increased oscillator character­ization ability. In Proceedings of the 35th Ann. Freq. Control Symposium, pp. 470-475, Ft. Monmouth, NJ 07703, May 1981. Electronic Industries Association.
17. Hall J. L. and Zhu M. An introduction to phase-stable optical sources. In Laser Manipulation of Atoms and Ions, volume Course CXVIII of Proceedings Internat. Scool of Physics "Enrico Fermi”, pp. 671-702. North Holland-Elsevier, Amsterdam, 1992.
18. Elliott D.S., Roy R., and Smith S.J. Extracavity laser band-shape and bandwidth modifica­tion. Phys.Rev.A, 26:12-26, 1982.
19. Telle H.R. Stabilization and modulation schemes of laser diodes for applied spectroscopy. Spectrochimica Acta Rev., 15:301-327, 1993.
20. Godone A. and Levi F. About the radiofrequency spectrum of fese noise modulated carrier. In Proceedings of the 1998 European Frequency and Time Forum, pp. 392-396, 1998.
21. Yariv A. Optical Electronics in Modern Communications. Oxford University Press, New York, Oxford, fifth edition, 1997.
22. Koch C. Vierwellen-Mischung in Laserdioden. PTB-Bericht Opt-43, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig, 1994.
23. O’Mahony MJ. and Henning I.D. Semiconductor laser linewidth broadening due to 1 // carrier noise. Electron. Lett., 19:1000-1001, 1983.
24. Telle H. Lecture notes; unpublished, 2003.
25. Walls F.L. Phase noise issues in femtosecond lasers. In John L. Hall and Jun Ye, editors, Proceedings of SPIE: Laser Frequency Stabilization, Standards, Measurement, and Ap­plications, v.4269, pp. 170-177, P.O.Box 10, Bellingham, Washington 98227-0010 USA,
26. SPIE.
27. Sann K.H. The measurement of near-carrier noise in microwave amplifiers. IEEE Trans. Microw. Theory Tech., MTT-16:761-766, 1968.
28. Ivanov E.N., Tobar M.E., and Woode R.A. Microwave interferometry: Application to precision measurements and noise reduction techniques. IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr., 45:1526-1536, 1998.
29. Richter L.E., Mandelberg H.I., Kruger M.S., and McGrath P. A. Linewidth determination from self-heterodin measurements with subcoherence delay times. IEEE I. Quantum Elec­tron., QE-22:2070-2074, 1986.
30. Ikegami Т., Sudo S., and Sakai Y. Frequency Stabilization of Semiconductor Laser Diodes. Artech House, Boston, London, 1995.
31. Kramer G. Noise in passive frequency standards. In CPEM 74; Conference on Precision Electromagnetic Measurements, 1-5 July London, pp. 157-159. IEE Conference Publication
32. 1974.
33. Audoin С:, Candelier V., and Dimarcq N. A limit to the frequency stability of passive fre­quency standards due to an intermodulation effect. IEEE Trans. Instrum. Meas., 40:121-125,

1991.

1. Dick G.J., Prestage J., Greenhall C., and Maleki L. Local oscillator induced degradation of medium-term stability in passive atomic frequency standards. In Proceedings of the 22nd Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Applications and Planning Meeting, Vienna VA, USA, pp. 487-509, 1990.
2. Santarelli G., Audoin C., Makdissi A., Laurent P., Dick G.J., and Clairon A. Frequency stability degradation of an oscillator slaved to a periodically interrogated atomic resonator. IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr., 45:887-894, 1998.
3. Joyet A., Mileti G., Dudle G., and Thomann P. Theoretical study of the Dick effect in a continuously operated Ramsey resonator. IEEE Trans. Instrum. Meas., 50:150-156, 2001.
4. Greenhall C.A. and Dick G.J. Local oscillator limited frequency stability for passive atomic frequency standards using square wave frequency modulation. IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Contr. 47:1593-1600, 2000.
5. Philippot E., Pisarevsky Y.V., Capelle B., and Ditaint J. Present state of the development of the piezoelectric materials. In Proceedings of the 15th European Frequency and Time

Forum, pp. 33-37, Rue Jaquet-Droz 1, Case postale 20, CH-2007 Neuchatel, Switzerland,

1. FSRM Swiss Foundation fpr Research in Microtechnology.
2. Heising R.A., editor. Quartz Crystals for Electrical Circuits. Van Nostrand, New York, 1947.
3. Besson R.J. A new “electrodelles” resonator design. In Proceedings of the 31st Annual Sym­posium on Frequency Control, pp. 147-152, Fort Monmouth, New Jersey, 1977. U.S. Army Electronics Command.
4. Besson R.I., Mourey М., Galliou S., Marionnet F., Gonzalez F., Guillemot P., Tjoelker R., Diener W., and Kirk A. 10 Mhz hyperstable quartz oscillator performances. In Proceedings of the 1999 Joint Meeting of the European Frequency and Time Forum and the IEEE In­ternational Frequency Control Symposium, pages 326-330, 26 Chemin de l’Epitaphe, 25030 BESANCON CEDEX — FRANCE, 1999. EFTF co/Societe Francaise des Microtechniques et de Chronometrie (SFMC).
5. Jackson J.D. Classical Electrodynamics. John Wiley & Sons, New York, third edition, 1998.
6. Abramowitz M. and Stegin I. A., editors. Handbook of Mathemetical Functions. Dover Publications, New York, 1968.
7. Turneaure J. P. and Stein S. R. An experimental limit on the time variation of the fine struc­ture constant. In Sanders J. H. and Wapstra A. H., editors, Atomic Masses and Fundamental Constants, v. 5, pp. 636-642. Plenum Press, New York, London, 1976.
8. Turneaure J.P., Will C.M., Farrell B.F., Mattison E.M., and Vessot R.F.C. Test of the principle of equivalence by a null gravitational red-shift experiment. Phys. Rev. D, 27:1705-1714, 1983.
9. Buchmann S., Turneaure J.P., Lippa J.A., Dong М., Kumbermack K.M., and Wang S. A superconducting microwave oscillator clock for use on the space station. In Proceedings of the 52th Annual IEEE International Frequency Control Symposium, Pasadena, USA, pp. 534-539, 1998.
10. Hartnett J. G. and Tobar М. E. Frequency-temperature compensation techniques for high-Q microwave resonators. In A.N. Luiten, editor, Frequency Measurement and Control, volume 79 of Topics in Applied Physics, pp. 67-91. Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 2001.
11. Santarelli G., Laurent Ph., Lemonde P., Clairon A., Mann A.G., Chang S., Luiten A.N., and Salomon Ch. Quantum projection noise in an atomic fountain: A high stability caesium frequency standard. Phys. Rev. Lett., 82:4619-4622, 1999.
12. Wang R.T. and Dick G.J. Cryocooled sapphire oscillator with ultrahigh stability. IEEE Trans. Instrum. Meas., 48:528-531, 1999.
13. Anderson D.Z., Frisch J.F., and Masser C.S. Mirror reflectometer based on optical cavity decay time. Appl. Opt., 23:1238-1245, 1984.
14. Rempe G., Thompson R.J., Kimble H.J., and Lalezari R. Measurement of ultralow losses in an optical interferometer. Opt. Lett., 17:363-365, 1992.
15. Kogelnik H. and Li T. Laser beams and resonators. Appl. Opt., 5:1550-1567, 1966.
16. Siegman A.E. Lasers. University Science Books, Mill Valley, California, 1986.
17. Durnin J. Exact solutions for nondifracting beams. I. The scalar theory. J. Opt. Soc. Am. A, 4:651-654, 1987.
18. Kimel I. and Elias L.R. Relations between Hermite and Laguerre Gaussian modes. IEEE J. Quantum Electron., 29:2562-2567, 1993.
19. Braginsky V.B., Gorodetsky M.L., and Ilchenko V. S. Quality-factor and nonlinear proper­ties of optical whispering-gallery modes. Phys. Lett. A, 137:393-397, 1989.
20. Gorodetsky M.L., Savchenkov A. A., and Ilchenko V. S. Ultimate Q of optical microsphere resonators. Opt. Lett., 21:453-455, 1996.
21. Vassiliev V.V., Velichansky V.L., Ilchenko V.S., Gorodetsky M.L., Hollberg L., and Vorovitsky A. V. Narrow-line width diode laser with a high-Q microsphere resonator. Opt. Commun., 158:305-312, 1998.
22. Gorodetsky M. L. and Ilchenko V. S. High-Q optical whispering-gallery microresonators: precession approach for spherical mode analysis and emission patterns with prism couplers. Opt. Commun., 113:133-143, 1994.
23. Fields M.H., Popp J., and Chang R.K. Nonlinear optics in microspheres. In Emil Wolf, editor, Progress in Optics, v. 41, pp. 1-95. Elsevier, Amsterdam, 2000.
24. Ilchenko V. S., Volikov P. S., Velichansky V.L., Treussart F„ Lefevre-Seguin V., Rai- mond J.M., and Haroche S. Strain-tunable high-Q optical microsphere resonator. Opt. Commun., 145:86-90, 1998.
25. von Klitzing W„ LongR., Ilchenko V. S., Hare]., and Lefevre-Seguin V. Frequency tuning of the whispering-gallery modes of silica microspheres for cavity quantum electrodynamics and spectroscopy. Opt. Lett., 26:166-168, 2001.
26. Gorodetsky M.L. and Ilchenko V. S. Optical microsphere resonators: optimal coupling to high-Q whispering-gallery modes. J. Opt. Soc. Am. B, 16:147-154, 1999.
27. Cai M. and Vahala K. Highly efficient optical power transfer to whispering-gallery modes by use of symmetrical dual-coupling configuration. Opt. Lett., 25:260-262, 2000.
28. Bayer-Helms F., Darnedde H„ and Exner G. Langenstabilitat bei Raumtemperatur von Proben der Glasceramik “Zerodur”. Metrologia, 21:49-57, 1985.
29. Helmcke J., Snyder J. I., Morinaga A., Mensing F., and Glaser M. New ultra-high resolution due laser spectrometer utilising a non-tunable reference resonator. Appl. Phys. B, 43:85-91,

1987.

1. Riehle F. Use of optical frequency standards for measurements of dimensional stability. Meas. Sci. Technol., 9:1042-1048, 1998.
2. Marmet L., Madej A.A., Siemsen K.J., Bernard I.E., and Whitford B.G. Precision fre­quency measurement of the 2Si/2-2D5/2 transition of Sr+ with a 674-nm diode laser locked to an ultrastable cavity. IEEE Trans. Instrum. Meas., 46:169-173, 1997.
3. Seel S., Storz R„ Ruoso G., Mlynek J., and Schiller S. Cryogenic optical resonators: a new tool for laser frequency stabilisation at the 1 Hz level. Phys. Rev. Lett., 78:4741-4744, 1997.
4. Storz R., Braxmaier C„ Jack K„ Pradl 0., and Schiller S. Ultrahigh long-term dimensional stability of a sapphire cryogenic optical resonator. Opt. Lett., 23:1031-1033, 1998.
5. Bjorken J.D. and Drell S. Relativistic Quantum Mechanics. Me Graw-Hill, New York. 1965.
6. Cagnac B. Progress on the Rydberg constant: The hydrogen atom as a frequency standard. IEEE Trans. Instrum. Meas., 42:206-212, 1993.
7. Itano W.M., Bergquist J.C., Bollinger J.J., Gilligan J.M., Heinzen D.J., Moore F.L., Raizen M.G., and Wineland D.J. Quantum projection noise: Population fluctuations in two-level systems. Phys. Rev. A, 47:3554-3570, 1993.
8. Vanier J. and Larouche R. A comparison of the wall shift of the TFE and FEP teflon coatings in the hydrogen maser. Metrologia, 14:31-37, 1978.
9. Bize S., Sortais Y., Santos M. S., Mandache C., ClaironA., and Salomon S. High-accuracy measurement of the 87Rb ground-state hyperfine splitting in an atomic fountein. Europhys. Lett., 45:558-564, 1999.
10. Bureau International des Poids et Mesures, editor. Comptes Rendus des Siances de la 13e CGPM, Pavillion de Breteuil, F-92310 Sevres, France, 1967/1968. BIPM.
11. Niering М., Holzwarth R., Reichert J., Pokasov P., Udem Th., Weitz М., Hansch T. W., Lemonde P., Santerelli G., Abgrall М., Laurent P., Salomon C., and Clairon A. Mea­surement of the hydrogen 1S-2S transition frequency by phase coherent comparison with a microwave cesium fountain clock. Phys. Rev. Lett., 84:5496-5499, 2000.
12. Moore C.E. Atomic Energy Levels.Number 35/V.I in Nat. Stand. Ref. Data, Nat. Bur. Stand. (US). National Bureau of Standards, U.S. Government Printing Office, Washington D.C. 20402, 1971.
13. Quinn T.J. Practical realisation of the definition of the metre (1997). Metrologia, 36:211-244, 1999.
14. Ferrari G„ Cancio P., Drullinger R„ Giusfredi G., Poli N., Prevedelli М., Toninelli C., and Tino G.M. Precision frequency measurement of visible intercombination lines of strontium. Phys. Rev. Lett., 91:243002-1-4, 2003.
15. Larkins P.L. and Hannaford P. Precision measurement of the energy of the 4d95s22ds/2 metastable level in Ag I. Z. Phys. D, 32:167-172, 1994.
16. Moore C.E. Atomic Energy Level. Number 35/V.III in Nat. Stand. Ref. Data, Nat. Bur. Stand. (US). National Bureau of Standards, U.S. Government Printing Office, Washington D.C. 20402, 1971.
17. Hall J.L., Zhu М., and Buch P. Prospects for using laser-prepared atomic fountains for optical frequency standards applications. J. Opt. Soc. Am. B, 6:2194-2205, 1989.
18. Walhout M„ Sterr U„ Witte A., and Rolston S.L. Lifetime of the metastable 6s’[l/2]o clock state in xenon. Opt. Lett., 20:1192-1194, 1995.
19. Webster S. A, Taylor P., Roberts М., Barwood G.P., Blythe P., and Gill P. A frequency standard using the 2Si/2--2F7/2 octupole transition in 171Yb+. In Patrick Gill, editor, Proceedings of the Sixth Symposium on Frequency Standards and Metrology, pp. 115-122, New Jersey, London, Singapore, Hong Kong, 2002, World Scientific.
20. Weitz М., Huber A., Schmidt-Kaler F., Leibfried D., and Hansch T. W. Precision mea­surement of the hydrogen and deuterium IS ground state Lamb shift. Phys. Rev. Lett., 72:328-331, 1994.
21. Gernsterncorn S., Verges J., and Chevillard J. Atlas du spectre d’asorption de la molecule d’iode; 11 000 cm-1 - 14000 cm-1 (1982). Technical report, Laboratoire Aime-Cotton CNRS II, Centre National de la Recherche Scientifique, 15, quai Anatole-France, 75700 Paris, 1977-1978.
22. Kato H. Doppler-free high resolution spectral atlas of iodine molecule. Technical report, Japan Society for the Promotion of Sciehce, 2000.
23. Bodermann B., Knockel H., and Tiemann E. Widely usable interpolation formulae for hyperfine splittings in the 1271г spectrum. Eur. Phys. J. D, 19:31-44, 2002.
24. Knockel H., Bodermann B., and Tiemann E. High precision description of the rovibronic structure of the I2 B-X spectrum. Eur. Phys. J. D, 28:199-209, 2004.
25. Dunham J.L. The energy levels of a rotating vibrator. Phys. Ref., 41:721-731, 1932.
26. Gerstencorn S. and Luc P. Description of the absorption spectrum of iodine recorded by means of Fourier transform spectroscopy: the (B-X) system. J. Physique, 46:867-881, 1986.
27. Vidal C.R. Accurate determination of potential energy curves. Comments At. Mol. Phys., 17:173-197, 1986.
28. Broyer М., Vigui J., and Lehmann J.C. Effective hyperfine Hamiltonian in homonuclear di­atomic molecules. Application to the В state of molecula Iodine. J. de Physique, 39:591-609,

1978.

1. Glaser M. Hyperfine components of iodine for optical frequency standards. PTB Bericht Opt-25, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig, 1987.
2. Eickhoff M.L. and Hall J.L. Optical frequency standard at 352 nm. IEEE Trans. Instrum. Meas., 44:155-158, 1995.
3. Hedfeld K. and Mecke R. Das Rotationsschwingungsspectrum des Acetylens. I. Z. Phys., 64:151-161, 1930.
4. Childs W.H.J. and Mecke R. Das Rotationsschwingungsspectrum des Acetylens. II. Z. Phys., 64:162-172, 1930.

121 .Mecke R. Das Rotationsschwingungsspectrum des Acetylens. III. Z. Phys., 64:173-185, 1930.

1. Plyler E.K., Tidwell E.D., and Wiggins T.A. Rotation-vibration constants of Acetylene. J. Opt. Soc. Am., 53:589-593, 1963.
2. Baldacci A., Ghersetti S., and Narahari K. Rao. Interpretation of the Acetylene spectrum at 1.5 pm. J. Mol. Spectrosc., 68:183-194, 1977.
3. Nakagawa K., de Labachelerie М., Awaji Y., and Kourogi M. Accurate optical frequency atlas of the 1.5/im bands of acetylene. J. Opt. Soc. Am. B, 13:2708-2714, 1996.
4. Cariou J. and Luc P. Atlas du spectre d’absorption de la molecule de Tellure; partie 1: 17500-20300 cm-1, temperature: 680°C. Technical report, Laboratoire Aime-Cotton CNRS II, Centre National de la Recherche Scientifique, 15, quai Anatole-France, 75700 Paris, 1980.
5. Cariou J. and Luc P. Atlas du spectre d’adsorption de la molecule de Tellure; partie 3: 20900 - 23700 cm—1, temperature: 600°C. Technical report, Laboratoir Атё-Сойоп CNRS
6. Centre National de la Recherche Scientifique, 15, quai Anatole-France, 75700 Paris, 1980.
7. Barwood G.P., Rowley W.R.C., Gill P., Flowers J.L., and Petley P. W. Interferometric measurements of l30Te2 reference frequencies for 1S-2S transitions in hydrogenlike atoms. Phys. Rev. A, 43:4783-4790, 1991.
8. Awaji Y„ Nakagawa К., de Labachelerie М., Ohtsu М., and Sasada H. Optical fre­quency measurement of the H12C14N Lamb-dip-stabilised 1.5jum diode laser. Opt. Lett., 20:2024-2026, 1995.
9. Bodermann B., Klug М., Knockel H., Tiemann E., Trebst Т., and Telle H.R. Frequency measurement of I2 lines in the NIR using Ca and CH4 optical frequency standards. Appl. Phys. B, 67:95-99, 1998.
10. Roberts M„ Taylor P., Barwood G.P., Gill P., Klein H.A., and Rowley W.R. C. Observation of an electric octupole transition in a single ion. Phys. Rev. Lett., 78:1876-1879, 1997.
11. Metcalf H.J. and van der Straten P. Laser Cooling and Trapping. Springer, New York, Berlin, Heidelberg, 1999.
12. Meistre P. and Sargent М. III. Elements of Quantum Optics. Springer, Berlin, Heidelberg, New York, second edition, 1991.
13. Schnatz H. and Mensing F. Iodine-stabilised, frequency-doubled Nd:YAG lasers at A = 532 nm; design and performance. In John L. Hall and Jun Ye, editors, Proceedings of SPIE: Laser Frequency Stabilisation, Standards, Measurement, and Applications, v. 4269, pp. 239-247, P.O.Box 10, Bellingham, Washington 98227-0010 USA, 2001, SPIE.
14. Scully M. O. and Zubairy M.S. Quantum Optics. Cambridge University Press, Cambridge, New York, Melbourne, Madrid, 1997.
15. Edmonds A.R. Angular momentum in quantum mechanics. Princeton University Press, Princeton, New Jersey, 1957.
16. Bloch F. and Siegert A. Magnetic resonance for nonrotating fields. Phys. Rev., 57:522-527, 1940.
17. Allen L. and Eberly J.H. Optical Resonance and Two-Level Atoms. Dover Publications Inc., New York, 1987.
18. Feynman R.P., Vernon F.L., Jr., and Hellwarth R. W. Geometrical representation of the Schrodinger equation for solving maser problems. J. Appl. Phys., 28:49-52, 1957.
19. Rabi I. /., Ramsey N. F., and Schwinger J. Use of rotating coordinates in magnetic resonance problems. Rev. Mod. Phys., 26:167-171, 1954.
20. Kastler A. Quelques suggestions concernant la production opticue et la dёtection optique d’une inegalite de population des niveaux de quantification spatiale des atomes. Application a Гехрёпепсе de Stern et Gerlach et la resonance magn6tique. J. Phys. Radium, 11:255-265, 1950.
21. Arimondo E. Coherent population trapping in laser spectroscopy. In E. Wolf, editor, Progress in Optics, volume XXXV, pp. 257-354. Elsevier, Amsterdam, 1996.
22. Schawlow A.L. and Townes C.H. Infrared and optical masers. Phys. Rev., 112:1940-1949, 1958.
23. Farley J. W. and Wing W.H. Accurate calculation of dynamic Stark shifts and depopulation rates of Rydberg energy levels induced by blackbody radiation. Hydrogen, helium, and alkali-metal atoms. Phys. Rev.A, 23:2397-2424, 1981.
24. Rolston S.L. and Phillips W.D. Laser-cooled neutral atom frequency standards. Proceedings IEEE, 79:943-951, 1991.
25. Dicke R.H. The effect of collisions upon the Doppler width of spectral lines. Phys. Rev., 89:472-473, 1953.
26. Romer R.H. and Dicke R.H. New technique for high resolution microwave spectroscopy. Phys. Rev., 99:532-536, 1955.
27. Briaudeau S., Saltiel S., Nienheus G., Bloch D., and Ducloy M. Coherent Doppler narrowing in a thin vapor cell: Observation of the Dicke regime in the optical domain. Phys. Rev. A, 57:R3169-R3172, 1998.
28. Ramsey N.F. Molecular Beams. Clarendon Press, Oxford< 1956.
29. Jacquinot P. Atomic beam spectroscopy. In K. Shimoda, editor, High-Resolution Laser Spec­troscopy, volume 13 of Topics in Applied Physics, pp. 52-93. Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1976.
30. Huber A., Gross B„ Weitz M. and Hansch T. W. High-resolution spectroscopy of the 1S-2S transition in atomic hydrogen. Phys. Rev. A, 59:1844-1851, 1999.
31. Wineland D.J. and Itano W.M. Laser cooling of atoms. Phys. Rev. A, 20:1521-1540, 1979.
32. Hansch T. W. and Schawlow A.L. Cooling of gases by laser radiation. Opt. Commun., 13:68-69, 1975.
33. Wineland D. and Dehmelt H. Proposed \0HAv/v laser fluorescence spectroscopy on Tl+ mono-ion oscillator III. Bull. Am. Phys. Soc., 20:637, 1975.
34. Chu S., Hollberg L., Bjorkholm I.E., Cable A., and Ashkin A. Three-dimensional vis­cous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. Phys. Rev. Lett., 55:48-51, 1985.
35. Lett P.D., Phillips W.D., Rolston S.L., Tanner C.E., Watts R.N., and Westbrook C.I. Optical molasses. J. Opt. Soc. Am. B, 6:2084-2107, 1989.
36. Katori H., Ido Т., Isoya Y., and Kuwata-Gonokami M. Magneto-optical trapping and cooling of strontium atoms down to the photon recoil temperature. Phys. Rev. Lett., 82:1116—1119, 1999.
37. Binnewies Т., Wilpers G., Sterr U., Riehle F., Helmcke J., Mehlstaubler T.E., Rasel E.M., and Ertmer W. Doppler cooling and trapping on forbidden transitions. Phys. Rev. Lett., 87:123002-1-4, 2001.
38. Curtis E.A., Oates C. W., and Hollberg L. Quenched narrow-line laser cooling of ^Ca to near the photon recoil limit. Phys. Rev. A, 64:031403(R)-1-4, 2001.
39. Aspect A., Arimondo E., Kaiser R., Vansteenkiste N., and Cohen-Tannouji C. Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping. Phys. Rev. Lett., 61:826-829, 1988.
40. Esslinger Т., Sander F., Weidemiiller М., Hemmerich A., and Hansch T. W. Subrecoil laser cooling with adiabatic transfer. Phys. Rev. Lett., 76:2432-2435, 1996.
41. Kasevich M. and Chu S. Laser cooling below a photon recoil with three-level atoms. Phys. Rev. Lett., 69:1741-1744, 1992.
42. Weinstein J.D., de Carvalho R., Guillet Т., Friedrich B., and Doyle J.M. Magnetic trapping of calcium monohydride molecules at millikelvin temperatures. Nature, 395:148-150, 1998.
43. Bethlem H.L., Berden G., Crompvoets F.M.H., Jongma R. Т., van Roij A.J.A., and Mei- jer G. Electrostatic trapping of ammonia molecules. Nature, 406:491-494, 2000.
44. Bethlem H.L., Berden G., van Roij A.J.A., Crompvoets F.M.H., and Meijer G. Trapping neutral molecules in a travelling potential well. Phys. Rev. Lett., 84:5744-5747, 2000.
45. Fioretti A., Comparat D., Grubellier A., Dilieu O., Masnou-Seeuws F., and Pillet P. Formation of cold Cs2 molecules through photoassociation. Phys. Rev. Lett., 80:4402-4405, 1998.
46. Takekoshi Т., Patterson B.M., and Knize R.J. Observation of optically trapped cold Cesium molecules. Phys. Rev. Lett., 81:5105-5108, 1998.
47. Nikolov A.N., Ensher J.R., Eyler E.E., Wang H., Stwalley W.C., and Gould P.L. Efficient production of ground-state potassium molecules at sub-mK temperatures by two-step pho­toassociation. Phys. Rev. Lett., 84:246-249, 2000.
48. Wynar R., Freeland R. S., Han D. J., Ryu C., and Heinzen D. J. Molecules in a Bose-Einstein condensate. Science, 287:1016-1019, 2000.
49. Wing W.H. On neutral particle trapping in quasistatic electromagnetic fields. Prog. Quant. Electr., 8:181-199, 1984.
50. Ketterle W. and Pritchard D.E. Trapping and focusing ground state atoms with static fields. Appl. Phys. B, 54:403-406, 1992.
51. AshkinA. and Gordon J. P. Stability of radiation-pressure particle traps: an optical Earnshaw theorem. Opt. Lett., 8:511-513, 1983.
52. Migdall A.L., Prodan J.V., Phillips W.D., Bergeman Т.Н., and Metcalf H.J. First observation of magnetically trapped neutral atoms. Phys. Rev. Lett., 54:2596-2599, 1985.
53. Wing W.H. Electrostatic trapping of neutral atomic particles. Phys. Rev. Lett., 45:631-634, 1980.
54. Bergeman Т., Erez G., and Metcalf H.J. Magnetostatic trapping fields for neutral atoms. Phys. Rev. A, 35:1535-1546, 1987.
55. Majorana E. Atomi orientati in campo magnetico variabile. II Nuovo Cimento, 9:43-50, 1932.
56. Petrich W., Anderson M.H., Ensher J.H., and Cornell E.A. Stable, tightly confining magnetic trap for evaporative cooling of neutral atoms. Phys. Rev. Lett., 74:3352-3355, 1995.
57. Miller J.D., Cline R.A., Heinzen D.J. Far-off-resonance optical trapping of atoms. Phys. Rev. A, 47:R4567-R4570, 1993.
58. Davidson N., Lee H.J., Adams C.S., Kasevich М., and Chu S. Long atomic coherence times in an optical dipole trap. Phys. Rev. Lett., 74:1311-1314, 1995.
59. Lee H.J., Adams C.S., Kasevich M. and Chu S. Raman cooling of atoms in an optical dipole trap. Phys. Rev. Lett., 76:2658-2661, 1996.
60. Raab E.L., Prentiss М., Cable A., Chu S., and Pritchard D.E. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. Phys. Rev. Lett., 59:2631-2634, 1987.
61. Steane A.M., Chowdhury М., and Food C.J. Radiation force in the magneto-optical trap. J. Opt. Soc. Am. B, 9:2142-2158, 1992.
62. Zinner G. Ein optisches Frequenznormal auf der Basis laserkiihlter Calcium-atom. PTB-Bericht PTB-Opt-58, Physicalisch-Technisce Bundesanstalt, Braunschweig, 1998.
63. Oates C. W., Bondu F., Fox R. W., and Hollberg L. A diode-laser optical frequency standard based on laser-cooled Ca atoms: Sub-kilohertz spectroscopy by optical shelving detection. Eur. Phys. J. D, 7:449-460, 1999.
64. Anderson B.P. and Kasevich M.A. Enchanced loading of magneto-optic trap from an atomic beam. Phys. Rev. A, 50:R3581-3584, 1994.
65. Phillips W.D. and Metcalf H. Laser deceleration of an atomic beam. Phys. Rev. Lett., 48:596-599, 1982.
66. Phillips W.D., Prodan J. V., and Metcalf H.J. Laser cooling and electromagnetic trapping of neutral atoms. J. Opt. Soc. Am. B, 2:1751 — 1767, 1985.
67. Kurosu Т., Morinaga М., and Shimizu F. Observation of the Ca s‘So-4p3Pi transi­tion in continious free-falling cold atomic flow from an atom trap. Jpn. J. Appl. Phys., 31:L273-L275, 1992.
68. Kisters Th., Zeiske K., Riehle F., and Helmcke J. High resolution spectroscopy with laser-cooled and trapped calcium atoms. Appl. Phys. B, 59:89-98, 1994.
69. Riehle F., Schnatz H., Lipphardt B., Zinner G., Kersten P., and Helmcke J. Optical frequency standard based on laser-cooled Ca-atoms. In J.C. Bergquist, editor, Proceedings of the Fifth Symposium on Frequency Standards and Metrology, pp. 277-282, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, 1996. World Scientific.
70. Cavasso-Filho R.L., Manoel D.A., Ortega D.R., Scalabrin A., Pereira D., and Cruz F.C. Optical frequency standards based on cold calcium atoms. In P. Gill, editor, Frequency Standards and Metrology, Proceedings of the Sixth Symposium, pp. 546-548, Singapore,
71. World Scientific.
72. Witte A., Kisters Th., Riehle F„ and Helmcke J. Laser cooling and deflection of a calcium atomic beam. J. Opt. Soc. Am. B, 9:1030-1037, 1992.
73. Hemmerich A. and Hansch T. W. Two-dimensional atomic crystal bound by light. Phys. Rev. Lett., 70:410-413, 1993.
74. Grynberg G., Lounis B., Verkerk P., Courtois J.-Y., and Salomon C. Quantized motion of cold cesium atoms in two- and three-dimentional optical potentials. Phys. Rev. Lett., 70:2249-2252, 1993.
75. DePue М. Т., McCormick C., Winoto S.L., Oliver S., and Weiss D.S. Unity occupation of sites in a 3D optical lattice. Phys. Rev. Lett., 82: 2262-2265, 1999.
76. Katori H. Spectroscopy of strontium atoms in the Lamb-Dicke confinement. In P. Gill, editor, Proceedings of the Sixth Symposium on Frequency Standards and Metrology, pp. 323-330, Singapore, 2002, World Scientific.
77. Ketterle W., Durfee D.S., and Stamper-Kurn D.M. Making, probing and understanding Bose-Einstein condencates. In Bose-Einstein condencation in atomic gases, volume Course CXL of Proceedings Internal. School of Physics “Enrico Fermi", pp. 67-176, Amsterdam, Oxford, Tokio, Washington DC, 1999, IOS Press.
78. Meschede D. Optics, Light and Lasers. Wiley-VCH, Weinheim-New York, 2004.
79. Lett P.D., Watts R.N., Westbrook C.I., Phillips W.D., Gould P.L., and Metcalf H.J. Observations of atoms laser cooled below the Doppler limit. Phys. Rev. Lett., 61:169-172,

