

**Общая
АСТРОФИЗИКА**

МГУ, Физический факультет
Государственный астрономический институт
им. П. К. Штернберга

А.В. Засов, К.А. Постнов

Общая АСТРОФИЗИКА



Фрязино
2011

УДК 52
ББК 22.6
3-36

Засов А. В., Постнов К. А.

Общая астрофизика. 2-е изд. испр. и дополн. –
Фрязино: Век 2. 2011. – 576 с.
ISBN 978-5-85099-188-3

3-36 Книга основана на курсах лекций по общей астрофизике, которые на протяжении многих лет читаются авторами для студентов физического факультета МГУ. В книге рассматриваются основные механизмы взаимодействия излучения с веществом, современные методы астрономических наблюдений, физика Солнца и Солнечной системы, физические процессы в межзвездной среде, формирование звезд и их строение, эволюция звезд и их превращение в компактные объекты, а также наблюдаемые процессы в галактиках и элементы современной космологии. В целом, авторы дают общую физическую картину строения и эволюции нашей Вселенной.

Книга может служить современным учебным пособием по общей астрофизике, в первую очередь для студентов физических и астрономических специальностей университетов.

ББК 22.6

На обложке:

ISBN 978-5-85099-188-3 © А. В. Засов, К. А. Постнов, текст, илл.
© Век 2, 2011

ПРЕДИСЛОВИЕ

Предисловие к первому изданию

Эта книга написана на основе курса лекций по общей астрофизике, читаемых авторами студентам физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова.

Особенность астрофизики как предмета состоит прежде всего в ее многосторонности и в большой широте охвата изучаемых явлений — от разреженной межпланетной и межзвездной среды до сверхплотного состояния вещества в недрах белых карликов и нейтронных звезд, от тел солнечной системы и ближайшего космоса до всей Вселенной, рассматриваемой как целое. Вторая особенность — бурное развитие астрофизики, непрерывное появление новых данных наблюдений, разработка и проверка теоретических схем и гипотез. Это усложняет отбор материала, который может быть включен в учебное пособие. Авторы не стремились рассказать обо всем важном, известном к моменту написания книги, стараясь акцентировать внимание на ключевых вопросах. Каждое астрофизическое явление или объект обладает рядом специфических черт и особенностей, которые часто требуют индивидуального рассмотрения и описания. Одно только изложение феноменологических фактов о звездах или компонентах межзвездной среды может составить предмет отдельной книги.

Предлагаемая книга несколько шире по содержанию, чем традиционные курсы общей астрофизики. В ней делается упор на объяснение основных физических процессов, происходящих в космических объектах и средах. При этом факты, необходимые для понимания того или иного явления, приводятся лишь в минимальном объ-

еме. Книга готовилась в первую очередь для читателей, овладевших знаниями в рамках общего университетского курса физики, и не требует специальных знаний по астрономии. Часть вспомогательного материала из курса общей физики и выводы некоторых формул вынесено в Приложение. При подготовке рукописи мы использовали специализированные издания и монографии, большая часть которых отражена в списке литературы. Мы надеемся, что данная книга послужит введением в современные проблемы астрофизики и поможет читателю ознакомиться с астрофизической картиной мира — в объеме достаточном для дальнейшего углубленного изучения конкретных направлений этой быстроразвивающейся области знания.

Мы приносим искреннюю благодарность нашим коллегам В. А. Батурину, В. К. Конниковой, В. Г. Корнилову, С. А. Ламзину, М. А. Лившицу, А. Д. Чернину и особенно академику А. М. Черепашку, которые взяли на себя нелегкий труд чтения отдельных глав рукописи и сделали много ценных замечаний. Мы также глубоко признательны В. Н. Семенцову и А. Ю. Кочетковой за помощь при оформлении рукописи, а также другим коллегам, замечания которых мы старались учесть.

Так получилось, что работа над книгой завершилась в 2006 году, в котором исполняется 100 лет со дня рождения замечательного ученого и педагога, нашего учителя, многолетнего заведующего кафедрой астрофизики и звездной астрономии физического факультета МГУ профессора Дмитрия Яковлевича Мартынова. Наша книга продолжает и развивает его замечательный учебник по общей астрофизике, последнее издание которого вышло в 1988 году, и на котором воспитано не одно поколение студентов.

Пусть это будет нашей данью его светлой памяти.

Москва, 2006.

Предисловие ко второму изданию

За несколько лет, прошедших после первого издания этой книги, новые эксперименты и всеволновые наблюдения привели к важным открытиям в наблюдательной космологии, звездной астрофизике, астрофизике высоких энергий, планетной астрономии. Так, за точные измерения и открытие анизотропии реликтового излучения в 2006 году американским астрофизикам Джону Мазеру и Джорджу Смуту была присуждена Нобелевская премия по физике.  Бортов космических телескопов и специализированных спутников получена бесценная информация в различных диапазонах длин волн от далекого ИК (космический телескоп «Спитцер») до сверхжесткого гамма (космический телескоп «Ферми»). Наземной установкой «Оже» измерены энергии частиц космических лучей до значений выше 10^{20} эВ. Черенковские телескопы установки H.E.S.S. в Намибии регистрируют ТЭВ-ные фотоны из центра Галактики, от активных ядер галактик и квазаров и тесных двойных систем с нейтронными звездами. Спутниками «Свифт», «ИНТЕГРАЛ» и «Конус-Винд» зарегистрированы десятки далеких космических гамма-всплесков (вплоть до рекордного для астрофизических объектов красного смещения 8.3 от гамма-всплеска 090423) и мощнейшее мягкое гамма-излучение от магнитаров — нейтронных звезд со сверхсильным магнитным полем напряженностью выше 10^{14} Гс. Открыты новые типы сверхновых — от рекордно ярких, связанных с коллапсом ядер самых массивных звезд, до чрезвычайно слабых, возможно связанных с термоядерными взрывами на поверхности белого карлика (промежуточные объекты между вспышками новых звезд и термоядерными сверхновыми типа Ia). Обнаружены сотни новых экзопланет вокруг звезд, некоторые из которых имеют параметры, близкие к планетам земной группы. Проведены уникальные обзоры всего неба, в первую очередь — обзор SDSS (Sloan Digital Sky Survey), давшие фотометрическую и спектральную информацию о миллионах галактик и звезд. Все теснее становятся рамки допустимых моделей темной материи, и появилась надежда на регистрацию гипотетических частиц темной материи в новейших экспериментальных установках (Линейный Адронный Коллайдер в ЦЕРНе). Запущены и планируются новые космические миссии к телам Солнечной системы.

Список достижений астрофизики за последние годы можно продолжать долго. Однако, оставаясь в рамках учебного пособия, мы не

ставили целью дать обзор последних открытий — они не изменили общую астрофизическую картину мира. Тем не менее, мы отразили во втором издании книги часть наиболее важных новых достижений астрофизики, без упоминания которых уже нельзя обойтись.

После благожелательной критики многих коллег из различных астрономических учреждений и университетов, мы постарались исправить замеченные опечатки и неточности формулировок, допущенные в первом издании. Мы благодарим всех, кто помог нам в этом деле. Во втором издании значительной переработке подверглись главы 2, 3, 5, 8, 9, 11. В Приложения добавлено несколько новых разделов. Особую благодарность мы приносим коллегам из Санкт-Петербургского университета и лично В. В. Иванову, а также А. С. Растворгуеву, М. В. Сажину, Г. В. Якуниной и другим коллегам из ГАИШ МГУ за замечания к первому изданию. Существенные изменения в главе 3 были внесены после ее внимательного прочтения В. Г. Корниловым и Б. С. Сафоновым, за что мы им приносим глубокую благодарность. Мы также признательны В. С. Бескину, Я. Н. Истомину, С. И. Блинникову, Н. Н. Чугаю за обсуждение физических аспектов многих астрофизических явлений.

Москва, 2011

ОГЛАВЛЕНИЕ

Глава 1. Введение	17
1.1. Пространственно-временные масштабы в астрофизике	20
1.1.1. Расстояния	20
1.1.2. Характерные времена	24
1.1.3. Характерные значения масс	24
1.1.4. Солнечные единицы	25
1.2. Состояние вещества во Вселенной	26
Глава 2. Излучение и поглощение ЭМ волн в среде	29
2.1. Основные понятия	30
2.1.1. «Температурная» шкала электромагнитных волн	30
2.1.2. Интенсивность излучения	30
2.1.3. Поток излучения. Связь с интенсивностью . .	32
2.1.4. Плотность энергии излучения	34
2.1.5. Понятие спектра	34
2.2. Излучение абсолютно черного тела	34
2.2.1. Тепловое излучение	34
2.2.2. Понятие термодинамического равновесия и локального термодинамического равновесия .	35
2.2.3. Спектр абсолютно черного тела	36
2.3. Перенос излучения в среде и формирование спектра .	40
2.3.1. Коэффициент излучения	40
2.3.2. Коэффициент поглощения и оптическая тол- щина	41
2.3.3. Уравнение переноса при наличии поглощения и излучения	43

2.3.4.	Решение уравнения переноса для простейших случаев	45
2.3.5.	Образование спектральных линий в условиях ЛТР	46
2.3.6.	Температура астрофизических источников, определенная по их излучению	49
2.4.	Астрофизические примеры спектров	52
2.5.	Основные механизмы поляризации излучения	56
2.6.	Задачи	58
Глава 3. Особенности астрономических наблюдений и физические ограничения их возможностей		63
3.1.	Основные задачи наблюдательной астрономии	63
3.2.	Пропускание света земной атмосферой	64
3.3.	«Точечные» и «протяженные» источники	66
3.4.	Оптические наблюдения	67
3.4.1.	Оптические телескопы	67
3.4.2.	Приемники излучения	73
3.4.3.	Видимый диапазон	74
3.4.4.	Проблема улучшения углового разрешения телескопа	75
3.4.5.	Звездные интерферометры	77
3.4.6.	Физические ограничения на точность фотометрических измерений	82
3.4.7.	Спектральные наблюдения	86
3.5.	Радиоастрономические наблюдения	89
3.5.1.	Радиотелескопы	89
3.5.2.	Радиоинтерферометры. Метод апертурного синтеза	92
3.6.	Рентгеновские телескопы и детекторы	95
3.7.	Поляризационные наблюдения	97
Глава 4. Межзвездная среда		99
4.1.	Основные составляющие и проявления	99
4.2.	Пропускание излучения межзвездной средой	104
4.3.	Физические особенности разреженной космической среды	109
4.3.1.	Запрещенные линии	109
4.3.2.	Излучение нейтрального водорода	111
4.3.3.	Вмороженность магнитного поля	113
4.4.	Объемный нагрев и охлаждение МЗС	116

4.4.1.	Основные механизмы нагрева газа	116
4.4.2.	Основные механизмы охлаждения газа	118
4.5.	Тепловая неустойчивость МЗС	125
4.6.	Ионизованный водород и зоны НП	128
4.7.	Горячий, или «корональный» газ	130
4.8.	Молекулярные облака, звездообразование и мазеры	131
4.9.	Космические лучи и синхротронное излучение	134
4.9.1.	Проблема происхождения и ускорения КЛ сверхвысоких энергий	141
4.10.	Другие методы диагностики космической плазмы	144
4.11.	Задачи	147
Глава 5. Звезды		149
5.1.	Общие характеристики	149
5.2.	Образование звезд	153
5.2.1.	Гравитационная неустойчивость	153
5.2.2.	Влияние вращения на сжатие	156
5.2.3.	Влияние магнитного поля на сжатие	157
5.3.	Стадии формирования звезды	158
5.4.	Стационарные звезды	161
5.4.1.	Гидростатическое равновесие	162
5.4.2.	Теорема вириала для звезды	163
5.4.3.	Тепловая устойчивость звезд. Отрицательная теплоемкость	165
5.5.	Ядерные реакции в звездах	166
5.5.1.	pp-цикл (Г. Бете, 1939)	169
5.5.2.	Проблема солнечных нейтрино	171
5.5.3.	CNO-цикл	174
5.5.4.	О характере движения квантов в недрах Солнца и звезд	175
5.5.5.	Происхождение химических элементов до элементов железного пика	178
5.5.6.	Уравнения внутреннего строения звезд и Солнца	179
5.6.	Роль давления излучения в массивных звездах	181
5.7.	Соотношения $M-L$ и $M-R$ для звезд ГП	184
5.8.	Атмосферы звезд	185
5.8.1.	Образование спектральных линий	186
5.8.2.	Спектральная классификация звезд	189
5.8.3.	Непрерывный спектр	191

5.9.	Солнце как ближайшая звезда	193
5.9.1.	Общие характеристики	193
5.9.2.	Особенности фотосферы, хромосфера и короны Солнца	198
5.9.3.	Солнечные вспышки. Активность Солнца . . .	206
5.9.4.	Гелиосеймология	209
5.10.	Задачи	212
Глава 6. Эволюция звезд		215
6.1.	Эволюция звезд после выгорания водорода	215
6.2.	Вырождение вещества	217
6.3.	Предел Чандraseкара и фундаментальная масса звезды	221
6.4.	Вырождение вещества в центре у звезд различных масс	222
6.5.	Роль потери массы в эволюции звезды	227
6.5.1.	Звездный ветер на главной последовательности	227
6.5.2.	Звездный ветер после главной последовательности. Асимптотическая ветвь гигантов и образование планетарных туманностей	229
6.6.	Эволюция одиночных звезд после главной последовательности: краткий итог	230
6.7.	Пульсации звезд. Цефеиды	233
6.8.	Процессы образования тяжелых элементов в природе .	238
Глава 7. Двойные звезды		241
7.1.	Определение масс двойных звезд. Функция масс	241
7.2.	Особенности эволюции звезд в ТДС	244
7.2.1.	Приближение Роша и полость Роша	245
7.2.2.	Перенос масс	247
7.3.	Стадии эволюции двойных звезд	250
Глава 8. Планетные системы		256
8.1.	Методы исследования и состав солнечной системы . .	256
8.2.	Методы обнаружения планет вокруг звезд	269
8.3.	Статистические зависимости экзопланет	275
8.4.	Образование планет и их систем	277
8.4.1.	Протопланетные диски	277
8.4.2.	Образование планет солнечной системы	278
Глава 9. Сверхновые и остатки сверхновых		281
9.1.	Нейтронизация вещества	281
9.1.1.	Фотодиссоциация	282
9.1.2.	Нейтронизация вещества и УРКА-процессы .	282

9.1.3.	Захват нейтрино и остановка коллапса	284
9.2.	Вспышки сверхновых	287
9.2.1.	Сверхновые II типа	288
9.2.2.	Гиперновые и гамма-всплески	293
9.2.3.	Сверхновые типа Ia	295
9.2.4.	Ярчайшие сверхновые	296
9.2.5.	Остатки сверхновых и их взаимодействие с межзвездной средой	297
Глава 10. Компактные звезды		
	и их наблюдательные проявления	304
10.1.	Белые карлики	305
10.1.1.	Белые карлики в двойных системах. Катализмические переменные и новые звезды .	306
10.2.	Нейтронные звезды	308
10.2.1.	Внутреннее строение НЗ	310
10.2.2.	Оценки масс НЗ	313
10.3.	Свойства пульсаров	316
10.3.1.	Основные свойства	316
10.3.2.	Торможение вращения пульсаров	318
10.4.	Рентгеновские пульсары	323
10.5.	Черные дыры	324
10.6.	Эффективность акреции на компактные звезды	326
10.7.	Эддингтоновский предел светимости при акреции на компактные релятивистские объекты	329
10.8.	Задача	331
Глава 11. Галактики		332
11.1.	Звездные скопления и наша Галактика	332
11.2.	Основные характеристики галактик	336
11.3.	Структура галактик	342
11.4.	Движение газа и звезд	347
11.4.1.	Столкновение звезд и время релаксации	347
11.4.2.	Особенности движения звезд различных под- систем	352
11.4.3.	Принципы измерения скоростей вращения галактик	354
11.4.4.	Кривые вращения галактических дисков	358
11.4.5.	Скорость вращения и круговая скорость	360
11.4.6.	Связь распределения масс в галактике с кривой вращения	362

11.4.7. Проблема темного гало	365
11.4.8. О гравитационной устойчивости звездных дисков	370
11.4.9. Дисперсия скоростей и толщина галактических дисков	373
11.4.10. Бары галактик	377
11.4.11. Принципы оценки масс Е-галактик	380
11.5. Физическая природа спиральной структуры	382
11.5.1. Спиральные ветви: наблюдаемые свойства	382
11.5.2. Два типа спиральных ветвей	384
11.6. Межзвездный газ в галактиках	390
11.6.1. Холодный газ: нейтральный и молекулярный водород	392
11.6.2. Области НII в галактиках	398
11.6.3. Горячий газ и рентгеновское излучение галактик .	400
11.6.4. Магнитные поля	403
11.7. Звездообразование в галактиках	404
11.7.1. Общие сведения	404
11.7.2. Физические процессы, управляющие звездообразованием	408
11.7.3. Волны сжатия	418
11.7.4. Гравитационная неустойчивость газового диска	421
11.8. Ядра галактик	424
11.8.1. Общие сведения	424
11.8.2. Структура активных ядер	429
11.8.3. Сверхмассивные черные дыры	430
11.8.4. Основные принципы определения масс СМЧД .	433
11.9. Скопления галактик	438
11.9.1. Общие сведения	438
11.9.2. Газ в скоплениях галактик	441
11.9.3. Оценка массы богатых скоплений	443
11.9.4. Особенности эволюции галактик в скоплениях .	445
11.10. Задачи	449
Глава 12. Элементы современной космологии	452
12.1. «Краткий курс» истории космологии XX века	454
12.2. Крупномасштабная структура Вселенной	457
12.3. Предельно далекие галактики и квазары	458
12.4. Космологические модели	462
12.4.1. Космологический принцип	462

12.5. Однородные и изотропные космологические модели	462
12.5.1. Выбор системы координат	462
12.5.2. Метрика Фридмана–Робертсона–Уокера	465
12.6. Кинематика Вселенной	466
12.6.1. Закон Хаббла	466
12.6.2. Пекулярные скорости галактик	468
12.6.3. Распространение света. Красное смещение	470
12.6.4. Углермерное и фотометрическое расстояния	473
12.6.5. Хаббловские диаграммы	476
12.6.6. Горизонт частиц	477
12.6.7. Поверхностная яркость и парадокс Ольберса	479
12.7. Динамика Вселенной	480
12.7.1. Эволюция расширения. Критическая плотность	480
12.7.2. Влияние давления	483
12.8. Модели Фридмана с космологической постоянной	485
12.9. Горячая Вселенная	491
12.10. Первичный нуклеосинтез («первые три минуты»)	495
12.11. Реликтовое излучение и эпоха рекомбинации	497
12.12. Эффект Суняева–Зельдovicha	499
12.13. Флуктуации реликтового излучения	503
12.14. Трудности классической космологии	505
12.14.1. Проблема горизонта (проблема причинности)	505
12.15. Модель инфляционной Вселенной	507
12.16. Рост малых возмущений	510
12.16.1. Поляризация реликтового излучения	511
12.17. Образование крупномасштабной структуры Вселенной	513
12.18. Заключение	515
Приложение А. Гравитация	518
A.1. Гравитационная энергия	518
A.2. Время свободного падения	520
A.3. Теорема вириала	521
A.4. Квадрупольная формула для гравитационного излучения от двойной звезды	523
A.5. Вывод формулы для эпизициклической частоты	526
Приложение В. Взаимодействие излучения и вещества	528
B.1. Элементарные процессы, ответственные за излучение и поглощение света	530
B.1.1. Свободно–свободные переходы (электрон в поле протона)	530

B.1.2.	Свободно–связанные переходы	530
B.1.3.	Переходы между энергетическими уровнями	530
B.1.4.	Ионизация	531
B.1.5.	Рекомбинация	531
B.2.	ТДР и ЛТР	532
B.3.	Ионизационное равновесие	534
B.3.1.	Локальное термодинамическое равновесие. Формула Саха.	534
B.3.2.	Корональное приближение	538
B.3.3.	Фотоионизационное равновесие	541
Приложение С. Вопросы переноса		544
C.1.	Влияние рассеяния на перенос излучения	544
C.1.1.	Случай чистого рассеяния	544
C.1.2.	Связь числа рассеяний с оптической толщиной	545
C.1.3.	Случай рассеяния и поглощения	547
C.2.	Диффузионное приближение и росселандово среднее .	549
Приложение D. Метрика однородного изотропного пространства		551
Приложение Е. Системы единиц и безразмерные числа		553
E.1.	Физические константы	553
E.2.	Безразмерные числа	554
Приложение F. Звездные величины		556
Приложение G. Солнечное обилие химических элементов		561
Литература		565
Предметный указатель		567

ВВЕДЕНИЕ

В необычных астрофизических явлениях законы физики предстают перед исследователями в ином ракурсе, более глубоко раскрывая свое содержание.