1988.

1. Arnold A. S. and Manson P.J. Atomic density and temperature distributions in magneto-optical traps. J. Opt. Soc. Am. B, 17:497-506, 2000.
2. Kastberg A., Phillips W.D., Rolston S.L., Spreeuw R.J.C., and lessen P. S. Adiabatic cooling of Cesium to 700nK in an optical lattice. Phys. Rev. Lett., 74:1542-1545, 1995.
3. Steane A.M. and Foot C.J. Laser cooling below the Doppler limit in a magneto-optical trap. Europhys. Lett., 14:231-236, 1991.
4. Kohns P., Buch P., Suptitz W., Csambal C., and Ertmer F. On-line measurement of sub-Doppler temperatures in a Rb magneto-optical trap by trap centre oscillations. Europhys Lett., 22:517-522, 1993.
5. Kasevich М., Weiss D. S., Riis E., Moler K., Kasapi S., and Chu S. Atomic velocity selection using stimulated Raman transitions. Phys. Rev. Lett., 66:2297-2300, 1991.
6. Letokhov У.5. Saturation spectroscopy. In K. Shimoda, editor, High-Resolution Laser Spec­troscopy, volume 13 of Topics in Applied Physics, pp. 95-171. Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1976.
7. Bennett W.R., Jr. Hole burning effects in a He-Ne optical maser. Phys. Rev., 126:580-593, 1962.
8. Bordi Ch. Progress in understanding sub-Doppler lineshapes. In J.L. Hall and J.L. Carlsten, editors, Laser Spectroscopy III, volume 21 of Springer Series in Optical Sciences, pp. 121-134, Berlin, 1977. Springer.
9. Borde Ch.J., Salomon Ch., Avrillier S., Van Lerberghe A., Breant Ch., Bassi D., and Scoles G. Optical Ramsey fringes with traveling waves. Phys. Rev. A, 30:1836-1848, 1984.
10. Ishikawa J., Riehle F., Helmcke J., and Borde Ch.J. Strong-field effects in coherent saturation spectroscopy of atomic beams. Phys. Rev. A, 49:4794-4825, 1994.
11. Hall J.L., Bordd Ch.J., and Uehara K. Direct optical resolution of the recoil effect using saturation absorption spectroscopy. Phys. Rev. Lett., 37:1339-1342, 1976.
12. Riehle F., Ishikawa J., and Helmcke J. Suppression of a recoil component in nonlinear Doppler-free spectroscopy. Phys. Rev. Lett., 61:2092-2095, 1988.
13. Riehle F., Witte A., Kisters Th., and Helmcke J. Interferometry with Ca atoms. Appl. Phys. B, 54: 333-340, 1992. \*
14. Kurosu T. and Morinaga A. Supression of the high-frequency recoil component in optical Ramsey-fringe spectroscopy. Phys. Rev. A, 45:4799-4802, 1992.
15. Bagayev S.N., Chebotayev V.P., Dmitriyev A.K., От A.E., Nekrasov Y.V., and Skvortsov B.N. Second-order Doppler-free spectroscopy. Appl. Phys. В 52:63-66, 1991.
16. Chardonnet C., Guernet F., Charton G., and Borde Ch.J. Ultrahigh-resolution saturation spectroscopy using slow molecules in an external cell. Appl. Phys. B, 59:333-343, 1994.
17. Vasilenko L.S., Chebotaev V.P., and Shishaev A. V. Line-shape of two-photon absorption in a standing-wave field in a gas. JETP Lett., 12:113-116, 1970.
18. Bloembergen N. and Levenson M. D. Doppler-free two-photon absorption spectroscopy. In K. Shimoda, editor, High-Resolution Laser Spectroscopy, v. 13 of Topics in Applied Physics, pages 315-369. Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1976.
19. Malcolm Geoffrey Boshier. Precise Laser Spectroscopy of the Hydrogen IS-2S Transition. PhD thesis, University of Oxford, 1988.
20. Biraben F., Bassini М., and Cagnac B. Line-shapes in Doppler-free two-photon spectroscopy. The effect of the finite transit time. J. Physique, 40:445-455, 1979.
21. Ramsey N.F. A molecular beam resonance method with separated oscillating fields. Phys. Rev., 78:695-699, 1950.
22. Ramsey N. F. Molecular beam resonances in oscillatory fields of nonuniform amplitudes and phases. Phys. Rev., 109:822-825, 1958.
23. Kramer G. Linear optical “Ramsey” resonance by means of a specially modulated molecular beam. J. Opt. Soc. Am., 68:1634-1635, 1978.
24. Baklanov Ye. V., Dubetsky B. Ya„ and Chebotayev V.P. Non-linear Ramsey resonance in the optical region. Appl. Phys., 9:171-173, 1976.
25. Kramer G., Weiss C.O., and Lipphardt B. Coherent frequency measurements of the hfs-resolved methane line. In A. De Marchi, editor, Frequency Standards and Metrology, pp. 181-186, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1989.
26. Baklanov Ye. V., Chebotayev V. P., and Dubetsky B. Ya. The resonance of two-photon absorption in separated optical fields. Appl. Phys., 11:201-202, 1976.
27. Salour M.M. and Cohen-Tannoudji C. Observation of Ramsey’s interference fringes in the profile of Doppler-free two-photon resonances. Phys. Rev. Lett., 38:757-760, 1977.
28. Lee S.-A., Helmcke J., and Hall J.L. High-resolution two-photon spectroscopy of Rb Rydberg levels. In H. Walther and K.W.Rothe, editors, Laser Spectroscopy IV, v. 21 of Springer Series in Optical Sciences, pp. 130-141, Berlin, 1979. Springer.
29. Huber A., Gross B., Weitz M. and Hansch T. W. Two-photon optical Ramsey spectroscopy of the 1S-2S transition in atomic hydrogen. Phys. Rev. A, 58:R2631-R2634, 1998.
30. Bergquist J. C., Lee S. A., and Hall J.L. Saturated Absorption with Specially Separated Laser Fields: Observation of Optical “Ramsey” Fringes. Phys. Rev. Lett., 38:159—162, 1977.
31. Barger R.L., Bergquist J.C., English T.C., and Glaze D.J. Resolution of photon-recoil structure of the 6573-Acalcium line in an atomic beam with optical Ramsey fringes. Appl. Phys. Lett., 34:850-852, 1979.
32. Barger R. L. Influence of second-order Doppler-effect on optical Ramsey fringe profiles. Opt. Lett., 6:145-147, 1981.
33. Baba M. and Shimoda K. Observation of Ramsey resonance absorption in three separated laser fields produced by a corner reflector. Appl. Phys., 24:11-12, 1981.
34. Bordd Ch.J., Avrillier S., van Lerberghe A., Salomon Ch., Breant Ch., Bassi D., and Scoles G. Observation of optical Ramsey fringes in the 10pm spectral region using a super­sonic beam of SFe. Appl. Phys. B, 28:82-83, 1982.
35. Helmcke J., Zevgolis G., and Yen B. U. Observation of high contrast, ultra narrow optical Ramsey fringes in saturated absorption utilising four interaction zones of travelling waves. Appl. Phys. B, 28:83-84, 1982.
36. Borde Ch.J. Atomic interferometry with internal state labelling. Phys. Lett. A, 140:10-12.

1989.

1. Borde Ch.J. Atomic interferometry and laser spectroscopy. In M. Ducloy, E.Giacobino, and G.Cami, editors, Laser Spectroscopy, pp. 239-245, Singapore, 1992, World Scientific.
2. Sterr U„ Sengstock K„ Muller J.H., Bettermann D., and Ertmer W. The magnesium Ramsey interferometer: Applications and prospects. Appl. Phys. B, 54:341-346, 1992.
3. Sterr U., Sengstock K., Ertmer W., Riehle F., and Helmcke J. Atom interferometry based on separated light fields. In P. Berman, editor, Atom Interferometry, pp. 293-362, San Diego,
4. Academic Press.
5. Riehle F„ Kisters Th„ Witte A., Helmcke J. and Borde Ch.J. Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame: Sagnac effect in a matter-wave interferometer. Phys. Rev. Lett., 67:177-180, 1991.
6. Jacobsen J., Bjork G., and Yamamoto Y. Quantum limit for the atom-light interferometer. Appl. Phys. B, 60:187-191, 1995.
7. Hinderthiir Н., Ruschewitz F., Lohe H.-J., Lechte S., Sengstock K., and Ertmer W. Time-domain high-finesse atom interferometry. Phys. Rev. A, 59:2216-2219, 1999.
8. Bauch A., Fischer B., Heindorff Т., and Schroder R. Performance of the PTB reconstructed primary clock CS1 and an estimate of its current uncertainty. Metrologia, 37:829-845

1998.

1. Bauch A., Fischer B„ Heindorff T„ Hetzel P., Schroder R„ and Wolf P. Comparisons of the PTB primary clocks with TAI in 1999. Metrologia, 37:683-692, 2000.
2. De Marchi A., Shirley J., Glaze D.J., and Drullinger R. A new cavity configuration for cesium beam primary frequency standards. IEEE Trans. Instrum. Meas., 37:185-190, 1988.
3. Drullinger R.E., Glaze D.J., Lowe J.L., and Shirley J.H. The NIST optically pumped Cesium frequency standard. IEEE Trans. Instrum. Meas. 40:162-164, 1991.
4. Lee W.D., Drullinger R.E., Shirley J.H., Nelson C„ Jennings D.A., Mullen L.O., Walls F. L„ Parker Т. E„ HasegawaA., Fukuda K., Kotake N., Kajita М., and Morikawa T. Accuracy evaluations and frequency comparisons of NIST-7 and CRL-01. In Proceedings of the 1999 Joint Meeting of the European Frequency and Time Forum and The IEEE International Frequency Control Symposium, pp. 62-65, 1999.
5. De Marchi A., Rovera G.D., and Premol A. Pulling by neighbouring transitions and its effects on the performance of caesium-beam standard. Metrologia, 20:37-47, 1984.
6. Lee H.S., Kwon T. Y„ Kang H.-S., Park Y.-H., Oh C.-H., Park S.E., Cho H„ and Mino- gin V. G. Comparison of the Rabi and Ramsey pulling in an optically pumped caesium-beam standard. Metrologia, 40:224-231, 2003.
7. Cutler L.S., Flory C.A., Giffard R.P., and De Marchi A. Frequency pulling by hyperfine a transitions in cesium beam atomic frequency standards. J. Appl. Phys., 69:2780-2792, 1991.
8. Bauch A. and Schroder R. Frequency shifts in a cesium atomic clock due to Majorana transitions. Ann. Physik, 2:421-449, 1993.
9. Itano W.M., Lewis L.L., and Wineland D.J. Shift of 2Si/2 hyperfine splittings due to blackbody radiation. Phys. Rev. A, 25:1233-1235, 1982.
10. Pal’chikov V. G., Domnin Yu. S., and Novoselov A. V. Black-body radiation effects and light shifts in atomic frequency standards. J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt., 5:S131—S135,

2003.

1. Bauch A. and Schroder R. Experimental verification of the shift of the Cesium hyperfine transition frequency due to blackbody radiation. Phys. Rev. Lett., 78:622-625, 1997.
2. Simon E., Laurent P., and Clairon A. Measurement of the Stark shift of the Cs hyperfine splitting in an atomic fountain. Phys. Rev. A, bf 57:436-439, 1998.
3. Pavlis N.K. and Weiss M.A. The relativistic redshift with 3xl0i7 uncertainty at NIST, Boulder, Colorado, USA. Metrologia, 40:66-73, 2003.
4. Guinot B. Application of general relativity to metrology. Metrologia, bf 34:261-290, 1997.
5. Shirley J. H. Velocity distributions calculated from the Fourier transforms of Ramsey laneshapes. IEEE Trans. Instrum. Meas., 46:117-121, 1997.
6. Makdissi A. and de Clercq E. A signal approach analysis of the Ramsey pattern in Cesium beam frequency standards. IEEE Trans. Instrum. Meas., 46:112-116, 1997.
7. Audoin C. and Guinot B. The Measurement of Time: Time, Frequency and the Atomic Clock. Cambridge University Press, Cambridge, New York, 2001.
8. Shirley J.H., Lee W.D., Rovera G.D., and Drullinger R.E. Rabi pedestal shifts as a diag­nostic tool in primary frequency standards. IEEE Trans. Instrum. Meas., 44:136-139, 1995.
9. Bauch A., Heindorff Т., Schroder R., and Fischer В. The РТВ primary clock CS3: type В evaluation of its standard uncertainty. Metrologia, 33:249-259, 1996.
10. Picqui J.-L. Hyperfine optical pumping of a cesium atomic beam, and applications. Metrolo­gia, 13:115-119, 1977.
11. Avila G., Giordano V., Candelier V., de Clercq E., Theobald G., and Cerez P. State selection in a cesium beam by laser-diod optical pumping. Phys. Rev. A, 36:3719-3728, 1987.
12. Makdissi A. and de Clercq E. Evaluation of the accuracy of the optically pumped caesium beam primary frequency standard of the BNM-LPTF. Metrologia, 38:409-425, 2001.
13. Ohshima S.-I., Nakadan Y., Ikegami Т., Koga Y., Drullinger R., and Hollberg L. Charac­teristics of an optically pumped Cs frequency standard at the NRLM. IEEE Trans. Instrum. Meas., 38:533-536, 1989.
14. Hagimoto K„ Ohshima S., Nakadan Y., and Koga Y. Accuracy evaluation of the optically pumped Cs frequency standard at NRLM. IEEE Trans. Instrum. Meas., 48:496-499, 1999.
15. Rovera G.D., de Clercq E., and Clairon A. An analysis of major frequency shifts in the LPTF optically pumped primary frequency standard. IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Contr., 41:245-249, 1994.
16. Lee W. D., Shirley J. H., Lowe J. P., and Drullinger R. E. The accuracy evaluation of NIST-7. IEEE Trans. Instrum. Meas., IM 44:120-123, 1995.
17. de Clercq E. and Makdissi A. Current status of the LPTF optically pumped Cs beam standard. In J.C. Bergquist, editor, Proceedings of the Fifth Symposium on Frequency Standards and Metrology, pp. 409-410, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, 1996. World Scientific.
18. Drullinger R.E., Rolston S.L., and Itano W.M. Primary atomic frequency standards: New developements. In W. Ross Stone, editor, Review of Radio Science 1993-1996, pp. 11-41, Oxford, New York, 1996. Oxford University Press.
19. Kasevich M.A., Riis E„ Chu S., and DeVoe R.G. Rf spectroscopy in an atomic fountain. Phys. Rev. Lett., 63:612-615, 1989.
20. Clairon A., Ghezali S., Santarelli G., Laurent Ph., Lea S.N., Bahoura М., Simon E., Weyers S., and Szymaniec K. Preliminary accuracy evaluation of a cesium fountain fre­quency standard. In J.C. Bergquist, editor, Proceedings of the 5th Symposium on Frequency Standards and Metrology, pp. 49-59, Singapore, 1996. World Scientific.
21. Meekhof D. М., Jefferts S.R., and Parker T.E. Accuracy evaluation of a cesium fountain primary frequency standard at NIST. IEEE Trans. Instrum. Meas., 50:507-509, 2001.
22. Weyers S., Bauch A., Hiibner U., Schroder R., and Tamm Ch. First performance results of PTB’s atomic caesium fountain and a study of contributions to its frequency instability. IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Contr., 47:432-437, 2000.
23. Burt E„ Swanson T„ and Ekstrom C. Cesium fountain developement at USNO. In Proceed­ings of the 1999 Joint Meeting of the European Frequency end Time Forum and The IEEE International Frequency Control Symposium, pp. 20-23, 1999.
24. Whibberley P.B., Henderson D., and Lea S.N. Development of a caesium fountain primary frequency standard at the NPL. In Proceedings of the 1999 Joint Meeting of the European Frequency end Time Forum and The IEEE International Frequency Control Symposium, pp. 24-26, 1999.
25. Huang M.S., Yao A., Peng J.L., Chen C.C., Hsu S. №., Hsiao J.M., Kou C.S., and Liao C. S. Compact cesium atomic fountain clock. In Proceedings of the 1999 Joint Meeting of the European Frequency end Time Forum and The IEEE International Frequency Control Symposium, pp. 27-29, 1999.
26. Liji W., Changhua W., Bingying HMingshou L., Jin Q., and Wangxi J. Design & preliminary results of NIM cesium fountain primary frequency standard. In Proceedings of the 1999 Joint Meeting of the European Frequency end Time Forum and The IEEE International Frequency Control Symposium, pp. 30-33, 1999.
27. Sortais Y., Bize S., Nicolas C., Clairon A., Salomon C., and Williams C. Cold collision frequency shifts in a 87Rb atomic fountain. Phys. Rev. Lett., 85:3117-3120, 2000.
28. Fertig Ch., Legere R., Suptitz W., and Gibble K. Laser-cooled Rb fountain clock. In Proceedings of the 1999 Joint Meeting of the European Frequency end Time Forum and The IEEE International Frequency Control Symposium, pp. 39-42, 1999.
29. Joyet A., Mileti G., Thomann P., and Dudle G. Continuous fountain Cs standard: Stability and accuracy issues. In P. Gill, editor, Frequency Standards and Metrology, Proceedings of the Sixth Symposium, pp;273-280, Singapore, 2002. World Scientific.
30. Levi F., Lorini L., Calonico D., and Godone A. Systematic shift uncertainty evaluation of IEN CSF1 primary frequency standard. IEEE Trans. Instrum. Meas., 52:267-271, 2003.
31. Boiron D:, Michaud A., Lemonde P., Castin Y., Salomon C., Weyers S., Szimaniec K., Cognet L., and Clairon A. Laser cooling of cesium atoms in grey optical molasses down to 1,1 pK. Phys. Rev. A, 53:R3734-R3737, 1996.
32. Gibble K. and Chu S. Laser-cooled Cs frequency standard and a measurement of the frequency shift due to ultracold collisions. Phys. Rev. Lett., 70:1771-1774, 1993.
33. Ghezali S., Laurent Ph., Lea S., and Clairon A. An experimental study of the spin-exchange frequency shift in a laser-cooled cesium fountain frequency standard. Europhys. Lett., 36:25-30, 1996.
34. Leo P.J., Jullien P. S., Mies F.H., and Williams C.J. Collisional frequency shifts in 133Cs fountain clock. Phys. Rev. Lett., 86:3743-3746, 2001.
35. Pereira Dos Santos F„ Marion H., Bize S., Clairon A., and Salomon C. Controlling the cold collision shift in high precision atomic interferometry. Phys. Rev. Lett., 89:233004-1-4, 2002.
36. Fertig Ch. and Gibble K. Measurement and cancellation of the cold collision frequency shift in an 87Rb fountain clock. Phys. Rev. Lett., 85:1622-1625, 2000.
37. Ohshima S.-I., Kurosu Т., Ikegami Т., and Nakadan Y. Multipulse operation of cesium atomic fountain. In J.C. Bergquist, editor, Proceedings of the Fifth Symposium on Frequency Standards and Metrology, pp. 60-65, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, 1996. World Scientific.
38. Gibble K. Collisional effects in cold alkalis. In J.C. Bergquist, editor, Proceedings of the Fifth Symposium on Frequency Standards and Metrology, pp. 66-73, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, 1996. World Scientific.
39. Legere R. and Gibble K. Quantum scattering in a juggling atomic fountain. Phys. Rev. Lett., 81:5780-5783, 1998.
40. Berthoud P., Fretel E„ and Thomann P. Study of a bright, slow, and cold cesium source for a continuous beam frequency standard. In Proceedings of the 1999 Joint Meeting of the European Frequency end Time Forum and The IEEE International Frequency Control Symposium, pp. 88-91, 1999.
41. Berthoud P., Fretel E., Joyet A., Dudle G., and Thomann P. Toward a primary frequency standard based on a continuous fountain of laser-cooled cesium atoms. IEEE Trans. Instrum. Meas., 48:516-519, 1999.
42. Dudle G., Joyet A., Fretel E., Berthoud P., and Thomann P. An alternative cold cesium frequency standard: The continuous fountain. In Proceedings of the 1999 Joint Meeting of the European Frequency end Time Forum and The IEEE International Frequency Control Symposium, pp. 77-80, 1999.
43. Lemonde P., Laurent P., Simon E., Santarelli G., Clairon A., Salomon C., Dimarcq N., and Petit P. Test of a space cold atom clock prototype in the absence of gravity. IEEE Trans. Instrum. Meas., 48:512-515, 1999.
44. Laurent Ph., Lemonde P., Abgrall М., Santarelli G., Pereira Dos Santos F., Clairon A., Petit P., and Aubourg M. Interrogation of cold atoms in a primary frequency standard. In Proceedings of the 1999 Joint Meeting of the European Frequency end Time Forum and The IEEE International Frequency Control Symposium, pp; 152-155, 1999.
45. Laurent Ph., Clairon A., Lemonde P., Santarelli G., Salomon C., Sirmain C., Picard F., Delaroche Ch., Grosjean O., Saccoccio М., Chaubet М., Guillier L., and Abadie J. The space clock PHARAO: Functioning and expected performances. In Proceedings of the 2003 IEEE International Frequency Control Symposium and PDA Exhibition Jointly with the 17th European Frequency and Time Forum, pp. 179-184, 2003.
46. Jefferts S.R., Heavner T.P., Hollberg L.W., Kitching J., Meekhof D.M., Parker T.E., Phillips W., Rolston S., Robinson H. G., Shirley J. H., Sullivan D. B., Walls F. L., Ashby N., Klipstein W.M., Maleki L., Seidel D., Thompson R., Wu S., Young L., Vessot R.F. C., and de Marchi A. PARCS: A primary atomic reference clock in space. In Proceedings of the 1999 Joint Meeting of the European Frequency end Time Forum and The IEEE International Frequency Control Symposium, pp. 141-144, 1999.
47. Fertig Ch., Gibble K., Klipstein B., Kohel J., Maleki L., Seidel D., and Thompson R. Laser-cooled microgravity clocks. In Proceedings of the 1999 Joint Meeting of the European Frequency end Time Forum and The IEEE International Frequency Control Symposium, pp. 145-147, 1999.
48. Dick G.J., Klipstein W.M., Heavner T.P., and Jefferts S.R. Design concept for the macrowave interrogation structure in PARCS. In Proceedings of the 2003 IEEE Interna­tional Frequency Control Symposium and PDA Exhibition Jointly with the 17th European Frequency and Time Forum, pp. 1032-1036, 2003.
49. Basov N.G. and Prokhorov A.M. Application of molecular beams to radiospectroscopic investigations of rotational molecular spectra. Sov. Phys. JETP, 27:431-438, 1954. (In Russian).
50. Gordon J.P., Zeiger H.J., and Townes C.H. Molecular microwave oscillator and new hyperfine structure in the microwave spectrum of NH3. Phys. Rev., 95:282-284, 1954.
51. Goldenberg H.M., Kleppner D., and Ramsey N. F. Atomic hydrogen maser. Phys. Rev. Lett., 5:361-365, 1960.
52. Kleppner D., Goldenberg H.M., and Ramsey N.F. Theory of the hydrogen maser. Phys. Rev., 126:603-615, 1962.
53. Kleppner D., Berg H.C., Crampton S.B., Ramsey N.F., Vessot R.F.C., Peters H.E., and VanierJ. Hydrogen-maser principles and techniques. Phys. Rev. *A,* 138:972-983, 1965.
54. Vanier J. Atomic frequency standards: Basic physics and impact on metrology. In Recent advantages in Metrology and Fundamental Constants, volume Course CXLVI of Proceed­ings Internat. Scool of Physics “Enrico Fermi”, pp. 397-452, Amsterdam, Oxford, Tokyo, Washington DC, 2001. IOS Press Ohmsha.
55. Bender P.L. Effect of the hydrogen-hydrogen exchange collisions. Phys. Rev., 132:2154-2158, 1963.
56. Berg H.C. Spin exchange and surface relaxation in the atomic hydrogen maser. Phys. Rev., 137:A1621-A1635, 1965.
57. Friedburg Н. and Paul W. Optische Abbildung mit neutralen Atomen. Naturwissenschaften, 38:159-160, 1951.
58. Friedburg H. Optisch Abbildung mit neutralen Atomen. Z.Phys., 130:493-512, 1951.
59. Lemonick A., Pipkin F.M., and Hamilton D.D. Focusing atomic beam apparatus. Rev. Sci. Instrum., 26:1112-1119, 1955.
60. Christensen R.L. and Hamilton D.R. Permanent magnet for atomic beam focusing. Rev. Sci. Instrum., 30:356-358, 1959.
61. Kaenders W. G., Lison F., Miiller I., Richter A., Wynands R., and Meschede D. Refractive components for magnetic optics. Phys. Rev. A, 54:5067-5075, 1996.
62. Major F.G. The Quantum Beat. Springer, New York, Berlin, Heidelberg, 1998.
63. Owings H.B., Koppang P. A., MacMillan С. C., and Peters H.E. Experimental frequency and phase stability of the hydrogen maser standard output as affected by cavity auto-tuning. In Proceedings of the 46th Annual IEEE International Frequency Control Symposium, 27-29 May 1992, Hershey, Pa, USA, pp. 92-103, 1992.
64. Boyko A., Yolkin G., Gestkova N., Kurnikov G., and Paramsin V. Hydrogen maser with improved short-term frequency stability. In Proceedings of the 15th European Frequency and Time Forum, pp. 406-408, Rue Jaquet-Droz 1, Case Postale 20, CH-2007 Neuchatel, Switzerland, 2001. FSRM Swiss Foundation for Research in Microtechnology.
65. Hellwig H., Vessot R. F. C., Levine M. W., Zitzewitz P. W., Allan D. W., and Glaze D.J. Measurement of the unperturbed hydrogen hyperfine transition frequency. IEEE Trans. Instrum. Meas., IM-19:200-209, 1970.
66. Vessot R. F. C., Mattison E. М., Nystrom G. U., Coyle L. М., Boyd D., and Hoffman Th.E. High precision time transfer to test an H-maser on Mir. In J.C. Bergquist, editor, Proceed­ings of the Fifth Symposium on Frequency Standards and Metrology, pp. 39-45, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, 1996. World Scientific.
67. Van Dick R. S., Jr., Schwinberg P. B., and Dehmelt H. G. New high-precision comparison of electron and positron д factors. Phys. Rev. Lett., 59:26-29, 1987.
68. Audoin C. Fast cavity auto-tuning systems for hydrogen masers. Revue Phys. Appl., 16:125-130, 1981.
69. Koelman J.M.V.A., Crampton S.B., Stoof H.T.C., Luiten O.J., and Verhaar B.J. Spin-exchange frequency shifts in cryogenic and room-temperature hydrogen masers. Phus. Rev. A, 38:3535-3547, 1988.
70. Walsworth R.L., Silvera I.F., Mattison E.M., and Vessot R.C. Measurement of a hyperfine-induced spin-exchange frequency shift in atomic hydrogen. Phys. Rev. A, 46:2495-2512, 1992.
71. Hayden M.E., Hiirlimann M.D., and Hardy W.N. Atomic hydrogen spin-exchange colli­sions in a cryogenic maser. IEEE Trans. Instrum. Meas., 42:314-319, 1993.
72. Kokkelmans S.J.J.M.F. and Verhaar B.J. Discrepancies in experiments with cold hydrogen atoms. Phys. Rev. A, 56:4038-4044, 1997.
73. Crampton S.B. Spin-exchange shifts in the hydrogen maser. Phys. Rev., 158:57-61, 1967.
74. Cutler L.S. and Searle C.L. Some aspects of the theory and measurement of frequency fluctuations in frequency standards. Proc. IEEE, 54:136-154, 1966.
75. Parker Th.E. Hydrogen maser ensemble performance and characterisation of frequency standards. In Proceedings of the 1999 Joint Meeting of the European Frequency end Time Forum and The IEEE International Frequency Control Symposium, pp. 173-176, 1999.