С. Б. Пикельнер

Астрофизика — наука, занимающаяся исследованием далеких космических объектов и явлений физическими методами. Астрофизика нацелена на создание физической картины окружающего мира, объясняющей наблюдаемые явления, на изучение происхождения и эволюции как отдельных классов астрономических объектов, так и Вселенной как единого целого в рамках известных физических законов.

Поскольку прямые контакты научных приборов с изучаемыми объектами практически исключены, основу астрофизики, как и астрономии в целом, составляют наблюдения, то есть прием (детектирование) и анализ излучения далеких источников. Непосредственные результаты наблюдений, как правило, сводятся к относительным или абсолютным измерениям энергии, приходящей от источника или его отдельных частей, в определенных интервалах спектра. Интерпретация результатов наблюдений базируется на знании механизмов излучения электромагнитных волн и их взаимодействия с веществом.

Исторически астрофизика выделилась в самостоятельное научное направление с появлением в конце XIX века спектрального ана-

лиза, который открыл возможность дистанционного исследования химического состава и физического состояния не только лабораторных, но и астрономических источников света. Наблюдения спектров звезд окончательно доказали, что астрономические тела состоят из атомов известных на Земле элементов, подчиняющихся тем же физическим законам. Химическое «единство» природы особенно наглядно было подтверждено открытием гелия — сначала (по спектру) в атмосфере Солнца, а только затем — в некоторых минералах на Земле.

Современные методы исследования позволяют по спектральным особенностям излучения не только узнать состав, температуру и плотность среды, но и измерить лучевые скорости источников и скорости внутренних движений в них, оценить расстояние до них, и на базе физических теорий выяснить механизм излучения, определить индукцию магнитных полей и многие другие характеристики.

Бурное развитие астрофизики за более чем столетний период ее существования было связано как с быстрым развитием различных направлений классической, квантовой и релятивистской физики — с одной стороны, так и со строительством крупных телескопов, появлением принципиально новых приемников излучения и компьютерных методов обработки наблюдений — с другой. Очень важный, революционный скачок в астрофизических исследованиях произошел с началом изучения объектов за пределами оптического диапазона спектра, сначала в радио (конец 30-х годов XX века), а затем, уже с помощью космической техники (60–80-е годы XX века), в далеком инфракрасном, далеком УФ, рентгеновском и гамма-диапазонах. «Многокрасочность» Вселенной привела к более глубокому пониманию природы давно известных космических тел, а также открытию новых типов астрономических объектов; природа некоторых из них до сих пор остается малопонятной. Позднее началось развитие и нейтринной астрономии, основанной на регистрации и анализе нейтринного излучения из космоса. На очереди стоит астрономия гравитационных волн.

Важной особенностью астрофизики является то, что она исследует процессы, как правило, не воспроизводимые в лабораториях. К примеру, термоядерные реакции в плазме, удерживаемой от расширения собственным гравитационным полем, — это не экзотический, а самый распространенный источник энергии наблюдаемых звезд. Только в астрофизике исследуются среды с экстремально низ-

кой плотностью — менее 10^{-27} г/см³ (разреженный межгалактический газ), излучение которых, тем не менее, может приниматься благодаря большим объемам, занимаемым ими. Можно отметить также экстремально высокие плотности вещества (от нескольких тысяч г/см³ в звездах из вырожденного газа до $10^{14} - 10^{15}$ г/см³ в нейтронных звездах), температуры в миллиарды градусов (внутренние области аккреционных дисков), едва обнаружимые и, наоборот, предельно сильные гравитационные поля, наблюдаемые ультравысокие энергии элементарных частиц, не достижимые даже для строящихся коллайдеров, и даже не излучающую электромагнитных волн и потому невидимую «темную» материю. Все это делает астрофизические исследования неоценимыми для решения фундаментальных физических проблем. Не удивительно, что почти все фундаментальные физические теории — от классической механики и ньютоновской гравитации до теории относительности и физики элементарных частиц — прошли или проходят астрономическую (астрофизическую) проверку.

Очевидно, что астрофизика неотделима от физики, так что резкой границы между ними не существует. Однако она обладает важной особенностью, заключающейся не столько в специфичности космических объектов или в необычных пространственных масштабах изучаемых явлений, сколько в исследовании формирования и эволюции астрономических тел и систем. По словам крупнейшего отечественного астрофизика И. С. Шкловского, «едва ли не основным результатом многолетних исследований астрономических объектов является утверждение о том, что все они эволюционируют».

Основной силой, определяющей характер эволюции астрономических объектов, является гравитация (что связано с их большими массами), которая в физике «земных» явлений, как правило, не имеет решающего значения или воспринимается только как наличие у тел веса. Поэтому в астрофизике очень большое внимание уделяется изучению гравитационного взаимодействия и самогравитации космических тел и сред и той роли, которую они играют в их формировании и эволюции.

Таким образом, физические свойства космических объектов, определяемые по характеру излучения, а также их происхождение и эволюция, связанная прежде всего с гравитацией, — это два основных и взаимосвязанных аспекта современной астрофизики. Именно на их изучение, в первую очередь, нацелен настоящий курс.

1.1. Пространственно-временные масштабы в астрофизике

1.1.1. Расстояния

Расстояние до объекта является одной из основных характеристик, определяемых из астрономических наблюдений. Для измерения расстояний в современной астрофизике в зависимости от рассматриваемой ситуации или задачи используется ряд внесистемных единиц. Это связано с тем, что рассматриваемый диапазон величин различается на десятки порядков. Кратко перечислим основные единицы для измерения расстояний.

Естественной мерой расстояний в Солнечной системе служит *астрономическая единица* (а. е.); 1 а. е. $\approx 1.5 \cdot 10^{13}$ см ≈ 500 световых секунд — это большая полуось земной орбиты. Она была впервые измерена по суточному параллаксу *планет*. Можно предложить другой способ определения расстояния до Солнца, основанный только на астрономических измерениях — по наблюдению годичной aberrации звезд: из-за конечности скорости света положение любого источника (звезды), измеряемое наблюдателем, движущимся со скоростью v , смещается на угол $\text{tg} \theta \simeq v/c$ в направлении движения. (Этот эффект был открыт астрономом Дж. Брэдли в 1729 г.). Следовательно, за время одного оборота Земли вокруг Солнца (год) любая звезда на небе описывает эллипс, большая полуось которого, выраженная в радианах, есть $\theta = v/c$. Наблюдения дают $\theta = 20.5''$. Отсюда, зная скорость света, находим $v \approx 30$ км/с и, полагая орбиту Земли круговой (на самом деле ее эксцентриситет $e \approx 0.017$), определяем астрономическую единицу. Ввиду малости v/c релятивистские поправки несущественны. Весь вопрос в том, с какой точностью мы измеряем астрономическую единицу. Современный способ оценки а. е. основан на радиолокации астероидов с известными орбитами, близко подходящими к Солнцу, или на точном измерении траекторий космических аппаратов, с последующим использованием закона всемирного тяготения, связывающего ускорение тел с расстоянием до Солнца.

Характерный размер планетной системы — около 40 а. е. Это расстояние примерно соответствует большой полуоси орбит Нептуна и Плутона. Мелкие ледяные тела существуют и на значительно больших расстояниях от Солнца — вплоть до десятков тысяч а. е. Современные крупные телескопы (например, космический телескоп

«Хаббл» или 10-метровый телескоп им. У. Кека) позволяют регистрировать на расстоянии Плутона свет Солнца, отраженный от тел с размерами в несколько десятков километров.

При определении расстояний до звезд Галактики, становится удобнее пользоваться другой единицей — парсеком (пк). *Парсек — расстояние, с которого отрезок, равный большой полуоси земной орбиты и расположенный перпендикулярно лучу зрения, виден под углом 1''*. Из-за годичного движения Земли положение светила, находящегося на расстоянии 1 парсек, будет описывать на небесном азимутальном эллипс с большой полуосью, равной 1 угловой секунде; например, для светила, расположенного в направлении, нормальному плоскости земной орбиты, т. е. в полюсе эклиптики, это будет окружность с радиусом в 1 секунду дуги. В астрономии это явление называют *годичным параллаксом*, отсюда и название единицы расстояния — *парсек*, т. е. параллакс-в-секунду. Поскольку в радианной мере $1'' \approx 1/206265$, находим: 1 парсек = 206265 а.е. $\simeq 3 \cdot 10^{18}$ см. При измерении годичного параллакса светила в секундах дуги, расстояние в парсеках до него определяется по очевидной формуле

$$d(\text{пк}) = \frac{1}{\pi''}. \quad (1.1)$$

Расстояния до ближайших звезд — несколько парсек (например, для α Центавра $\pi = 0.745''$, т. е. $d = 1/0.745 \approx 1.34$ пк). Поскольку 1 пк $\simeq 3.26$ светового года, свет от α Центавра идет к нам около 4 лет. Прямое определение расстояний до звезд, основанное на измерении их годичного параллакса, ограничивается астрометрической точностью определения положения звезд на небесной сфере. Максимальная абсолютная точность, достигнутая в космическом эксперименте ГИППАРКОС, составляет $0.001''$ для звезд до 9-й звездной величины, и, таким образом, максимальное расстояние, измеряемое по параллаксам, не превышает 1 кпк.

Для определения расстояний до более далеких звезд используются различные косвенные методы, получившие совокупное название методов установления *шкалы расстояний* во Вселенной. В основе многих методов лежит определение фотометрического расстояния от светящегося объекта (например, звезды) по принимаемому потоку излучения F , если светимость (количество энергии, излучаемой за секунду) объекта L известна из других соображений.

Предполагая сферическую симметрию излучающего источника, получаем

$$d = \sqrt{\frac{L}{4\pi F}}. \quad (1.2)$$

Не вдаваясь в детали, отметим один из важнейших методов определения расстояний до звезд и звездных систем — по цефеидам. Цефеиды — переменные звезды старого населения Галактики с массами $3\text{--}12 M_{\odot}$, переменность блеска которых связана с их радиальными пульсациями, возникающими на определенных этапах эволюции (см. подробнее в главе 6). Для цефеид эмпирически установлена и теоретически обоснована зависимость период–светимость, из которой по наблюдаемому периоду переменности блеска можно определить их абсолютную светимость, и по измеряемому потоку — расстояние в соответствии с формулой (1.2). Цефеиды — довольно яркие звезды, поэтому с их помощью определяют расстояния вплоть до $10\text{--}15$ миллионов парсек (Мпк), до ближайших галактик.

Расстояние от Солнца до центра Галактики оценивается разными методами в $7.5\text{--}8$ тысяч парсек (кпк). Размер типичной галактики (точнее, той области галактики, в которой наблюдается светящееся вещество — звезды, газ) — $10\text{--}20$ кпк.

Расстояния до ближайших галактик определяются из наблюдений находящихся в них цефеид и ярчайших звезд некоторых других типов, светимости которых считаются известными. Спутники нашей Галактики — Большое и Малое Магеллановы Облака — расположены на расстоянии 55 кпк; туманность Андромеды (M31) — 780 кпк. Расстояние до центра скопления галактик в Деве, на краю которого располагается наша Галактика, около 16 Мпк. Другое близкое скопление галактик в созвездии Волосы Вероники (т. н. *Coma Cluster*) расположено на расстоянии около 80 Мпк.

Расстояния l до далеких галактик обычно определяют по красному смещению линий в их спектрах $z = (\lambda_o - \lambda_e)/\lambda_e$ (здесь λ_e — лабораторная длина волны света, испущенного далеким космическим источником, λ_o — длина волны света, зарегистрированного земным наблюдателем) с использованием закона Хаббла

$$v = H_0 l, \quad (1.3)$$

где $H_0 \approx 70 \div 74$ км/(с·Мпк) — современное значение постоянной Хаббла, v — скорость удаления галактики. В пределе малых скоростей ($v \ll c$) $v \approx cz$. Для близких галактик закон Хаббла нарушается

из-за их пекулярных скоростей, а для очень далеких ($\Delta\lambda/\lambda \gtrsim 1$) – понятие расстояния теряет однозначность и зависит от предполагаемой модели расширения Вселенной.

Важный наблюдательный факт, лежащий в основе современной космологии, состоит в *однородности* Вселенной на больших масштабах. Вселенная становится в среднем однородной и изотропной на характерных расстояниях $\Delta l \gtrsim 100$ Мпк. Однородность на масштабах порядка Δl означает, что средняя плотность вещества в ячейках с размером Δl (в объеме Δl^3) одинакова с точностью до случайных флуктуаций для любой выбранной наугад области. Изотропия означает отсутствие выделенных направлений во Вселенной.

Если выражать расстояние через промежуток времени, потребовавшийся свету для его преодоления, то объекты с максимальным известным красным смещением ($\Delta\lambda/\lambda \approx 5–10$) удалены на расстояние 12–13 миллиардов световых лет. Степень удаленности очень далеких объектов принято характеризовать их красными смещениями без перевода в единицы расстояний, который зависит от принимаемой модели расширения Вселенной и момента времени, к которому эти расстояния должны быть отнесены. Но вплоть до расстояний порядка миллиарда св. лет можно считать выполняющимся условие $z \ll 1$, и проблем с неоднозначностью определения физического расстояния не возникает.

В расширяющейся Вселенной расстояние до наиболее удаленных объектов, доступных наблюдениям, часто характеризуют величиной, называемой хаббловским радиусом. Он определяется как произведение современного возраста Вселенной на скорость света и равен ≈ 4000 Мпк. Иногда эту величину условно называют радиусом Вселенной, но по смыслу это лишь размер ее наблюдаемой части.

В астрофизике приходится иметь дело и с весьма малыми расстояниями. Это связано с тем, что основная информация об астрофизических источниках извлекается из измерения потока электромагнитного излучения от различных объектов (кроме электромагнитного излучения в современной астрофизике исследуется также излучение нейтрино и гравитационных волн). Электромагнитное излучение рождается на микроскопическом уровне при квантовых переходах в атомах (связанно–связанные переходы и свободно–связанные переходы), а также при ускоренном движении заряженных частиц в вакууме (тормозное, или свободно–свободное излу-

чение) или в магнитном поле (циклотронное или, в случае релятивистских частиц, синхротронное излучение). Некоторые характерные размеры микрообъектов, известные из курса атомной физики, к которым мы иногда будем в дальнейшем обращаться, приведены в Приложении.

1.1.2. Характерные времена

Приведем примеры некоторых характерных времен, возникающих в различных астрофизических задачах.

Время жизни атома в возбужденном состоянии $\sim 10^{-8}$ с.

Сутки (период обращения Земли вокруг оси) — 24 ч $\sim 9 \cdot 10^4$ с.

Период обращения Земли вокруг Солнца — 1 год $\simeq 3.16 \cdot 10^7$ с.

Период обращения Солнца вокруг центра Галактики $\simeq 230$ млн. лет.

Время жизни звезды типа Солнца порядка $\eta \Delta M c^2 / L_\odot \sim 10^{10}$ лет. В этой оценке $\eta \approx 0.007$ — эффективность ядерных реакций превращения водорода в гелий в центре Солнца, $\Delta M \approx 0.4 M_\odot$ — доля массы Солнца, перерабатываемой из водорода в гелий, $M_\odot = 2 \cdot 10^{33}$ г и $L_\odot \approx 4 \cdot 10^{33}$ эрг/с — масса и светимость (количество излучаемой энергии) Солнца.

Современный возраст Вселенной (хаббловский возраст), по порядку величины равный обратному значению постоянной Хаббла, $t_H \simeq 1/H_0 \approx 1.4 \cdot 10^{10}$ лет.

1.1.3. Характерные значения масс

Массы, с которыми имеют дело в астрофизике, также различаются на много порядков.

Массы основных элементарных частиц:

$m_e \approx 10^{-27}$ г ≈ 511 кэВ — масса электрона,

$m_p \approx 5/3 \cdot 10^{-24}$ г ≈ 1 ГэВ — масса протона.

$m_{Pl} = \sqrt{c\hbar/G} \simeq 10^{-5}$ г $\approx 10^{19}$ ГэВ — планковская масса — максимально возможная масса элементарной частицы в рамках стандартной теории частиц.

Массы звезд: $M_\odot \approx 2 \cdot 10^{33}$ г — масса Солнца (типичной звезды).

Массы стационарных звезд лежат в пределах от ~ 0.1 до $\sim 100 M_\odot$.

Массы самых больших планет-гигантов типа Юпитера не превышают нескольких тысячных долей M_\odot .

Массы галактик: $M_{MW} \approx 10^{11} M_\odot$ — совокупная масса звезд и газа Млечного Пути (типичной галактики). Массы барионного ве-

щества других галактик (включая звезды, пыль и газ) лежат в широких пределах от 10^6 – $10^7 M_\odot$ до $10^{12} M_\odot$. Кроме барионной составляющей в полную массу галактик входит темная материя неизвестной природы, масса которой может в несколько раз превышать массу видимого барионного вещества.

Важным астрофизическим методом оценки массы гравитационно-связанных систем является использование теоремы вириала (см. Приложение А.3), которая устанавливает зависимость между усредненной по времени полной кинетической энергией и потенциальной энергией системы. Например, по наблюдениям скоростей движений отдельных звезд (или галактик) в скоплении звезд (галактик) и наблюдаемым размерам скопления можно сделать вывод о полной массе (включая невидимую) этого скопления. Этот прием широко используется также при оценке масс сверхмассивных черных дыр в ядрах активных галактик и квазаров (см. главу 11).

1.1.4. Солнечные единицы

Обычно при изучении звезд и их систем пользуются солнечными единицами массы, радиуса и светимости:

масса Солнца $M_\odot \approx 2 \cdot 10^{33}$ г;

видимый радиус Солнца $R_\odot \approx 7 \cdot 10^{10}$ см;

болометрическая светимость Солнца (мощность излучения во всем диапазоне электромагнитного спектра) $L_\odot \approx 4 \cdot 10^{33}$ эрг/с.

Эти единицы удобны для звезд, однако, только когда мы рассматриваем нормальные (невырожденные) звезды, источником энергии которых являются ядерные реакции синтеза тяжелых элементов. Когда речь заходит о компактных остатках звездной эволюции (белых карликах, нейтронных звездах или, особенно, черных дырах) для оценки характерных размеров часто используют *гравитационный радиус* тела, который зависит только от его полной массы, $R_g = 2GM/c^2$.

Например, радиус нейтронной звезды $R_{NS} \sim 10$ – 20 км, что составляет в гравитационных радиусах $\simeq 3$ – $4 R_g$. Другой пример: радиус последней устойчивой¹ круговой орбиты пробной частицы вокруг невращающейся (шварцшильдовской) черной дыры, от которого зависит эффективность энерговыделения при падении (акреции) газа на черную дыру, равен $3R_g$.

¹ В том смысле, что бесконечно малое возмущение приводит к падению частицы в черную дыру.

1.2. Состояние вещества во Вселенной

Основная форма существования вещества в природе — это газ с самыми различными значениями концентрации частиц и температуры. Газ при любой плотности и температуре, на любых расстояниях от нас (за исключением некоторых планет) состоит из водорода и гелия с небольшим включением более тяжелых элементов. Различают плотный горячий газ, непрозрачный для излучения, с температурой от нескольких тысяч до нескольких сотен миллионов градусов, и диффузную разреженную среду. Плотный газ содержится в звездах. Благодаря наличию термоядерной плазмы в центральной области звезд, энергия, образующаяся при синтезе атомных ядер, поддерживает температуру звезд и их устойчивость в течение миллионов (для наиболее массивных звезд) и миллиардов (для большинства звезд) лет. Доля вещества, приходящегося на планеты, рождающиеся вместе со звездами, ничтожно мала. Планеты состоят из плотного холодного газа или твердого вещества и его расплавов, и только на планетах при определенных условиях возможно зарождение и существование сложных органических соединений и жизни.

И планеты, и звезды, и галактики существуют не в абсолютной пустоте, а в разреженной среде, сложным образом взаимодействуя с ней. Принято разделять эту среду на межпланетную, межзвездную и межгалактическую. Межпланетная среда в солнечной системе — это прежде всего расширяющийся ионизованный газ внешней атмосферы (короны) Солнца. Его температура порядка миллиона градусов, а концентрация протонов — несколько атомов на см^3 (на расстоянии Земли). Эта среда прозрачна для света. Как и газ, образующий атмосферу Солнца и звезд, межпланетная среда хорошо проводит ток и замагничена, что рождает сложные плазменные эффекты при ее взаимодействии с ионизованным газом комет или магнитосферами планет.

Наиболее разрежен межгалактический газ. Он наблюдается в скоплениях галактик, в которых удерживается суммарным гравитационным полем галактик и так называемой темной (или «скрытой») массой, состав которой неизвестен. Температура межгалактического газа достигает $10^7\text{--}10^8 \text{ К}$, поэтому его излучение принимается лишь в рентгеновском диапазоне (длина волны излучения $\lesssim 1 \text{ \AA}$). При такой температуре газ представляет собой высокоионизованную плазму практически прозрачную для видимого света, поскольку концентрация частиц в ней очень мала — $10^{-4}\text{--}10^{-3} \text{ см}^{-3}$, что позволяет

видеть сквозь газ далекие галактики (теоретически — с точностью до небольшого размытия, связанного с рассеянием фотонов на свободных электронах). При этом полная масса межгалактического газа в скоплении галактик может превышать суммарную массу всех галактик скопления.²

Наиболее сложная по своим свойствам среда — межзвездная. Она крайне неоднородна на самых различных масштабах и содержит газ с очень сильно различающимися плотностями и температурами — от нескольких К (молекулярные облака) до величины порядка миллиона К (горячие пузыри разреженной плазмы, связанные со взрывом сверхновых звезд). В молекулярных облаках наблюдаются (по радио- и инфракрасному излучению) достаточно сложные молекулы, вплоть до простых органических соединений. В качестве небольшой примеси (порядка 1 % по массе) в межзвездном газе существует мелкая пыль, поглощающая и рассеивающая свет. Поэтому в некоторых направлениях межзвездное пространство оказывается непрозрачным для света. Непрозрачными являются, например, молекулярные облака.

Защищенный от воздействия нагревающего излучения газ внутри молекулярных облаков остывает до очень низких температур, и в нем создаются условия, приводящие к гравитационной неустойчивости и сжатию газа в звезды. Межзвездная среда пронизывается потоками высокоэнергичных частиц — космическими лучами, распространяющимися по всем направлениям. Она при этом замагничена, причем плотности энергии магнитного поля, теплового и турбулентного движения газа и энергии космических лучей сопоставимы между собой. Поскольку в межзвездной среде при любой температуре всегда присутствуют свободные электроны, среда электропроводна, и магнитное поле оказывает большое влияние на характер ее движения.

Межзвездная среда находится в состоянии непрерывного изменения и движения, как упорядоченного, так и турбулентного. В зависимости от того, как происходят процессы нагрева и охлаждения газа, какую роль играет собственная гравитация межзвездной среды и ее замагниченность, отдельные участки межзвездной среды могут охлаждаться или нагреваться, сжиматься или расширяться. Анализ

²Разреженная газовая среда должна существовать и между скоплениями, где она, по-видимому, образует систему струй, связанную с крупномасштабным распределением вещества.

наблюдений позволяет изучать, как по ним прокатываются фронты ударных волн, как возникают и испаряются облака газа и пыли, как из межзвездной среды рождаются звезды, передающие ей впоследствии часть своей массы и энергии. Весь этот сложный комплекс явлений исследуется в астрофизике.

Процессы, от которых зависит образование и эволюция звезд и галактик, свойства и поведение разреженного газа — это прежде всего взаимодействие вещества с излучением, магнитными полями и энергичными частицами, а также гравитационное взаимодействие. Большая часть книги посвящена именно их изучению.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВЕЩЕСТВЕ

Основным источником информации о небесных телах остается электромагнитное излучение. С древнейших времен и до середины XX века астрономические наблюдения проводились исключительно в видимом диапазоне электромагнитного спектра (длина волны 4000–8000 Å). Систематические радионаблюдения космических источников начались только после второй мировой войны во многом благодаря развитию радиотехники для целей связи и радиолокации. Земная атмосфера не пропускает коротковолновое излучение, поэтому УФ, рентгеновское и гамма-излучение от небесных объектов систематически изучают лишь начиная с 1960-х гг., когда стали возможны запуски детекторов жесткого излучения в высокие слои атмосферы (20 км и выше — баллонные эксперименты) и за ее пределы на ракетах и специализированных спутниках («Ухуру», 1972).

Более 99% видимой материи в природе имеет температуру выше 100 тысяч градусов. Это вещество звезд и горячего разреженного межзвездного и межгалактического газа. При такой температуре газ полностью ионизован, то есть представляет собой плазму, состоящую из свободных электронов, ионов и ядер. Свойства такого вещества сравнительно простые, и только при температуре $< 10^4$ К, когда электроны оказываются связанными с ядрами, процесс взаимодействия частиц, как и процесс излучения и поглощения света, становится значительно более сложным.

2.1. Основные понятия

Некоторые часто встречающиеся элементарные физические процессы, ответственные за излучение и поглощение света атомами и свободными частицами, перечислены в Приложении. Для описания процессов, происходящих в астрофизических источниках, нам понадобятся основные понятия макроскопической теории переноса электромагнитного излучения в среде, способной излучать и поглощать электромагнитные волны.

2.1.1. «Температурная» шкала электромагнитных волн

В электродинамическом (классическом) описании излучение представляется электромагнитными волнами, которые распространяются в пустоте со скоростью света $c \approx 3 \cdot 10^{10}$ см/с. Частота ν monoхроматической электромагнитной волны связана с длиной волны λ соотношением $\lambda\nu = c$. Энергия отдельного кванта света — фотона — может быть выражена через частоту излучения $E = h\nu = \hbar\omega$, где $h = 2\pi\hbar \simeq 6.625 \cdot 10^{-27}$ [эрг·с] — постоянная Планка.

Для теплового излучения среды с температурой T (т. е. в случаях, когда можно термодинамически ввести температуру как меру энергии хаотического движения частиц) характерная энергия излучаемых фотонов не будет сильно отличаться от энергии частиц $\sim kT$, где $k \approx 1.38 \cdot 10^{-16}$ [эрг/К] — постоянная Больцмана. Поэтому удобно характеризовать излучение средней энергией квантов (выраженной, например, в электрон-вольтах) или «температурой излучения» (выраженной в Кельвинах). Например, фотовидимого света имеют энергию около 1 эВ, рентгеновские — $1-10$ кэВ. В энергетических единицах температура в 1 эВ соответствует физической температуре ≈ 11600 К. С другой стороны, низкочастотное излучение в радиодиапазоне принято характеризовать частотой, выраженной в Герцах, или длиной волны в метрах или сантиметрах. Шкала электромагнитных волн представлена на рис. 2.1.

2.1.2. Интенсивность излучения

Одной из главных характеристик поля излучения в некоторой точке пространства является *интенсивность*. Рассмотрим элементарную площадку с площадью dA в пространстве, заполненном излучением. Будем характеризовать ориентацию площадки в пространстве вектором нормали \mathbf{n} к ее поверхности (рис. 2.2). Интенсивность поля излучения в данном направлении — это мощность световой

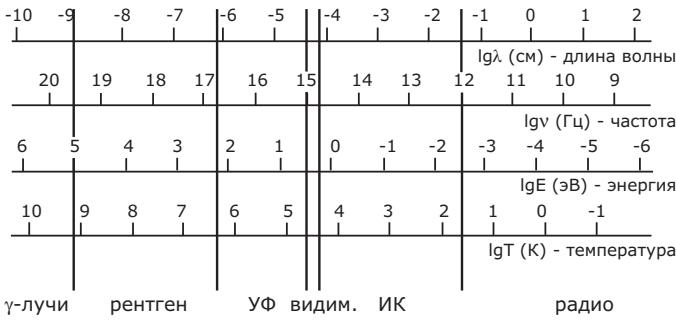


Рис. 2.1. Спектральная шкала электромагнитного излучения

энергии, проходящей через элементарную площадку, расположенную перпендикулярно выбранному направлению, в элементарном телесном угле $d\Omega$ в интервале частот $d\nu$ или длин волн $d\lambda$. Если угол между площадкой dA и выбранным направлением равен θ , то

$$I_\nu = \frac{dE}{\cos \theta dA dt d\nu d\Omega}, \quad (2.1)$$

или

$$I_\lambda = \frac{dE}{\cos \theta dA dt d\lambda d\Omega}, \quad (2.2)$$

где $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$ – элемент телесного угла в сферических координатах.

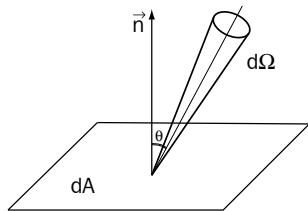


Рис. 2.2. К определению интенсивности и полного потока излучения.

Переход от I_ν к I_λ осуществляется через очевидное соотношение $I_\nu d\nu = I_\lambda d\lambda$, из которого следует

$$|I_\nu| = \left| I_\lambda \frac{\lambda}{\nu} \right|.$$

Важное свойство интенсивности: эта величина характеризует излучательные свойства источника и не зависит от того, на каком расстоянии от него поместить элементарную площадку, поскольку с ростом расстояния r до источника мощность излучения, проходящего через площадку, падает как r^2 , но по такому же закону уменьшается и телесный угол, под которым виден источник (или любая его часть, наблюдаемая под малым телесным углом).

Элементарную площадку можно совместить с наблюдателем, а можно представить находящейся на поверхности источника. Интенсивность будет той же.

2.1.3. Поток излучения. Связь с интенсивностью

Поместим в некоторую точку пространства элементарную площадку, характеризуемую площадью dA и вектором нормали \mathbf{n} . Продуммировав интенсивность по всем направлениям из центра площадки, мы, очевидно, получим мощность излучения, проходящего через площадку в данном интервале частот или длин волн. Эта (склярная) величина является полным потоком энергии через площадку, которую называют *потоком излучения*¹:

$$F_{\nu,\lambda} = \int I_{\nu,\lambda} \cos \theta d\Omega. \quad (2.3)$$

Строго говоря, ~~поток излучения может быть определен как векторная величина~~, а выписанная выше формула есть проекция вектора спектрального потока $\mathbf{F}_{\nu,\lambda}$ на направление, задаваемое нормалью к площадке \mathbf{n} . Вектор потока излучения в точке пространства с интенсивностью $I_{\nu}(\Omega)$ определяется как

$$\mathbf{F}_{\nu,\lambda} = \int \mathbf{I}_{\nu,\lambda}(\Omega) \mathbf{\Omega} d\Omega,$$

где $\mathbf{\Omega}$ – единичный вектор в данном направлении. Если интенсивность излучения не зависит от направления Ω (изотропное поле излучение), то из вышенаписанных формул вытекает, что полный поток через площадку равен нулю: $F = I \int \cos \theta d\Omega = 0$. Вектор потока также равен нулю, т.к. в каждом направлении энергии переносится столько же, сколько в противоположном. Такая ситуация реализуется в поле равновесного излучения

¹ В теоретической астрофизике иногда используется понятие потока излучения, определяемого как первый момент от интенсивности по углу $\cos \theta$:

$$H_{\nu} = \frac{1}{2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} I_{\nu} \cos \theta d(\cos \theta). \text{ Очевидно, } H_{\nu} = F_{\nu}/\pi.$$

(с большой точностью — глубоко внутри звезды). И обратно, чем более анизотропно поле излучения, тем дальше от равновесного состояния оно находится (например, поле излучения вблизи границы фотосфера звезды или излучение облака газа, подсвещенного удаленным источником, не является равновесным). Для изотропно излучающей бесконечной плоскости интегрирование по полусфере дает: $F_{\nu,\lambda} = \pi I_{\nu,\lambda}$.

При слабом отличии поля излучения от равновесного (например, глубоко внутри звезды) вектор потока можно представить в виде градиента скалярной величины — плотности энергии излучения. Это обстоятельство используется в т.н. диффузационном приближении для описания переноса излучения, когда процесс переноса энергии трактуется как процесс диффузии фотонов в среде. Диффузационное приближение для переноса энергии излучением используется при анализе внутреннего строения звезд (см. главу 5) и подробнее описано в Приложении С.2. В дальнейшем, если не оговорено обратное, под потоком излучения мы будем понимать именно скалярную величину, определяемую интегралом (2.3).

Приведенные теоретические понятия могут показаться несколько отвлеченными, поэтому сделаем замечание относительно практического определения потоков излучения от астрономических источников. Каждый источник, наблюдаемый с Земли, характеризуются собственным угловым размером и занимает на небе некоторый телесный угол $\Delta\Omega$. Обычно на практике поле зрения телескопов (за исключением специальных широкопольных инструментов) ограничено сравнительно небольшими размерами (минуты дуги), поэтому можно считать, что плоскость детектора нормальна к направлениям на источники в поле зрения телескопа, и в формуле (2.3) для потока излучения вблизи детектора можно положить $\cos\theta \approx 1$. Поэтому если угловой размер источника разрешается телескопом, по измеренной величине спектрального потока излучения F_ν можно оценить интенсивность излучения от источника вблизи детектора: $I_\nu \approx F_\nu / \Delta\Omega$. Эту величину иногда называют *поверхностной яркостью*. В некоторых случаях ее можно связать с интенсивностью излучения вблизи самого источника.

Поток излучения, регистрируемый от источника, может рассматриваться как создаваемая им освещенность (в интервале $d\nu$ или $d\lambda$) в месте наблюдения. Поток от источника при отсутствии поглощения падает с расстоянием как r^{-2} из-за уменьшения телесного угла, под которым виден источник. Однако для реальных астрономических источников обычно необходим учет поглощения света в среде.

2.1.4. Плотность энергии излучения

Спектральная плотность энергии излучения — это энергия излучения в элементе объема на частоте ν в интервале частот $d\nu$. Она имеет размерность [эрг/(см³·Гц)] и получается интегрированием интенсивности по телесному углу:

$$u_\nu = \frac{1}{c} \int I_\nu d\Omega. \quad (2.4)$$

Для доказательства следует взять выражение (2.1) (определение интенсивности), разделить на скорость света c (поскольку энергия уносится фотонами, движущимися со скоростью света) и учесть, что $c dt dA = dV$ есть элементарный объем, проходимый светом за время dt .

2.1.5. Понятие спектра

Спектр — это распределение интенсивности излучения по длинам волн I_λ или частотам I_ν . Вместо интенсивности для характеристики спектра можно использовать пропорциональные ей (для данного источника) единицы — световые потоки F_ν или F_λ , или же выражать спектр в относительных (безразмерных) единицах. Последнее обычно имеет место, если интересуются в первую очередь формой спектра, профилем или относительной интенсивностью линий, а не энергетическими характеристиками источника. Иногда спектры характеризуют распределением величины νI_ν или νF_ν по частотам или длинам волн, которая показывает, сколько энергии выделяется в логарифмическом интервале частот; максимум этой величины соответствует характерным частотам, на которых происходит основное энерговыделение.

2.2. Излучение абсолютно черного тела

2.2.1. Тепловое излучение

По физическому смыслу тепловое излучение — это излучение, энергия которого черпается из энергии теплового (хаотического) движения частиц среды. Примером может служить свободно-свободное (тормозное) излучение электронов в поле положительных ионов, ударное возбуждение атомных уровней с последующим выщечиванием и т. д. Характерная особенность любого типа теплового излучения заключается в том, что начиная с энергий $h\nu \sim kT$,

в спектре непрерывного излучения возникает экспоненциальный завал.

Иная ситуация для нетеплового излучения: его спектр может простираться в область очень высоких энергий и не иметь никакого отношения к температуре среды. Примеры нетеплового излучения — синхротронное излучение релятивистских электронов в магнитном поле, обратное комптоновское рассеяние «мягких» фотонов на «горячих» электронах, мазерное излучение, черенковское излучение заряженных частиц в среде и т. д. Некоторые важные примеры нетеплового излучения будут рассмотрены ниже.

2.2.2. Понятие термодинамического равновесия и локального термодинамического равновесия

Термодинамическое равновесие (ТДР) — состояние, при котором устанавливается детальный баланс всех элементарных физических процессов (прямые и обратные процессы идут с одинаковыми скоростями): излучения и поглощения, фотоионизации и фотопрекомбинации, ударной ионизации и ударной рекомбинации и т. д. При ТДР существует только одно значение температуры, которое определяет физическое состояние среды и излучения. При полном ТДР выполняются: 1) закон Максвелла для распределения свободных частиц по скоростям (энергиям), 2) закон Больцмана для распределения населенностей атомных уровней, 3) формула Саха для концентраций ионов элементов в разной степени ионизации, 4) закон Кирхгофа, связывающий коэффициенты излучения и поглощения среды (см. ниже и Приложение), и 5) закон Планка для распределения энергии фотонов.

В природе ТДР нигде не выполняется строго, хотя приближение к нему возможно в центральных частях звезд, где длина свободного пробега фотонов мала по сравнению с размерами рассматриваемых областей (они задаются, например, градиентами давления или температуры).

Менее сильные требования к физическому состоянию среды с излучением предъявляет т. н. приближение *локального ТДР*. Локальное ТДР (ЛТР) означает, что в каждой бесконечно малой области термодинамические свойства вещества описываются известными равновесными соотношениями статистической физики и термодинамики при локальных значениях температур $T(r, t)$ и плотностей $\rho(r, t)$, а вот спектр излучения $I_\nu(r, t)$ может сильно отличаться

от равновесного. Иными словами, в предположении ЛТР считаются выполненными признаки 1–4 полного ТДР. ЛТР часто используется в качестве первого приближения, например, при расчете звездных атмосфер.