*v\.Tti\*? Pastukhov A.V., and Uljanov A. A.* Progress in the development of IEM KVARZ passive hydrogen masers. In *Proceedings of the 31th Annual Precise Time and '„‘"If \*1егт1 (PTTI) Applications and Planning Meeting, December 7-9, 1999, Laguna Cliffs Mariott, Dana Point, California,* volume 31, (Compact Disk only), pp. 579-587 *http :* /*/tycho.usno.navy.mil/ptti/ptti99/PTTI\ 999$79.PDF,* 1999. ’

336. *Mattioni L., Belloni М., Berthoud P., Pavlenko* /., *Schweda H„ Wang Q., Rochat P., t* fu*F 'M°sset P ' and Ruedin H.* The development of a passive hydrogen maser clock for the Galileo navigation system. In *Proceedings of the 34th Annual Precise Time and lime Interval* (*РТТГ) Applications and Planning Meeting, December 3-5, 2002, PTTI 2002, The Hyatt Regency, Reston Town Center, Reston, Virginia,* v.34, pp. 579-587

<http://tycho.usno.navy.mil/ptti/ptti2002/paperl4.pdf>, **2002**. ’

**337 SSS265GS269rf2003”g prediction ассигасУ for a space clock.** Metrologia,

1. **Vessot R. F. С Mattison E.M., Walsworth R. L„ and Silvera I.F. The cold hydrogen maser In A. de Marchi editor,** Frequency Standards and Metrology, **pp. 88-93. Springer, Berlin Heidelberg, 1989.**
2. Crampton S. В **Introduction to cold hydrogen masers. In A.de Marchi, editor,** Frequency Standards and Metrology, **pp. 86-87. Springer, Berlin, Heidelberg, 1989.**
3. *Hess H.F., Kachanski G.P., Doyle J.M., Greytak Th.P., and Kleppner D.* Spin-polarized hydrogen maser. *Phys. Rev. A,* 34:1602-1604, 1986.
4. *Waslsworth R L., Jr., Silvera I.F., Godfried H.P., Agosta C.C., Vessot R.C., and Matti­son E.M.* Hydrogen maser at temperature below 1 K. *Phys. Rev. A,* 34:2550-2553, 1986.
5. *Mrlimann M.D., Hardy W.N., Berlinsky A.J., and Cline R. W.* Recurculating cryogenic hydrogen maser. *Phys. Rev. A,* 34:1605-1608, 1986.
6. Hayden M E and Hardy W.N. **Spin exchange and recombination in a gas of atomic hydrogen at 1.2 K.** Phys. Rev. Lett., **76:2041-2044, 1996.**
7. *Vessot R.F.C., Levine M.W., Mattison E.M., Blomberg E.L., Hoffman T.E., Nys-*

” *DecHel R" Eby P B ’ Bau8her C.R., Watts J. W„ Teuber D.L*

Tt **«!w>T\IeSt °f relativistic gravitation with a space-born hydrogen maser.** Phys. Rev Lett., **45:2081-2084, 1980.**

**345'** BrlUCk^' and WeVers s■ **New experimental limit on the validity of local position invariance** Phys. Rev. D, **65:081101-1-4, 2002.**

1. *Phillips D.E., Humphrey M.A., Mattison E.M., Stoner R.E., Vessot R.F.C., and Walsworth R L.* Limit on Lorentz and CPT violation of the proton using a hydrogen maser *Phys. Rev. A,* 63:111101-1-4, 2001. '
2. Colladay D. and Kostelecky V.A. **Lorentz-violating extension of the standard model.** Phus Rev. D, **58:116002-1-23, 1998. '**
3. Weaver H Williams D.R.W., Dieter N.H., and Lum W.T. **Observationg of a strong umndent'hed microwave line and of emission from the OH molecule.** Nature, **208:29-31, 1тЬэ.**

**349-** M°;aniM- **Cosmic masers: A powerful tool for astrophysics. In J.Hamelin, editor,** Modern Radio Science 1996, **pp. 245-262. Oxford University Press, 1996.**

1. Cyr N. Tetu M„ and Breton M. **All-optical microwave frequency standard: A proposal.** IEEE Trans. Instrum. Meas., **42:640-649, 1993.**
2. *Viki6evi6 N ZibrovA.S., Hollberg L., Walls F. L., Hitching J., and Robinson H. G.* Compact diod-laser based Rubidium frequency reference. In *Proceedings of the 1999 Joint Meeting of*

**16 Ф. Риле** the European Frequency end Time Forum and The IEEE International Frequency Control Symposium, pp. 133-136, 1999.

1. Alexander E.B., Balabas M.V., Budker D., English D., Kimball D.F., Li C.-H. and Vashchuk V. V. Light-induced desorption of alkali-metal atoms from paraffin coating. Phys. Rev. A, 66:024903-1-12, 2002.

353 Stephens M„ Rhodes R., and Wieman C. Study of wall coatings for vapor-cell laser traps.

J. Appl. Phys., 76:3479-3488, 1994.

1. Szekely C. and Drullinger R. Improved rubidium frequency standards using diode lasers with AM and FM noise control. Proc. of the SPIE, 1837:299-305, 1992.
2. Koyama Y„ Matsuura H., Atsumi K., Nakajima Y„ and Chiba K. An ultra-miniature rubidium frequency standard with two-cell scheme. In Proceedings of the 49th Annual IEEE International Frequency Control Symposium, 31 May-2 June 1995, San Francisco, USA, pp. 33-38, 1995.
3. Couplet C„ Rochat P., Mileti G., Schweda H„ Thomann P., and Busca G. Miniaturized rubidium clocks for space and industrial applications. In Proceedings of the 49th Annual IEEE International Frequency Control Symposium, 31 May-2 June 1995, San Francisco, USA, pp. 53-59, 1995.
4. McClelland T„ Pascaru /., Shtaerman /., Szekely C„ Zacharski J., and Baskar N.D. Subminiature rubidium frequency standard: Manufacturability and performance results from production units. In Proceedings of the 49th Annual IEEE International Frequency Control Symposium, 31 May-2 June 1995, San Francisco, USA, pp. 39-52, 1995.
5. Jeanmaire A., Rochat P., and Emma F. Rubidium atomic clock for Galileo. In Proceedings of the 31th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Applications and Planning Meeting December 7-9, 1999, Laguna Cliff Marriott Dana Point, California, NASA Conference Publication, pp. 627-636, U.S. Naval Observatory, 3450 Massachussets Ave., N. W. Washington, D.C. 20392-5420, USA, 1999.

359 Rochat P and Leuenberger B. A new synchronized miniature rubidium oscillator with an ’ auto-adaptive disciplining filter. In Proceedings of the 33th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Applications and Planning Meeting, November 27-29, 2001, Hyatt Regency Hotel Long Beach, California, pp. 627-636, U.S. Naval Observatory, Time Service, 3450 Massachussets Ave., N.W. Washington, D.C. 20392-5420, USA, 2001.

1. Coffer J.G. and Camparo J.C. Long-term stability of a rubidium atomic clock in geosyn­chronous orbit. In Proceedings of the 31th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Applications and Planning Meeting, December 7-9, 1999, Laguna Cliff Marriott Dana Point, California, NASA Conference Publication, pp. 65-74, U.S. Naval Observatory, Time Service, 3450 Massachussets Ave., N.W. Washington, D.C. 20392-5420, USA, 1999.
2. Saburi Y., Koga Y., Kinugava S., Imamura Т., Suga H., and Ohuchi Y. Short-term stability of laser-pumped rubidium gas cell frequency standard. Electron. Lett., 30:633-635, 1994.
3. Mileti G„ Deng J., Walts F. L., Jennings D.A., and Drullinger R. E. Laser-pumped Rubidium frequency standards: new analysis and progress. IEEE J. Quantum Electron., 34:233-237,

1998.

1. Kitching J., Knappe S., Vukicevic N., Hollberg L., Wynands R., and Weidmann W. A microwave frequency reference based on VCSEL-driven dark-line resonances in Cs vapor. IEEE Trans. Instrum. Meas., 49:1313-1317, 2000.

364 Zhu M and Cutler L. S. Theoretical and experimental study of light shift in a СРТ-based Rb ’ vapor cell frequency standard. In Proceedings of the 31th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) System and Applications Meeting, November 28-30, 2000, Washington DC, USA, v. 2220 of NASA Conference Publication, pp. 311-324, U.S. Naval Observatory, Time Service, 3450 Massachussets Ave., N.W.Washington, D.C. 20392-5420, USA, 2001.

1. Kitching J., Knappe S., and Hollberg L. Miniature vapor-cell atomic frequency reference Appl. Phys. Lett., 81:553-555, 2002. '
2. Lutwak R„ Emmons D„ English T„ Riley W., Duwel A., Varghese M„ Serland D.K., and Peake G.M. The chip-scale atomic clock-recent developement progress. In Proceedings of the 34th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) System and Applications Meeting, December 2-4, 2003, The Hilton Resort on Mission Bay, San Diego, California, pp. 539-550, U.S. Naval Observatory, Time Service, 3450 Massachussets Ave , N W Wash­ington, D.C. 20392-5420, USA, 2003.
3. Liew L.-A., Knappe S., Moreland J., Robinson H„ Hollberg L., and Kitching J. Microfabri­cated alkali atom vapor cells. Appl. Phys. Lett., 84:2694-2696, 2004.
4. Hua L. Verbesserung der Koharenzeigenenschaften der Emission von Halbleiterlasern durch Ruckkopplung von einem Resonator hoher Finesse. PTB-Bericht PTB-Opt-33, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig, Juni 1990. ’
5. Gerhardt H., Welling H„ and Guttner A. Measurements of the laser linewidth due to quantum phase and quantum amplitude noise above and below threshold I Z Phusik 253:113-126, 1972. ' ' ' y
6. Quinn T.J. Practical realisation of the definition of the metre, including recommended radiations of other optical frequency standards (2001). Metrologia, 40:103-133, 2003.
7. Balhorn R., Kunzmann H., and Lebowsky F. Frequency stabilisation of internal-mirror Helium-Neon lasers. Appl. Opt., 11:742-744, 1972.
8. Brand U., Mensing F., and Helmcke J. Polarisation properties and frequency stabilisation of 1989ternal mirror He‘Ne laser emitting at 543.5 nm wavelength. Appl. Phys., B48:343-350,
9. Niebauer T.M., Faller J.E., Godwin H.M., Hall J.L., and Barger R.L. Frequency stability measurements on polarisation-stabilized He-Ne lasers. Appl. Opt., 27:1285-1289, 1988.
10. Baer Т., Kovalski F.V., and Hall J.L. Frequency stabilisation of a 0.633 am He-Ne longitudinal Zeeman laser. Appl. Opt., 19:3173-3177, 1980.
11. McFarlane R.A., Bennett W.R., Jr., and Lamb W.E., Jr. Single mode tuning dip in the power output of an He-Ne optical maser. Appl. Phys. Lett., 2:189-190, 1963.
12. Lamb W.E., Jr. Theory of an optical maser. Phys. Rev., 134:A1429-A1450, 1964.
13. Hanes G.R. and Dahlstrom C.E. Iodine superfine structure observed in saturated absorption at 633 nm. Appl. Phys. Lett., 14:362-364, 1969.
14. Darnedde H., Rowley W.R.C., Bertinetto F., Millerioux Y., Haitjema H„ Wetzels S., Piree H., Prieto E., Mar Perez М., Voucher B„ Chartier A., and Chartier J.-M. International comparisons of He-Ne lasers stabilized with 127J2 at A «633 nm (July 1993 to September 1995). Metrologia, 36:199-206, 1999.
15. Lassila A., Riski *К.,* Ни J., Ahola Т., Naicheng S., Chengyang L„ Balling P., Blabla J., Abramova L„ Zacharenko Yu.G., Fedorin V.L., Chartier A., and Chartier J.-M. Inter­op™?1 “mparison of He'Ne lasers stabilized with 127J2 at A «633 nm. Metrologia, 37:701—707, 2000.
16. Madej A.A., Bernard J.E., Robertsson L„ Ma L.-S., Zucco M„ and Windeler RS Long-term absolute frequency measurements of 633 nm iodine-stabilized laser standards at

С and demonstration of high reproducibility of such devices in international frequency measurements. Metrologia, 41:152-160, 2004.

1. Taubman M.S. and Hall J.L. Cancellation of laser dither modulation from optical frequency standards. Opt. Lett., 25:311-313, 2000.
2. Tyurikov D.A., Gubin М.A., Shelkovnikov A.S., and Koval’chuk E. V. **Accuracy of the computer-controlled laser frequency standards based on resolved superfine structure of methan line.** IEEE Trans. Instrum. Meas., **44:166-169, 1995.**
3. Gubin M.A., Tyurikov D.A., Shelkovnikov A.S., Koval’chuk E. V., Kramer G., and Lip- phardt B. **Transportable He-Ne/CH-i optical frequency standard and absolute measurements of its frequency.** IEEE J. Quantum Electron., **31:2177-2182, 1995.**
4. Bagayev S.N., Dmitriyev A.K., and Pokasov P. V. **Transportable He-Ne/CH4 frequency standard for precision measurement.** Laser Physics, **7:989-992, 1997.**

385 *Acef O., Clairon A., Rovera G.D., Ducos F., Hilico L., Kramer G., Lipphardt B., Shelkovnikov A., Koval’chuk E„ Petruchin E., Tyurikov D„ Petrovskiy М., Gubin М., Felder R., Gill P., and Lea S.* Absolute frequency measurements with a set of transportable Methane optical frequency standards. In *Proceedings of the 1999 Joint Meeting of the European Frequency end Time Forum and The IEEE International Frequency Control Symposium,* pp. 742-745, 1999.

1. Ering P. S., Tyurikov D.A., Kramer G., and Lipphardt B. **Measurements of the absolute frequency of the methane E-line at 88 THz.** Opt. Commun., **161:229—234, 1998.**
2. Braxmaier C. **Fundamental Tests der Physik mit ultrastabilen optischen Oszillatoren.PhD thesis, Universitat Konstanz, Konstanz, 2001.**
3. Evenson К М., Day G. W., Wells J.S., and Mullen L.O. **Extension of absolute frequency measurements to the cw He-Ne laser at 88THz (3.39** ц). Appl. Phys. Lett., **20:133-134, 1972.**
4. Knight D.J.E., Edwards G.J., Pearce P.R., and Cross N.R. **Frequency of the methane-stabilized He-Ne laser at 88THz measured to ±3 parts in 10 .** Nature, **285:388-390, 1980.**
5. *Domnin Yu. S., Koshelyaevskii N.B., Tatarenkov V.'M., and Shumyatskii P. S.* Measure­ment of the frequency of a He-Ne/CH4 laser. *JETP Lett.,* 34:167-170, 1981.
6. Whitford B.G. and Hanes G.R. **Frequency of a methane-stabilized helium-neon laser.** IEEE Trans. Instrum. Meas., **37:179-184, 1988.**
7. Weiss C.O., Kramer G., Lipphardt B„ and Garsia E. **Frequency measurement of a CH4 hyperfine line at 88THz/“optical clock”.** IEEE Quantum Electron., **24:1970-1972, 1988.**

393 *Gubin М., Koval’chuk E., Petrukhin E., Shelkovnikov A., Tyurikov D„ Gamidov R., Erdogan C., Sahin E., Felder R„ Gill P., Lea S.N.., Kramer G., and Lipphardt B.* Absolute frequency measurement with a set of transportable He-Ne/CH4 optical frequency standards and prospects for future design and applications. In P. Gill, editor, *Frequency Standards and Metrology, Proceedings of the Sixth Symposium,* pp. 453-460, Singapore, 2002. World Scientific.

394. *Huber A., Udem Th., Gross B., Reichert* /., *Kourogi М., Pachucki K„ Weitz М., and*

Hansch T. W. **Hydrogen-deuterium 15 25 isotop shift and the structure of the deuteron.**

Phys. Rev. Lett., **80:468-471, 1998.**

1. *von Zanthier J., Abel J., Becker Th., Fries М., Peik E., Walther H„ Holzwarth R , Reichert J., Udem Th., Hansch T. W., Nevsky A. Yu., Skvortzov M.N., and Bagayev S.N.* Absolute frequency measurement of the ll5In+5s2'So-5s5p Po transition. *Opt. Commun.,* 166:57-63, 1999.
2. *Bazarov E.N., Gerasimov G.A., Guryev K.I., Debrov V.L., Kovner M.A., Posudin Yu j-’ ' Potapov S.K., and Chenin V.A.* Vibration-rotational super-high resolution spectrum of 0s04

**and its theoretical interpretation.** J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, **17.7-12, 1977.**

1. *Domnin Yu. S., Koshelyaevskii N.B., Tatarenkov V.M., Shumyatskii P. S., Kom- panets O. N„ Kukudzhanov A.R., Letokhov V.S., and Mikhailov E.L.* C02: Os04 laser:

**Absolute frequency of optical oscillations and new possibilities.** JETP Lett., **30 249-252**

1. **’**
2. Clairon A., Van Lerberghe A., Salomon Ch., Ouhayoun М., and Bordi Ch.J. **Towards a new absolute frequency reference grid in the 28 THz range.** Opt. Commun, **35:368-372, 1980.**
3. Clairon A., Acef O., Chardonnet C., and Borde C.J. **State-of-the-art for high accuracy frequency standards in the 28 THz range using saturated absorption resonances of 0s04 and C02. In A. De Marchi, editor,** Frequency Standards and Metrology, **pp. 212-221, Berlin, Heidelberg, New York, 1989. Springer-Verlag.**
4. *Domnin Yu. S., Koshelyaevskii N.B., Malimon A.N., Tatarenkov V.M., and Shumy- atskii P. S.* Infrared frequency standard based on osmium tetraoxide. *Sov. J. Quantum Electron.,* 17:801-803, 1987.
5. Stoll K. **Perspektiven fOr ein 0s04 - Frequenznormal. PTB-Bericht PYB-Opt-49, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig, 1995.**
6. Acef O. **Metrological properties of C0-2/0s04 optical frequency standard.** Opt. Commun **, 134:479-486, 1997.**
7. Acef O., Michaud F., and Daniele G. **Rovera. Accurate determination of 0s04 absolute frequency grid at 28/29 THz.** IEEE Trans. Instrum. Meas:, **48:567-570, 1999.**
8. Acef O. **C02/0s04 lasers as frequency standards in the 29 THZ range.** IEEE Trans. Instrum Meas., **IM-46:162-165, 1997.**
9. Rovera G. D. and Acef O. **Absolute frequency measurements of mid-infrared secondary frequency standard at BNM-LPTF.** IEEE Trans. Instrum. Meas., **48:571-573, 1999.**
10. Ату-Klein A., Goncharov A., Daussy C„ Grain C., Lopez 0., Santarelli G„ and Chardon­net C. **Absolute frequency measurement in the 28 THz spectral region with a femtosecond laser comb and a long-distance optical link to a primary standard.** Appl. Phus. B, **78 25-30 2004.** \*
11. Chardonnet Ch. and Bordi Ch.J. **Hyperfine interactions in the** i/3 **band of osmium tetroxide: Accurate determination of the spin-rotation constant by crossover resonance spectroscopy** J Mol. Spectr., **167:71-98, 1994. '**
12. Hansch T.W. and Couillaud B. **Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity.** Opt. Commun., **35:441-444, 1980.**
13. Hecht E. and Zajac A. **Optics. Addison-Wesley, Reading MA, Amsterdam, London, 6 edition,**