В некоторых случаях, например, в разреженных слоях звездных атмосфер, в газовых туманностях, в средах с рассеянием и т. д., спектр излучения существенно влияет на физическое состояние вещества, что не позволяет использовать приближение ЛТР для описания функций распределения частиц (иными словами, распределение элементов по ионизационным состояниям и населенность уровней ионов в отсутствии ЛТР не описывается статистикой Максвелла-Больцмана). Поэтому требуется решать согласованные уравнения статистического равновесия для распределения атомов и ионов по энергетическим уровням совместно с уравнением переноса излучения. Условия ЛТР в ионизационном состоянии космической плазмы обсуждаются в Приложении В.3. Детальное рассмотрение этих вопросов выходит за рамки нашей книги и подробно изложено в специальных монографиях (см., например, Д. Михалас. Звездные атмосферы. М.: Мир, 1982).

2.2.3. Спектр абсолютно черного тела

Важнейшим примером теплового излучения является излучение абсолютно черного тела (АЧТ). Излучение АЧТ находится в *полном термодинамическом равновесии* со средой и потому иначе называется *равновесным излучением*. Спектр АЧТ описывается функцией Планка $I_\nu = B_\nu(T)$ и зависит только от температуры T . Поле равновесного излучения строго изотропно (т. е. полный поток через произвольно ориентированную площадку строго равен нулю). Излучение АЧТ неполяризовано.

Напомним основные свойства функции Планка для равновесного излучения. Эта функция может быть записана в виде удельной интенсивности в единичном интервале частот $d\nu$ с размерностью [эрг/(см²·с·Гц·стэр)]

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} (e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1)^{-1}, \quad (2.5)$$

или длин волн $d\lambda$ с размерностью [эрг/(см³·с·стэр)]

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} (e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1)^{-1}. \quad (2.6)$$

Отметим, что $|d\nu| = c/\lambda^2 |d\lambda| = \nu/\lambda |d\lambda|$. Функция Планка для разных температур изображена на рис. 2.3. Рассмотрим предельные случаи и важнейшие следствия, вытекающие из функции Планка.

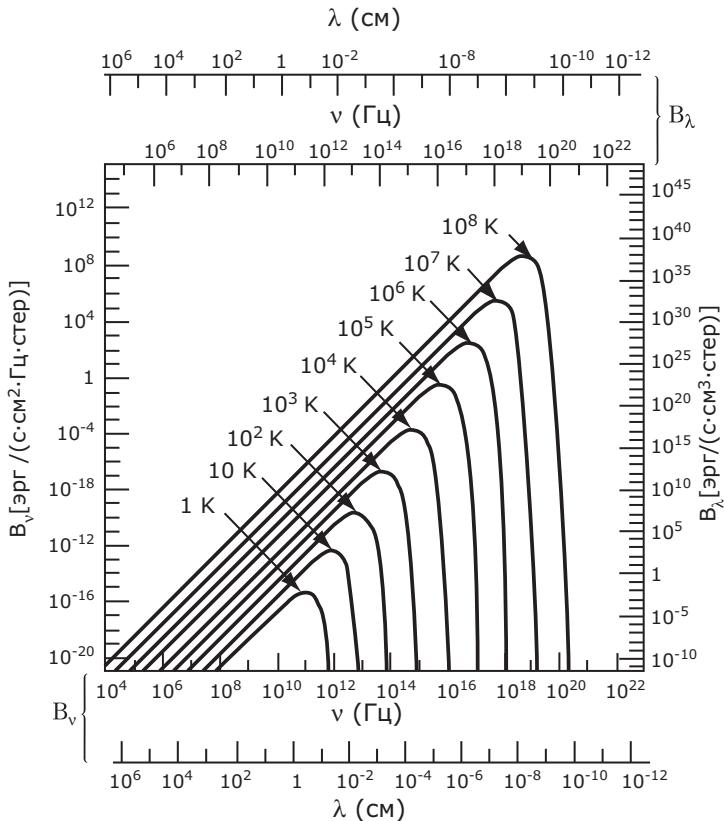


Рис. 2.3. Спектры абсолютно черных тел различной температуры.

1. Закон Рэлея–Джинса (при $h\nu \ll kT$) получается разложением в ряд (2.5) по малому параметру $h\nu/kT$:

$$B_\nu^{RJ}(T) = \frac{2\nu^2}{c^2}kT. \quad (2.7)$$

Обратим внимание на то, что в выражение для интенсивности в этом случае не вошла постоянная Планка, т. е. в этом пределе формула

описывает чисто классическое излучение. Попытка экстраполировать закон Рэлея–Джинса в область более высоких частот приводит к расходимости, $\int I_\nu^{RJ} d\nu \sim \int \nu^2 d\nu \rightarrow \infty$ («ультрафиолетовая катастрофа»).

2. Закон Вина (при $h\nu \gg kT$):

$$B_\nu^W = \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-\frac{h\nu}{kT}}. \quad (2.8)$$

3. Монотонное изменение интенсивности с температурой: $\frac{\partial B_\nu}{\partial T} > 0$ для всех ν . Это означает, что кривые функции Планка для разных температур нигде не пересекаются друг с другом, планковская кривая с температурой $T_2 > T_1$ целиком лежит выше кривой с температурой T_1 .

4. Закон смещения Вина. Определим максимум в спектре АЧТ. Для интенсивности на единичный интервал частот $B_\nu(T)$ имеем:

$$\frac{\partial B_\nu}{\partial \nu} = 0 \rightarrow h\nu_{max} \approx 2.82kT.$$

Максимум функции $B_\lambda(T)$ для интенсивности на единичный интервал длин волн будет иным:

$$\frac{\partial B_\lambda}{\partial \lambda} = 0 \rightarrow \lambda_{max} \approx 0.29 \text{ (см)}/T. \quad (2.9)$$

Ввиду того, что $|d\nu| = c/\lambda^2|d\lambda|$, т. е. $|d\nu| \neq |d\lambda|$, для максимумов функций B_λ и B_ν имеем $\lambda_{max}\nu_{max} \neq c$!

5. Закон Стефана–Больцмана. Полный поток энергии с площадки, излучающей как АЧТ по всем направлениям (в полусферу), пропорционален четвертой степени температуры.

$$F = \int \int B_\nu \cos \theta d\Omega d\nu = \pi \int_0^\infty B_\nu d\nu = \sigma_B T^4, \quad (2.10)$$

где $\sigma_B = \frac{2\pi^6 k}{15c^5 h^3} \approx 5.67 \cdot 10^{-5}$ [эр/см²·град⁴] – постоянная Стефана–Больцмана.

6. Плотность энергии и давление равновесного излучения. Плотность энергии АЧТ

$$u_{bb} = \frac{1}{c} \int_0^\infty B_\nu(T) d\nu d\Omega = \frac{4\pi}{c} \int_0^\infty B_\nu d\nu, \quad (2.11)$$

или, пользуясь результатом (2.10),

$$u_{bb} = \frac{4\sigma_B}{c} T^4 = a_r T^4, \quad (2.12)$$

где $a_r \equiv 4\sigma_B/c \approx 7.565 \cdot 10^{-15}$ [эрг/(см³·град⁴)] — постоянная излучения. При этом давление равновесного излучения

$$p_{bb} = \frac{a_r T^4}{3}, \quad (2.13)$$

где множитель 1/3 учитывает равнораспределение энергии фотонов по трем пространственным координатам.

7. Средняя энергия «чернотельного» фотона. По определению, средняя энергия — это величина $\langle \epsilon_\gamma \rangle = u/\langle n_\gamma \rangle$, где u — плотность энергии, $\langle n_\gamma \rangle$ — средняя концентрация квантов. Для АЧТ плотность энергии описывается уравнением (2.11), а средняя концентрация квантов

$$\langle n_\gamma \rangle = \frac{4\pi}{c} \int_0^\infty \frac{B_\nu(T)}{h\nu} d\nu \sim 20T^3. \quad (2.14)$$

(Числовой коэффициент в последнем выражении приведен для концентрации в единицах СГС и температуры в градусах К). Делая замену переменных $x = \frac{h\nu}{kT}$ в интегралах, приходим к

$$\langle \epsilon_\gamma \rangle = kT \frac{\int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1}}{\int_0^\infty \frac{x^2 dx}{e^x - 1}} \simeq 2.7kT. \quad (2.15)$$

Удобное приближение для плотности числа фотонов чернотельного излучения получается с использованием приближения Вина для спектра АЧТ и закона смещения Вина (2.9):

$$\langle n_\gamma \rangle \simeq \frac{1}{2} \frac{1}{\lambda_{max}^3}, \quad (2.16)$$

где λ_{max} — длина волны, соответствующая максимуму в спектре АЧТ (2.9). Например, для реликтового излучения в современную эпоху $T \approx 2.7$ К, $\lambda_{max} \simeq 0.1$ см, поэтому среднее число реликтовых фотонов в единице объема $n_\gamma \sim 500$ см⁻³.

2.3. Перенос излучения в среде и формирование спектра

Перейдем к описанию распространения излучения в среде. Взаимодействие излучения и вещества можно рассматривать на различных физических уровнях. Для наших целей будет достаточно введение макроскопических коэффициентов излучения и поглощения света, хотя расчет самих коэффициентов в зависимости от частоты фотона и физических характеристик среды представляет самостоятельную задачу и проводится классическими электродинамическими и квантовыми методами. Отметим, что во многих реальных ситуациях фотоны из пучка, распространяющегося в определенном направлении, могут выбывать не только из-за истинного поглощения, но и за счет рассеяния. Например, рассеяние на свободных электронах очень важно для высокотемпературной плазмы (горячие короны звезд, газ в скоплениях галактик, ранняя Вселенная до рекомбинации). Здесь мы подробно рассмотрим случай, когда рассеяние отсутствует. Некоторые вопросы о влиянии рассеяния на перенос излучения затронуты в Приложении С.

2.3.1. Коэффициент излучения

Коэффициентом излучения называется энергия, излучаемая единичным объемом среды за единицу времени в интервале частот $\nu, \nu + d\nu$ в направлении, характеризуемом элементом телесного угла $d\Omega$:

$$dE_\nu = j_\nu dV d\Omega dt. \quad (2.17)$$

Размерность величины j_ν – [эр/(см³·с·стэр·Гц)]. Для изотропных излучателей $j_\nu = P_\nu / 4\pi$, где $P_\nu = dE_\nu / (dt dV)$ – излучаемая единицей объема мощность.

В излучающей среде без поглощения в заданном направлении за время dt фотоны проходят путь $ds = cdt$, и добавка к интенсивности из элементарного объема $dV = cdtdA$ (здесь dA – единичная площадь сечения пучка) будет $dI_\nu = j_\nu ds$. Таким образом, уравнение переноса приобретает вид

$$\frac{dI_\nu}{ds} = j_\nu. \quad (2.18)$$

С математической точки зрения dI/ds есть просто производная по направлению, вдоль которого отсчитывается параметр s .

В важном частном случае теплового излучения объемный коэффициент излучения пропорционален квадрату плотности среды $j_\nu \sim n^2$, т. к. все элементарные процессы излучения и в непрерывном спектре, и в линиях (свободно–свободное, свободно–связанное, связанно–связанное) – бинарные, т. е. требуют наличия двух взаимодействующих частиц (электронов и ионов). Действительно, выделение энергии в единице объема будет при этом пропорционально частоте столкновений частиц, то есть произведению их концентраций: $\Delta E / (\Delta t \Delta V) \sim n_e n_i \sim \rho^2$. Коэффициент пропорциональности является функцией температуры газа и подробнее будет обсуждаться в главе 4 «Межзвездная среда».

2.3.2. Коэффициент поглощения и оптическая толщина

Коэффициент поглощения. При прохождении пути ds в поглащающей среде часть фотонов выбывает из пучка (поглощается), и таким образом можно записать $dI_\nu = -\alpha_\nu I_\nu ds$, где α_ν [см⁻¹] – коэффициент поглощения, зависящий от физических параметров среды. Интенсивность пучка уменьшается после прохождения расстояния от точки s_0 до точки s по экспоненциальному закону

$$I_\nu(s) = I_\nu(0) \exp \left[- \int_{s_0}^s \alpha_\nu ds' \right]. \quad (2.19)$$

Иногда вводят коэффициент поглощения на грамм пройденного вещества, $\alpha_\nu = \rho \kappa_\nu$. В этом случае коэффициент κ_ν с размерностью [см²/г] называется *коэффициентом непрозрачности*. Физический смысл коэффициента поглощения прост. Отнесенный к одному атому, этот коэффициент $\alpha_\nu/n \equiv \sigma_\nu$ зависит только от свойств самого атома. Его величина имеет размерность [см²] и носит название *эффективного сечения поглощения*. Поглощение можно представить себе так, будто каждый атом заменен неким малым непрозрачным шариком или диском, перпендикулярным к направлению пучка. Попадая в диск, квант «застревает» (поглощается). Если площадь каждого диска σ_ν , а их число в единице объема n , то полная площадь всех дисков в слое газа с площадью 1 см² и толщиной ds равна $n\sigma_\nu ds$. Отсюда непосредственно получаем $dI_\nu = -n\sigma_\nu I_\nu ds$.

Коэффициент поглощения может быть как положительным (истинное поглощение), так и отрицательным, т. к. среди элементарных процессов испускания и поглощения света атомами всегда присут-

ствует вынужденное (индуцированное) излучение, пропорциональное, как и поглощение, интенсивности падающего излучения. Известный пример из оптики — квантовый генератор света (лазер). В космических условиях также возможно образование инверсной заселенности энергетических уровней (в атомах или молекулах), когда на более высоком уровне находится больше электронов, чем на низких (космические мазеры). Мы обсудим этот вопрос подробнее в главе, посвященной межзвездной среде.

Оптическая толщина (глубина). Это безразмерная характеристика, определяющая поглощение вдоль луча распространения света:

$$d\tau_\nu = \alpha_\nu ds, \quad (2.20)$$

или в пределах от s_0 до s

$$\tau_\nu = \int_{s_0}^s \alpha(s') ds'. \quad (2.21)$$

Иногда отсчет расстояния ведется в обратном направлении, от наблюдателя к источнику, тогда в определении оптической толщины появляется знак минус. С учетом (2.20) изменение I_ν в среде с поглощением выражается простым соотношением $I_\nu = I_\nu(0) \exp(-\tau_\nu)$. Если $\tau_\nu \gg 1$, то реализуется случай *оптически толстой* среды (среда непрозрачна для излучения); если $\tau_\nu \ll 1$ — случай *оптически тонкой* среды (среда прозрачна для излучения). В этом случае $\tau \approx (I_\nu(0) - I_\nu)/I_\nu(0)$.

Важность понятия оптической толщины вытекает из ее связи с длиной свободного пробега фотона. Рассмотрим однородную среду без излучения. Уравнение переноса можно переписать в виде $dI_\nu/d\tau_\nu = -I_\nu$, т.е. вероятность фотону пройти длину, соответствующую τ , есть $e^{-\tau}$, при этом *средняя оптическая толщина*, которую проходят фотоны в слое бесоконечной протяженности, есть

$$\langle \tau_\nu \rangle = \int_0^\infty \tau_\nu e^{-\tau_\nu} d\tau_\nu = 1. \quad (2.22)$$

Отсюда получаем, что средняя длина свободного пробега фотона $\langle l_\nu \rangle$ определяется из условия $\langle \tau_\nu \rangle = \alpha_\nu \langle l_\nu \rangle = 1$,

$$\langle l_\nu \rangle = \frac{1}{\alpha_\nu} = \frac{1}{n\sigma_\nu}, \quad (2.23)$$

т. е. фактически это обратный коэффициент поглощения! Таким образом, можно сказать, что если оптическая толщина на пути от наблюдателя до источника меньше единицы, то принимаемые фотоны — это исходные фотоны, испущенные источником. Если оптическая толщина становится равной единице, то по пути от источника до наблюдателя фотон с большой вероятностью хотя бы раз испытает взаимодействие со средой.

Если в среде кроме поглощения есть рассеяние, то значение оптической толщины по рассеянию связано с числом рассеяний фотона, которые он претерпит, прежде чем покинет рассматриваемую область (подробнее см. в Приложении С). Например, фотоны реликтового излучения проходят без взаимодействия с веществом расстояние более 10 млрд. световых лет. Так как основным взаимодействием излучения и вещества на ранних стадиях расширения Вселенной было именно рассеяние на свободных электронах, говорят, что существует «поверхность последнего рассеяния» реликтовых фотонов r_{ls} , определяемая из соотношения $\tau(r_{ls}) = 1$. Эта воображаемая «поверхность» находится на красных смещениях $z_r \simeq 1100$ и соответствует «эпохе рекомбинации» излучения и вещества в расширяющейся Вселенной. Более подробно реликтовое излучение будет обсуждаться в главе 12, посвященной космологии.

2.3.3. Уравнение переноса при наличии поглощения и излучения

Если среда способна и излучать, и поглощать свет, то, полагая коэффициенты излучения j_ν и поглощения α_ν , известными функциями координат и времени, зависящими от физического состояния вещества (температуры, плотности, химического состава и т. д.), в стационарном случае можем записать уравнение переноса:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\alpha_\nu I_\nu + j_\nu. \quad (2.24)$$

Как отмечалось выше, фотоны из пучка могут исчезать не только из-за истинного поглощения, но и из-за рассеяния (во многих реальных условиях, например, в горячей солнечной короне, преобладает рассеяние на свободных электронах). Тогда ситуация значительно усложняется, поскольку рассеяние изменяет траектории фотонов. При наличии рассеяния коэффициент излучения становится зависящим не только от локальных свойств среды, но и интегрального поля излучения (см. Приложение С), и уравнение переноса превра-

щается в интегро-дифференциальное уравнение, которое решается, как правило, численными методами.

Простейшие частные случаи уравнения переноса.

1. Среда только излучает, $\alpha_\nu = 0$, $dI_\nu/ds = j_\nu$,

$$I_\nu(s) = I_\nu(s_o) + \int_{s_0}^s j_\nu(s')ds', \quad (2.25)$$

где $I_\nu(s_o)$ — интенсивность излучения перед входом в среду.

2. Среда только поглощает, $j_\nu = 0$, $dI_\nu/ds = -\alpha_\nu I_\nu$,

$$I_\nu(s) = I_\nu(s_0) \exp \left[- \int_{s_0}^s \alpha_\nu(s')ds' \right] = I_\nu(s_0) \exp(-\tau_\nu). \quad (2.26)$$

Функция источника. С учетом того, что $d\tau_\nu = \alpha_\nu ds$ уравнение переноса (2.24) можно переписать в виде:

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + S_\nu, \quad (2.27)$$

где $S_\nu \equiv j_\nu/\alpha_\nu$ — *функция источника*. Целесообразность введения этой функции связана с тем, что часто она находится или вычисляется проще, чем коэффициенты излучения или поглощения по отдельности. Физический смысл функции источника станет яснее, если вспомнить, что обратное значение коэффициента линейного поглощения является средней длиной свободного пробега фотона: $S_\nu = j_\nu/\alpha_\nu \simeq j_\nu \cdot \langle l_\nu \rangle$, то есть функция источника соответствует интенсивности излучения среды, возникающего на расстоянии порядка длины свободного пробега фотона.

Закон Кирхгофа. Закон Кирхгофа, выполняющийся в условиях ЛТР, устанавливает связь между коэффициентами излучения и поглощения для любого теплового излучения (в т.ч. и неравновесного)

$$S_\nu = B_\nu(T), \quad j_\nu = \alpha_\nu B_\nu(T). \quad (2.28)$$

Подчеркнем разницу между излучением АЧТ (равновесным) и тепловым излучением: для АЧТ *интенсивность* равна планковской, $I_\nu = B_\nu(T)$, а для теплового излучения *функция источника* равна функции Планка $S_\nu = B_\nu(T)$, но сам спектр может иметь иную форму! Для нетеплового излучения закон Кирхгофа не выполняется и функция источника не равна функции Планка.

2.3.4. Решение уравнения переноса для простейших случаев

Умножив уравнение (2.27) на интегрирующий множитель e^{τ_ν} , получаем формальное решение:

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + \int_0^{\tau_\nu} e^{-(\tau_\nu - \tau'_\nu)} S_\nu(\tau'_\nu) d\tau'_\nu. \quad (2.29)$$

Здесь τ_ν — полная оптическая толщина вдоль луча зрения, τ'_ν — ее текущее значение. Физический смысл этого решения прост. Первое слагаемое: начальная интенсивность излучения уменьшена в $e^{-\tau_\nu}$ раз из-за поглощения; второе слагаемое: интенсивность рожденного в среде излучения проинтегрирована с учетом поглощения вдоль луча зрения. Это решение показывает важность определения функции источника как функции оптической толщины. Если она известна, то решение имеет вид (2.29). Однако во многих реальных ситуациях функция источника заранее неизвестна, поэтому решение уравнения переноса является сложной задачей.

Рассмотрим важный частный случай. Пусть функция источника в среде не зависит от оптической толщины, $S_\nu = \text{const}$. Эта ситуация реализуется, например, когда излучение проходит сквозь слой с постоянной температурой. Тогда

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + S_\nu(1 - e^{-\tau_\nu}) = S_\nu + e^{-\tau_\nu}[I_\nu(0) - S_\nu]. \quad (2.30)$$

Это решение имеет простой физический смысл:

- 1) В пределе больших оптических толщин, $\tau_\nu \rightarrow \infty$, интенсивность излучения становится равной функции источника, $I_\nu \rightarrow S_\nu$. Для теплового излучения (и только) спектр в этом случае является планковским и соответствует температуре среды.
- 2) Если $I_\nu > S_\nu$, то $dI_\nu/d\tau_\nu < 0$, I_ν уменьшается вдоль луча (среда поглощает больше, чем излучает сама).
- 3) Если $I_\nu < S_\nu$, то $dI_\nu/d\tau_\nu > 0$, I_ν возрастает вдоль луча (среда больше излучает, чем поглощает).

Видно, что интенсивность выходящего излучения с ростом τ всегда стремится к функции источника. Отсюда следует важный вывод: *любое тепловое излучение превращается в излучение АЧГ в пределе больших оптических толщин*, $I_\nu \rightarrow B_\nu(T)$ при $\tau_\nu \rightarrow \infty$. Однако непрерывный спектр, близкий к планковскому, может получаться и от оптически тонких сред, если коэффициент поглощения α_ν слабо

зависит от частоты (см. закон Кирхгофа (2.28)). В частности, такая ситуация реализуется на Солнце в видимой и ИК-области, где основной вклад в поглощение дает отрицательный ион водорода H^- , поглощение для которого слабо меняется вдоль спектра.

2.3.5. Образование спектральных линий в условиях ЛТР

Спектральные линии (излучения или поглощения) образуются тогда, когда есть выделенные частоты, на которых микроскопические коэффициенты излучения j_ν и поглощения α_ν как функции частоты имеют экстремумы. Пусть, например, коэффициент поглощения имеет острый максимум на частоте ν_0 . Будем для простоты считать, что функция источника не меняется с глубиной. Возможны несколько вариантов решения уравнения переноса для интенсивности наблюдаемого излучения (см. рис. 2.4).

A. Излучение оптически тонкой среды. В этом случае $\tau_\nu \ll 1$ на всех частотах, и если фоновой подсветки нет ($I_\nu(0) = 0$), то результирующая интенсивность $I_\nu = S_\nu \tau_\nu$ (поскольку $1 - e^{-\tau_\nu} \approx \tau_\nu$). Из (2.30) следует, что в этом случае наблюдается линия излучения на частоте ν_0 , где коэффициент поглощения имеет максимум, причем ее максимальная интенсивность меньше функции источника $I_{\nu_0} < S_{\nu_0}$. Ничего качественно не меняется в случае наличия фоновой подсветки $I_\nu(0) < S_\nu$, когда более горячая область располагается над холодной. Интенсивность выходящего теплового излучения оптически тонкой плазмы (как в континууме, так и в линиях) пропорциональна $n_e n_i$, то есть квадрату плотности среды.

B. Излучение оптически толстой (непрозрачной) среды. Пока газ прозрачен, он излучает в основном в линиях (в них τ всегда выше), а непрерывный спектр слаб. По мере роста непрозрачности рост линий замедляется, и непрерывный спектр постепенно «замывает» их, так что спектр абсолютно непрозрачной среды, нагретой до определенной температуры, стремится к планковской функции при $\tau \rightarrow \infty$. Никаких спектральных линий в такой среде не будет. Линии в этом случае возникают лишь при наличии градиента температуры или резкого отличия от ЛТР.

C. Образование линий поглощения при соблюдении ЛТР легко объяснить, если считать, что излучаемый звездой свет с интенсивностью $I_\nu(0)$ и непрерывным спектром проходит через более холодный слой атмосферы с оптической толщиной τ_ν и функцией источника S_ν на частоте ν . Иными словами, фоновая подсветка больше функ-

ции источника ($I_\nu(0) > S_\nu$). Очевидно, что I_ν на выходе тем ниже, чем выше τ_ν . Последняя величина максимальна на частоте перехода, то есть в центре линии ν_0 . Поэтому на частотах, соответствующих переходам между уровнями атомов, излучение оказывается максимально ослабленным. Это и является причиной появления темной линии поглощения на фоне непрерывного спектра. Механизм образования линий в спектре звезды в условиях ЛТР можно интерпретировать проще: из-за более высокого коэффициента поглощения в линии видны более поверхностные, а следовательно и более холодные слои.

D. Случай большой оптической толщины в центре линии, $\tau_{\nu_0} \gg 1$. Картина качественно та же, что и в случае С. При этом в максимуме линии интенсивность равна значению функции источника (т. е. планковской интенсивности) на этой частоте.

Роль рассеяния при формировании сильных линий поглощения в спектре Солнца. Интересно посмотреть с изложенных позиций на образование сильных линий поглощения в фотосфере Солнца (т. н. фраунгоферовские линии). Линии поглощения в условиях ЛТР возникают из-за уменьшения температуры солнечного вещества вдоль радиуса. Видимая фотосфера определяется как поверхность, до которой оптическая толщина в непрерывном спектре для внешнего наблюдателя составляет $\tau \simeq 1$. Иными словами, кванты света из фотосферы сравнительно свободно покидают Солнце. Температура фотосферы около 5800 К, а над ней располагается слой более холодной плазмы (а значит, с меньшим значением функции источника), в котором и происходит формирование линий поглощения. Но сильные линии возникают независимо от того, выполняется ли условие ЛТР — за счет рассеяния света на частоте линии. Действительно, поглощенный каким-либо атомом квант непрерывного спектра фотосферы (скажем, с длиной волны линии H_α 6563 Å) вновь испускается через короткое время (для разрешенных переходов — за время порядка 10^{-8} с) в произвольном направлении. Здесь существенно, что ниже этого слоя располагается оптически плотная область фотосферы, так что с вероятностью близкой к $1/2$ квант переиспускается вниз и поглощается в фотосфере Солнца, где его энергия термализуется снова в кванты непрерывного спектра, и с вероятностью $\sim 1/2$ квант испускается в направлении от фотосферы. Таким образом, можно ожидать, что интенсивность в центре сильной линии поглощения будет существенно меньше, чем в соседнем с линией

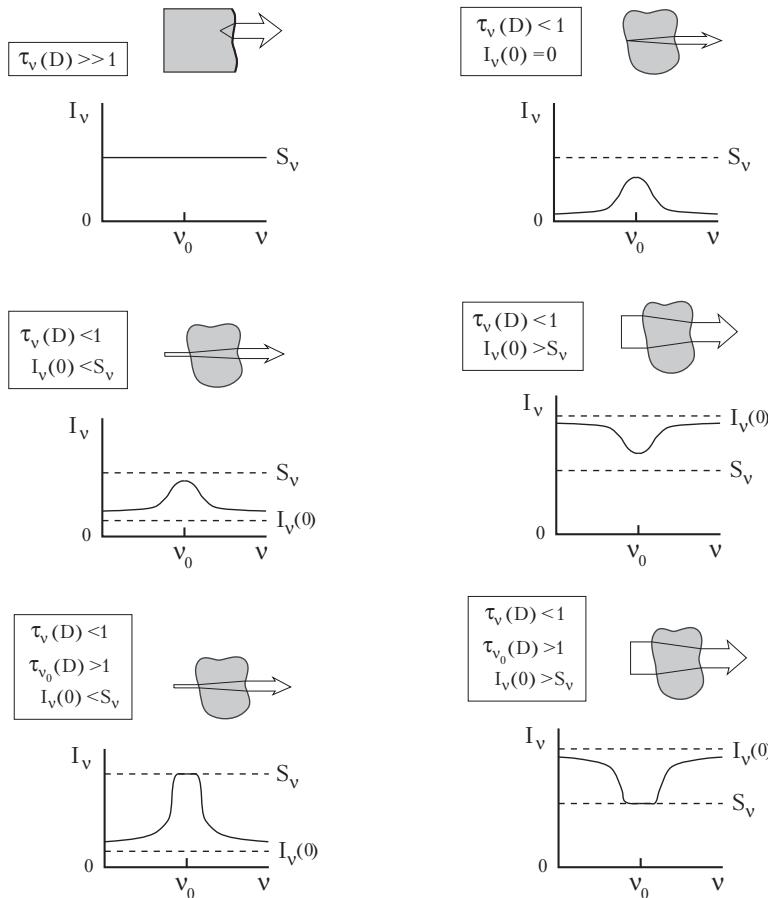


Рис. 2.4. К образованию эмиссионных и абсорбционных линий. Спектр излучения однородной среды для различных значений оптической толщины $\tau_v(D)$ и интенсивности входящего излучения («подсветки») $I_v(0)$. Рисунок из курса лекций по переносу излучения. R.J. Rutten, Sterrekundig Instituut Utrecht.

участке непрерывного спектра. Близкая к этой картина реально имеет место в солнечной фотосфере для сильных линий. Разобранный пример иллюстрирует важность эффекта рассеяния фотона на частоте линии в атмосфере звезды для образования линии поглощения.

Понятие доплеровского профиля линии. Если газ оптически тонкий (в линии), то при отсутствии нетепловых механизмов расширения профиль линии (т. е. зависимость интенсивности в линии от частоты) отражает максвелловский профиль скоростей излучающих частиц: $\phi(\nu) \sim \exp(-(\nu - \nu_0)^2 / 2(\Delta\nu_D)^2)$, где ν_0 – частота в центре линии с максимальным поглощением (излучением), а величина $\Delta\nu_D = \nu_0 v/c$ характеризует доплеровское уширение. Ширина линии зависит от температуры газа и турбулентных скоростей: $v = \sqrt{kT/mc^2}$. Собственная ширина линии, как правило, пренебрежимо мала. Но в сильных линиях проявляется столкновительный механизм уширения. По классической теории излучения это уширение связано с влиянием электрических полей соседних атомов (ионов) на положение энергетических уровней излучающего атома. Этот механизм ответственен за широкие крылья сильных линий в спектре Солнца. Эти крылья продолжают расти с увеличением τ_ν , даже когда интенсивность в центре линии уже достигла насыщения.

Зависимость температуры оптически тонкого газа от концентрации частиц. Для оптически тонкой среды существует общее правило: чем ниже плотность газа, тем выше его температура. Действительно, если есть определенный нагревающий поток, то энергия, передаваемая в единицу времени газу в единице объема, пропорциональна концентрации частиц n , а тепловая энергия, излучаемая в единице объема, пропорциональна частоте столкновения частиц, т. е. произведению относительной скорости на квадрат концентрации $\Delta E / (\Delta t \cdot \Delta V) \sim \sqrt{T} n^2$. Коэффициент пропорциональности между темпом потери энергии на излучение и величиной n^2 зависит от температуры и описывается так называемой функцией охлаждения. В широком интервале температур баланс между поглощаемой энергией ($\sim n$) и излучаемой энергией ($\sim n^2 \sqrt{T}$) с уменьшением плотности n устанавливается при более высокой температуре. Подробнее этот вопрос будет рассмотрен ниже в главе 4 «Межзвездная среда».

2.3.6. Температура астрофизических источников, определяемая по их излучению

В случае АЧТ температура тела является единственным параметром, определяющим спектр излучения. В астрофизике, как правило, мы имеем дело с наблюдениями источников в ограниченном диапазоне частот (длин волн). Оценка температуры излучающего

тела может быть сделана различными способами. При этом получаемое значение далеко не всегда соответствует физической температуре излучающей среды. Наиболее часто встречаются следующие определения температуры.

Яркостная температура T_b — температура такого АЧТ, интенсивность излучения которого равна интенсивности изучаемого источника на данной частоте, $I_\nu = B_\nu(T_b)$. В частном случае радиоволн (приближение Рэлея–Джинса)²

$$T_b = \frac{c^2}{2\nu^2 k} I_\nu, \quad h\nu \ll kT. \quad (2.31)$$

В этом случае уравнение переноса для теплового излучения с учетом того, что $S_\nu = B_\nu$, переписывается через яркостную температуру

$$\frac{dT_b}{d\tau_\nu} = -T_b + T,$$

где T — температура излучающей среды. Если $T = const$ вдоль луча зрения, то уравнение (2.30) превращается в

$$T_b = T_b(0)e^{-\tau_\nu} + T(1 - e^{-\tau_\nu}),$$

то есть при $\tau \rightarrow \infty$, $T_b \rightarrow T$. Для оптически тонкого газа $\tau_\nu \ll 1$ и (если нет подсветки, т. е. $I_\nu(0) = 0$) $T_b \approx T\tau_\nu \ll T$.

Эти простые выкладки показывают, что:

1) яркостная температура T_b в общем случае есть функция частоты (если спектр не чернотельный);

2) из астрономических наблюдений определить яркостную температуру можно только от источников, у которых известен угловой размер $d\Omega$ (в противном случае можно измерить только поток, а не интенсивность);

3) интенсивность АЧТ с температурой T является *максимально возможной* интенсивностью для теплового излучения любого тела с этой температурой.

Напомним, что для широкого класса нетепловых спектров яркостная температура не имеет никакого отношения к термодинамическим характеристикам среды (например, в случае синхротронного

² В радиоастрономии обычно яркостная температура определяется по этой формуле независимо от того, каков механизм излучения и какова физическая температура источника.

излучения со степенным спектром). Феноменологически очень высокая яркостная температура указывает на нетепловой характер излучения (например, для радиоизлучения пульсаров $T_b > 10^{20}$ К).

Эффективная температура T_{eff} — температура АЧТ, излучающего в единицу времени с единицы площади во всем диапазоне частот ту же энергию, что и данное тело, то есть полный поток выходящего излучения от площадки, проинтегрированный по полусфере в направлении наблюдателя, есть

$$F = \int_{2\pi}^{\infty} \int_0^{\infty} I_{\nu} \cos \theta d\Omega d\nu \equiv \sigma_B T_{eff}^4. \quad (2.32)$$

Значение T_{eff} применяется для характеристики излучения оптически толстых сред (т. е. сред, в которых можно определить «поверхность», с которой уходят достигающие наблюдателя фотоны — фотосферу), например, звезд. T_{eff} для звезд всегда близка к температурам их фотосфер.

Пример. Найдем связь T_{eff} со светимостью L (полным энерговыделением за единицу времени). Если имеется шарообразное тело (например, звезда или планета) с радиусом R , излучающая в единицу времени энергию L , то

$$L = 4\pi R^2 \sigma_B T_{eff}^4. \quad (2.33)$$

Эффективная температура Солнца ≈ 5780 К. Эффективные температуры обычных звезд простираются от 2000 К до 50000 К. Горячие белые карлики могут иметь $T_{eff} \sim 100000$ К. Эффективные температуры молодых нейтронных звезд еще выше и достигают 10^6 К.

Цветовая температура T_{col} — температура АЧТ, которое имеет тот же «цвет», т. е. то же отношение потоков излучения на двух выбранных частотах (или в цветовых полосах), что и наблюдаемый спектр. Эта оценка температуры — единственно возможная, если неизвестны расстояние до источника и его угловой размер (тогда нельзя определить ни яркостную, ни эффективную температуры). Очевидно, чем ближе спектр излучения к планковскому, тем ближе цветовая температура к истинной температуре. Но в общем случае T_{col} зависит от выбора частот, на которых измеряются потоки. Цветовые температуры часто используются для характеристики звездных спектров.

Для АЧТ все три температуры (яркостная, эффективная и цветовая) совпадают и равны его физической температуре, определяющей планковский спектр.

2.4. Астрофизические примеры спектров

Тепловые спектры. Спектры, наиболее близкие к чернотельным, это:

- А) Спектры собственного излучения непрозрачных тел (планеты и другие твердые тела, нейтронные звезды в мягком рентгеновском диапазоне).
- Б) Непрерывные спектры звезд типа Солнца или более холодных — только в видимой области.

В) Спектр фонового (реликтового) излучения Вселенной. Реликтовое излучение соответствует $T \approx 2.73$ К и имеет космологическое происхождение. Это кванты, родившиеся в ранней горячей Вселенной и свободно распространяющиеся после эпохи рекомбинации первичной плазмы, оставающей вследствие расширения. Они перестали поглощаться и «перерабатываться» средой, когда благодаря уменьшившейся плотности и произошедшей рекомбинации электронов и ионов пространство стало прозрачным (нейтральные атомы практически не задерживают неионизующее их излучение).

До эпохи рекомбинации кванты, непрерывно поглощаясь и перенеизлучаясь, находились в тепловом равновесии с космической плазмой. Низкая энергия квантов наблюдаемого излучения связана с большим красным смещением (они уменьшили свою энергию почти в 1100 раз), но спектр излучения, как был, так и остался планковским, только стал соответствовать в тысячу раз более низкой температуре³.

Небольшие отклонения наблюдаемого спектра фонового излучения неба от планковского распределения могут возникать по следующим причинам:

- 1) искажения на больших красных смещениях до эпохи рекомбинации из-за комптоновского рассеяния фотонов на свободных электронах;

³Если в формуле Планка (2.5) заменить ν на $x\nu$, где x — численный коэффициент, то она все равно будет описывать функцию Планка, но с температурой xT (в x раз большей). Поэтому доплеровский сдвиг частоты (красное смещение в расширяющейся Вселенной) не меняет форму планковского спектра.

- 2) искажения во время космологической рекомбинации гелия и водорода;
- 3) искажения после эпохи рекомбинации из-за комптоновского рассеяния на свободных электронах в горячей плазме, заполняющей скопления галактик (это самый значительный эффект);
- 4) искажения из-за движения наблюдателя относительно системы отсчета, в которой поток реликтового излучения равен нулю;
- 5) искажения из-за наличия небольших неоднородностей интенсивности (пропорциональным температуре в Рэлей-Джинсовской области), $\Delta I/I \sim \Delta T/T \simeq 10^{-5} \div 10^{-6}$, связанных с флуктуациями плотности некогда излучившей свет среды. Из этих первичных неоднородностей впоследствии развились наблюдаемые крупномасштабные неоднородности в распределении галактик.