**1980.**

1. *Drever R. W. P., Hall J. L., Kowalski F. V., Hough J., Ford G. М., Munley A.I., and Ward H.* Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Appl. Phus. B,* 31:97-105 1983. ’
2. Pound R. V. **Electronic frequency stabilization of microwave oscillators.** Rev. Sci. Instrum **17:490-505, 1946. "**
3. Helmcke J., Lee S. A., and Hall J. L. **Dye laser spectrometer for ultrahigh spectral resolution- Design and performance.** Appl. Opt., **21:1686001694, 1982.**
4. Wong N.C. and Hall J.L. **Servo control of amplitude modulation in frequency-modulated spectroscopy: demonstration of short-noise-limited detection. /.** Opt. Soc. Am B, **2:1527-1533, 1985.**
5. Whittaker E.A., Shum Ch.M., Grebel H., and Lotem H. **Reduction of residual amplitude modulation in frequency-modulation spectroscopy by using harmonic frequency modulation** J. Opt. Soc. Am. B, **5:1253-1256, 1988.**
6. Bjorklund G.C. **Frequency-modulation spectroscopy: a new method for measuring weak absorptions and dispersions.** Opt. Lett., **5:15-17, 1980.**
7. Hall J.L., Hollberg L., Baer Т., and Robinson H.G. Optical heterodine saturation spec­troscopy. Appl. Phys. Lett., 39:680-682, 1981.
8. Arie A. and Byer R.L. Laser heterodine spectroscopy of mh hyperfine structure near 532 nm. J. Opt. Soc. Am. B, 10:1990-1997, 1993.
9. Ye J., Ma L.-s., and Hall J.L. Ultrastable optical frequency reference at 1.064 pm using a C2HD molecular overtone transition. IEEE Trans. Instrum. Meas., 46:178-182, 1997.
10. Cordiale P., Galzerano G„ and Schnatz H. International comparison of two iodine-stabilized frequency-doubled Nd:YAG lasers at Л =532 nm. Metrologia, 37:177-182, 2000.
11. Nevsky A. Yu., Holzwarth R., Reichert J., Udem Th., Hansch T. W., von Zanthier J., Walther H„ Schnatz H„ Riehle F., Pokasov P. V., Skvortsov M.N., and Bagayev S.N. Frequency comparison and absolute frequency measurement of J2-stabilized lasers at 532 nm. Opt. Commun., 192:263-272, 2001.
12. Bjorklund G.C., Levenson M.D., Lenth W„ and Ortiz C. Frequency modulation (fm) spectroscopy: Theory of line shapes and signal-to-noise analysis. Appl. Phys. B, 32:145-152, 1983.
13. Shirley J.H. Modulation transfer processes in optical heterodine saturation spectroscopy. Opt. Lett., 7:537-539, 1982.
14. Snyder J.J., Raj R.K., Bloch D„ and Ducloy M. High-sensitivity nonlinear spectroscopy using a frequency-offset pump. Opt. Lett., 5:163-165, 1980.
15. Raj R.K., Bloch D„ Snyder J.J., Camy G., and Ducloy M. High-frequency optically heterodined saturation spectroscopy via resonant degenerate four-wave mixing. Phys. Rev. Lett., 44:1251-1254, 1980.
16. Schenzle A., DeVoe R.G., and Brewer R.G. Phase-modulation laser spectroscopy. Phys. Rev. A, 25:2606-2621, 1982.
17. Camy G„ Borde Ch.J., and Ducloy M. Heterodine saturation spectroscopy through frequency modulation of the saturating beam. Opt. Commun., 41:325-330, 1982.
18. Ducloy M. and Bloch D. Theory of degenerate four-wave mixing in resonant Doppler-broadened media. II. Doppler-free heterodine spectroscopy via collinear four-wave mixing in two- and three- level systems. J. Physique, 43:57-65, 1982.
19. Long-Sheng M. and Hall J.L. Optical heterodine spectroscopy enchanced by external optical cavity: Toward improved working standards. IEEE J. Quantum Electron., 26:2006-2012,
20. \*
21. Jaatinen E. Theoretical determination of maximum signal levels obtainable with modulation transfer spectroscopy. Opt. Commun., 120:91-97, 1995.
22. Fox R.W., Hollberg L„ and Zibrov Л.5. Semiconductor diode lasers. In F.B.Dunning and Randall G.Hulet, editors, Atomic, Molecular, and Optical Physics: Electromagnetic Radiation, volume 29C, pp. 77-102, Academic Press, San Diego, 1997.
23. Strofiner U., Meyn J.-P., Wallenstein R„ Urenski P., Arie A., Rosenman G., Mlynek J., Schiller S., and Peters A. Single-frequency continuous-wave optical parametric oscillator system with an ultrawide tuning range of 550 to 2830 nm. J. Opt. Soc. Am. B, 19:1419-1424, 2002.
24. Dienes A. and Yankelevich D.R. Continuous wave dye lasers. In F.B. Dunning and Randall G.Hulet, editors, Atomic, Molecular, and Optical Physics: Electromagnetic Radiation, v. 29C, pp. 45-75. Academic Press, San Diego, 1997.
25. Demtroder W. Laser spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation. Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 2003.
26. Bergquist J. С. and Burkins L. Efficient single mode operation of a cw ring dye laser with a Mach-Zehnder interferometer. Opt. Commun., 50:379-385, 1984.
27. Henry Ch.H. Theory of the linewidth of semiconductor lasers. IEEE J. Quantum Electron QE-18:259-264, 1982. "
28. Ohtsu M. Highly Coherent Semiconductor Lasers.Artech House, Boston, London, 1992.
29. Celikov A., Riehle F., Velichansky V.L., and Helmcke J. Diode laser spectroscopy in a Ca atomic beam. Opt. Commun., 107:54-60, 1994.
30. Vassiliev V., Velichansky V, Kersten P., Trebst Т., and Riehle F. Subkilohertz enchanced-power diode-laser spectrometer in the visible. Opt.Lett., 23:1229-1231, 1998.
31. Bodermann B., Telle H.R., and Kovacich R.P. Amplitude-modulation-free optoelectronic frequency control of laser diodes. Opt.Lett., 25:899-901, 2000.
32. Velichansky V.L., Zibrov Л.5., Kargopol’tsev IAS., Molochev V.I., Nikitin V. V., Saut- enkov V.A., Kharisov G.G., and Tyurikov D.A. Minimum line width of an injection laser Sov. Tech. Phys. Lett., 4:438-439, 1978.
33. Fleming M. W. and Mooradian A. Spectral characteristics of external-cavity controlled semiconductor lasers. IEEE J. Quantum Electron., QE-17:44-59, 1981.
34. Petermann K., editor. Laser Diode Modulation and Noise. Kluwer Academic Publishers, The Hague, Netherlands, 1988. ’
35. M0rk J., Tromborg B., Mark J., and Velichansky V. Instability in a laser diode with strong optical feedback. Proc. of the SPIE, 1837:90-104, 1992.
36. Tromborg B., Olesen H., Pan X., and Saito S. Transcription line description of optical feedback and injection locking for Fabry-Perot and DFB lasers. IEEE J. Quantum Electron QE-23:1875-1889, 1987. ”
37. Kazarinov R.F. and Henry Ch.H. The relation of line narrowing and chirp reduction resulting from the coupling of a semiconductor laser to a passive resonator. IEEE J. Quantum Electron., QE-23:1401-1409, 1987.
38. Laurent Ph., Clairon A., and Breant Ch. Frequency noise analysis of optically self-locked diode lasers. IEEE J. Quantum Electron., 25:1131-1142, 1989.
39. Hjelme D.R., Mickelson A.R., and Beausoleil R.G. Semiconductor laser stabilization by external optical feedback. IEEE J. Quantum Electron., QE-27:352-372, 1991.
40. Liu K. and Littman M. G. Novel geometry for single-mode scanning of tunable lasers Opt Lett., 6:117-118, 1981.
41. Day Т., Luecke F., and Brownell M. Continuously tunable diode lasers. Lasers and Optronics, June 1993:15-17, 1993.
42. Favre F., Le Guen D., Simon J.C., and Landousies B. External-cavity semiconductor laser with 15 nm continuous tuning range. Electron. Lett., 22:795-796, 1986.
43. Trutna W.R., Jr. and Stokes L.F. Continuously tuned external cavity semiconductor laser J. Lightwave Technol., 11:1279-1286, 1993.
44. Vassiliev V., Velichansky V., Kersten P., and Riehle F. Injection locking of a red extended-cavity diode laser. Electron. Lett., 33:1222-1223, 1997.
45. Dahmani B., Hollberg L., and Drullinger R. Frequency stabilization of a semiconductor lasers by resonant optical feedback. Opt. Lett., 12:876-878, 1987.
46. Hemmerich A., McIntyre D.H., Schropp D., Jr., Meschede D., and Hansch T. W. Optically stabilized narrow linewidth semiconductor laser for high resolution spectroscopy Opt Commun., 75:118-122, 1990.
47. Kremser S., Bodermann B„ Knockel H., and Tiemann E. **Frequency stabilization of diode lasers to hyperfine transitions of the iodine molecule.** Opt. Commun., **110:708-716, 1994.**
48. Ebrahimzadeh M. and Dunn M.H. **Optical parametric oscillators. In Michael Bass, Jay M. Enoch, Eric W. Van Striland, and William L. Wolfe, editors,** Handbook of Optics, **pp. 22.1-22.72. McGraw-Hill, New York, 2001.**
49. Kovalchuk E. V., Dekorsy D., Lvovsky A.L., Braxmaier C., Mlynek J., Peters A., and Schiller S. **High-resolution Doppler-free molecular spectroscopy using a continuous-wave optical parametric oscillator.** Opt. Lett., **26:1430-1432, 2001.**
50. Hollemann G., Peik E„ Rusch A., and Walther H. **Injection locking of a diode-pumped Nd:YAG laser at 946 nm.** Opt. Lett., **20:1871-1873, 1995.**
51. Kane Th.J. and Byer R.L. **Monolithic, unidirectional single-mode Nd.YAG ring laser.** Opt. Lett., **10:65-67, 1985.**
52. Trutna W.R., Jr., Donald D.K., and Nazarathy M. **Unindirectional diod-laser-pumped Nd:YAG ring laser with a small magnetic field.** Opt. Lett., **12:248-250, 1987.**
53. Arie A. and Inbar E. **Laser spectroscopy of molecular cesium near 1064 nm enchanced by a Fabry-Perot cavity.** Opt. Lett., **20:88-90, 1995.**
54. Inbar E„ Mahal V., and Arie A. **Frequency stabilization of Nd:YAG lasers to 133Cs2 sub-Doppler lines near 1064 nm. /.** Opt. Soc. Am. B, **13:1598-1604, 1996.**
55. *Jeng Sh.-Ch., Chung D.-Y., Liaw Ch.-Ch., Yang F.-H., Shy J.-T., Lin Т., and Shaw S.-Y.* Absolute frequencies of the l33Cs2 transitions near 1064 nm. *Opt. Commun.,* 155:263-269,

**1998.**

1. Fritschel P. and Weiss R. **Frequency match of the Nd:YAG laser at 1.064 /xm with a line in C02.** Appl. Opt., **31:1910-1912, 1992.**
2. *Ye J., Robertsson L„ Picard S., Ma L.-Sh., and Hall J.L.* Absolute frequency atlas of molecular J2 lines at 532 nm. *IEEE Trans. Instrum. Meas.,* 48:544-549, 1999.
3. Hong F.-L., Zhang Y„ Ishikawa J., Bitou Y„ Onae A., Yoda J., Matsumoto H., and Nakagawa K. **Frequency reproducibility of J2-stabilized Nd:YAG lasers. In John L. Hall and Jun Ye, editors,** Proceedings of SPIE: Laser Frequency Stabilization, Standards, Measurement, and Applications, **v.4269, pp. 248-254, P.O. Box 10, Bellingham, Washington 98227-0010 USA, 2001. SPIE.**
4. *Ye J., Ma L.Sh., and Hall J.L.* Molecular iodine clock. *Phys. Rev. Lett.,* 87:270801-1-4, 2001.
5. de Labachelerie М., Nakagawa K., and Ohtsu M. **Ultranarrow ,3C2H2 saturated-absorption lines at 1.5** p,**m.** Opt. Lett., **19:840-842, 1994.**
6. **Ye J., Ma L. Sh„ and Hall J. L. Sub-Doppler optical frequency reference at 1.064/xm by means of ultrasensitive cavity-enchanced frequency modulation spectroscopy of a C2HD overtone transition.** Opt. Lett., **21:1000-1002, 1996.**
7. Kurosu T. and Sterr U. **Frequency stabilization of a 1.54 micrometer DFB-laser diode to Doppler-free absorption lines of acetylene. In John L. Hall and Jun Ye, editors,** Proceedings of SPIE: Laser Frequency Stabilization, Standards, Measurement, and Applications, **v. 4269, pp. 143-154, P.O. Box 10, Bellingham, Washington 98227-0010 USA, 2001. SPIE.**
8. Ishibasi Ch., Suzumura K., and Sasada H. **Sub-Doppler resolution molecular spectroscopy in the** 1.66-Aim **region. In John L.Hall and Jun Ye, editors,** Proceedings of SPIE: Laser Frequency Stabilization, Standards, Measurement, and Applications, **v.4269, pp.32-40, P.O. Box 10, Bellingham, Washington 98227-0010 USA, 2001. SPIE.**
9. Jianfrani L., Fox R. W„ and Hollberg L. **Cavity-enchanced absorption spectroscopy of molecular oxigen.** J. Opt. Soc. Am. B, **16:2247-2254, 1999.**
10. Gilbert S. S., Swann W. C., and Dennis T. **Wavelength standards for optical communications. In John L. Hall and Jun Ye, editors,** Proceedings of SPIE: Laser Frequency Stabilization, Standards, Measurement, and Applications, **v.4269, pp. 184-191, P.O. Box 10, Bellingham, Washington 98227-0010 USA, 2001. SPIE.**
11. Millerioux Y., Touahri D„ Hilico L., Clairon A., Felder R., Biraben F„ and de Beauvoir B. **Towards an accurate frequency standard at A = 778 nm using a laser diode stabilized on a hyperfine component of the Doppler-free two-photon transitions in rubidium.** Opt. Commun., **108:91-96, 1994.**
12. Touahri D., Acef O., Clairon A., Zondy Felder R„ Hilico L„ de Beauvoir B„ Biraben F„ and Nez F. **Frequency measurement of the 5Si/2(F = 3)-5D5/2(F = 5) two-photon transition in rubidium.** Opt. Commun., **133:471-478, 1997.**
13. Hall J.L., Ye J., Ma L.-S., Swarts S., Jungner P., and Waltman S. **Optical frequency standards — some improvements, some measurements, and some dreams. In J. C. Bergquist, editor,** Proceedings of the fifth symposium on Frequency Standards and Metrology, **pp. 267-276, Singapore, 1996. World Scientific.**
14. Hagel G., Nesi C., Jozefowski L., Schwob C., Nez F., and Biraben F. **Accurate measurement of the frequency of the 6S-8S two-photon transitions in cesium.** Opt. Commun., **160-1-4**

**1999.**

1. Beverini N. and Strumia F. **High precision measurements of the Zeeman effect in the Calcium metastable states. In** Interaction of Radiation with Matter, A Volume in honor of A.Gozzini, **Quaderni della Scuola Normale Superiore de Pisa, pp. 361-373, Pisa, 1987.**
2. Zeiske K., Zinner G., Riehle F., and Helmcke J. **Atom interferometry in a static electric field: Measurement of the Aharonov-Casher phase.** Appl. Phys. B, **60:205-209, 1995.**
3. Tino G.M., Barsanti М., de Angelis М., Gianfrani L., and Inguscio M. **Spectroscopy on the 689 nm intercombination line of Strontium using an extended-cavity InGaP/InGaAlP diode laser.** Appl. Phys. B, **55:397-400, 1992.**
4. *Celikov A., Kersten P., Riehle F„ Zinner G., D’Evelyn L„ Zibrov A., Velichansky V.L., and Helmcke J.* External cavity diode laser high resolution spectroscopy of the Ca and Sr intercombination lines for the development of a transportable frequency/length standard. In *Proceedings of the 49th Annual IEEE International Frequency Control Symposium, 3t May-2 June 1995, San Francisco, USA,* pp. 153-160, 1995.
5. Akulshin A.M., Celikov A. A., and Velichansky V.L. **Non-linear Doppler-free spectroscopy of the 6'S0-6 3Pi intercombination transition in barium.** Opt. Commun., **93:54-58, 1992.**
6. Morinaga A., Riehle F., Ishikawa J., and Helmcke J. **A Ca optial frequency standard: Fre­quency stabilization by means of nonlinear Ramsey resonances.** Appl. Phus. B, **48 165-171**
7. . rr \* **,**
8. Kersten P., Mensing F., Sterr U., and Riehle F. **A transportable optical calcium frequency standard.** Appl. Phys. B, **68:27-38, 1999.**
9. Ito N., Ishikawa J., and Morinaga A. **Frequency locking a dye laser to the central optical Ramsey fringe in a Ca atomic beam and wavelength measurement.** J. Opt. Soc Am. В **8:1388-1390, 1991. ’**
10. Ito N., Ishikawa J., and Morinaga A. **Evaluation of the optical phase shift in a Ca Ramsey fringe stabilized optical frequency standard by means of laser-beam reversal.** Opt ПатЩ,,п **109:414-421, 1994.**
11. *Zibrov A.S., Fox R. W., Ellingsen R„ Weimer C.S., Velichansky V.L., Tino G.M., and Hollberg L.* High-resolution diode-laser spectroscopy of calcium. *Appl. Phys. B,* 59:327-331.
12. Beverini N., Maccioni E., Pereira D., Strumia F., and Vissani G. Production of low-velocity Mg and Ca atomic beams by laser light pressure. In G.S. Righini, editor, Quantum Electronic and Plasma Physics 5th Italian Conference, pp. 205-211, Bologna, Italy, 1988. Italian Physical Society.
13. Sengstock K„ Sterr U„ Hennig G., Bettermann D., Mtiller J.H., and Ertmer W. Optical Ramsey interferences on laser cooled and trapped atoms, detected by electron shelving. Opt. Commun., 103:73-78, 1993.
14. Ruschewitz F„ Peng J.L., Hinderthur H„ Schaffrath N., Sengstock K„ and Ertmer W. Sub-kilohertz optical spectroscopy with a time domain atom unterferometer. Phys. Rev. Lett., 80:3173-3176, 1998.
15. Kurosu T. and Shimizu F. Laser cooling and trapping of alkaline earth atoms. Jpn. J. Appl. Phys., 31:908-912, 1992.
16. Dinneen T.P., Vogel K.R., Arimondo E„ Hall J.L., and Gallagher A. Cold collisions of Sr\*-Sr in a magneto-optical trap. Phys. Rev. A, 59:1216-1222, 1999.
17. Katori H„ Ido Т., Isoya Y„ and Kuwata-Gonokami M. Laser cooling of strontium atoms toward quantum degeneracy. In E. Arimondo, P. DeNatale, and M. Inguscio, editors, Atomic Physics,volume XVII, pp. 382-396, Woodbury, New York, 2001. American Institute of Physics.
18. Binnewies Т., Sterr U., Helmcke J., and Riehle F. Cooling by Maxwell’s demon: Preparation of single-velocity atoms for matter-wave interferometry. Phys. Rev. A, 62:011601(R)-l-4,

2000.

1. Riehle F., Schnatz H., Lipphardt B., Zinner G., Trebst Т., and Helmcke J. The optical calcium frequency standard. IEEE Trans. Instrum. Meas., 48:613-617, 1999.
2. Kurosu T„ Zinner G„ Trebst T„ and Riehle F. Method for quantum-limited detection of narrow-linewidth transitions in cold atomic ensembles. Phys. Rev. A, 58:R4275-R4278,

1998.

1. Wilpers G„ Binnewies Т., Degenhardt C., Sterr U., Helmcke I., and Riehle F. Optical clock with ultracold neutral atoms. Phys. Rev. Lett., 89:230801-1-4, 2002.
2. Nagourney W„ Sandberg J., and Dehmelt H. Shelved optical electron amplifier: Observation of quantum jumps. Phys. Rev. Lett., 56:2797-2799, 1986.
3. Hollberg L., Oates Ch. W„ Curtis E.A., Ivanov E.N., Diddams S.A., Udem Th., Robin­son H.G., Bergquist J.C., Rafac R.J., Itano W.M., Drullinger R.E., and Wineland D.J. Optical frequency standards and measurements. IEEE J. Quantum Electron., 37:1502-1513, 2001.
4. Riehle F., Schnatz H„ Lipphardt B„ Zinner G„ Trebst T„ Binnewies Т., Wilpers G„ and Helmcke J. The optical Ca frequency standard. In Proceedings of the 1999 Joint Meeting of the European Frequency end Time Forum and The IEEE International Frequency Control Symposium, pp. 700—705, 26 Chemin de l’Epitaphe, 25030 BESANCON CEDEX - FRANCE,
5. EFTF со/5ос1ё!ё Francaise des Microtechniques et de СЬгопотёШе (SFMC).
6. Udem Th., Diddams S. A., Vogel K.R., Oates C. W., Curtis E.A., Lee W.D., Itano W.M., Drullinger R.E., Bergquist J.C., and Hollberg L. Absolute frequency measurement of the Hg+ and Ca optical clock transition with a femtosecond laser. Phys. Rev. Lett., 86:4996-4999, 2001.
7. Wilpers G. Ein Optisches Frequenznormal mit kalten und ultrakalten Atomen. PTB-Bericht PTB-Opt-66 (ISBN 3-89701-892-6), Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig,
8. Dissertation, University of Hannover.
9. Wilpers G„ Degenhardt С., Binnewies Т., Chernyshov A., Riehle F„ Helmcke J., and Sterr U. Improvement of the fractional uncertainty of a neutral atom calcium optical frequency standard to 2 • 10-14. Appl. Phys. B, 76:149-156, 2003.
10. Schnatz H., Lipphardt B., Helmcke J., Fiehle F., and Zinner G. First phase-coherent frequency measurement of visible radiation. Phys. Rev. Lett., 76:18-21, 1996.
11. Stenger J., Binnewies Т., Wilpers G„ Riehle G„ Telle H.R., Ranka J.K., Windeler R.S., and Stentz A.I. Phase-coherent frequency measurement of the Ca intercombination line at 657 nm with a Kerr-lens mode-locked laser. Phys. Rev. A, 63:021802(R), 2001.
12. Trebst Т., Binnewies Т., Helmcke J., and Riehle F. Suppression of spurrious phase shifts in an optical frequency standard. IEEE Trans. Instrum. Meas., 50:535-538, 2001.
13. Binnewies T. Neuartige Kulverfahren zur Erzeugung ultrakalter Ca-Atome. PTB-Bericht PTB-Opt-65, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braungschweig, 2001.
14. Curtis E.A., Oates Ch. W., and Hollberg L. Quenched narrow-line second- and third-stage laser cooling of 40Ca. J. Opt. Soc. Am. B, 20:977-984, 2003.
15. Gross В . Huber A., Niering М., Weitz М., and Hansch T. W. Optical Ramsey spectroscopy of atomic hydrogen. Europhys. Lett., 44:186-191, 1998.
16. Schmidt-Kaler F., Leibfried D„ Seel S., Zimmermann C„ Konig W„ Weitz М., and

Hansch T. W. High-resolution spectroscopy of the IS1 25 transition of atomic hydrogen

and deuterium. Phys. Rev. A, 51:2789-2800, 1995.