Нетепловые спектры. Наиболее известные примеры нетепловых спектров — спектры радиопульсаров (вращающихся нейтронных звезд с сильным магнитным полем), радиогалактик и квазаров, жестких рентгеновских источников, некоторых остатков сверхновых звезд, а также спектры источников мазерного радиоизлучения. Спектры многих нетепловых источников связаны с синхротронным излучением релятивистских электронов в магнитном поле и с процессами обратного комптоновского рассеяния «мягких» (как правило, тепловых) фотонов на релятивистских электронах (см. ниже). Характерной особенностью таких спектров является наличие степенной зависимости потока от частоты, $F_\nu \sim \nu^{-\alpha}$, где показатель степени α обычно имеет значения от 0.5 до 1 (см. рис. 2.5). Отметим, что степенные зависимости потока в ограниченном диапазоне частот можно получить и для теплового излучения некоторых астрофизических источников (например, суммированием планковских кривых от слоев с изменяющейся температурой, как в оптически толстых аккреционных дисках вокруг компактных звезд). В таких случаях указанием на возможную нетепловую природу спектра обычно является отсутствие экспоненциального «завала» $F_\nu \sim \exp(-h\nu/kT)$ на высоких частотах, который всегда имеет место для теплового излучения с температурой T .

Другими признаками нетеплового излучения является высокая степень поляризации (особенно для синхротронного излучения), а также физически неприемлемо высокая яркостная температура излучения. Например, для космических мазеров T_b может достигать значения $> 10^{20}$ К.

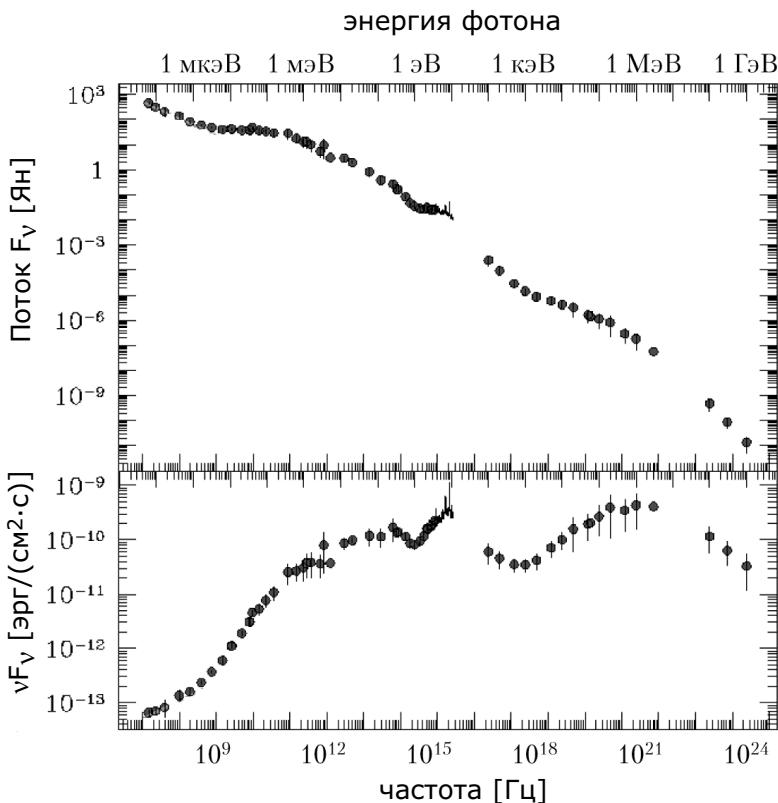


Рис. 2.5. Спектр квазара 3С 273 от радио до γ -диапазона. Сверху — поток F_ν , в янских (единица измерения, $1 \text{ Ян} = 10^{-26} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{Гц})$). Снизу — величина νF_ν , максимум которой указывает на область частот с максимальным энерговыделением. По данным Türl er et al. 1999, Astron. Astrophys. Suppl. 139, 89.

Спектры космических объектов могут состоять из различных компонентов — тепловых и нетепловых. Например, в спектре космического фонового излучения, показанном на рис. 2.6, в миллиметровом и ИК диапазоне доминирует тепловой спектр реликтового излучения, в видимом диапазоне — суммарный спектр теплового излучения звезд, а в радио- и жестком рентгеновском диапазоне — нетепловой спектр от активных ядер галактик и квазаров.

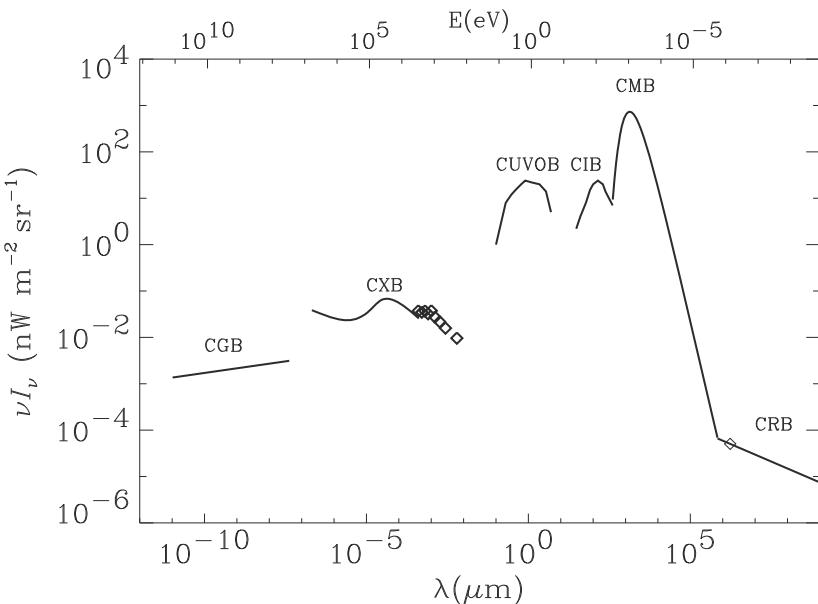


Рис. 2.6. Спектр космического фонового излучения от радио до гамма-диапазона. Из работы Houser and Dwek, 2001, ARAA, 39, 249. Пробелы отражают отсутствие наблюдательных данных.

Таблица 2.1. Плотность энергии и концентрация фотонов внегалактического космического фона

Диапазон	плотность энергии $\epsilon_\gamma, \text{эВ см}^{-3}$	концентрация фотонов $n_\gamma, \text{см}^{-3}$
Радио (300 МГц)	10^{-8}	$\sim 10^{-2}$
Реликтовое излучение	0.26	400
ИК (140–1000 мкм)	$4 \cdot 10^{-3}$	0.3
УФ-оптика-бл. ИК (0.16–3.5 мкм)	$\sim 10^{-2}$	$\sim 10^{-2}$
Рентген (~ 10 кэВ)	$2 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-9}$
Гамма (~ 1 МэВ)	10^{-5}	$\sim 10^{-11}$
Гамма ($\gtrsim 10$ МэВ)	$5 \cdot 10^{-7}$	$\sim 3 \cdot 10^{-14}$

2.5. Основные механизмы поляризации излучения

В общем случае, электромагнитное излучение, представляемое плоскими поперечными квази-монохроматическими волнами, описывается 4-мя поляризационными параметрами Стокса I, Q, U, V (см. любой курс оптики). Физический смысл параметров Стокса: I — интенсивность, V — параметр круговой поляризации, являющийся отношением полуосей поляризационного эллипса; для правополяризованного излучения $V > 0$, для левополяризованного $V < 0$; $V = 0$ для линейной поляризации. Параметры Q и U определяют ориентацию поляризационного эллипса относительно выбранного направления в картинной плоскости; $Q = U = 0$ в случае круговой поляризации.

Для эллиптически поляризованного монохроматического излучения существует связь $I^2 = Q^2 + U^2 + V^2$. В более реалистичном случае квазимонохроматического излучения $I^2 > Q^2 + U^2 + V^2$, а равенство имеет место только для полностью эллиптически поляризованного света. Для полностью неполяризованного света, напротив, $Q = V = U = 0$, а $I > 0$. В общем случае излучение представляют как сумму неполяризованной и поляризованной компоненты, а степень поляризации излучения определяется соотношением $\Pi = \frac{\sqrt{Q^2+U^2+V^2}}{I}$.

Механизмы, вызывающие поляризацию излучения, могут быть различными. Наиболее распространенная причина — это рассеяние на частицах с размером меньшим длины волны, например, на мелкой пыли в межзвездном пространстве, на аэрозолях в атмосферах планет, на электронах в ионизованном газе (томсоновское рассеяние). Поляризация излучения далеких звезд связана с прохождением света через межзвездную среду, содержащую несферические пылинки, ориентация которых не хаотична, а имеет преобладающее направление, что обусловлено межзвездным магнитным полем. Такие пылинки по-разному поглощают свет с различной плоскостью поляризации, что и приводит к превращению первоначально неполяризованного излучения звезд в частично поляризованное, причем тем в большей степени, чем (в среднем) большее поглощение испытывает свет. По распределению направлений плоскости поляризации света в различных областях галактического диска можно построить общую геометрическую картину линий магнитной индукции в Галактике. В среднем, плоскости поляризации света звезд, а,

следовательно, линии магнитной индукции, оказались ориентированными параллельно плоскости диска Галактики.

Другой пример – поляризация оптического излучения, возникающая в некоторых звездах или в их непосредственной окрестности. Так, небольшая линейная поляризация (вследствие рассеяния света) должна быть у излучения, исходящего из различных точек диска горячей звезды (В. В. Соболев, С. Чандрасекар), причем максимальная поляризация соответствует краю диска. Хотя поляризация интегрального излучения звезды при этом остается нулевой, остаточная поляризация будет наблюдаться при отклонении формы звезды от сферы, а также при затмении части излучения звезды более холодным компонентом (в затменно-переменных звездах, см. главу 7), при отражении света горячей звезды от атмосферы более холодного спутника или при рассеянии света звезды несферической газовой оболочкой. Эти эффекты действительно наблюдаются в двойных звездных системах. Эллиптическая поляризация возникает в некоторых компактных звездах, обладающих особенно сильными магнитными полями, например, в магнитных белых карликах (полярах) и нейтронных звездах. Ее измерение используется для оценки напряженности магнитного поля в окрестности этих объектов.

Локальные магнитные поля на Солнце также оценивают, используя поляризацию излучения, но не в непрерывном спектре, а в компонентах некоторых абсорбционных линий, возникающих при расщеплении линии в магнитном поле (эффект Зеемана). Сильно поляризованным оказывается нетепловое излучение рентгеновских вспышек на Солнце, что связано с магнитными полями, в которых оно рождается. Поляризованным является также излучение внешней атмосферы Солнца – солнечной короны, но уже по иной причине. Вследствие высокой температуры корона представляет собой ионизованный газ, и линейная поляризация возникает в результате томсоновского рассеяния солнечного света электронами плазмы.

Измерения поляризации света планет, производимые как с Земли, так и с космических аппаратов, позволяют исследовать оптические свойства и химический состав атмосфер и аэрозолей, образующих облака, которые рассеивают падающий на них солнечный свет. Так по поляризационным исследованиям было найдено присутствие аэрозолей серной кислоты в облачном слое Венеры. Частичная поляризация происходит и при отражении света от твердой поверхности планет.

Солнечный свет, рассеиваемый веществом комет и межпланетной пылью (т. н. зодиакальный свет), также оказался частично поляризованным из-за наличия мелких вытянутых пылинок с упорядоченной ориентацией.

Изначально поляризованным является синхротронное излучение, рождающееся релятивистскими электронами в упорядоченных магнитных полях. Поляризационное измерение синхротронного радиоизлучения позволяет построить карты магнитных полей не только в нашей, но и в других галактиках. Обычно синхротронное излучение наблюдается в радиодиапазоне, хотя в некоторых случаях с синхротронным механизмом связано и оптическое свечение, которое в этом случае имеет значительную степень поляризации. Такое свечение впервые было обнаружено в остатке сверхновой звезды — Крабовидной туманности, где его линейная поляризация в среднем близка к 10%, а в отдельных областях значительно выше.

По вращению плоскости поляризации синхротронного радиоизлучения далеких радиоисточников оценивают напряженность межзвездного магнитного поля в среде, в которой распространяется радиоволна (эффект Фарадея, см. подробнее о мере вращения в разделе 4.10). Заметно поляризованным (иногда до нескольких десятков процентов) оказалось оптическое излучение активных ядер галактик, квазаров, лацертид (см. главу 11), что указывает на синхротронный механизм их излучения.

Поляризованным оказывается не только синхротронное излучение. Сильная круговая поляризация (почти до 100%) наблюдается, например, в дециметровых радиолиниях гидроксила OH (мазерное излучение, приходящее от некоторых компактных и холодных молекулярных облачков).

Таким образом, измерение поляризации света позволяет получить важную информацию как о свойствах источников и механизмах их излучения, так и о той среде, которая поглощает или рассеивает электромагнитные волны.

2.6. Задачи

1. Сферически-симметричное облако оптически тонкой тепловой плазмы сжимается адиабатически. В приближении Рэлея–Джинса найти зависимость яркостной температуры излучения и принимаемого потока излучения от радиуса облака. Коэффициент

поглощения и массу облака считать постоянными. Плазму считать идеальным одноатомным газом.

Решение

- $I_\nu = \tau_\nu S_\nu, S_\nu = B_\nu(T) \sim T$ (приближение Рэлея–Джинса),
- $\tau = n(r)\sigma r \sim (1/r^3) \cdot r = 1/r^2$,
- $pV^\gamma = \text{const}, \quad pV \sim T \rightarrow T \sim V^{-2/3} \sim 1/r^2$ для $\gamma = 5/3$,
- $T_b \sim I \sim \tau T \sim 1/r^2 \cdot 1/r^2 \sim 1/r^4$,
- $F \sim r^2 I \sim 1/r^2$,

Ответ: $T_b \sim 1/r^4, \quad F \sim 1/r^2$.

2. На луче зрения одно за другим располагается N одинаковых облаков тепловой плазмы с оптической толщиной τ . Чему равна интенсивность выходящего излучения вдоль луча зрения? Как она относится к интенсивности излучения от одного облака? Дать численный ответ для $\tau = 1$ и $N = 10$.

Решение

1. Формальный способ – из уравнения переноса:

- $I_1 = S(1 - e^{-\tau}), I_2 = I_1 e^{-\tau} + S(1 - e^{-\tau}) = S(1 - e^{-2\tau}), \dots, I_N = I_{N-1} e^{-\tau} + S(1 - e^{-\tau}) = S(1 - e^{-N\tau});$
- $I_N/I_1 = (1 - e^{-N\tau})/(1 - e^{-\tau})$.

2. По определению τ , оптическая толщина на отдельных участках пути вдоль луча зрения суммируется. Поскольку облака одинаковы, их можно заменить одним облаком с $\tau_N = N\tau$, откуда сразу получаем ответ (см. п. 1б).

Ответ: $I_{10}/I_1 \approx e/(e-1) \approx 1.58$.

3. Наблюдаемая светимость мазерного источника на молекуле гидроксила OH с длиной волны $\lambda = 18$ см достигает светимости Солнца, а яркостная температура излучения $T_b = 10^{20}$ К. Температура в источнике 300 К. Считая, что уширение линии обусловлено только тепловыми движениями молекул, оценить размер источника r_s , предполагая его сферическую симметрию. Поглощение отсутствует.

Решение

а) Для оптически тонкого газа

- $I_\nu \approx j_\nu \cdot 2r_s, \quad j_\nu \sim (1/4\pi) \cdot (3L/4\pi r_s^3) \cdot (1/\Delta\nu),$
- $\Delta\nu/\nu \approx v_t/c = \sqrt{3kT/m}$, где $m = 17m_p$ для молекулы OH,
- $kT_b = 1/2 \cdot c^2/\nu^2 I_\nu = 1/2 \cdot \lambda^2 I_\nu = 3 \cdot \lambda^3 (L/4\pi) \cdot 1/(4\pi r_s^2) \cdot 1/v_t$,
- $r_s^2 = 3 \cdot \lambda^3 / (16\pi^2 v_t)(L/kT_b)$.

Ответ: $r_s \simeq 1$ а. е. – характерный размер планетной системы.

4. Используя спектр внегалактического космического фонового излучения (рис. 2.6) оценить плотность энергии и концентрацию фотонов в различных диапазонах.

Решение.

Используя формулу (2.4) для изотропного излучения находим

$$\epsilon_\gamma = \nu u_\nu = \frac{4\pi}{c} \nu I_\nu .$$

Подставляя данные из рис. 2.6, получаем таблицу 2.1.

5*. При взаимодействии фотонов друг с другом могут рождаться электрон-позитронные пары ($\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$). Из-за этого эффекта в спектре жесткого гамма-излучения от далеких астрофизических источников наблюдается завал в области высоких энергий. Используя данные таблицы 2.1 и учитывая, что сечение двухфотонного взаимодействия находится вблизи порога рождения пары и примерно равно томсоновскому сечению σ_T , оцените длину свободного пробега фотона с энергией $E = 1$ ТэВ в межгалактической среде.

Решение. Во-первых, найдем, с фотонами каких энергий ϵ преимущественно взаимодействует квант с энергией E при рождении пар. Используя закон сохранения четырехимпульса при взаимодействии $\mathcal{P}_e + \mathcal{P}_E = \mathcal{P}_{e^+} + \mathcal{P}_{e^-}$ и тот факт, что в системе центра масс пространственный импульс пары равен нулю на пороге рождения, находим пороговую энергию фонового кванта (Никишов, 1961):

$$\epsilon_{tr} = \frac{(2m_e c^2)^2}{2E(1 - \cos \theta)}$$

(θ — угол между волновыми векторами взаимодействующих фотонов). Считая $\theta \simeq \pi$ (встречные фотоны), получаем фотоны видимого и ИК диапазона, $\epsilon_{tr} \simeq 0.26/(E/1\text{ТэВ})$ эВ. Для этого диапазона концентрация фоновых квантов $n_\gamma \sim 0.1$ (см. таблицу 2.1). Следовательно, длина свободного пробега ТэВ-ного фотона будет $l_E = (n_\gamma \sigma_T)^{-1} \sim 5$ Мпк! На самом деле эта длина в несколько раз больше, т. к. не все фотоны строго встречные и нужно проводить усреднение формулы для ϵ_{tr} по углам и по спектральному распределению фона.

6*. Рассчитать интенсивность выходящего излучения из плоской полубесконечной атмосферы с функцией источника, линейно зависящей от оптической глубины $S_\nu(\tau_\nu) = S_0 + S_1 \tau_\nu$, отсчитываемой от

удаленного наблюдателя вглубь атмосферы по нормали, как функцию угла θ между нормалью к атмосфере и лучом зрения.