1. Beausoleil R.G. and Hansch R.G. Ultrahigh-resolution two-photon optical Ramsey spec­troscopy of an atomic fountain. Phys. Rev. A, 33:1661-1670, 1986.
2. Setija I.D., Werij H.G.C., Luiten O.J., Reynolds M.W., Hijmans T.W., and Wal- raven J.T.M. Optical cooling of atomic hydrogen in a magnetic trap. Phus. Rev. Lett 70:2257-2260, 1993.
3. Eikema K.S.E., Walz J., and Hansch T. W. Continuous wave coherent Lyman-a radiation Phys. Rev. Lett., 83:3828-3831, 1999.
4. Ertmer W., Blatt R., and Hall J.L. Some candidate atoms and ions for frequency standard research using laser radiative cooling techniques. In W.D. Phillips, editor, Laser Cooled and Trapped Atoms, pp. 154-161. U.S. National Bureau of Standard special publication V. 653, Reading, Massachusetts, 1983.
5. Badr T„ Guerandel S., Louyer Y„ Challemel Du Rozier S., Plimmer M.D., Juncar P., and Himbert M.E. Towards a silver atom optical clock. In P. Gill, editor, Frequency Standards and Metrology, Proceedings of the Sixth Symposium, pp. 549-551, Singapore 2002. World Scientific.
6. Dirscherl J. and Wilther J. Towards a silver frequency standard. In Digest of the 14th International Conference on Atomic Physics (ICAP 94, page Poster 1H3, Boulder, 1994.
7. Dehmelt H.G. Mono-ion oscillator as potential ultimate laser frequency standard. IEEE Trans. Instrum. Meas., IM-31:83-87, 1982.
8. Blatt R., Gill P., and Thompson R.C. Current persperctives on the physics of trapped ions /. Mod. Opt., 39:193-220, 1992.
9. Thompson R.C. Spectroscopy of trapped ions. In D.Bates and B.Bederson, editors, Ad­vanced in Atomic, Molecular, and Optical Physics, v. 31, p. 63-136, Boston, 1993. Academic Press.
10. Fisk P. Т.Н. Trapped-ion and trapped atom microwave frequency standards. Rep Pros Phys., 60:761-817, 1997.
11. Madey A. A. and Bernard J.E. Single-ion frequency standards and measurement of their absolute optical frequency. In Andre N. Luiyen, editor, Frequency measurement and Control,

V. **79 of** Topics in Applied Physics, **pp. 153-194, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 2001.**

1. Paul W. and Raether M. **Das elektrische Massenfilter. Z.** Phys., **140:262-273, 1955.**
2. Penning F.M. **Die Glimmentladung bei niedrigem Druck zwischen koaxialen Zylindern in einem axialen Magnetfeld.** Physica III, **9:873-894, 1936.**
3. Dehmelt H. G. **Radiofrequency spectroscopy of stored ions I: Storage. In D.R. Bates and I.Estermann, editors,** Advanced in Atomic, Molecular, and Optical Physics, **v.3, pp. 53-72, Academic Press, New York, London, 1967.**
4. Paul W. **Electromagnetic traps for charged and neutral particles.** Rev. Mod. Phys., **62:531-540, 1990.**
5. Tamir T. **Characteristic exponents of Mathieu functions.** Math. Сотр., **XVI: 100-106, 1962.**
6. Church D.A. **Storage-ring ion trap derived from the linear quadrupole radio-frequency mass filter.** J. Appl. Phys., **40:3127-3134, 1969.**
7. Waki **/.,** Kassner S., Birkl G., and Walther H. **Observation of ordered structures of laser-cooled ions in a quadrupole storage ring.** Phys. Rev. Lett., **68:2007-2010, 1992.**
8. Berkeland D.J., Miller J.D., Bergquist J. C„ Itano W.M., and Wineland D.J. Laser-cooled mercury ion frequency standard. Phys. Rev. Lett., 80:2089-2092, 1998.
9. Raizen M. G„ Gilligan J.M., Bergquist J. C., Itano W.M., and Wineland D.J. Ionic crystals in a linear Paul trap. Phys. Rev. A, 45:6493-6501, 1992.
10. Prestage J.D., Dick G.J., and Maleki L. **New ion trap for frequency standard applications. /.** Appl. Phys., **66:1013-1017, 1989.**
11. Fisck P. Т.Н., Sellars M.J., Lawn M.A., and Coles C. **Performance of a prototype mi­crowave frequency standard based on laser-detected, trapped 171 Yb+ ions.** Appl. Phys. B, **60:519-527, 1995.**
12. Fischer E. **Die dreidimentionale Stabilisierung von Ladunstragern in einem Vierpolfeld. Z.** Physik**, 156:1-26, 1959.**
13. Van Dyck R.S., Jr., Schwinberg P.B., and Dehmelt H.G. **Electron magnetic moment from geonium spectra: Early experiments and background concepts.** Phys. Rev. D, **34:722-736, 1986.**
14. Brown L.S. and Gabrielse G. **Precision spectroscopy of a charged particle in an imperfect Penning trap.** Phys. Rev. A, **25:2423-2425, 1982.**
15. Tan J.N., Bollinger J.J., and Wineland D.J. **Minimizing the time-dilation shift in Penning trap atomic clocks.** IEEE Trans. Instrum. Meas., **IM 44:144-147, 1995.**
16. Bollinger J.J., Prestage J.D., Itano W.M., and Wineland D.J. Laser-cooled-atomic fre­quency standard. Phys. Rev. Lett., 54:1000—1003, 1985.
17. Plumelle F., Desaintfuscien М., Jardino М., and Petit P. **Laser cooling of magnesium ions: Preliminary experimental results.** Appl. Phys. B, **41:183-186, 1986.**
18. Thompson R. C., Barwood G.P., and Gill P. **Progress towards an optical frequency standard based on ion traps.** Appl. Phys. B, **46:87-93, 1988.**
19. Walther H. **Phase transitions of stored laser-cooled ions. In D. Bates and B. Bederson, editors,** Advanced in Atomic, Molecular, and Optical Physics, **v. 31, pp. 137-182, Boston, 1993. Academic Press.**
20. Diedrich F., Peik E., Chen J. М., Quint W., and Walther H. **Observation of a phase transition of stored laser-cooled ions.** Phys. Rev. Lett., **59:2931—2934, 1987.**
21. *Wineland D.J., Bergquist J. С., Itano W.M., Bollinger J.J., and Manney C.H.* Atomic-ion Coulomb clasters in an ion trap. *Phys. Rev. Lett.,* 59:2935-2938, 1987.
22. Tan J.N., Bollinger J.J., Jelenkovic B., and Wineland D.J. **Long-range order in laser-cooled atomic-ion Wigner crystals observed by Bragg scattering.** Phys. Rev. Lett., **75:4198-4201,**

**1995.**

1. *Drewsen М., Brodersen C., Hornekaer L., Hangst J. S., and Schiffer J. P.* Large ion crystals in a linear Paul trap. *Phys. Rev. Lett.,* 81:2878-2881, 1998.
2. Alheit R., Hennig C., Morgenstern R., Vedel F., and Werth G. **Observation of instabilities in a Paul trap with higher-order anharmonicities.** Appl. Phys. B, **61:277-283, 1995.**
3. *Gudjons Th., Kurth F., Seibert P., and Werth G.* Ca+ in a Paul trap. In *Proceedings of the workshop frequency standards based on laser-manipulated atoms and ions,* v. Opt. 51, pp. 59-66, Braunschweig, 1996.
4. *Alheit R., Kleineidam S., Vedel F., Vedel М., and Werth G.* Higher-order non-linear resonances in a Paul trap. *Int. J. Mass Spectrom. Ion Processes,* 154:155-169, 1996.
5. *Schnatz H., Bollen G., Dabkiewicz P., Egelhof P., Kern F., Kalinowsky H., Schweighard L., Stolzenberg H., and Kluge H.-J.* In-flight capture of ions into a Penning trap. *Nucl. Instrum. Meth.,* A 251:17-20, 1986.
6. Moore R.B. and Rouleau G. **In-flight capture of an ion beam in a Paul trap.** J. Mod. Opt., **39:361-371, 1992.**
7. *Gabrielse G., Fei X., Helmerson K., Rolston S.L., Tjoelker R., Trainor T.A., Kalinowsky H., Haas J., and Kells W.* First capture of antiprotons in a Penning trap: A kiloelectronvolt source. *Phys. Rev. Lett.,* 57:2504-2507, 1986.
8. Miller J.D., Berkeland D.J., Bergquist J. C., Cruz F. C., Itano W.M., and Wineland D.J. **A cryogenic linear ion trap for l99Hg+ frequency standards. In** Proceedings of the 1996 IEEE International Frequency Control Symposium, **volume IEEE catalog number 96CH35935, 36CB35935, pp. 1086-1088, IEEE Service Center, Piscataway, NJ, 1996.**
9. Cutler L.S., Giffard R.P., and McGuire M.D. **Thermalization of 199Hg ion macromotion by a light background gas in an rf quadrupol trap.** Appl. Phys. B, **36:137-142, 1985.**
10. Holzscheiter М. H. **Cooling of particles stored in electromagnetic trap.** Physica Scripta, **T22:73-78, 1988.**
11. *Itano W.M., Bergquist J.C., Bollinger J.J., and Wineland D.J.* Cooling methods in ion traps. *Physica Scripta,* T59:106-120, 1995.
12. Dehmelt H. G. **Radiofrequency spectroscopy of stored ions II: Spectroscopy. In D.R. Bates and I. Estermann, editors,** Advanced in Atomic, Molecular, and Optical Physics, **v.5, pp. 109-154, Academic Press, New York, London, 1982.**
13. *Beverini N., Lagomarsino V., Manuzio G., Scuri F., Testera G., and Torelli G.* Experimental verification of stochastic cooling in a Penning trap. *Physica Scripta,* T22:238-239, 1988.
14. Wuerker R.F., Shelton H., and Langmuir R. V. **Electrodynamic containment of charged particles.** J. Appl. Phys., **30:342-349, 1959.**
15. Major F. G. and Dehmelt H. G. **Exchange-collision techniques for the rf spectroscopy of stored ions.** Phys. Rev., **170:91-107, 1968.**
16. Bauch A., Schnier D., and Tamm Chr. **Microwave spectroscopy of 17lYb"\*" stored in a Paul trap. In J.C. Bergquist, editor,** Proceedings of the Fifth Symposium on Frequency Standards and Metrology, **pp. 387-388, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, 1996. World Scientific.**
17. Newhauser W., Hohenstatt М., Toschek P., and Dehmelt H. **Optical-sideband cooling of visible atom cloud confined in a parabolic well.** Phys. Rev. Lett., **41:233-236, 1978.**
18. Wineland D.J., Drullinger R.E., and Walls F.L. Radiation-pressure cooling of bound resonant absorbers. Phys. Rev. Lett., 40:1639-1642, 1978.
19. Brewer L.R, Prestage J.D., Bollinger J.J., Itano W.M., Larson D.J., and Wineland D.J. Static properties of a non-neutral 9Be+-ion plasma. Phys. Rev. A, 38:859-873, 1988.
20. Turchette Q.A., Kielpinski D., King B.E., Leibfried D„ Meekhof D.M., Myatt C.J., Rowe M. A., Sackett C.A., Wood C.S., Itano W.M., Monroe C., and Wineland D.J. Heating off trapped ions from the quantum ground state. Phys. Rev. A, 61:063418-1-8, 2000.
21. Diedrich F„ Bergquist J. C„ Itano W.M., and Wineland D.J. Laser-cooling to the zero-point energy of motion. Phys. Rev. Lett., 62:403-406, 1989.
22. Drullinger R.E., Wineland D.J., and Bergquist J. C. High-resolution optical spectra of laser cooled ions. Appl. Phys., 22:365-368, 1980.
23. Larson D.J., Bergquisr J.C., Bollinger J.J., Itano W.M., and Wineland D.J. Sympathetic cooling of trapped ions: A laser-cooled two-species nonneutral ion plasma. Phys. Rev. Lett., 57:70-73, 1986.
24. Dehmelt H. G. and Walls F.L. “Bolometric” technique for the rf spectroscopy of stored ions. Phys. Rev. Lett., 21:127-131, 1968.
25. Weisskoff R.M., Lafyatis G.P., Boyce K.R., Cornell E.A., Flanagan R.W., Jr., and Pritchard D.E. Rf SQUID detector for single-ion trapping experiments. J. Appl. Phys., 63:4599-4604, 1988.
26. Jefferts S.R., Heavner Т., Hayes P., and Dunn G.H. Superconducting resonator and a cryogenic GaAs field-effect transistor amplifier as a single-ion detection system. Rev. Sci. Instrum., 64:737-740, 1993.
27. Ifflander R. and Werth G. Optical detection of ions confined in a rf quadrupol trap. Metrologia, 13:167-170, 1977.
28. Wineland D.J., Bergquist J.C., Itano W.M., and Drullinger R.E. Double-resonance and optical-pumping experiments on electromagnetically confined, laser-cooled ions. Opt. Lett., 5:245-247, 1980.
29. Peik E. Laserspektroskopie an gespeicherten Indium-Ionen. Dissertation MPQ 181, Max-Planck-Institut fur Quantenoptik, 1993.
30. Bate D.J., Dholakia K., Thompson R.C., and Wilson D.C. Ion oscillation frequencies in a combined trap. J. Mod. Opt., 39:305-316, 1992.
31. Beaty E. C. Simple electrodes for quadrupol ion traps. J. Appl. Phys., 61:2118-2122, 1987.
32. W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P.E. Toschek, and H. Dehmelt. Localized visible Ba+ mono-ion oscillator. Phys. Rev. A, 22:1137-1140, 1980.
33. Bergquist J.C., Wineland D.J., Itano W.M., Hemmati H., Daniel H.-U., and Leuchs G. Energy and radiative lifetime of the 5d?6s22D5/2 state in Hg II by Doppler-free two-photon laser spectroscopy. Phys. Rev. Lett., 55:1567-1570, 1985.
34. Tamm Chr. and Engelke D. Optical frequency standard investigations on trapped, laser-cooled 171Yb ions. In J.C. Bergquist, editor, Proceedings of the Fifth Symposium on Frequency Standards and Metrology, pp. 283-288, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, 1996. World Scientific.
35. Straubel H. Zum Oltropfchenversuch von Millikan. Naturwiss., 42:506-507, 1955.
36. Yu N„ Nagourney W., and Dehmelt H. Demonstration of new Paul-Straubel trap for trapping single ions. J. Appl. Phys., 69:3779-3781, 1991.
37. Brewer R.G., DeVoe R.G., and Kallenbach R. Planar ion microtraps. Phys. Rev. A, 46:6781-6784, 1992.
38. Schrama С.A., Peik Е., Smith W.W., and Walther Н. Novel miniature ion traps. Opt. Commun., 101:32-36, 1993.
39. Walz J., Siemers /., Schubert М., Neuhauser W., Blatt R., and Teloy E. Ion storage in the rf octopole trap. Phys. Rev. A, 50:4122-4132, 1994.
40. Prestage J.D., Tjoelker R.L., and Maleki L. Hg+standards. In Daniel H.E. Dubin and Dieter Schneider, editors, Trapped charged particles and fundamental physics, volume 457 of A1P Conference Proceedings, pp. 357-363, American Institute of Physics, Woodbury, New York,

1999.

1. Prestage J.D., Tjoelker R.L., and Maleki L. Higher pole linear traps for atomic clock applications. In Proceedings of the 1999 Joint Meeting of the European Frequency and Time Forum and the IEEE International Frequency Control Symposium, pp. 121-124, 1999.
2. Werth G. Hyperfine structure and g-factor measurements in ion traps. Physica Scripta, T59:206-210, 1995.
3. Bollinger J.J., Gilbert S.L., Itano W.M., and Wineland D.J. Frequency standards utilizing Penning traps. In A. De Marchi, editor, Frequency standards and Metrology, pp. 319-325, Berlin, Heidelberg, New York, 1989. Springer.
4. Arbes F., Benzing М., Gudjons Т., Kurth F., and Werth G. Precise determination of the ground state hyperfine structure splitting of 43Ca II. Z. Phys. D, 29:27-30, 1994.
5. Blatt R. and Werth G. Precision determination of the ground-state hyperfine splitting in ,37Ba+ using the ion-storage technique. Phys. Rev. A, 25:1476-1482, 1982.
6. Knab H., Niebling K.-D., and Werth G. Ion trap as a frequency standard. Measurement of Ba+ HFS frequency fluctuations. IEEE Trans. Instrum. Meas., IM-34:242-245, 1985.
7. Tanako U., Imajo H., Hayasaka K., Ohmukai R., Watanabe М., and Urabe S. Laser microwave double-resonance experiment on trapped ll3Cd+ ions. IEEE Trans. Instrum Meas., IM 46:137-140, 1997.
8. Warrington R.B., Fisk P. Т.Н., Wouters M.J., and Lawn M.A. A microwave frequency standard based on laser-cooled l71Yb+ ions. In Patrick Gill, editor, Proceedings of the Sixth Symposium on Frequency Standards and Metrology, pp. 297-304, New Jersey, London, Singapore, Hong Kong, 2002. World Scientific.
9. Tamm C., Schnier D., and Bauch A. Radio-frequency laser double-resonant spectroscopy of trapped 171 Yb ions and determination of line-shifts of the ground-state hyperfine resonance. Appl. Phys. B, 60:19-29, 1995.
10. Fisk P. Т.Н., Sellars M.J., Lawn M.A., and Coles C. Accurate measurement of the 12.6 GHz “clock” transition in trapped 171 Yb+ ions. IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Contr., 44:344-354, 1997.
11. Bollinger J.J., Heinzen D.J., Itano W.M., Gilbert S.L., and Wineland D.J. A 303 MHz frequency standard based on trapped Be+ ions. IEEE Trans. Instrum. Meas., 40:126-128,

1991.

1. Blatt R., Schnatz H., and Werth G. Ultrahigh-resolution microwave spectroscopy on trapped 171 Yb+ ions. Phys. Rev. Lett., 48:1601-1603, 1982.
2. Major F. G. and Werth G. High-resolution magnetic hyperfine resonance in harmonically bound ground-state 199Hg ions. Phys. Rev. Lett., 30:1155-1158, 1973.
3. Casdorff R., Enders V., Blatt R., Neuhauser W., and Toschek P.E. A 12-GHz standard clock on trapped Ytterbium ions. Ann. Phys., 7:41-55, 1991.
4. Sugiyama K. and Yoda J. Study of Yb+ trapped in a rf trap with light buffer gas bv irradiation with resonant light. IEEE Trans. Instrum. Meas., 42:467-473, 1993.
5. Sugiyama К. and Yoda I. Characteristics of buffer-gas-cooled and laser-cooled Yb+ in rf trap. In J.C. Bergquist, editor, Proceedings of the Fifth Symposium on Frequency Standards and Metrology, pp. 432-433, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, 1996. World Scientific.
6. Sugiyama K. and Yoda J. Production of YbH+ by chemical reaction of Yb+ in excited states with H2 gas. Phys. Rev. A, 55:R10-R13, 1997. •
7. Seidel D.J. and Maleki L. Efficient quenchig of population trapping in excited Yb+. Phys. Rev. A, 51:2600-2702, 1995.
8. BlattR., CasdorffR., Enders V., Neuhauser W„ and Toschek P.E. New frequency standards based on Yb+. In A. De Marchi, editor, Frequency Standards and Metrology, pp. 306-311, Berlin, Heidelberg, New York, 1989. Springer-Verlag.
9. Bauch A., Schnier D., and Tamm Chr. Collisional population trapping and optical deexcita­tion of ytterbium ions in a radiofrequency trap. J. Mod. Opt., 39:389-401, 1992.
10. Gill P., Klein A., Levick A.P., Roberts М., Rowley W.R.C., and Teylor P. Measurement of the 3Si/2-2D5/2 411-nm interval in laser-cooled trapped 172Yb+ ions. Phys. Rev. A, 52:R909-R912, 1995.
11. Fisk P. Т.Н., Lawn M.A., and Coles C. Laser-cooling of 171 Yb+ ions in a linear Paul trap. Appl. Phys. B, 57:287-291, 1993.
12. *Enders V., Courteille Ph., Huesmann R., Ma L.S., Neuhauser W., Blatt R., and Toschek P.E.* Microwave-optical double resonance on a single laser-cooled 171 Yb+ ion. *Europhys. Lett.,* 24:325-331, 1993.
13. *Jardino М., Desaintfuscien М., Barillet R., Viennet J., Petit P., and Audoin C.* Frequency stability of a mercury ion frequency standard. *Appl. Phys.,* 24:107-112, 1981.
14. Meis C., Jardino М., Gely B., and Desaintfuscien M. Relativistic Doppler effect in 199Hg+ stored ions atomic frequency standard. Appl. Phys. B, 48:67-72, 1989.
15. *Cutler L.S., Giffard R.P., and McGuire M.D.* A trapped 199 ion frequency standard. In *Proceedings of the 13th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Applications and planning meeting, December 1-3, 1981, Washington DC, USA,* volume 2220 of *NASA Con­ference Publication,* pp. 563-578, US Naval Observatory, Time Service, 3450 Massachusetts Ave., N.W. Washington, DC 20392-5420, USA, 1981.
16. Cutler L.S., Giffard R.P., Wheeler P. J., and Winkler G.M.R. Initial operational experience with a mercury ion storage frequency standard. In Proceedings of the 41st Annual Fre­quency Control Symposium May 27-29, 1987, Philadelphia, pp. 12-17, National Technical Information Service, Springfield, VA 22161, USA, 1987.
17. *Matsakis D.N., Kubik A.J., DeYoung J.A., Giffard R.P., and Cutler L.S.* Eigth years of experience with mercury stored ion devices. In *Proceedings of the 49th Annual IEEE International Frequency Control Symposium, 31 May -2 June 1995, San Francisco, USA,* pp. 86-108, 1995.
18. Tjoelker R.L., Prestage J.D., and Maleki L. Record frequency stability with mercury in a linear ion trap. In J.C. Bergquist, editor, Proceedings of the Fifth Symposium on Frequency Standards and Metrology, v.31, pp. 33-38, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong,
19. World Scientific.
20. *Raizen M.G., Gilligan J.M., Bergquist J.C., Itano W.M., and Wineland D.J.* Linear trap for high-accuracy spectroscopy of stored ions. *J. Mod. Opt.,* 39:233-242, 1992.
21. Madej A.A., Siemsen K.J., Sankey J.D., Clark R.F., and Vanier J. High-resolution spectroscopy and frequency measurement of the midinfrared 5d2Dy2 ~ 5d2D5/2 transition of a single laser-cooled barium ion. IEEE Trans. Instrum. Meas., IM42:234-241, 1993.
22. Madej A. A., Siemsen K.J., Whitford B.G., Bernard I.E., and MarmetL. Precision absolute frequency measurements with single atoms of Ba+ and Sr+. In J. C. Bergquist, editor, Proceedings of the Fifth Symposium on Frequency Standards and Metrology, pp. 165-170, World Scientific, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, 1996.
23. Nagourney W., Yu N„ and Dehmelt H. High resolution Ba+ monoion spectroscopy with frequency stabilized color-center laser. Opt. Commun., 79:176-180, 1990.
24. Margolis H.S., Huang G., Barwood G.P., Lea S.N., Klein H.A., Rowley W.R.C., Gill P., and Windeler R. S. Absolute frequency measurement of the 674-nm 88Sr+ clock transition using a femtosecond optical frequency comb. Phys. Rev. A, 67:032501-1-5, 2003.
25. Madej A.A., Bernard I.E., йиЬё P., Marmet L„ and Windeler R.S. Absolute frequency measurement of the 88Sr+, 5s2Si/2-4d2D5/2 reference transition at 445 THz and evaluation of systematic shifts. Phys. Rev. A, 2004. Accepted for publication.
26. Urabe S., Hayasaka K., Watanabe М., I та jo H., and Ohmukai R. Laser cooling of Ca+ ions and observation of collision effects. Ipn. J. Appl. Phys., 33:1590-1594, 1994.
27. Knoop М., Vedel М., and Vedel F. Lifetime, collisional-quenching, and j-mixing measure­ments of the metastable 3D levels of Ca+. Phys. Rev. A, 52:3763-3769, 1995.
28. Ritter G. and Eichmann U. Lifetime of the Ca+ 32Ds/2 level from quantum jump statistics of a single laser-cooled ion. J. Phys. B, 30:L141-L146, 1997.
29. Tamm Chr., Engelke D„ and Biihner V. Spectroscopy of the electric-quadrupole transition 2Si/2 (F=0) -2D3/2 (F=2) in trapped mYb+. Phys. Rev. A, 61:053405-1-9, 2000.
30. Tamm Chr., Schneider T„ and Peik E. Comparison of two single-ion optical frequency standards at the sub-hertz level. In P. Hannaford, A. Sidorov, H. Bachor, and K. Baldwin, editors, Laser Spectroscopy, Proceedings of the XVI International Conference, pp. 40-48, New Jersey, 2004. World Scientific, eprint physics/0402120.
31. *Taylor P., Roberts М., Gateva-Kostova S. V., Clarke R.B.M., Barwood G.P., Row­ley W.R.C., and Gill P.* Investigation of the 2Si/2-2D5/2 clock transition in a single ytterbium ion. *Phys. Rev. A,* 56:2699-2704, 1997.
32. *Roberts М., Taylor P., Gateva-Kostova S. V., Clarke R.B.M., Rowley W.R. C., and Gill P.* Measurement of the 2Si/2 -2-Ds/2 clock transition in a single 171 Yb+ ion. *Phys. Rev. A,* 60:2867-2872, 1999.
33. Stenger /., Tamm Ch., Haverkamp N„ Weyers S., and Telle H.R. Absolute frequency mea­surement of the 435.5-nm 171Yb+-clock transition with a Kerr-lens mode-locked femtosecond laser. Opt. Lett., 26:1589-1591, 2001.
34. Peik E., Hollemann G., and Walter H. Laser cooling and quantum jumps of a single indium ion. Phys. Rev. A, 49:402-408, 1994.
35. Nagourney W., Torgerson J., and Dehmelt H. Optical frequency standard based upon single laser-cooled Indium ion. In Daniel H.E. Dubin and Dieter Schneider, editors, Trapped charged particles and fundamental physics, volume 457 of AIP Conference Proceedings, pp. 343-347, Woobury, New York, 1999. American Institute of Physics.
36. von Zanthier J., Becker Th., Eichenseer М., Nevsky A. Yu., Schwedes Ch., Peik E., Wal­ter H„ Holzwarth R., Reichert J., Udem Th., Hansch T.W., Pokasov P. V., Skvortsov M. N.. and Bagayev S. N. Absolute frequency measurement of the In+ clock transition with a mode-locked laser. Opt. Lett., 25:1729-1731, 2000.
37. *Helmcke J., Morinaga A., Ishikawa J., and Riehle F.* Optical frequency standards. *IEEE Trans. Instrum. Meas.,* IM 38:524-532, 1989.
38. Barwood G.P., Huang G., Klein H.A., Gill P., and Clarke R.B.M. Subkilohertz comparison of the single-ion optical clock 2Si/2-2D5/2 transition in two 88Sr+ traps. Phys. Rev. A, 59:R3178-R3181, 1999.
39. Barwood G. P., Gill P., Klein H.A., and Rowley R. W. C. Clearly resolved secular sidebands on the 2Si/2-2D5/2 674-nm clock transition in a single trapped Sr+ ion. IEEE Trans. Instrum. Meas., 46:133-136, 1997.
40. Barwood G.P., Gao K., Gill P., Huang G., and Klein H.A. Observation of the hyperfine structure of the 2Si/2~2d5/2 transition in 87Sr+. Phys. Rev. A, 67:013402-1-5, 2003.
41. Itano W.M. External-field shifts of the 199Hg+ optical frequency standard. J. Res. NIST, 105: 829-837, 2000.
42. Dehmelt H. Proposed \Qu5v < v laser fluorescence spectroscopy on Tl+ mono-ion oscilla­tor. Bull. Am. Phys. Soc., 18:1521, 1973.
43. Nevsky A. Yu., Eichenseer М., von ZanthierJ., and Walter H. Narrow linewidth laser system for precise spectroscopy of the indium clock transition. In Patric Gill, editor, Proceedings of the Sixth Symposium on Frequency Standards and Metrology, pp. 409-416, New Jersey, London, Singapore, Hong Kong, 2002. World Scientific.
44. Becker Th., von Zanthier J., Nevsky A. Yu., Schwedes Ch., Skvortsov M.N., Walter H., and Peik E. High-resolution spectroscopy of a single In+ ion: Progress towards an optical frequency standard. Phys. Rev. A, 63:051802-1-4, 2001.
45. Bergquist J.C., Tanaka U., Drullinger R.E., Itano W.M., Wineland D.J., Diddams S. A., Hollberg L., Curtis E.A., Oates C.W., and Udem Th. A mercury-ion optical clock. In P. Gill, editor, Frequency Standards and Metrology, Proceedings of the Sixth Symposium, pp. 99-105, Singapore, 2002. World Scientific.
46. Bize S., Diddams S. Л., Tanaka U., Tanner C.E., Oskay W.H., Drullinger R.E., Parker T.E., Heavner T.P., Jefferts S.R., Hollberg S.R., Itano W.M., and Bergquist J. C. Testing the stability of fundamental constants with the 199Hg+ single-ion optical clock. Phys. Rev. Lett., 90:150802-1-4, 2003.
47. Rafac R.J., Young B.C., Cruz F.C., Beall J.A., Bergquist J.C., Itano W.M., and Wineland D.J. 199Hg+ optical frequency standard: Progress report. In Proceedings of the 1999 Joint Meeting of the European Frequency and Time Forum and the IEEE International Frequency Control Symposium, pp. 676-681, 1999.
48. Rafac R.J., Young B.C., Beall J.A., Itano W.M., Wineland D.J., and Bergquist J.C. Sub-dekahertz ultraviolet spectroscopy of 199Hg+. Phys. Rev. Lett., 85:2462-2465, 2000.
49. Block М., Rehm O., Seibert P., and Werth G. 3d 2D5/2 lifetime in laser cooled Ca+: Influence of cooling laser power. Eur. Phys. J. D, 7:461-465, 1999.
50. Wineland D.J., Monroe C., Itano W.M., Leibfried D., King B.E., and Meekhof D.M. Experimental issues in coherent quantum-state manipulation of trapped atomic ions. J. Res. Nat. Inst. Stand. Technol., 103:259-328, 1998.
51. Wineland D.J., Bergquist J. C., Bollinger J.J., Drullinger R.E., and Itano W.M. Quantum computers and atomic clocks. In Patric Gill, editor, Proceedings of the Sixth Symposium on Frequency Standards and Metrology, pp. 361-368, New Jersey, London, Singapore, Hong Kong, 2002. World Scientific.
52. Audi G. and Wapstra A.H. The 1993 atomic mass evaluation. Nucl. Phus., A 565:1-397, 1993.
53. DiFilippo F., Natarajan V., Boyce K.R., and Pritchard D.E. Accurate atomic masses for fundamental metrology. Phys. Rev. Lett., 73:1481-1484, 1994.
54. Bollen G. and The ISOLTRAP Collaboration. Mass determination of radioactive isotopes with the ISOLTRAP spectrometer at ISOLDE, CERN. Physica Scripta, T 59:165-175, 1995.
55. Van Dick R. S. Jr., Moore F. L., Farnham D. L., and Schwinberg P. B. Mass ratio spec­troscopy and the proton’s atomic mass. In A. De Marchi, editor, Frequency Standards and Metrology, pp. 349-355, Berlin, Heidelberg, New York, 1989. Springer-Verlag.
56. Schwinberg P.B., Van Dick R.S. Jr., and Dehmelt H.G. New comparison of the positron and electron д factors. Phys. Rev. Lett., 47:1679-1682, 1981.
57. Van Dick R.S. Jr., Farnham D.L., and Schwinberg P.B. Precision mass measurements in the UW-PTMS and the electron’s “atomic mass”. Physica Scripta, T59:134-143, 1995.
58. Beier Т., Haffner H., Hermanspahn N., Karshenboim S., Kluge H.-J., Quint W., Stahl S., Verdtl J., and Werth G. New determination of the electron’s mass. Phys. Rev. Lett., 88:011603-1-4, 2002.
59. Haffner H., Beier Т., Hermanspahn N., Kluge H.-J., Quint W., Stahl S., Verdd J., and Werth G. High-accuracy measurement of the magnetic moment anomaly of the electron bound in hydrogenlike carbon. Phys. Rev. Lett., 85:5308-5311, 2000.
60. Kinoshita T. Fine-structure constant obtained from an improved calculation of the electron g-2. IEEE Trans. Instrum. Meas., IM-46:108-111, 1997.
61. Kinoshita T. Improvement of the fine-structure constant obtained from the electron g- 2. IEEE Trans. Instrum. Meas., IM-50:568-571, 2001.
62. Jeffery A.-М., Elmquist R.E., Lee L.H., Shields J.Q., and Dziuba R.F. NIST comparison of the quantized Hall resistance and the realisation of the SI OHM through the calculable capacitor. IEEE Trans. Instrum. Meas., IM-46:264-268, 1997.
63. Gabrielse G., Phillips D., Quint W., Kalinovsky H., Rouleau G., and Jhe W. Special relativity and the single antiproton: Fortyfold improved comparison of p and p charge-to-mass ratios. Phys. Rev. Lett., 74:3544-3547, 1995.
64. Gabrielse G., Khabbaz A., Hall D.S., Heimann C., Kalinovsky H., and Jhe W. Precision mass spectroscopy of the antiproton and proton using simultaneously trapped particles. Phys. Rev. Lett., 82:3198-3201, 1999.
65. Dehmelt H., Mittleman R., Van Dyck R.S., Jr., and Schwinberg P. Past electron-positron g- 2 experiments yielded sharpest bound on CPT violation for point particles. Phys. Rev. Lett., 83: 4694-4696, 1999.
66. Prestage J.D., Bollinger J.J., Itano W.M., and Wineland D.J. Limits for spatial anisotropy by use of nuclear-spin-polarised 9Be+ ions. Phys. Rev. Lett., 54:2387-2390, 1985.
67. Weinberg St. Precision tests of quantum mechanics. Phys. Rev. Lett., 62:485-488, 1989.
68. Bollinger J.J., Heinzen D.J., Itano W.M., Gilbert S.L., and Wineland D.J. Test of the linearity of quantum mechanics by rf spectroscopy of the 9Be+ ground state. Phys. Reo. Lett., 63:1031-1034, 1989.
69. Wineland D.J., Bollinger J.J., Heinzen D.J., Itano W.M., and Raizen M.G. Search for anomalous spin-dependent forces using stored-ion spectroscopy. Phus. Rev. Lett.. 67:1735-1738, 1991.
70. Hocker L.O., Javan A., Ramachandra Rao D., Frenkel L., and Sullival T. Absolute frequency measurement and spectroscopy of gas laser transitions in the far infrared. Appl. Phys. Lett., 10:147-149, 1967.
71. Matarrese L.M. and Evenson K.M. Improved coupling to infrared whisker diodes by use of antenna theory. Appl. Phys. Lett., 17:8-10, 1970. ,
72. Acef О., Hilico L., Bahoura М., Nez F., and De Natale P. Comparison between MIM and Schottky diodes as harmonic mixers for visible lasers and microwave sources. Opt. Commun., 109:428-434, 1994.
73. Klingenberg H. H. and Weiss С. O. Rectification and harmonic generation with metal-insulator-metal diodes in the mid-infrared. Appl. Phys. Lett., 43:361-363, 1983.
74. Weiss C.O., Kramer G„ Lipphardt B., and Schnatz H. Optical frequency measurement by conventional frequency multiplication. In A.N. Luiten, editor, Frequency Measurement and Control, volume 79 of Topics in Applied Physics, pp. 215-247. Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 2001.
75. Fejer M.M., Magel G.A., Jundt D.H., and ByerR.L. Quasi-phase-matched second harmonic generation: Tuning and tolerances. IEEE J. Quantum Electron., 28:2631-2653, 1992.
76. Ноиё M. and Townsend P.D. An introduction to methods of periodic poling for second harmonic generation. J. Phys. D: Appl. Phys., 28:1747-1763, 1995.
77. Meyn I.-P. and Fejer M.M. Tunable ultraviolet radiation by second-harmonic generation in periodically poled lithium tantalate. Opt. Lett., 22:1214-1216, 1997.
78. Koch Ch. and Telle H.R. Bringing THz-frequency gaps in the near IR by coherent four-wave mixing in GaAIAs laser diodes. Opt. Commun., 91:371-376, 1992.
79. *Kallenbach R., Scheumann B., Zimmermann C., Meschede D., and Hansch T. W.* Electro-optic sideband generation at 72 GHz. *Appl. Phys. Lett.,* 54:1622-1624, 1989.
80. Kourogi М., Nakagava K., and Ohtsu M. Wide-span optical frequency comb generator for ac­curate optical frequency difference measurement. IEEE J. Quantum Electron., 29:2693-2701, 1993.
81. Kourogi M„ Enami T„ and Ohtsu M. A monolithic optical frequency comb generator. IEEE Phot. Techn. Lett., 6:214-217, 1994.
82. Telle H. R. and Sterr U. Generation and metrological application of optical frequency combs. In A.N. Luiten, editor, Frequency Measurement and Control: Advanced Techniques and Future Trends, pp. 295-313, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 2001.
83. Kourogi М., Widiyatomoko B., Takeushi Y., and Ohtsu M. Limit of optical-frequency comb generation due to material dispersion. IEEE J. Quantum Electron., 31:2120-2126, 1995.
84. Brothers L. R. and Wong N. C. Dispersion compensation for terahertz optical frequency comb generation. Opt. Lett., 22:1015-1017, 1997.
85. Kourogi М., Imai K., Widiyatomoko B„ and Ohtsu M. Generation of expended optical frequency combs. In A.N. Luiten, editor, Frequency Measurement and Control: Advanced Techniques and Future Trends, pp. 315-335, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 2001.
86. Udem Th., Reichert J., Hansch T. W., and Kourogi M. Accuracy of optical frequency comb generators and optical frequency interval divider chains. Opt. Lett., 23:1387-1389, 1998.
87. Ye J., Ma L.-S., Daly Т., and Hall J.L. Highly selective terahertz optical frequency comb generator. Opt. Lett., 22:301-303, 1997.
88. Bay Z., Luther G.G., and Hall J.L. Highly selective terahertz optical frequency and the speed of light. Phys. Rev. Lett., 29:189-192, 1972.
89. *Jennings D.A., Pollock C.R., Petersen F.R., Drullinger R.E., Evenson K.M., Welts J.S., Hall J.L., and Layer H. P.* Direct frequency measurement of the ^-stabilized He-Ne 473-THz (633-nm) laser. *Opt. Lett.,* 8:136-138, 1983.
90. *Acef O., Zondy J.J., Abed М., Rovera D.G., Girard A.H., Clairon A., Laurent Ph., Millerioux Y., and Juncar P.* A CO2 to visible optical frequency synthesis chain: accurate measurement.of the 473 THz HeNe/b laser. *Opt. Commun.,* 97:29-34, 1993.
91. Bernard J.E., Madej A.A., Marmet L., Whitford B.G., Siemsen K.J., and Cundy S. Cs-based frequency measurement of a single, trapped ion transition in the visible region of the spectrum. Phys. Rev. Lett., 82:3228-3231, 1999.
92. Kramer G., Lipphardt B„ and Weiss C.O. Coherent frequency synthesis in the infrared. In Proc. 1992 IEEE Frequency Control Symposium, pp. 39-43, Hershey, Pennsylvania, USA,
93. IEEE catalog no. 92CH3083-3.
94. Telle H.R., Lipphardt B., and Stenger J. Kerr-lens mode-locked lasers as transfer oscillators for optical frequency measurements. Appl. Phys. B, 74:1-6, 2002.
95. Jungner P. A., Swartz S., Eickhoff М., Ye J., Hall J.L., and Waltman S. Absolute frequency of the molecular iodine transition R(56)32-0 near 532 nm. IEEE Trans. Instrum. Meas., 44:151-154, 1995.
96. Telle H.R., Meschede D., and Hansch T. W. Realisation of a new concept for visible frequency division: phase locking of harmonic and sum frequencies. Opt. Lett., 15:532-534,

1990.

1. Nakagawa K., Kourogi М., and Ohtsu M. Proposal of a frequency-synthesis chain between the microwave and optical frequencies of the Ca intercombination line at 657 nm using diode lasers. Appl. Phys. B, 57:425-430, 1993.
2. Udem Th., Huber A., Gross B., Reichert J., Prevedetli М., Weitz М., and Hansch T. W. Phase-coherent measurement of the hydrogen 1S-2S transition frequency with an optical frequency interval divider chain. Phys. Rev. Lett., 79:2646-2649, 1997.
3. Wong N.C. Optical-to-microwave frequency chain utilising a two-laser-based optical para­metric oscillator network. Appl. Phys. B, 61:143-149, 1995.
4. Ikegami Т., Slyusarev S., Ohshima S., and Sakuma E. A cw optical parametric oscillator for optical frequency measurement. In J.C. Bergquist, editor, Proceedings of the Fifth Symposium on Frequency Standards and Metrology, pp. 333-338, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, 1996. World Scientific.
5. Ikegami T„ Slyusarev S., Ohshima S., and Sakuma E. Accuracy of an optical parametric oscillator as an optical frequency divider. Opt. Commun., 127:69-72, 1996.
6. Sutter D.H., Steinmeyer G., Gallmann L., Matuschek N., Morier-Genoud F., Keller U., Scheuer V., Angelow G„ and Tschudi T. Semiconductor saturable-absorber mirror-assisted Kerr-lense mode-locked Ti:Sapphire laser producing pulses in the two-cycle regime. Opt. Lett., 24:631-633, 1999.
7. Siegner U. and Keller U. Nonlinear optical processes for ultrashort pulse generation. In Mifchael Bass, Jay M. Enoch, Eric W. Van Stryland, and William L. Wolfe, editors, Handbook of Optics, pp. 25.1-25.31. McGraw-Hill, New York, 2001.
8. Fluck R., Jung I.D., Zhang G., Kartner F.X., and Keller U. Broadband saturable absorber for 10-fs puls generation. Opt. Lett., 21:743-745, 1996.
9. *Jung I.D., Kartner F.X., Matuschek N., Sutter D.H., Morier-Genoud F., Zhang G., Keller U., Scheuer V., Tilsch М., and Tschudi T.* Self-starting 6.5-fs pulses from a Ti:sapphire laser. *Opt. Lett.,* 22:1009-1011, 1997. ’
10. Krausz F., Fermann М. E., Brabec Т., Curley P. F., Hofer М., Ober -М. H., Spielmann Ch., Winter E., and Schmidt A.J. Femtosecond solid-state lasers. IEEE J. Quantum Electron., 28:2097-2122, 1992.
11. Magni V., Cerullo G., De Silvestri S., and Monguzzi A. Astigmatism in Gaussian-beam self-focusing and in resonators for Kerr-lens mode-locking. J. Opt. Soc. Am. B, 12:476-485, 1995.
12. Fork R.L., Martinez О.Е., and Gordon I. P. Negative dispersion using pairs of prisms. Opt. Lett., 9:150-152, 1984.
13. Szipocs R., Ferencz K., Spielmann Ch., and Krausz F. Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers. Opt. Lett., 19:201-203, 1994.
14. Kartner F.X., Matuschek N., Schibli Т., Keller U., Haus H.A., Heine C., Morf R„ Scheuer V., Tilsch М., and Tschudi T. Design and fabrication of double-chirped mirrors. Opt. Lett., 22:831-833, 1997.
15. Knight J.C., Birks T.A., Russell P.St.J., and Atkin D.M. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. Opt. Lett., 21:1547-1549, 1996.
16. Fedotov A.B., Zheltikov A.M., Mel’nikov L.A., Tarasevich A. P., and von der Linde D. Spectral broadening of femtosecond laser pulses in fibers with a protonic-crystal cladding. JETP Lett., 71:281-284, 2000.
17. Ranka J.K., Windeler R.S., and Stentz A.I. Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm. Opt. Lett., 25:25-27,

2000.

1. Husakou A., Kalosha V.P., and Hermann J. Nonlinear phenomena with ultrabroadband optical radiation in photonic crystal fibers and hollow waveguides. In K. Porsezian and V.C. Kuriakose, editors, Optical Solutions. Theoretical and Experimental Chellenges, Lec­ture Notes in Physics, pp. 299-325. Springer, 2003.
2. Corwin K.L., Newbury N.R., Dudley J.M., Coen S., Diddams S. Л., Weber K„ and Windeler R.S. Fundamental noise limitations to supercontinuum generation in microstruc­ture fiber. Phys. Rev. Lett., 90:113904-1-4, 2003.
3. Jones D.J., Diddams S. A., Taubman M.S., Cundiff S. Т., Ma L.-Sh., and Hall J.L. Frequency comb generation using femtosecond pulses and cross-phase modulation in optical fiber at arbitrary center frequencies. Opt. Lett., 25:308-310, 2000.
4. Telle H. R., Steinmeyer G., Dunlop A.E., Sutter D. H., and Keller U. Carrier-envelope offset phase control: A novel concept for absolute optical frequency measurement and ultrashort pulse generation. Appl. Phys. B, 69:327-332, 1999.
5. Reichert J., Holzwarth R., Udem Th., and Hansch T. W. Measuring the frequency of light with mode-locked lasers. Opt. Commun., 172:59-68, 1999.
6. Ye J., Hall S.L., and Diddams S.^4. Precision phase control of an ultrawide-bandwidth femtosecond laser: a network of ultrastable frequency marks across the visible spectrum. Opt. Lett., 25:1675-1677, 2000.
7. Stenger J. and Telle H.R. Intensity-induced mode shift in femtosecond lasers via the nonlinear index of refraction. Opt. Lett., 26:1553-1555, 2000.
8. Ye J., Yoon Т.Н., Hall J.L., Madej A.A., Bernard J.E., Siemsen K.J., Marmet L., Chartier J.-M., and Chartier A. Accuracy comparison of absolute optical frequency measure­ment between harmonic-generation synthesis and a frequency-division femtosecond comb. Phys. Rev. Lett., 86:3797-3800, 2000.
9. Diddams S./L, Hollberg L., Ma L.-Sh., and Robertsson L. Femtosecond-laser-based optical clockwork with instability ^6.3 x 10~16 in 1 s. Opt. Lett., 27:58-60, 2002.
10. Stenger J., Schnatz H., Tamm Ch., and Telle H.R. Ultra-precise measurement of optical frequency ratios. Phys. Rev. Lett., 88:073601-1-4, 2002.
11. Tsuchida H. Timing-jitter reduction of a mode-locked Cr:LiSAF laser by simultaneous control of cavity length and pump power. Opt. Lett., 25:1475-1477, 2000.
12. Tauser F„ Leitenstorfer A., and Zinth W. Amplified femtosecond pulses from an Er:fiber system: Nonlineart pulse shortening and self-referencing detection of the carrier-envelope phase evolution. Optics Express, 11:594-600, 2003.
13. Udem Th., Reichert J., Holzwarth R., and Hansch T. W. Accurate measurement of large optical frequency differences with a mode-locked laser. Opt. Lett., 24:881-883, 1999.
14. Diddams S.A., Jones D.J., Ma L.-Sh„ Cundiff S. Т., and Hall J.L. Optical frequency measurement across a 104-THz gap with a femtosecond laser frequency comb. Opt. Lett., 25:186-188, 2000.
15. Diddams S.A., Jones D.J., Ye J., Cundiff S. Т., and Hall J.L. Direct link between mi­crowave and optical frequencies with a 300 THz femtosecond laser comb. Phys. Rev. Lett., 84:5102-5105, 2000.
16. Reichert J., Niering М., Holzwarth R., Weitz М., Udem Th., and Hansch T.W. Phase coherent vacuum-ultraviolet to ratio frequency comparison with a mode-locked laser. Phys. Rev. Lett., 84:3232-3235, 2000.
17. *Nelson R.A., McCarthy D.D., Malys S., Levine J., Guinot B„ Fliegel H.F., Beard R.L., and Bartholomew T.R.* The leap second: its history and possible future. *Metrologia,* 38:509-529, 2001.
18. Bureau International de Poids et Mesures. Circular T can \* be found in <http://www.bipm.fr/en/scientific/tai/>.
19. Wolf P. Relativity and the metrology of time. Monographie 97/1, Bureau International des Poids et Mesures, Pavilion de Breteuil, F-92312 Sevres Cedex, 1997.
20. *Nelson R.A. Relativistic Effects in Satellite Time and Frequency Transfer and Dissimina- tion.* International Telecommunication Union, Geneva, 2004. to be published.
21. International Telecommunication Union, ITU, Place des Nations, CH-1211 Geneva 20, Switzerland. ITU-R Recomendations: Time Signals and Frequency Standards Emissions,

1997.

1. Kirchner D. Two-way satellite time and frequency transfer TWSTFT: Principle, imple­mentation, and current performance. In W. Ross Stone, editor, Review of Radio Science 1996-1999, pp. 27-44, Oxford, New York, 1999. Oxford University Press.
2. Petit G. and Wolf P. Relativistic theory for picosecond time transfer in the vicinity of the earth. Astron. Astrophys., 286:971-977, 1994.
3. Becker G. and Hetzel P. Kodierte Zeitinformatioii fiber den Zeitmarken- und Normal-frequenzsender DCF77. PTB-Mitteilungen, 83:163-164, 1973.
4. International Telecommunication Union, ITU, Place des Nations, CH-1211 Geneva 20. Switzerland. ITU-R Recomendation TF-768-3: Standard Frequencies and Time Signals.

1997.

1. Kaplan E.D., editor. Undestanding GPS: Principles and Applications. Artech House, Boston. London, 1996.
2. Ashby N. and Weiss M. Global positioning system receivers and relativity. Technical Report NIST Technical Note 1385, National Institute of Standards and Technology, USA, 1999.
3. *Lombardi M.L., Nelson L.M., Novick A.N., and Zhang V. S.* Time and frequency mea­surements using the global positioning system GPS. *Cal. Lab. Int. J. Metrology,* pp. 26-33, July-September 2001.
4. *Dudle G., Overney F., Schildknecht Th., Springer Т., and Prost L.* Transatlantic time and frequency transfer by GPS carrier phase. In *Proceedings of the 1999 Joint Meeting of the European Frequency and Time Forum and the IEEE International Frequency Control Symposium,* pp. 243-246, 1999.
5. Fridelance P. and Veillet С. **Operation and data analysis in the LASSO experiment.** Metrologia, **32:27-33, 1995.**
6. Samain E. and Fridelance P. **Time transfer by laser link (T2L2) experiment on Mir.** Metrologia, **35:151-159, 1998.**
7. *de Beauvoir B., Nez F„ Hilico I., Mien L., Biraben F., Cagnac B., Zondy J.J., Touahri D„ Acef O., and Clairon A.* Transmission of an optical frequency through a 3 km long optical fiber. *Eur. Phys. J. D,* 1:227-229, 1998.
8. Ma L.-Sh., Jungner P., Ye J., and Hall J.L. **Accurate cancellation (to milli-Hertz levels) of optical phase noise due to vibration or insertion phase in fiber transmitted light. In Yaakov Shevy, editor,** Proceedings of SPIE: Laser Frequency Stabilization and Noise Reduction, **volume 2378, pp. 165-175, P.O. Box 10, Bellingham, Washington 98227-0010 USA, 1995. SPIE.**
9. *Ye J., Peng J.-L., Jones R.J., Holman K. W., Hall J.L., Jones D.J., Diddams S. A., Kitch- ing J., Bize S., Bergquist J. C., Hollberg L. W., Robertsson L., and Ma L.-Sh.* Delivery of high-stability optical and microwave frequency standards over an optical fiber network. *J. Opt. Soc. Am. B,* 20:1459-1467, 2003.
10. Hazard C., Mackey M.B., and Shimmins A.J. **Investigation of the ratio source 3C 273 by the method of lunar occultations.** Nature, **217:709-713, 1968.**

\* 1 ’

1. Schmidt М. **3C 273: A Star-like object with large red-shift.** Nature, **4872:1037-1039, 1963.**
2. *Hewish A., Bell S.J., Pilkington J.D.H., Scott P.F., and Collins R.A.* Observation of a rapidly pulsating ratio source. *Nature,* 217:709-713, 1968.
3. *Backer D. C„ Kulkarni Sh.R., Heiles C„ Davis M.M., and Goss W.M.* A millisecond pulsar. *Nature,* 300:615-618, 1982.
4. *Kouveliotou C., Dieters S., Strohmayer Т., van Paradijs J., Fishman G.J., Meegan C.A., Hurley K., Kommers J., Smith I., Frail D., and Murakami T.* An X-ray pulsar with a superstrong magnetic field in the soft 7-ray repeater SGR1806-20. *Nature,* 393:235-237,