Решение

В этой задаче оптическая глубина $\tau = \alpha dz$ определена по нормали к атмосфере, т. е. связь между оптической глубиной вдоль луча зрения αds (индексы частоты ниже опускаем для краткости) и координатой z , направленной по нормали к наблюдателю, есть $\alpha ds = -\alpha dz/|\mu|$, где α — линейный коэффициент поглощения и $\mu \equiv \cos \theta$. Тогда уравнение переноса вдоль луча зрения $dI/(\alpha ds) = -I + S$ можно переписать в виде

$$|\mu| \frac{dI}{d\tau} = I - S. \quad (2.34)$$

Решая его аналогично уравнению (2.27), получаем формальное решение для интенсивности на произвольной оптической глубине τ_1 при заданной интенсивности $I(\tau_2)$ на глубине $\tau_2 > \tau_1$

$$I(\tau_1) = I(\tau_2) e^{-\frac{\tau_2 - \tau_1}{|\mu|}} + \int_{\tau_1}^{\tau_2} S(t) e^{-\frac{t - \tau_1}{|\mu|}} \frac{dt}{|\mu|}, \quad (2.35)$$

физический смысл которого тот же, что и для уравнения (2.29). В произвольной точке атмосферы (характеризуемой оптической глубиной τ) интенсивность вдоль луча зрения, задаваемого параметром μ , может быть разделена на две части — выходящая наружу $I^+(\tau, \mu > 0)$ и идущая внутрь $I^-(\tau, \mu < 0)$. Нас интересует излучение, выходящее из глубины атмосферы, т. е. $I^+(0, \mu)$ при $\tau_2 \rightarrow \infty$. Поэтому из приведенного формального решения (считая, что интенсивность с глубиной не нарастает экспоненциально) получаем:

$$I^+(0, \mu) = \int_0^\infty S(t) e^{-\frac{t}{\mu}} \frac{dt}{\mu}. \quad (2.36)$$

Подставляя $S(\tau) = S_0 + S_1 \tau$ и беря элементарные интегралы, находим

$$I^+(0, \mu) = S_0 + S_1 \mu = S(\mu), \quad (2.37)$$

то есть в приближении линейной зависимости функции источника от оптической толщины интенсивность излучения, выходящего под углом $\theta = \arccos \mu$ к нормали к плоско-параллельной атмосфере равна функции источника на оптической глубине μ . Это решение уравнения переноса носит название *приближения Эддингтона–Барбье*.

Важная иллюстрация применения этого приближения — объяснение *эффекта потемнения к краю* по диску Солнца в видимом свете, который также наблюдается в атмосферах планет. Действительно, интенсивность излучения из центра диска Солнца ($\mu = 1$) в приближении Эддингтона–Барбье $I^+(0, 1) = S_0 + S_1$, а по мере приближения к краю диска излучение выходит под углом к нормали $\theta \rightarrow \pi/2$ ($\mu \rightarrow 0$), интенсивность $I^+(0, \mu) = S_0 + S_1\mu < I^+(0, 1)$. Для атмосферы Солнца S_ν можно приближенно положить равной функции Планка B_ν , которая зависит только от температуры. Температура растет в подфотосферных слоях с глубиной, поэтому с глубиной растет и функция Планка. Эффект потемнения к краю диска Солнца в видимом свете отражает рост температуры вещества с глубиной.

ОСОБЕННОСТИ АСТРОНОМИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ И ФИЗИЧЕСКИЕ ОГРАНИЧЕНИЯ ИХ ВОЗМОЖНОСТЕЙ

3.1. Основные задачи наблюдательной астрономии

Астрофизика, как и астрономия в целом, — наука, основанная на наблюдениях. Главная отличительная особенность астрономических исследований далеких объектов — невозможность поставить «эксперимент» в привычном для физики смысле этого слова. Нельзя специальным образом «подготовить» исследуемый объект или как-то воздействовать на него. Поэтому принято говорить об астрономических *наблюдениях*, т. е. о пассивном приеме информации от источника и ее последующем анализе. Изучение объекта фактически сводится к исследованию приходящих от него электромагнитных волн. Огромное число астрономических объектов (звезд, галактик и т. д.), одновременно находящихся на различных стадиях своей эволюции, позволяет даже при пассивном приеме информации изучать эти объекты на всем протяжении их эволюционного развития. Отметим также, что, исходя из знания об особенностях различных космических объектов, астрономические наблюдения, эксперименты и средства анализа получаемой информации могут быть подготовлены и проведены оптимальным образом.

Вторая особенность заключается в том, что по причине конечности скорости света, принимая сигнал от какого-либо источника, мы изучаем процессы, происходившие в нем многие сотни, тысячи и даже (для галактик) миллиарды лет назад. Поэтому когда гово-

рят, например, что вспышка звезды или ядра галактики произошла в таком-то году, то всегда подразумевают год наблюдения, а не реальное время вспышки, которое невозможно точно определить. В случае далеких галактик время распространения света сравнимо с их возрастом, поэтому сопоставление свойств галактик на различных расстояниях дает уникальную возможность проследить, как они изменились со временем.

Третья особенность — всеволновой характер астрономии. Космические объекты изучаются во всех областях электромагнитного спектра — от радио- до гамма-лучей. Это позволяет получить наиболее полную информацию об их природе и о физических процессах, которые в них происходят.

Главной задачей, решаемой при наблюдениях, является получение оценок измеряемых величин и определение характера их изменений с максимально высокой точностью. Измеряемые величины могут быть различными. Так, из *фотометрических наблюдений* оцениваются потоки излучения в различных спектральных интервалах¹, интенсивность излучения или его поляризация и их временные характеристики. *Спектральные наблюдения* используются для измерения интенсивности излучения в непрерывном спектре и в линиях или для оценки длин волн линий. Наконец, *углеродные измерения* дают оценки угловых размеров источников или их отдельных деталей, с их помощью определяют угловые расстояния между источниками или их координаты.

3.2. Пропускание света земной атмосферой

Прежде чем попасть в телескоп, свет от космического источника проходит через межзвездную среду и земную атмосферу, частично поглощаясь, а частично рассеиваясь — в зависимости от длины волны. Взаимодействие электромагнитного излучения с атмосферой Земли приводит к тому, что наземные астрономические наблюдения возможны лишь в узких «окнах прозрачности» в видимом, ИК и радиодиапазонах (см. рис. 3.1). Поглощение ИК-фотонов осуществляется главным образом молекулами воды, кислорода и углекислого газа в тропосфере. УФ и более жесткое излучение поглощается молекулярным и атомарным кислородом и азотом, а поглоще-

¹ В оптике приходящие потоки характеризуются звездными величинами, см. Приложение F.

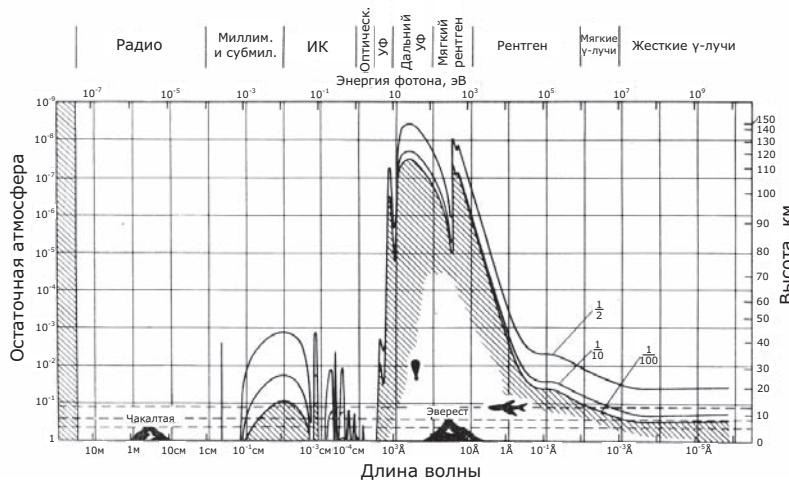


Рис. 3.1. Высота, до которой проникает излучение данной длины волны в диапазоне от длинных радиоволн до гамма-излучения. Приведены кривые высот, до которых доходит 50, 10 и 1% падающего излучения.

ние в ближнем УФ осуществляется в основном озоном на высотах 20–30 км над поверхностью Земли (озоновый слой). Существенную роль также играет рэлеевское рассеяние² коротковолнового излучения на молекулах и мелких неоднородностях атмосферы (этим объясняется голубой цвет дневного неба). Начиная с высот 20–30 км атмосфера становится практически прозрачной для фотонов с энергией выше 20 кэВ (жесткий рентгеновский диапазон). Непрозрачность атмосферы в декаметровом радиодиапазоне обусловлена отражением радиоволн от ионосферы на высотах 90 км и выше. Из рисунка видно, что почти вся ИК-область спектра и жесткое рентгеновское и гамма-излучение могут наблюдаться с аппаратурой, поднятой на аэростатах и самолетах выше 20–30 км. Наблюдения УФ и рентгеновских квантов возможны только с очень больших высот или из ближнего космоса.

²Рассеяние на электронейтральных частицах: атомах, молекулах, пылинках, проходящее без изменения длины волны, что имеет место, когда частота рассеиваемого излучения существенно меньше собственных частот рассеивающей системы; сечение рэлеевского рассеяния пропорционально четвертой степени частоты света.

3.3. «Точечные» и «протяженные» источники

Назовем точечным источником такой источник, который при наблюдениях с данным телескопом и данной аппаратурой неотличим от источника бесконечно малого углового размера. Во всех случаях, кроме специальных интерферометрических наблюдений, такими точечными источниками являются одиночные звезды. Однако один и тот же источник при одних условиях наблюдения может восприниматься как точечный, а при других — как протяженный, то есть на его изображении можно различить более мелкие детали, или, например, увидеть его двойственность. Понятие точечного источника достаточно условно. Существуют принципиальные физические ограничения, которые не позволяют телескопам строить сколь угодно резкие изображения. Поэтому даже точечные источники (звезды) воспринимаются как объекты, видимые на небе под малым, но конечным углом. Этот угол характеризует угловое разрешение (разрешающую способность) инструмента. Чем он меньше, тем более резким является изображение. Для человеческого глаза все объекты менее 1–3 угловых минут можно считать точечными. Телескопы в хороших атмосферных условиях могут иметь угловое разрешение лучше 1''.

Разрешающей способностью астрономического телескопа называют угловой размер изображения точечного источника (звезды), который создает данный телескоп. Изображения источников не имеют идеально резких границ, могут быть окружены дифракционными кольцами, поэтому понятие углового размера требует уточнения. Обычно точечный источник характеризуют шириной его изображения на уровне половинной яркости (англ. *Full Width Half Maximum*, FWHM), либо размером круга, заключающего 80% энергии изображения.

Минимальный наблюдаемый угловой размер изображения, то есть максимально возможное угловое разрешение (разрешающая способность), определяется дифракцией света на краях оптических элементов телескопа. Вследствие дифракции на отверстии объектива изображение любого точечного объекта имеет конечный угловой размер $\theta_d \approx \lambda/D$, где λ — длина волны излучения, D — диаметр объектива. Для наземных телескопов реальный размер изображения обычно ограничен влиянием турбулентности атмосферы, через которую проходит свет, и только у телескопов с объективом небольших размеров (10–30 см) он определяется дифракцией.

Если источник для данного телескопа является «точечным» (например, звезда), то регистрируется только *поток излучения*, а не его интенсивность. Оценка интенсивности требует знания телесного угла Ω_* , реально занимаемого диском звезды на небе, что для точечного источника нереализуемо. Однако, если из независимых данных известен угловой диаметр звезды θ , то $\Omega_* = \pi\theta^2/4$, и детектируемый поток $F_\nu^{(d)}$ можно пересчитать в интенсивность излучения $I_\nu = F_\nu^{(d)}/\Omega_*$. Её значение содержит важную информацию об источнике.

Для «протяженного» источника, напротив, можно непосредственно измерять интенсивность I_b , выходящего излучения, усредненную в пределах углового изображения, которое строит телескоп. Заметим, что часто вместо интенсивности употребляют термин *поверхностная яркость*.

Чем выше разрешающая способность, тем более детальной становится картина распределения поверхностной яркости источника, тем больше источников перестают быть точечными. Самое высокое угловое разрешение достигается в радиодиапазоне методами интерферометрии со сверхдлинной базой (РСДБ). В случае радиоисточников с известными угловыми размерами для характеристики интенсивности излучения часто используют понятие *яркостной температуры* (см. конец предыдущей главы), так как в радиодиапазоне (рэлей–джинсовская область) она пропорциональна интенсивности выходящего излучения $T_b \sim I_\nu/\nu^2$.

3.4. Оптические наблюдения

3.4.1. Оптические телескопы

Оптические телескопы остаются важнейшими астрономическими приборами, обеспечивающие основной поток информации о космических объектах. Исторически телескопические наблюдения начались в начале XVII века (Г. Галилей), и в течение всей истории их возможности возрастили главным образом за счет увеличения размеров объективов и повышения качества их изготовления. В конце XIX века на смену визуальным наблюдениям пришла астрономическая фотография, позволившая документально воспроизводить и сохранять изображения и резко увеличившая точность измерений, а к концу XX века основным типом приемников стали фотоэлектрические приборы, работа которых основана на фотоэффекте. Внед-

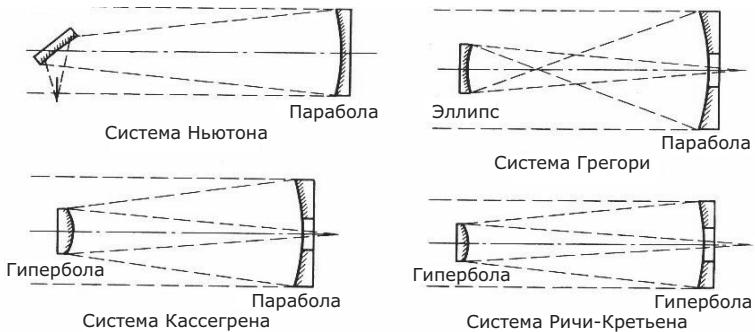


Рис. 3.2. Наиболее распространенные схемы рефлекторов.

рение ПЗС-матриц в астрономию коренным образом изменило точность и проникающую способность астрономических наблюдений в различных диапазонах спектра. На качественно иной уровень поднялась методика изготовления объективов телескопов и контроля за качеством изображения. Крупные зеркала сейчас изготавливаются из таких сортов стекла, которые имеют почти нулевой коэффициент расширения, что делает неощутимой тепловую деформацию отражающих поверхностей. Зеркальные объективы научились делать тонкими, а, следовательно, быстро принимающими температуру окружающего воздуха. Разработаны системы адаптивной оптики, компенсирующие в значительной степени искажения волнового фронта, вносимые атмосферой. Однако оптические схемы самих телескопов мало изменились.

Принято различать телескопы-рефракторы (с линзовым объективом) и телескопы-рефлекторы (с зеркальным объективом). Все современные телескопы для астрофизических целей — это рефлекторы, главным объективом которых является вогнутое зеркало. В зависимости от используемой схемы телескопа, зеркала могут быть сферические, эллиптические, параболические или гиперболические.

Примеры схем телескопов показаны на рис. 3.2. Как правило, в рефлекторах изображение строится системой из двух зеркал, первое из которых (главное зеркало) всегда имеет положительное фокусное расстояние, а второе (вторичное зеркало) может быть как положительным (вогнутым), так и отрицательным (выпуклым). Формы зеркал соответствуют кривым второго порядка, при этом фокус главного зеркала всегда совпадает с фокусом, мнимым или действи-

тельным, вторичного зеркала. Для улучшения качества изображения или для иных целей в телескопе могут использоваться и другие оптические элементы: линзы или пластины, корректирующие форму фронта световой волны, редукторы фокуса, плоские зеркала, меняющие направление потока, и др.

Основные задачи телескопа — собрать с минимальными потерями свет, падающий на объектив, и построить изображение с максимально возможным угловым разрешением, чтобы увидеть отдельные объекты или детали изображения. Это обеспечивает (в зависимости от поставленной задачи) максимальную точность оценок светового потока, угломерных измерений или измерений относительного положения спектральных линий при спектральных наблюдениях. Максимальной точности измерений соответствует максимальное отношение сигнал/шум измеряемой величины. Под сигналом обычно подразумевается значение энергии (числа фотонов), приходящей от наблюдаемого источника в данном спектральном интервале за время накопления света (экспозиции), а под шумом — случайную составляющую регистрируемого сигнала. Эта шумовая составляющая обусловлена несколькими факторами: собственным шумом, который вносит приемник излучения и регистрирующая аппаратура, а также случайными флуктуациями числа регистрируемых фотонов от источника и от фона неба (фотонный, или квантовый шум). Его роль будет рассмотрена ниже. С увеличением времени накопления сигнала возрастает число зарегистрированных фотонов, случайные флуктуации усредняются, и отношение сигнал/шум возрастает. Поэтому для наблюдений очень слабых объектов используют длинные экспозиции (или сложение нескольких изображений, полученных с меньшими экспозициями).

Очевидно, что возможности наблюдений слабых объектов зависят прежде всего от диаметра объектива телескопа. Размер светового пучка может быть ограничен не только оправой объектива, но и другими элементами телескопа, например, диафрагмой, ограничивающей пучок внутри телескопа, или вторичным зеркалом. Поэтому размер «рабочего» светового пучка в телескопе в общем случае меньше размера объектива. Обычно его характеризуют размером входного зрачка, то есть размером той рабочей части объектива, пройдя которую, свет доходит до приемного устройства. Однако в простой схеме телескопа «объектив–приемник излучения» или «объектив–окуляр–зрачок глаза» входной зрачок тождественен объективу (при

условии, что окуляр и зрачок имеют достаточные размеры, чтобы перехватить весь пучок света). Поэтому в дальнейшем мы будем использовать лишь термин «диаметр объектива».

Другим важным понятием является выходной зрачок. Так называют изображение объектива (строго говоря, входного зрачка), которое строят расположенные за ним оптические элементы, например, вторичное зеркало или окуляр телескопа. Диафрагма или светофильтр, помещенные в выходной зрачок, эквивалентны диафрагме или светофильтру, прижатыми к объективу. Нетрудно показать, что угловое увеличение телескопа равно отношению размеров входного зрачка к выходному (или отношению фокусных расстояний объектива и окуляра).

При астрофизических измерениях, когда не требуется анализ изображений, а измеряется интегральный поток, для получения выходного зрачка за фокальной плоскостью телескопа ставится специальная линза (линза Фабри). В полученный выходной зрачок помещается светочувствительный элемент (например, катод фотоумножителя). Важно, что свет от любого точечного источника (звезды), падающий на объектив, одинаковым образом заполняет выходной зрачок независимо от расположения изображения источника в фокальной плоскости, так что атмосферное дрожание звезды не оказывается на измеряемом потоке. Для выделения светового потока от конкретного источника (например, звезды) в фокальной плоскости телескопа устанавливается диафрагма, пропускающая свет только от этого источника.

Самыми главными характеристиками телескопа являются диаметр объектива, качество создаваемого им изображения, которое определяет угловое разрешение телескопа, и размер поля зрения, в пределах которого качество изображения остается высоким. Телескопы с большим полем зрения (десятки угловых минут) называются широкоугольными. Они удобны для выполнения поисковых и обзорных задач.

Для того, чтобы качество изображения, создаваемого зеркалом, не ухудшалось вследствие отклонения его реальной поверхности от расчетной формы и оставалось близким к дифракционному на длине волны λ , эти отклонения должны быть менее $\lambda/8$ по всей площади зеркала (известный из оптики критерий Рэлея). Существующие методы изготовления зеркал и контроля за их качеством позволяют подойти к этому пределу даже для больших зеркал.

Угловое разрешение телескопа ограничено не только качеством поверхности зеркал или дифракцией, но и различными аберрациями (искажениями), присущими той или иной оптической системе. Аберрации могут зависеть от интервала принимаемых длин волн. Например, хроматическая аберрация, присущая рефракторам, заключается в зависимости фокусного расстояния линз от длины волны. К геометрическим аберрациям относятся сферическая аберрация, присущая сферическим зеркалам и линзам, и различные внеосевые аберрации — кома, астигматизм, дисторсия и т. д., которые искажают изображение источника, находящегося не в центре поля зрения. Для уменьшения геометрических аберраций используют различные методы — ограничение входного зрачка, установка корректирующей оптики и т. д. Они позволяют улучшить угловое разрешение, но все эти методы связаны с частичной потерей светового потока на выходе оптической системы.