**1998.**

1. Lorimer D.R. **Binary and millisecond pulsars, <http://www.livingreviews.org/> Articles/Volume 1/1998-1Olorimer, 1998.**
2. Camilo F. and Nice D.J. **Timing parameters of 29 pulsars.** Astrophys. J., **445:756-761, 1995.**
3. Kaspi V.M. **High-precision timing of millisecond pulsars and precision astrometry. In E. H0g and P.K. Seidelmann, editors,** Proceedings of the IAU Symposium 166: Astronomical and Astrophysical Objectives of Sub-Milliarcsecond Optical Astrometry, **p. 163, The Hague, Netherlands, 1995. Kluwer.**
4. Kramer M. **Determination of the geometry of the PRS B1913+16 system by geodetic precession.** Astrophys. J., **509:856-860, 1998.**
5. Taylor J. H. and Weisberg J. M. **Further experimental tests of relativistic gravity using the binary pulsar PSB 1913+16.** Astrophys. J., **345:434-450, 1989.**
6. Rots A. **JPL DE200 and DE405 in FITS, Barycenter Code, ftp://heasarc.gsfc.nasa.gov/xte/ calibdata/clock/bary, 2001.**
7. Bell J.F. **Radio pulsar timing.** Adv. Space Res., **21:137-147, 1998.**
8. Bell J. **Tests of relativistic gravity using millisecond pulsars. In** Pulsar Timing, General Relativity, and the Internal Structure of Neutron Stars, **pp. 31-38, 1996. Amsterdam.**
9. Hulse R.A. and Taylor J.H. **Discovery of a pulsar in a binary system.** Astrophys. J., **195:L51-L53, 1975.**
10. *Petit G.* Limits to the stability of pulsar time. In *Proceedings of the 27th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Applications and Planning Meeting, November 29-December 1, 1995, San Diego, California,* v.3334 of *NASA Conference Publication,* pp. 387-396, Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland 20771, 1995.
11. Matsakis D.N., Taylor J.H., and Eubanks T.M. **A statistic for describing pulsar and clock stabilities.** Astron. Astrophys., **326:924-928, 1997.**
12. *Vernotte F.* Estimation of the power spectral density of phase: Comparison of three methods. In *Proceedings of the 1999 Joint Meeting of the European Frequency and Time Forum and the IEEE International Frequency Control Symposium,* pp. 1109-1112, 1999.
13. *Helmcke J. and Riehle F.* Physics behind the definition of the meter. In *Recent Advances in Metrology and Fundamental Constants,* volume Course CXLVI of *Proceedings Internat. Scool of Physics ".Enrico Fermi",* pp. 453-493, Amsterdam, Oxford, Tokyo, Washington DC,
14. **IOS Press Ohmsha.**
15. **L’Ecole Polytechnique, du Bureau des Longitudes, editor.** Comptes Rendus des siances de la leT CGPM 1889, **Quai des Grands-Augustins, 55, France, 1890. Gauthier-Villars et Fils.**
16. **Bureau International des Poids et Mesures, editor.** Comptes Rendus des siances de la IIе CGPM 1960, **Quai des Grands-Augustins, 55, France, 1960. Gauthier-Villars & C’e.**
17. **Bureau International des Poids et Mesures, editor.** Comptes Rendus des siances de la 17е CGPM, **Pavilion de Breteuil, F-92310 Sevres, France, 1983. BIPM.**
18. **Editors note. Documents concerning the new definition of the metre.** Metrologia, **19:163-177, 1984.**
19. Quinn T.J. **Mise en pratique of the definition of the Metre (1992).** Metrologia, **30:523-541, 1993/94.**
20. Petley B. W. **The fundamental physical constants and the frontier of measurement. Adam Hilger, Bristol, 1985.**
21. Schaefer В. E. **Severe limits on variations of the speed of light with frequency.** Phys. Rev. Lett., **82:4964-4966, 1999.**
22. Schneider DFG. М., editor. *Satellitengeodasie: Ergebnisse aus dem gleichnamigen Sonder- forschungbereich der TU Miinchen.* VCH-Verlag Weinheim, 1990.
23. Nordtvedt K. **Lunar laser ranging - a comprehensive probe of the post-Newtonian long range interaction. In W.F.Hehl C. Lammerzahl, C.W.F. Everitt, editor,** Giros, Clocks, Interferom­eters...: Testing Relativistic Gravity in Space, **pp. 317-329, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 2001.**
24. Williams J. G., Newhall X.X., and Dickey J. O. **Relativity parameters determined from lunar laser ranging.** Phys. Rev. D, **53:6730-6739, 19%.**
25. Miiller J. and Nordtvedt K. **Lunar laser ranging and the equivalence principle signal.** Phys. Rev. D, **58:062001-1-13, 1998.**
26. Atkinson D.H., Pollack J.B., and Seiff A. **Measurement of a zonal wind profile on Titan by Doppler tracking of the Cassini entry probe.** Radio Science, **25:865-881, 1990.**
27. Atkinson D.H., Pollack J.B., and Seiff A. **Galileo Doppler measurements of the deep zonal winds at Jupiter.** Science, **272:842-843, 1996.**
28. Asmar S. **Trends in performance and characteristics of ultra-stable oscillators for deep space radio science experiments. In Lute Maleki, editor.** Proceedings of the Workshop on the Scientific Applications of Clocks in Space, Nooember 7-8, 1996, **volume JPL Publication 97-15, pp. 195-199, 1997.**
29. Edlin B. **The refractive index of air.** MetrologiiL. **2:71-80, 1966.**
30. Bonsch G. and Potulski E. Measurement of the refractive index of air and comparison with modified ЕЫёп’э formulae. Metrologia, 35:133-139, 1998.
31. Bonsch G., Nicolaus A., and Brand U. Wavelength measurement of a 544 nm FM-l2-stabilised He-Ne laser. Optik, 107:127-131, 1998.
32. Steiner R.L., Newell D.B., and Williams E.R. A result from the NIST watt balance and an analysis of uncertainties. IEEE Trans. Instrum. Meas., 48:205-208, 1999.
33. Niebauer T.M., Sasagawa G.S., Faller J.E., Hilt R„ and Klopping F. A new generation of absolute gravimeters. Metrologia, 32:159-180, 1995.
34. Nelson P. G. An active vibration isolation system for internal reference and precision measurement. Rev. Sci. Instrum., 62:2069-2075, 1991.
35. Robertsson L., Francis 0., VanDam T.M., Faller J., Ruess D., Delinte J.-M., Vitushkin L., Liard J., Gagnon C., Guang G. Y., Lun H.D., Yuan F. Y., Yi X.J., Jeffries G., Hopewell H., Edge R„ Robinson /., Kibble B„ Makkinen J., Hinderer J., Amalvict М., Luck B„ Wilmes H., Rehren F., Schmidt K., Schnull М., Cerutti G., Germak A., Zabek Z., Pachuta A., Arnautov G., Kalish E., Stus Y., Stizza D., Friederich J., Chartier J.-M., and Marson I. Results from the fifth international comparison of absolute gravimeters, ICAG’97. Metrolo­gia, 38:71-78, 2001.
36. Peters A. High Precision Gravity Measurements using Atom Interferometry. PhD thesis, Stanford University, Stanford, CA, 1998.
37. Peters A., Chung K. Y., and Chu S. Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms. Nature, 400:849-852, 1999.
38. Peters A., Chung K. Y., and Chu S. High-precision gravity measurements using atom interferometry. Metrologia, 38:25-61, 2001.
39. Snadden M.J., McGuirk J.M., Bouyer P., Haritos K.G., and Kasevich M.A. Measurement of the Earth’s gravity gradient with an atom interferometer-based gravity gradiometer. Phys. Rev. Lett., 81:971-974, 1998.
40. Simonsen H., Henningsen J., and S0gaard S. DFB fiber lasers as optical wavelength standards in the 1.5 jim region. IEEE Trans. Instrum. Meas., 50:482-485, 2001.
41. Dennis T„ Curtis E.A., Oates C. W., Hollberg L„ and Gilbert S.L. Wavelength references for 1300-nm wavelength-division multiplexing. J. Lightw. Technol., 20:804-810, 2002.
42. Josephson B.D. Possible new effects in superconductive tunneling. Phys. Lett., 1:251-253, 1962.
43. Feynman R.P., editor. The Feynman Lectures on Physics. Adison Wesley, Reading MA, 1965.
44. Niemeyer J. Counting of single flux and single charge quanta for metrology. In J. Hamelin, editor, Modern Radio Science 1996, pp. 85-109. Oxford University Press, Oxford, 1996.
45. Niemeyer J. Das Josephsonspannungsnormal-Entwicklung zum Quantenvoltmeter. PTB-Mitt., 110:169-177, 2000.
46. Diever D., Miller W.B., Pardo L., Jaeger K., Plowman D., and Hamilton C.A. Interlabora­tory comparison of Josephson voltage standards. IEEE Trans. Instrum. Meas., 50:1999-202,

2001.

1. Mohr P. J. and Taylor B. N. Codata recommended values of the fundamental physical constants: 1998. Rev. Mod. Phys., 72:351-495, 2000.
2. Mohr P.J. and Taylor B.N. The 2002 CODATA recommended values of the fundamental physical constants. Web version 4.0, available at physics.nist.gov/constants (National Insti­tute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD 20899, 9 December 2003), 2004.
3. Riehle F., Bernstorff S., Frohling R., and Wolf F.P. Determination of electron currents below 1 nA in the storage ring BESSY by measurement of the synchrotron radiation of single electrons. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res., A268:262-269, 1988.
4. Peters A., Vodel W., Koch H„ Neubert R„ Reeg H., and Schroeder C.H. A cryogenic current comparator for the absolute measurement of nA beams. In Robert 0. Hettel, Stephen R. Smith, and Jennifer D. Masek, editors, AIP Conference Proceedings of the Beam Instru­mentation Workshop, May 1998, Stanford, CA, LJSA, volume 451, pp. 163-180, 1998.
5. Sese J., Rietveld G„ Camon A., Rillo C., Vargas L„ Christian G., Brons S., Hid- dink M.G.H., Flokstra J., Rogalla H., Jaszczuk W., and Altenburg H. Design and realisation of an optimal current sensitive CCC. IEEE Trans. Instrum. Meas., 48:370-374,

1999.

1. Keller M.W., Eichenberger A.L., Martinis J.M., and Zimmerman N.M. A capacitance standard based on counting electrons. Science, 285:1706-1709, 1999.
2. Keller M. W. Standards of current and capacitance based on single-electron tonneling devices. In Recent Advances in Metrology and Fundamental Constants, volume Course CXLVI of Proceedings Internat. Scool of Physics "Enrico Fermi", pp. 291-316, Amsterdam, Oxford, Tokyo, Washington DC, 2001. IOS Press Ohmsha.
3. Shilton J.M., Talianskii V.I., Pepper М., Ritchie D.A., Frost J.E.F., Ford C.J.B., Smith C.G., and Jones G.A.C. High-frequency single-electron transport in a quasi-one- dimenitional GaAs channel induced by surface acoustic waves. J. Phys.: Condens. Matter, 8:L531-L539, 1996.
4. Cunningham J., Talianskii V.I., Shilton J .М., Pepper М., Simmons M. Y., and Ritchie D. A. Single-electron acoustic charge transport by two counterpropagating surface acoustic wave beams. Phys. Rev. B, 60:4850-4855, 1999.
5. Cunningham J., Talianskii V.I., Shilton J.M., Pepper М., Kristensen A., and Lindelof P.E. Quantized acoustoelectric current-an alternative route towards a standard of electric cur­rent. J. Low Temp. Phys., 118:555-569, 2000.
6. Weinstock H., editor. SQUID Sensors: Fundamentals, Fabrication, and Applications. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Boston, London, 1996.
7. Kose V. and Melchert F. Quantenmafie in der elektrischen Mefitechnik. VCH, Weinheim, New York, Basel, Cambridge, 1991.
8. Dupont-Roc J., Haroshe S., and Cohen-Tannoudji C. Detection of very weak magnetic fields (10-9 Gauss) by 87Rb zero-field level crossing resonances. Phys. Lett., 28A:638-639, 1969.
9. Budker D., Kimball D.F., Rochester S. М., Vashchuk V. V., and Zolotarev M. Sensitive magnetometry based on nonlinear magneto-optical rotation. Phys. Rev. A, 62:043403-1-7,

2000.

1. Wynands R. and Nagel A. Precision spectroscopy with coherent dark states. Appl. Phys. B, 68:1-25, 1999.
2. Bloch F. Nuclear induction. Phys. Rev., 70:460-474, 1946.
3. Bloch F., Hansen W. W„ and Packard M. The nuclear induction experiment. Phys. Rev., 70:474-485, 1946.
4. Prigl R., Haeberlrn U., Jungmann K„ zu Putlitz G„ and Walter P. A high precision magnetometer based on pulsed NMR. Nucl. Instr. and Meas., A 374:118-126, 1996.
5. Wignall J. W. G. Proposal for an absolute atomic definition of mass. Phys. Rev. Lett., 68:5-8,

1992.

1. de Bievre P., Valkiers S., Kessel R., Taylor P.D.P., Becker P., Bettin H., Peuto A.. Pet- torruso S., Fujii K„ Waseda A., Tanaka М., Deslattes R.D., Peiser H.S., and Kenny M I.

A reassessment of the molar volume of silicon and of the Avogadro constant. IEEE Trans. Instrum. Meas., 50:593-597, 2001.

1. Becker P. The molar volume of single-crystal silicon. Metrologia, 38:85-86, 2001.
2. Taylor B.N. and Mohr P.J. On the redefinition of the kilogram. Metrologia, 36:63-64,

1999.

1. *Williams E.R., Steiner R.I., Newell D.B., and Olson P. T.* Accurate measurement of the Planck constant. *Phys. Rev. Lett.,* 81:2404-2407, 1998.
2. Andreae Т., Konig W., Wynands R., Leibfried D., Schmidt-Kaler F., Zimmermann C., Meschede D., and Hansch T. W. Absolute frequency measurement of the hydrogen 1S-2S transition and a new value of the Rydberg constant. Phys. Rev. Lett., 69:1923-1926, 1992.
3. Schwob C„ Jozefowski L., de Beauvoir B., Hilico L„ Nez F„ Julien L„ Biraben F., Acef O., and Clairon A. Optical frequency meqsurement of the 2S-12D transitions in hydrogen and deuterium: Rydberg constant and Lamb Shift determinations. Phys. Rev. Lett., 82:4960-4963, 1999.
4. Pachucki K., Leibfried D., Weitz М., Huber A., Konig W., and Hansch T. W. Theory of the energy levels and precise two-photon spectroscopy of atomic hydrogen and deuterium. /.

• *Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.,* 29:177-195, 1996.

1. Kruger E., Nistler W., and Weirauch W. Determination of the fine-structure constant by measuring the quotient of the Planck constant and the neutron mass. IEEE Trans. Instrum. Meas., 46:101-103, 1997.
2. Wicht A., Hensley I.M., Sarajlic E., and Chu S. A preliminary measurement of h[Mca with atom interferometry. In P. Gill, editor, Frequency Standards and Metrology, Proceedings of the Sixth Symposium, pp. 193-212, Singapore, 2002. World Scientific.
3. Weiss D. S., Young В. C„ and Chu S. Precision measurement of the photon recoil of an atom using atomic interferometry. Phys. Rev. Lett., 70:2706-2709, 1993.
4. Weiss D.S., Young B.C., and Chu S. Precision measurement of ti/mcs based on photon recoil using laser-cooled atoms and atomic interferometry. Appl. Phys. B, 59:217-256, 1994.
5. Dirac P.A.M. The cosmological constants. Nature, 264:323, 1937.
6. Sisterna P. and Vucetich H. Time variation of fundamental constants:Bounds from geophys­ical and astronomical data. Phys. Rev. D, 41:1034-1046, 1990.
7. Klein O. Quantentheorie und fiinfdimensionale Relativitatstheorie. Z. Phys., 37:895-906, 1926.
8. Marciano W. J. Time variation of the fundamental “constants” and Kaluza-Klein theories. Phys. Rev. Lett., 52:489-491, 1984.
9. *Damour T.* Equivalence principle and clocks. In J.D. Barrow, editor, *Proceedings of the 34thRencontres de Moriond, "Gravitational waves and Experimental gravity",* pp. 1-6, gr-qc/9711084, 1999.
10. *Webb J.K., Murphy М. Т., Flambaum V. V., Dzuba V. V., Barrow J.D., Churchhill C. W., Prochaska J.X., and Wolfe A.M.* Further evidence for cosmological evolution of the fine structure constant. *Phys. Rev. Lett.,* 87:091301-1-4, 2001.
11. Shlyakther A.I. Direct test of the constancy of fundamental nuclear constants. Nature, 264:340, 1976.
12. Damour T. and Dyson F. The Oklo bound on the time variation of the fine-structure constant revisited. Nucl. Phys. B, 480:37-54, 1996.
13. *Webb J.K., Flambaum V. V., Churchhill C. W., Drinkwater M.J., and Barrow J.D.* Search for time variation of the fine structure constant. *Phys. Rev. Lett.,* 82:884-887, 1999.
14. Dzuba V.A., Flambaum V. V., and Webb J.K. Space-time variation of physical constants and relativistic corrections in atoms. Phys. Rev. Lett., 82:888-891, 1999.
15. Dzuba V.A., Flambaum V.V., and Webb J.K. Calculations of the relativistic effects in many-electron atoms and space-time variation of fundamental constants. Phys. Rev. A, 59:230-237, 1999.
16. Karshenboim S.G. Some possibilities for laboratory searches for variations of fundamental constants. Canad. J. Phys., 78:639-678, 2000.
17. *Godone A., Novero C., Tavella P., and Rahimullah K.* New experimental limits to the time variations of *др(те/гпр)* and *a. Phys. Rev. Lett.,* 71:2364-2366, 1993.
18. Prestage J.D., Tjoelker R.L., and Maleki L. Atomic clocks and variations of the fine structure constant. Phys. Rev. Lett., 74:3511-3514, 1995.
19. Hannestad S. Possible constraints on the time variation of the fine structure constant from cosmic microwave background data. Phys. Rev. D, 60:023515-1—5, 1999.
20. *Marion H., Pereira Dos Santos F., Abgrall М., Zhang S., Sortais Y., Bize S., Maksi- movic* /., *Calonico D., Griinert J., Mandache C., Lemonde P., Santarelli G„ Laurent Ph., Clairon A., and Salomon C.* Search for variations of fundamental constants using atomic fountain clocks. *Phys. Rev. Lett.,* 90:150801-1-4, 2003.
21. Peik E„ Lipphardt B„ Schnatz H„ Schneider Т., Tamm Chr., and Karshenboim S.G. New limit on the present temporal variation of the fine structure constant. arXiv:physics/0402132,
22. to be published in 2004.
23. *Fischer М., Kolachevsky N., Zimmermann М., Holzwarth R., Udem Th., Hansch T. W., Abgrall М., Griinert J., Maksimovic* /., *Bize S., Marion H., Pereira Dos Santos F., Lemonde P., Santarelli G., Laurent P., Clairon A., Salomon C., Haas М., Jentschura U.D., and Keitel С. H.* New limits on the drift of fundamental constants from laboratory measure­ments. *Phys. Rev. Lett.,* 92:230802-1-4, 2004.
24. Dzuba V.A. and Flambaum V. V. Atomic optical clocks and search for variation of the fine-structure constant. Phys. Rev. A, 61:034502-1-3, 2000.
25. Schiff L. I. Quantum Mechanics. Me Graw-Hill, New York, 1968.
26. Glauber R.J. Coherent and uncoherent states of the radiation field. Phys. Rev., 131:2766-2788, 1963.
27. *Bachor H.-A. A Guide to Experiments in Quantum Optics.* Wiley-VCH, Weinheim-New York, 1998.
28. *Paschotta R., Collett М., Кйгг P., Fiedler K„ Bachor H.A., and Mlynek J.* Bright squeezed light from a singly resonant frequency doubler. *Phys. Rev. Lett.,* 72:3807-3810, 1994.
29. Polzik E. S., Carri and Kimble H.J. Spectroscopy with a squeezes light. Phys. Rev. Lett., 68:3020-3023, 1992.
30. Kitching J., Yario A., and Sheoy Y. Room temperature generation of amplitude squeezed light from a semiconductor laser with weak optical feedback. Phys. Rev. Lett., 74:3372-3375, 1995.
31. Caves C.M. Quantum-mechanical noise in an interferometer. Phys. Rev. D, 23:1693-1708,

1981.

1. Xiao M„ Wu L.-A., and Kimble H.J. Precision measurement beyond the shot-noise limit Phys. Rev. Lett., 59:278-281, 1987.
2. *Stevenson A.J., Gray M.B., Bachor H.-A., and McClelland D.E.* Quantum-noise limited interferometric phase measurements. *Appl. Opt.,* 32:3481-3493, 1993.
3. Yurke В, McCall S.L., and Klauder J.R. SU(2) and SU(1,1) interferometers. Phys. Rev. A, 33:4033-4054, 1986.
4. Yurke B. Input states for enchancement of fermion interferometer sensivity. Phys. Rev. Lett., 56:1515-1517, 1986.
5. Sanders В. C. and Milburn В. C. Optimal quantum measurements for phase estimation. Phys. Rev. Lett., 75:2944-2947, 1995.
6. Holland M.J. and Burnett K. Interferometric detection of optical phase shifts at the Heisenberg limit. Phys. Rev. Lett., 71:1355-1358, 1993.
7. Einstein A., Podolsky B., and Rosen N. Can quantum-mechanical description of physical reality be complete? Phys. Rev., 48:777-780, 1935.
8. Aspect A., Grangier Ph., and Roger G. Experimental realisation of Einstein-Podolsky- Rosen-Bohm Gedankenexperiment: A new violation of Bell’s inequalities. Phys. Rev. Lett., 49:91-94, 1982.
9. Bell J.S. On the Einstein Podolsky Rosen paradox. Physics, 1:195-200, 1964.
10. Greenberger D.M., Horne M.A., Shimony A., and Zeilinger A. Bell’s theorem without inequalities. Am. J. Phys., 58:1131-1143, 1990.
11. Pan J.-W., Bouwmeester D., Daniell М., Weinfurter H., and Zeilinger A. Experimental test of quantum nonlocality in three-photon Greenberger-Horne-Zeilinger entanglement. Nature, 403:515-519, 2000.
12. Mermin N.D. Extreme quantum entanglement in a superposition of macroscopically distinct states. Phys. Rev. Lett., 65:1838-1840, 1990.
13. Kitagawa M. and Ueda M. Squeezed spin states. Phys. Rev. A, 47:5138-5143, 1993.
14. Cirac J.J. and Zoller P. Quantum computations with cold trapped ions. Phys. Rev. Lett., 74:4091-4094, 1995.
15. Turchette Q.A., Wood C.S., King B.E., Myatt C.J., Leibfried D., Itano W.M., Monroe C., and Wineland D.J. Deterministic entanglement of two ions. Phys. Rev. Lett., 81:1525-1528,

1998.

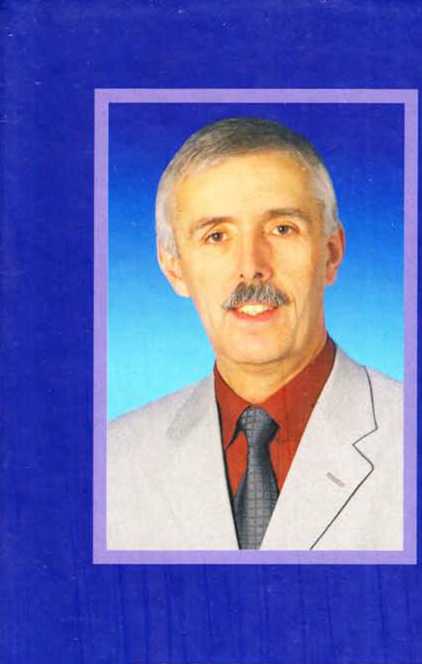
1. M0lmer K. and S0rensen A. Multiparticle entanglement of hot trapped ions. Phys. Rev. Lett., 82:1835-1838, 1999.
2. Sackett C.A., Kielpinski D., King B.E., Longer C., Meyer V., Myatt C.J., Rowe М., Turchette Q.A., Itano W.M., Wineland D.J., and Monroe C. Experimental entanglement of four particles. Nature, 404:256-259, 2000.
3. Monroe C., Sackett C.A., Kielpinski D., King B.E., Longer C., Meyer V., Myatt C.J., Rowe М., Turchette Q.A., Itano W.M., and Wineland D.J. Scalable entanglement of trapped ions. In E. Arimondo, P. deNatale, and M. Inguscio, editors, A IP Conference Proceedings, v. 551, pp. 173-186, American Institute of Physics, Melville, New York, 2001.
4. Wineland D.J., Bollinger J.J., Itano W.M., Moore F.L., and Heinzen D.J. Spin squeezing and reduced quantum noise in spectroscopy. Phys. Rev. A, 46:R6797-R6800, 1992.
5. Wineland D.J., Bollinger J.J., Itano W.M., and Heinzen D.J. Squeezed atomic states and projection noise in spectroscopy. Phys. Rev. A, 50:67-88, 1994.
6. Bollinger J.J., Itano W.M., Wineland D.I., and Heinzen D.J. Optimal frequency measure­ments with maximally correlated states. Phys. Rev. A, 54:R4649-R4652, 1996.
7. Huelga S.F., Macchiavello C., Pellizzari Т., Ekert A.K., Plenio M.B., and Cirac J.I. Improvement of frequency standards with quantum entanglement. Phys. Rev. Lett., 79:3865-3868, 1997.
8. Diir W. Multipartite entanglement that is robust against disposal of particles. Phys. Rev. A, 63:020303-1-4, 2001.
9. Meyer V., Rowe M.A., Kielpinski D., Sackett C.A., Itano W.M., Monroe C., and Wineland D. I. Experimental demonstration of entanglement-enchanced rotation angle esti­mation using trapped ions. Phys. Rev. Lett., 86:5870-5873, 2001.
10. Yasuda M. and Shimizu F. Observation of two-atom correlation of a ultracold neon atomic beam. Phys. Rev. Lett., 77:3090-3093, 1996.
11. Hammerich A. Quantum entanglement in dilute optical lattices. Phys. Rev. A, 60:943-946,

1999.

1. Kuzmich A., M0lmer K., and Polzik E.S. Spin squeezing in an ensemble of atoms illumi­nated with squeezed light. Phys. Rev. Lett., 79:4782-4785, 1997.
2. Kuzmich A., Mandel L„ and Bigelow N.P. Generation of spin squeezing via continuous quantum nondemolition measurement. Phys. Rev. Lett., 85:1594-1597, 2000.
3. Orzel C., Tuchman A.K., Fenselau M.L., Yasuda M„ and Kasevich M.A. Squeezed states in a Bose-Einstein condensate. Science, 291:2386-2389, 2001.
4. Giovannetti V., LLoyd S., and Maccone L. Quantum-enchanced positioning and clock synchronization. Nature, 412:417-419, 2001.
5. Katari Takamoto М., Pal’chikov V.G., and Ovsiannikov V.D. Ultrastable optical clock with neutral atoms in an engineered light shift trap. Phys. Rev. Lett., 91:173005-1-4, 2003.
6. Courtillot I., Quessada A., Kovacich R.P., Brusch A., Kolker D., Zondy J.-J., Rovera G.D., and Lemonde P. Clock transition for a future optical frequency standard with a trapped atoms. Phys. Rev. A, 68:030501-1-4, 2003.
7. Ido T. and Katori H. Recoil-free spectroscopy of neutral Sr atoms in the Lamb-Dicke regime. Phys. Rev. Lett., 91:053001-1-4, 2003.
8. Park Ch. Y. and Yoon Т.Н. Efficient magneto-optical trapping of Yb atoms with a violet laser diode. Phys. Rev. A, 68:055401-1-4, 2003.
9. Porsev S.G., Derevianko A., and Fortson E.N. Possibility of an ultra-precise optical clock using the 6'So —► 63P0° transition in 171,173Yb atoms held in an optical lattice. Phys. Rev. A, 69:021403(R)-1 -4, 2004.
10. Helmer R.G. and Reich C.W. An excited state of 229Th at 3.5 eV. Phys. Rev. C, 49:1845-1858, 1994.
11. Tkalya E. V. Properties of the optical transition in the 229Th nucleus. Physics-Uspekhi, 46:315-324, 2003.
12. Peik E. and Tamm Chr. Nuclear laser spectroscopy of the 3.5 eV transition in Th-229. Europhys. Lett., 61:161-186, 2003.
13. Uhrich P., Guillemot P., Aubry P., Gonzales F., and Salomon C. ACES microwave link requirement. In Proceedings *of the 1999* Joint Meeting of the European Frequency and Time Forum and the IEEE *International Frequency* Control Symposium, pp. 213-216, 1999.

**Фриц Риле**

**В 1977 г. получил ученую степень доктора философии в Университете г. Карлсруэ. В 1982 г. начал работать в германском Федеральном физико- техническом ведомстве (РТВ) над созданием накопительного кольца как первичного радиометрического источника синхротронного излуче­ния. В дальнейшем Ф. Риле уча­ствовал в реализации стандартов длины и частоты, исследованиях в области лазерной спектроскопии высокого разрешения, лазерного охлаждения и атомной интерферо­метрии. Начиная с 2000 г. является руководителем оптического отдела РТВ, включающего в себя департа­мент времени и частоты.**



') Было бы ошибочно полагать, что для создания шкалы времени необходимо наличие циклических событий. Например, для измерения больших интервалов времени используется экспоненциальный закон распада радиоактивных изотопов. Так, измеряя постоянно умень­шающееся отношение содержания изотопов 14С/12С, можно судить о прошедшем интервале времени.

часами» [5], дают метки времени в миллисекундном диапазоне, эти частоты оказываются тем

не менее слишком низкими для использования в современной технике.

') Это приближение часто называют «приближением вращающейся волны» RWA.

\*) Отсюда и далее в этой книге мы будем использовать Г для обозначения полной ширины по уровню половины максимума в единицах угловой частоты ш и ■у — для обозначения полной ширины по уровню половины максимума в единицах частоты v.

) Это другая схема обратной связи, чем та, что рассматривалась в § 2.2 и предназначалась для поддержания постоянной амплитуды колебаний осциллятора. Здесь мы предполагаем, что постоянство амплитуды колебаний генератора уже обеспечено, и рассматриваем обратную связь, предназначенную для стабилизации его частоты.

') Эта величина тесно связна с так называемыми «относительными флуктуациями интен­сивности» (Relative Intensity Noise, RIN)

RIN(/) = . (3.29)

') Они получили название в честь «шепчущей галереи\* в соборе святого Павла в Лондоне, где акустика позволяет слышать слова, произнесенные шепотом на противоположном конце галереи.

была опубликована в работе *Braginsky V.B., Ilchenko V.S., Bagdassarov К. S.,* Experimental

observation of fundamental microwave absorption in high-quality dielectric crystals 11 Physics

Letters A, 120, 300-305 (1987), прим. nepee.

О С современным состоянием в области исследования и применения оптических микроре­зонаторов с модами шепчущей галереи читатели могут ознакомиться по обзорным статьям В.С.Ильченко и А.Б.Мацко в специальном выпуске журнала IEEE J.Selected Topics in QE, 12a 3, (2006) (прим. nepee.).

') Переходы между магнитными подуровнями сверхтонкой структуры основного состояния обычно происходят за счет магнитных дипольных переходов и их спектральная ширина может быть найдена из выражения (5.133). Итано и соавторы показали, что скорость распада для магнитного дипольного перехода с частотой 27г-30МГц составляет 2,7- 10—11 с~1, чему соответствует время жизни возбужденного уровня, равное примерно 1200 лет [89].

в оптических стандартах частоты будет более подробно рассмотрено в разделе 9.4.4 и гл. 10.

\*) В приближении Бора-Оппенгеймера колебательно-вращательное движение ядер считает­ся независимым от движения электронов, поскольку электроны могут следовать за ядрами практически без задержки.

’) Вероятность квантового перехода задается интегралом Франка-Кондона J Xv" (R-) J Xv' (R)dR, где х<>" (R-) и Xv> (R-) — волновые функции, описывающие колебания ядер в основном состоянии с энергией Е" и возбужденном с энергией Е' соответственно.

') Для молекул, как и для атомов, квантовые числа состояний с большей энергией обо­значаются одним штрихом. Квантовые числа состояний с меньшей энергией, участвующих в переходе, в молекулярной спектроскопии обычно обозначаются двойным штрихом в проти­воположность атомной спектроскопии, где они указываются без штрихов.

1. Ф. Риле

О Вектор О' не следует путать с частотой Раби Г2'д. •

‘) Полная мощность определяется выражением |F+(u; — + F~(uj + о^о)|2

О Отметим, что в литературе также используется другое определение параметра насыще­ния (S = которое приводит к удвоенным значениям интенсивности насыщения по

Л-21

сравнению с данными таблицы 5.6.

') В литературе также используются термины «ударный сдвиг» и «ударное уширение» (прим. перев.).

О В апреле 2004 г. был осуществлен эксперимент «Gravitational Probe В» («Гравитаци­онный тест В»). Цель эксперимента заключалась в поиске малых изменений направлений векторов вращения четырех гироскопов, размещенных на борту спутника с высотой орбиты 650 км, плоскость которой проходит через земную ось. Эти изменения связаны с искажением пространства-времени за счет вращения Земли.

этом остов атома имеет конфигурацию ls22s22p5. Отклонение от LS связи в неоне позволяет использовать соответствующие ей обозначения лишь в некоторых случаях [94], поэтому обычно используется другая, чисто феноменологическая система обозначений по Пашену

в которой подуровни возбужденных электронов нумеруются от 2 до 5 для s-состояний и от 1 до 10 для p-состояний (см. табл. 9.1).

') Иногда сокращение ECDL используется для лазеров с составным резонатором, а иногда лазер с внешним резонатором обозначается XCDL.

') Этот тип уравнений был рассмотрен в 1868 г. французским математиком Э. Матье для описания колебаний эллиптической мембраны.

\*) Определение брегговского угла 9 отличается от определения угла падения а в классиче­ской оптике. Так, а есть угол между падающим лучом и нормалью к поверхности, в то время как в — угол между волновым вектором пучка и поверхностью.

1) Недавно была разработана оптоволоконная фемтосекундная гребенка на базе эрбиевого лазера и других оптоволоконных технологий, причем погрешность сравнения частот двух независимых гребенок не превышает 6- 10~16 (см. Ph.Kubina, P. Adel, F. Adler, G. Grosche, Th. Hansch, R. Holzwarth, A. Leitenstofer, B. Lipphardt, H. Schnatz. Long term comparison of two fiber based frequency comb laser systems j I Optics Express 13(3), 904-909 (2005), прим. nepee.).

') Более подробное описание истории возникновения данного определения приводится, например, в [8].

’) Эксцентриситет связывает большую а и малую b полуоси эллипса посредством соотно­шения Ь = а\/1 — е2 .

') Звезды, исчерпавшие свое ядерное топливо и имеющие массу М, находящуюся в пре­делах 5Mq < М < ЮМ© (Mq — масса Солнца), могут превратиться в нейтронные звезды. У звезды, находящейся в равновесии, существует баланс между гравитационными силами сжатия и давлением излучения. Когда звезда догорает, давление излучения уменьшается и наступает коллапс сверхновой, сопровождающийся сильным нагреванием и разлетом короны. Температура оставшейся материи оказывается столь высока, что интенсивно идет реакция превращения протонов р+ в нейтроны с образованием нейтрино (р+ + е~ —► п + v). После излучения нейтрино и оставшаяся материя будет состоять из нейтронов п, образуя так называемую нейтронную звезду.

’) Подробности можно найти в работе [757].

14 Ф. Риле

') Была также измерена частота перехода 1S-3S (прим. перев.)

структуры 1/а = 137,03599968(9). Существенное снижение погрешности обеспечивается

новым измерением аномального магнитного момента электрона в ловушке Пеннинга, (см.

Hanneke D., Fogwell S., Gabrielse G., Phys. Rev. Lett. 100, 120801 (2008)) (прим. перев.)

') Частота i/cs есть частота резонансной линии атома, на которой наблюдается отдача фотона, a mcs — масса атома цезия (прим. перев.)

') Необходимо отметить, что не существует эримтова оператора, соответствующего класси­ческой фазе, и, следовательно, выводы, представленные в [39], являются полу классическими.

103. de Beauvoir B., Nez F., Julien L., Cagnac B., Biraben F., Touahri D., Hilico L., Acef O., Clairon A., and Zondy J.J. Absolut frequency measurement of the 2S-8S/D transitions in hydrogen and deuterium: New determination of the Rydberg constant. Phys. Rev. Lett., 78:440-443, 1997.

104. Uhlenberg G., Dirscherl J., and Walter H. Magneto-optical trapping of silver atoms. Phys, Rev. A, 62:063404-1-4, 2000.

105. Guirandel S., Badr Т., Plimmer M.D., Juncar P., and Himbert M.E. Frequency measure­ment, isotop shift and hyperfine structure of the 4d95s22Ds/2 —>4d106p2P3/2 transition in atomic silver. Eur. Phys. J. D, 10:33-38, 2000.

106. Townes C.H. and Schawlow A.L. Microwave Spectroscopy. Dover Publications, New York, 1975.

107. Haken H. and Wolf H. C. Moleciilphysik und Quantenchemie. Springer, Berlin, Heidelberg, New York, third edition, 1998.

108. Gerstenkorn S. and Luc. P. Atlas du spectre d’absorption de la molecule d’iode; 14000

cm-1 -15000 cm"1 (1978); 15600 cm'1 - 17600 cm'1 (1977); 17500 cm4-20000 cm'1

(1977). Technical report, Laboratoire Aime-Cotton CNRSII, Centre National de la Recherche

Scientifique, 15, quai Anarole-France, 75700 Paris, 1977-1978.

128. Courteille Ph., Ma L.S., Neuhauser W., and Blatt R. Frequency measurement of 130Тег

resonances near 467 nm. Appl. Phys. B, 59:187-193, 1994.

143. Janik G., Nagourney W., and Dehmelt H. Doppler-free optical spectroscopy on the Ba+ mono-ion oscillator. J. Opt. Soc. Am. B, 2:1251-1257, 1985.

144. Kelley P.L., Harshman P.J., Blum O., and Gustafson Т.К. Radioactive renormalisation analysis of optical double resonance. /. Opt. Soc. Am. B, 11:2298-2302, 1994.

145. Stahlgies Y. Lichtverschiebung und Fano-Resonanzen in einem einzelnen Ba+ -Ion. Masters’ thesis, Universitat Hamburg, 1993.

146. Hilborn R.C. Einstein coefficients, cross sections, / values, dipole moments, and all that. Am. J. Phys., 50:982-986, 1982. Erratum in: Am. J. Phys., 51 (1983), 4710.

147. Walkup R.E., Spielfiedel A., and Pritchard D.E. Observation of non-Lorentzian spectral line shapes in Na-noble-gas systems. Phys. Rev. Lett., 45:986-989, 1980.

148. Grimm R., Weidemiiller М., and Ovchinnikov Y.B. Optical dipole traps for neutral atoms. Adv. At. Mol. Opt. Phys., 42:95-170, 2000.

189. Monroe C., Swann W., Robinson H., and Wieman C. Very cold trapped atoms in a vapor cell. Phys. Rev. Lett., 65:1571-1574, 1990.

1. ) Тропический год соответствует интервалу времени между двумя последовательными прохождениями видимого Солнца через точку весеннего равноденствия, соответствующую началу весны в северном полушарии. [↑](#footnote-ref-2)
2. ) Синодическим месяцем является интервал между двумя последовательными моментами новолуния. Термин «синодический» происходит от слова «сбор» (synode) и означает момент, когда Луна и Солнце находятся с одной стороны по отношению к земному наблюдателю. [↑](#footnote-ref-3)
3. ) Правило високосного года было изменено папой римским Григорием XIII в 1582 году таким образом, что годы с номерами, нацело делящиеся на 100, не являются високосными, за исключением тех, которые делятся на 400. Согласно этому правилу средний григорианский год состоит из 365,2425 дней, что близко к значению, указанному в тексте. [↑](#footnote-ref-4)
4. ) При росте кораллов возникают уступы, аналогичные годовым кольцам деревьев, возник­новение которых можно объяснить как изменение скорости выделения кораллами карбоната из воды в дневных и годовых циклах. Анализ структуры кораллов указывает на то, что во времена юрского периода (около 135 миллионов лет назад), длительность года составляла 377 дней [4]. [↑](#footnote-ref-5)
5. ) Хотя быстро вращающиеся пульсары, признанные «самыми точными естественными [↑](#footnote-ref-6)
6. Имеется в виду энергия колебаний осциллятора, который мог бы колебаться веч­но в отсутствие диссипативного процесса, поглощающего энергию. Не следует путать ее с энергией, которая может быть получена от генератора, где для поддержания ко­лебаний используется другой источник энергии. Например, напряжение U(t) на выхо­де генератора колебаний может поддерживать ток I(t) на устройстве с входным сопро­тивлением R. Этот ток I(t) = U(t)/R производит на устройстве переменную мощность Pit) = U{t)I(t) = U2(t)/R = (Uf/R) cos2 {u)Qt + ф). Средняя мощность P, то есть мощность, проинтегрированная за период (l/Т) jQ {Uo/R)co^(uot + (f>)dt = Uq/(2R), также пропор­циональна Uq, как и энергия E(t') = Jg dtP(t) = Uq/R^ cos2(uiot + ф) dt, произведенная генератором за период времени t!. В отличие от энергии осциллятора без потерь энергия E(t') = J‘ P(t)dt линейно растет со временем t!.

   ') Для простоты оператор Re не пишется в ходе вычислений и действительная часть берется только для окончательного результата. Следует отметить, однако, что эта процедура применима лишь для линейных операций, таких, как сложение, умножение на число, инте­грирование или дифференцирование, но не в случае нелинейных операций. В этом можно убедиться на примере произведения двух комплексных чисел, где очевидно, что в общем случае Re (А2) ф [Re (Л)]2.

   !) На самом деле существует эквивалентный способ математического описания ко­лебаний, который отличается использованием отрицательной фазы в (2.8), то есть U(t) = Re | f/0 Из формулы е~'ф = cos ф - г sin ф следует, что тогда вектор в диаграм­

   ме Аргана будет вращаться по часовой стрелке. При такой записи требуется изменить знак мнимой части у ряда величин. В тех случаях, когда это может привести к путанице, мы будем явно отмечать этот момент.

   ') В более общем случае негармонической амплитудной модуляции они называются верхней и нижней боковыми полосами частот.

   ’) В нашем случае комплексная амплитуда отложена по действительной оси. Однако в элек­тротехнике, в отличие от (2.1), предпочитают представлять гармонические колебания через синус. Соответствующая комплексная амплитуда тогда повернется на угол егп/2, то есть на 90°, и будет направлена вдоль мнимой оси. [↑](#footnote-ref-7)
7. ) Строго говоря, дельта-функция Дирака не является функцией. Она определяется так называемым «пинцетным» свойством

   +оо

   | 5(ш — u>')f(ui)dui = f(u'), (2.22)

   * ОО

   где f(u) — любая функция, непрерывная в точке а/. Подстановка f(ut) — 1 дает Jl^^(w —

   * u')dw = 1. Дельта-функция стремится к оо при J -> ш.

   [↑](#footnote-ref-8)
8. Знак мнимой части в формуле (2.33) и на рис. 2.5, б) является следствием нашего выбора пары формул (2.19) и (2.20) для преобразования Фурье. Если изменить знаки в комплексных экспонентах (2.19) и (2.20) на противоположные, то изменятся знаки в мнимой части в фор­муле (2.33) и на графике 2.5,6). [↑](#footnote-ref-9)
9. Ф. Риле [↑](#footnote-ref-10)
10. Это решение не обязательно является общим решением. [↑](#footnote-ref-11)
11. ) Здесь мы должны различать частоту генератора и и фурье-частоты /, используемые при описании спектра частотных флуктуаций Su(f). [↑](#footnote-ref-12)
12. !) У стационарного случайного процесса средняя величина и дисперсия не зависят от времени. [↑](#footnote-ref-13)
13. ) Процесс называется эргодическим, если для него среднее по неограниченной выборке равно среднему по времени при бесконечном времени усреднения ({у) = у). [↑](#footnote-ref-14)
14. ) Стационарность и эргодичность — это математические свойства, которые часто приписы­вают случайным процессам, используемым для моделирования флуктуаций реальных стан­ [↑](#footnote-ref-15)
15. 0

    часто используемыми при описании шумов лазерных генераторов. [↑](#footnote-ref-16)
16. ) Первая демонстрация столь высокой добротности резонаторов при низких температурах [↑](#footnote-ref-17)
17. ) Суперинвар (31% Ni, 5% Co, 64% Fe) имеет еще меньший коэффициент линейного [↑](#footnote-ref-18)
18. теплового расширения, а « —19 - 10~8 К-1 при 20° Цельсия. [↑](#footnote-ref-19)
19. ) Аналогичная ситуация имеет место для однократно ионизированных атомов третьей [↑](#footnote-ref-20)
20. группы периодической таблицы, например индия или таллия. Использование этих ионов [↑](#footnote-ref-21)
21. От немецких слов gerade (четный) и ungerade (нечетный). [↑](#footnote-ref-22)
22. Отметим, что комбинационные частоты близки, но не точно совпадают с комбинациями частот мод. [↑](#footnote-ref-23)
23. ‘) Дипольный момент явлется вектором, направленным от -q к +q. Электрическое поле создает в атоме дипольный момент, в котором электроны следуют за полем, однако положение положительного заряда, то есть ядра, остается практически неизменным. Если г представляет собой вектор, направленный от ядра к электрону, то он оказывается антипараллелен диполь- ному моменту, что обусловливает положительный знак в правой части формулы (5.33). [↑](#footnote-ref-24)
24. ) Если бы мы в уравнениях (5.52)-(5.64) использовали Нц вместо Н2\, то вторая компо­нента вектора выглядела бы как +2/Ыт Н\2. [↑](#footnote-ref-25)
25. ) В случае коротких лазерных импульсов используется соотношение «длительность-полоса частот» для квадрата амплитуды, а не для самой амплитуды. [↑](#footnote-ref-26)
26. ) Термин «интенсивность» используется для обозначения различных параметров излуче­ния, что, как было проиллюстрировано Хилборном [146], ведет к путанице при сравнении результатов из различных источников. Обычно этот термин используется для физической величины «плотность мощности», имеющей размерность Вт/м2, как и интенсивность насы­щения (5.122). Взаимосвязь между плотностью мощности I, усредненной по периоду ко­лебаний поля, и напряженностью электрического поля в плоской электромагнитной волне E(t, z) = Eq cos(uit — kz) задается формулой

    I=^fEl (5.121)

    Помимо случая интенсивности насыщения, которая является устоявшимся определением, мы будем стараться избегать использования термина «интенсивность» при описании параметров излучения. [↑](#footnote-ref-27)
27. ) Если принять в рассмотрение конечную длительность столкновений, то наблюдаются малые отклонения от лоренцевой формы линии. [↑](#footnote-ref-28)
28. Если вычислять поляризуемость с использованием модели двухуровневой квантовой системы и классического поля излучения, то при малых значениях насыщения получается формула, подобная (5.134), с заменой классической скорости распада на

    Г = З^К2Й1>|2- (5-133)

    Классическая формула (5.132) является хорошим приближением для сильных дипольно- разрешенных переходов из основного состояния [146, 148]. [↑](#footnote-ref-29)
29. Усреднение необходимо, поскольку атом претерпевает случайные толчки в импульсном пространстве, вызванные процессами спонтанного излучения [158], и данное значение спра­ведливо только в случае изотропного излучения. [↑](#footnote-ref-30)
30. ) В СРТ теореме постулируется, что физические законы инвариантны относительно од­новременного преобразования зарядового сопряжения (С), преобразования четности (Р) и обращения времени (Т). [↑](#footnote-ref-31)
31. ') Электронные состояния атомов гелия приведены согласно обозначениям схемы LS связи Возбужденные состояния неона с конфигурацией основного состояния ls22s22p6 (рис. 9.2) [↑](#footnote-ref-32)
32. возникают при возбуждении одного электрона в состояния 3s, 4s, ... или Зр, 4р при [↑](#footnote-ref-33)
33. ) Авторы используют различные обозначения фазы. Здесь знак коэффициента отражения выбран согласно работе [445]. [↑](#footnote-ref-34)
34. ) Математически есть строгое различие в решении в зависимости от того, является /3 целым числом или нет, на что указывает, например, тот факт, что условие 0 = 1 определяет границу между первой и второй областями стабильности. На практике это несущественно, поскольку параметры ловушки должны лежать заведомо внутри области стабильности во избежание влияния флуктуаций напряжений на электродах, определяющих параметры а и q. [↑](#footnote-ref-35)
35. Ф. Риле [↑](#footnote-ref-36)
36. - cos Awt sin2 Aojt/2 [↑](#footnote-ref-37)
37. ) Один сидерический год соответствует интервалу времени, за которое Земля возвращается на то же положение на своей орбите, что измеряется относительно звездной координатной системы. [↑](#footnote-ref-38)
38. ) В геоцентрической системе отсчета, используемой для определения астрономического времени, кажущийся путь Солнца по небесной сфере представляет собой окружность, которая пересекает экваториальную плоскость в дни весеннего и осеннего равноденствия. [↑](#footnote-ref-39)
39. ) С более детальным описанием читатель может познакомиться в [1, 8, 722]. [↑](#footnote-ref-40)
40. ‘) Необходимо отметить, что в выражении (12.5) учитывается лишь полярное сжатие Земли; неравномерное распределение массы при этом не учитывается. [↑](#footnote-ref-41)
41. В России функционируют радиостанции РБУ в Московской области и РТЗ под Иркут­ском (прим. перев ).

    ') История возникновения GPS описана в работе [731]. [↑](#footnote-ref-42)
42. ) Точкой весеннего равноденствия является точка на небосводе, в которой оказывается Солнце на момент начала весны. [↑](#footnote-ref-43)
43. ) При наблюдении пульсаров, испускающих вспышки гамма-излучения с периодом 7,4 с, регистрировались еще более высокие значения магнитных полей на их поверхности. На основании измерения периода вращения, а также скорости замедления были сделаны оценки, что напряженность магнитного поля должна соответствовать 8 • Ю10Тл [744]. [↑](#footnote-ref-44)
44. ') «Если мы хотим получить стандарт длины, времени или массы, который должен быть абсолютно постоянным, мы должны искать его не в размерах, движении или массе планет, но в длине волны, периоде колебаний и в абсолютной массе прочных, неизменных и идентичных молекул» — цитата из Пертли [763], стр. 15. [↑](#footnote-ref-45)
45. подтверждено экспериментально с погрешностью порядка 1% на основании локации Луны и сравнения с моделью земной и лунной орбит [767, 768].

    1. Сеть дальней космической связи. Использование современных часов и точных методов синхронизации времени открыло возможность для достижения исключительно высокой точности в космических полетах большой дальности. В ка­честве примера рассмотрим совместный проект «Кассини» (в работе над проектом участвовали НАСА, Европейское и Итальянское космические агенства), в рамках которого в конце 1997 г. был запущен космический аппарат для исследования Сатур­на. Был запланирован полет длительностью 7 лет, причем в полете аппарат должен был четырежды получить дополнительный разгон в гравитационных полях Венеры (два раза), Земли и Юпитера. Орбитальная ступень «Кассини» в 2004 г. должна была доставить в систему Сатурна зонд «Гюйгенс», который по плану должен был спуститься на поверхность Титана (спутника Сатурна), обладающего плотной атмо­сферой. Предполагалось, что атмосферные ветры вызовут отклонения горизонтальной скорости зонда «Гюйгенс», и планировалось по измерениям доплеровских сдвигов измерить зональный скоростной профиль атмосферы Титана [769]. Аналогичные измерения зонального профиля ветров на Юпитере были выполнены по наблюдениям за изменением скорости зонда «Галилео» во время его посадки. При этом были зарегистрированы скорости ветра вплоть до 200 м/с [770]. Для выполнения этого измерения на борту космического аппарата «Кассини» был установлен кварцевый осциллятор (SC-срез кристалла), работающий на частоте 4,79МГц и обладающий девиацией Аллана ау(т = 1 с) = 2 • 10-13. В свою очередь, на борту зонда «Гюйгенс» находились рубидиевые часы с характеристикой ау(т = 1 с) - 6 • 10 [771].

    [↑](#footnote-ref-46)
46. Аппарат «Кассини» вошел в систему Сатурна 1 июля 2004 г., а 14 января 2005 г. зонд «Гюйгенс» совершил успешную посадку на поверхность Титана. За время миссии были получены уникальные фотографии Юпитера, Феба, поверхности Сатурна и его спутников. Были открыты новые луны Сатурна, измерен период вращения Сатурна и получена большая серия уникальных данных по его спутнику Титану. Несмотря на возникшие при посадке сложности с телеметрией, с подключением техники VLBI удалось получить около 350 фо­тографий поверхности и осуществить зондирование вертикального профиля скоростей ветров в атмосфере, которые достигают 400 м/с (прим. перев.) [↑](#footnote-ref-47)
47. ) Значение, рекомендованное CODATA [791], составляет 1 /а — 137,03599911 ±3,3- 10~9. [↑](#footnote-ref-48)
48. ) В 2008 г. группой CODATA рекомендовано уточненное значение постоянной тонкой [↑](#footnote-ref-49)
49. ) Широкий обзор, включающий описание этой и других гипотез, а также первых измере­ний фундаментальных физических констант, сделан в работе Петли [763]. [↑](#footnote-ref-50)
50. В 2008 г. опубликован результат сравнения частот оптических переходов в ионах алюми­ния и ртути (Rosenband Т. et al., Science 319, 1808 (2008)), погрешность которого составляет несколько единиц в 17-м знаке. Сравнение частот проводилось в течение 1 года. Поскольку релятивистские поправки к энергии уровней в тяжелом ионе ртути обладают существенно другой зависимостью от а, чем в ионе алюминия, авторам удалось наложить строгое модельно­независимое ограничение на дрейф постоянной тонкой структуры. Полученное ограничение а/а = (1,6 ± 2,3) • 10~17/год является наиболее строгим для дрейфа а в современную эпоху (прим. перев.). [↑](#footnote-ref-51)
51. ) С точки зрения задач, исследуемых в данной главе, отличие полученных результатов от случая квантования поля в свободном пространстве несущественно. [↑](#footnote-ref-52)
52. ) Блестящая идея использования вспомогательного иона привела к прорыву в точ­ности метрологических измерений. В 2008 г. сравнение оптических частот переходов в ионах А1 и 199Hg+ (см. раздел (10.3.2)), выполненное в NIST, позволило достичь нестабильности на уровне 5,2 • 10 |7, что на порядок ниже, чем аналогичный показа­тель у лучших первичных стандартов частоты. Отношение частот переходов составляет ик\+/ин%+ = 1,052871 833 148990438(55) и является наиболее точно измеренным отношением частот на сегодняшний день (Rosenband Т. et al„ Science 319, 1808 (2008)). Измерения выполнялись с помощью гребенки оптических частот без использования первичных стандартов (прим. перев.). [↑](#footnote-ref-53)
53. ') В 2008 г. опубликован результат сравнения трех часов на атоме Sr в оптических решетках, которые функционируют в лабораториях США, Франции и Австралии (Blatt S. et al., Phys. Rev. Lett.. 100, 140801, (2008)). Показано, что частоты согласуются на уровне Ю— по отношению к цезиевому стандарту, что выводит данный тип часов в разряд наиболее согласованных друг с другом атомных часов на оптических переходах. Выполненные изме­рения позволили наложить верхнюю границу на связь электромагнитного и гравитационного взаимодействия (прим. перев.). [↑](#footnote-ref-54)