Изображение источников строится в фокальной плоскости объектива (точнее, оптической системы, образуемой первичным и вторичным зеркалами). Масштаб изображения в фокальной плоскости телескопа с фокусным расстоянием F объектива (оптической системы) характеризуется величиной

$$\mathcal{L}[\text{сек. дуги}/\text{мм}] \approx \left(\frac{206265}{F[\text{мм}]} \right),$$

Масштаб изображения можно характеризовать линейным размером изображения источника с угловым размером $\beta = 1''$. При фокусном расстоянии $F = 10$ м, масштаб изображения будет $\mathcal{L} \simeq 20//\text{мм}$, т. е. угловой размер $\beta = 1''$ в фокальной плоскости будет занимать примерно $5 \cdot 10^{-2}$ мм.

Если ставится задача получения изображения объектов, в фокальной плоскости устанавливается панорамный приемник (ПЗС-матрица). Чтобы не ухудшать разрешающую способность, размер отдельных светочувствительных элементов (пикселей) приемника излучения должен быть не больше (обычно несколько меньше), чем $1/\mathcal{L}$ для точечного источника. Например, для более точного изменения координат источника его изображение должно покрывать по крайней мере несколько пикселей. Это условие ограничивает размер рабочего поля инструмента. Типичный размер современной астрономической ПЗС-матрицы — 4000×4000 пикселей. Поэтому поле зрения, при котором может быть реализовано угловое разрешение

$\beta = 1''$, оказывается всего 4000×4000 квадратных секунд (около кв. градуса).

Небольшое рабочее поле зрения является одним из недостатков современных приемников. Поле зрения, достижаемое с данным приемником изображения, однако, можно увеличить, если уменьшить масштаб изображения с помощью дополнительной оптики, но это достигается ценой потери углового разрешения.

Современные оптические телескопы имеют диаметр главного зеркала до 10 м. На начало 2011 г. список крупнейших телескопов возглавляют европейский телескоп GTC (Gran Telescopio Canarias, Канарские о-ва, 10.4 м) и два телескопа им. У. Кека с составными 10-метровыми зеркалами (обсерватория Мауна-Кеа, Гавайские острова). За ними идут два сравнительно дешевых почти одинаковых телескопа со сферическими зеркалами с эффективным диаметром чуть больше 9 м: телескоп «Хобби-Эберли» (HET) в обсерватории Мак-Дональд, США, и телескоп Южно-Африканской астрономической обсерватории (SALT). Их зеркальные объективы также не монолитны, а состоят из десятков метровых фрагментов. Эти телескопы имеют объектив сферической формы и сложный зеркальный корректор изображения. Они врачаются только по азимуту, однако изменение высоты наведения и сопровождение источника при наблюдении осуществляется движением приемного узла в фокальной плоскости. Следом идет Большой Бинокулярный Телескоп LBT (США, Италия, Германия), установленный в штате Аризона, США. Он содержит два цельных зеркала диаметром 8.4 м на общей платформе. Чуть меньше размеры объектива у японского телескопа «Субару» (8.3 м) на Гавайских островах и четырех телескопов VLT (*Very Large Telescope*) с зеркалами по 8.2 м Европейской Южной Обсерватории (Сьерра-Паранал, Чили). Каждый из этих четырех инструментов может использоваться и как независимый телескоп, и как часть оптического интерферометра. Класс 8-метровых зеркал замыкают 2 идентичных телескопа «Джемини» (т. е. «близнецы») — один установлен на Гавайских островах (обсерватория Мауна-Кеа), другой — в Чилийских Андах (обсерватория Сьерра-Пачон). Далее идут 5 телескопов 6-метрового класса, и среди них — самый крупный российский 6-метровый телескоп БТА Специальной Астрофизической Обсерватории РАН.

Разрабатываются проекты гигантских наземных телескопов с составными зеркалами общим диаметром 30 м и даже 100 м.

3.4.2. Приемники излучения

Основная задача приемника излучения состоит в преобразовании электромагнитной энергии света в иные формы (чаще всего — в электрическую, для некоторых ИК наблюдений — в тепловую), которые позволяют обычными физическими методами оценивать поток излучения, приходящий от источника. При взаимодействии света со светочувствительным элементом приемника излучения энергия фотонов переходит в кинетическую энергию свободных электронов (внутренний или внешний фотоэффект) или в колебания атомов в узлах кристаллической решетки, которые впоследствии регистрируются различными способами.

Примерами светочувствительных приемников, используемых в современной астрономии, являются фотомножитель и полупроводниковые матрицы.

Основными характеристиками приемников излучения являются: рабочий спектральный диапазон, чувствительность, степень линейности (соотношение между входным и выходным сигналами), интервал входного сигнала, в пределах которого линейность сохраняется, а также уровень собственных шумов, то есть случайных сигналов на выходе, не связанных с принимающим излучением.

Часто для характеристики чувствительности детекторов света используют понятие *квантового выхода* η . Квантовый выход детектора можно определить как усредненную по времени долю регистрируемых квантов от всего падающего потока. Для человеческого глаза η составляет несколько процентов, квантовый выход ФЭУ может достигать 20–30%, а прибора с зарядовой связью (ПЗС) — до 80–90%. Этую же характеристику применяют для количественного описания эффективности системы телескоп–приемник в целом (так называемый обобщенный квантовый выход). Обобщенный квантовый выход всегда меньше квантового выхода светочувствительного элемента, поскольку в каждом звене приемного канала могут возникать (и возникают) дополнительные помехи, ухудшающие эффективность приема в целом (например, поглощение и рассеяние света в оптике, собственные шумы или паразитные наводки в усилителе сигнала).

В каждом диапазоне электромагнитного спектра есть свои особенности детектирования излучения и построения изображений источников. Рассмотрим важнейшие из них.

3.4.3. Видимый диапазон

Наиболее широко используемые современные приемники изображения — это приборы с зарядовой связью (ПЗС-матрицы). Они родственны матрицам, используемым в цифровых фото- и кинокамерах, но обладают более высокой чувствительностью и меньшим уровнем шумов, что делает возможным их применение для детектирования источников очень низкой яркости.

ПЗС-матрицы (англ. CCD) представляют собой совокупность электрически связанных между собой крошечных (10–30 мкм) светочувствительных областей (пикселей), создаваемых на поверхности полупроводника, действие которых основано на внутреннем фотoeffекте. Обычно ПЗС-структуры состоят из полупроводниковой (чаще всего, кремниевой) подложки, покрытой тонким слоем диэлектрика, на котором располагаются полоски очень тонких электродов, образующие упорядоченную матричную структуру. Если к электродам приложить положительное напряжение, то каждый из них создаст локальную потенциальную яму, в которой будут накапливаться до момента считывания отрицательные заряды (электроны), возникшие при воздействии света на полупроводник. Чем интенсивнее световой поток и больше время экспозиции, тем больше скапливается электронов в потенциальной яме, и тем выше будет заряд данного пикселя. Электростатическое взаимодействие соседних потенциальных ям позволяет осуществлять направленную передачу зарядов — считывание. Процесс считывания осуществляется путем подачи специальных периодических последовательностей электрических импульсов на электроды. Далее, сигнал, несущий информацию о распределении зарядов, через усилитель и АЦП (аналого-цифровой преобразователь) подается уже в цифровом виде в компьютер, где происходит визуализация изображения и сохранение полученной информации в формате, доступном для последующей цифровой обработки. Для подавления образования «тепловых» электронов, не связанных с поглощением фотонов, матрицы, как правило, при работе охлаждают.

Очень высокая чувствительность матриц и удобство в эксплуатации обеспечили их широкое распространение. Как и другие полупроводниковые детекторы, ПЗС имеют определенную область спектральной чувствительности. Длинноволновая граница фотoeffекта для кремния составляет 1.1 мкм. Для более длинных волн используются матрицы на других полупроводниковых элементах.

Если требуется измерить не распределение яркости в изображении, а интегральный поток излучения, приходящий, например, от звезды, то для этой цели широко используются фотометры, где детектором сигнала является фотоэлектрический умножитель (ФЭУ). Принцип его действия основан уже не на внутреннем, а на внешнем фотоэффекте. ФЭУ представляет собой стеклянную вакуумную трубку с небольшим полупрозрачным окошком (фотокатодом), на внутренней стороне которого нанесен слой соединения с низкой работой выхода электронов. Фотокатод совмещают с выходным зрачком телескопической системы, и падающие на него фотоны выбивают свободные электроны. Внутри трубы располагаются электроды, на которые подается положительное напряжение, управляющее движением заряженных частиц. Электроны, вылетевшие из катода внутрь трубы, ускоряются сильным электрическим полем и последовательно сталкиваются с серией электродов (динодов), из которых они выбивают новые порции электронов. Возникает лавинообразный процесс размножения электронов, так что один выбитый из катода электрон рождает на выходе прибора электрический импульс значительной амплитуды. Напряжение импульса снимается с последнего электрода (анода) и подается на усилитель, а затем и на счетное устройство, определяющее количество импульсов, приходящих в единицу времени. Частота следования импульсов пропорциональна количеству квантов, падающих на прибор за единицу времени, и поэтому может рассматриваться как величина, пропорциональная световому потоку от источника. Таким образом, ФЭУ является примером однофотонного детектора. Однофотонные детекторы широко применяются для регистрации отдельных квантов света в коротковолновых диапазонах.

3.4.4. Проблема улучшения углового разрешения телескопа

Атмосферная турбулентность искажает фронт световой волны, размывая изображение до размеров порядка $0.3\text{--}3''$ в зависимости от состояния атмосферы, что, как правило, намного больше размера дифракционного кружка. Места установки крупных телескопов тщательно выбираются, исходя из того, насколько часто атмосфера позволяет реализовать хорошее качество изображения (лучше $1''$). Довольно редко на высокогорных обсерваториях достигается размер изображения $\sim 0.3''$, например, в обсерватории Мауна-Кеа на высоте 4300 м над уровнем моря, на Гавайских островах, в Европей-

ской Южной Обсерватории Паранал (Чили), на горной обсерватории Майданак в Узбекистане. Космические телескопы, разумеется, свободны от влияния атмосферы, и там может достигаться дифракционный предел углового разрешения.

Атмосферная турбулентность создает быстро меняющуюся картину оптических неоднородностей среды (флуктуации показателя преломления) и, как следствие, искажает волновой фронт, «размывая» изображение звезды. Свет, падающий на различные области объектива телескопа, проходит в атмосфере разный оптический путь и поэтому имеет различный фазовый сдвиг, связанный с прохождением этих неоднородностей. Количественно масштаб оптических неоднородностей характеризуется параметром r_0 (так называемым параметром Фрида). По физическому смыслу он эквивалентен такому среднему размеру светового пучка, в пределах которого разность хода, вносимая атмосферой, составляет меньше полуволны, то есть пучок остается когерентным. Чем меньше влияние атмосферы на качество изображения, тем r_0 больше. Параметр Фрида зависит от длины волны источника ($r_0 \sim \lambda^{6/5}$) и в оптическом диапазоне обычно варьируется в пределах 5–30 см.

Рассмотрим два предельных случая: диаметр объектива меньше r_0 и значительно больше r_0 . Очевидно, что в первом случае атмосфера оставляет свет когерентным и не размывает дифракционное изображение в фокальной плоскости объектива. Неоднородности атмосферы, которые можно уподобить слабым положительным и отрицательным линзам с размером $\sim r_0$, будут вызывать лишь быстрые хаотические перемещения изображения точечного источника в пределах турбулентного диска, так что с короткими экспозициями все же можно будет получить резкое изображение. Это относится и к наблюдениям глазом в небольшой телескоп. Короткое время накопления света в зрительном аппарате человека, составляющее 0.1–0.2 с, позволяет глазу отслеживать турбулентные дрожания изображения, если они не очень сильные, и для наблюдателя картина продолжает оставаться резкой, причем часто более резкой, чем при наблюдениях в крупный телескоп.

Иная ситуация для телескопа большого диаметра $D \gg r_0$. В этом случае пучки света с характерным размером r_0 , которые в первом приближении можно считать независимыми, интерферируют между собой и создают в фокальной плоскости быстро меняющуюся картину большого числа непрерывно движущихся светлых пятен с уг-

ловым размером $\sim \lambda/D$, близким к дифракционному. Эти мелкие изображения называются спеклами (от англ. *speckle* — зернышко). Если экспозиция не очень короткая, то они сливаются в турбулентный диск, размер β_{atm} которого тем больше по сравнению с дифракционным, чем меньше r_0 . Как показывает теория, $\beta_{atm} \approx \lambda/r_0$. На рис. 3.3 показано изображение звезды, получаемое 2.5-м наземным телескопом за короткую (< 5 мс, слева) и длинную (> 10 с, справа) экспозиции. На изображении слева отчетливо видны отдельные спеклы. Размер изображения справа (турбулентный диск звезды) около 1 угловой секунды.

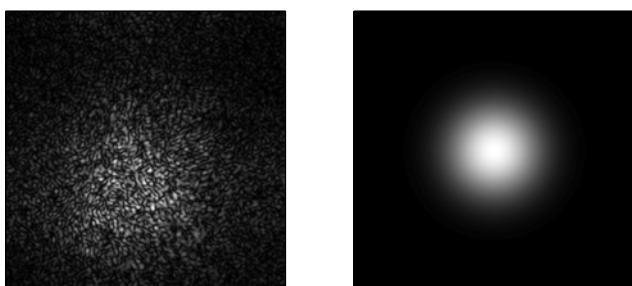


Рис. 3.3. Изображение звезды, получаемое 2.5-м наземным телескопом за короткую (слева) и длинную экспозиции. Качество изображения 1''.

3.4.5. Звездные интерферометры

Звезды имеют конечный (хотя и очень малый) угловой размер, но воспринимаются телескопами практически всегда как точечные источники. Например, диск Солнца с радиусом видимой фотосфера $R_\odot = 7 \cdot 10^{10}$ см с расстояния 10 пк будет виден под углом $\theta = R_\odot/d \approx 0.0006''$. Телескоп воспринимает звезду как объект с размером, который определяется дифракцией света на краях объектива или (чаще всего) размытием изображения при его прохождении через оптические неоднородности атмосферы, связанные с турбулентным движением воздуха. Для монохроматического точечного источника с длиной волны λ угловой радиус дифракционного кружка изображения $\beta_d \simeq 1.22\lambda/D$ радиан. Для телескопа с умеренным размером 1 м и $\lambda = 5500\text{\AA}$ $\beta_d \simeq 7 \cdot 10^{-7}$ радиан, или $\simeq 0.15''$.

Если источник имеет конечный угловой размер θ , то при $\theta < \beta_d$ он может рассматриваться как точечный и когерентный. Последнее следует из того, что геометрически построенное изображение источника в фокальной плоскости будет внутри дифракционного кружка, а следовательно, разность фаз волн, пришедших от разных точек объекта, окажется меньше π . Таким образом, любое отклонение волнового фронта в пределах угла β_d оставляет изображение когерентным. Если же $\theta > \beta_d$, то разность хода лучей в разных точках изображения превышает половину длины волны, и, следовательно, источник некогерентный. Свет такого источника не создаст интерференционной картины. Если свет принимать одновременно двумя телескопами, расположеннымными на расстоянии S , а затем заставить принятые сигналы интерфериовать, то интерференционные полосы будут наблюдаться до тех пор, пока $S \leq 1.22\lambda/\theta$. На этом принципе основано определение звездных размеров с помощью интерферометра Майклсона, благодаря которому удалось измерить диаметры некоторых близких звезд-гигантов еще в 1920-х гг. Основное ограничение этого метода связано с размытием интерференционной картины атмосферной турбулентностью.

Реальные астрономические источники, как правило, не монохроматические. Для них важно понятие *длины (области) когерентности*. Из оптики известно, что по мере увеличения разности хода двух интерферирующих лучей контраст интерференционных полос уменьшается. Разность хода записывается в виде: $\Delta l = c\Delta t$, где Δt — так называемое время когерентности. Для источника с полосой частот $\Delta\nu$ время когерентности есть просто $\Delta t = 1/\Delta\nu = (\lambda^2/c)/\Delta\lambda$, где c — скорость света. Физический смысл длины когерентности прост. Это предельно допустимая разность хода интерферирующих лучей с разностью длин волн $\Delta\lambda$, при которой свет остается когерентным, то есть при интерференции образует полосы.

Для видимого диапазона ($\lambda = 5500 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 100 \text{ \AA}$) получим $l_{coh} \simeq 3 \cdot 10^{-3} \text{ см}$, что составляет 55 длин волн. Наоборот, в радиодиапазоне, где используются узкополосные детекторы ($\lambda = 1 \text{ см}$, $\Delta\nu = 100 \text{ МГц}$), $l_{coh} = c/\Delta\nu \simeq 300 \text{ см}$ — порядка нескольких сотен длин волн. Именно поэтому в длинноволновом (радио, субмиллиметровый, ИК) диапазоне может осуществляться когерентный прием сигнала и достигаться очень высокое угловое разрешение (радиоинтерферометрия). В видимом свете и более жестком диапазоне энергий прием практически всегда некогерентный. Но и здесь мож-

но осуществить оптическую интерферометрию, используя идею метода апертурного синтеза, обычно применяемую в радиоастрономии (см. ниже). Для этого требуется по крайней мере два телескопа на расстоянии S друг от друга. Наблюдения проводятся с короткими экспозициями (чтобы турбулентность атмосферы не размыла интерференционную картину) при различных ориентациях оси, соединяющей телескопы, относительно направления на источник. Получаемая при этом интерференционная картина в принципе позволяет достичь дифракционного углового разрешения $\sim \lambda/S$. Для этого требуется, чтобы лучи от обоих телескопов были сведены в едином фокусе с разностью хода, не превышающей длину когерентности.

Этот метод активно используется в современной астрономии. Например, на двух телескопах VLT ESO, работающих в режиме интерферометра с базой 102 м, измерены угловые размеры нескольких звезд на уровне десятка микросекунд дуги, у быстровращающейся звезды Ахернар, α Eri, 20-часовая экспозиция на длине волн 2.2 микрона позволила измерить отношение полярного радиуса к экваториальному с беспрецедентно высокой 5% точностью.

Спекл-интерферометрия

Как отмечалось выше, при длинных экспозициях угловое разрешение большого телескопа *полностью* определяется размером создаваемого атмосферой изображения. Разумеется, вынос телескопа за атмосферу (например, космический телескоп «Хаббл») снимает проблему влияния атмосферы, но это весьма дорогостоящий способ улучшения качества изображения. В 1970-х гг. французский астроном Лабейри (A. Labeyrie) для увеличения углового разрешения больших наземных телескопов предложил метод спекл-интерферометрии, получивший широкое распространение. Метод состоит в статистической обработке изображения спеклов зафиксированного при очень коротких экспозициях, при которых они не успевают «размазаться» атмосферой ($\tau < \tau_0 \sim r_0/v \sim 0.01$ с, где v — скорость ветра, усредненная по высоте атмосферы). Каждый «спекл» представляет собой искаженное дифракционное изображение источника, построенное объективом телескопа с диаметром D . Число отдельных спеклов в пределах турбулентного диска звезды примерно равно числу пучков света с радиусом Фрида, то есть $\sim (D/r_0)^2$. Если сложить последовательные спеклограммы увеличивая тем са-

мым эквивалентное время экспозиции, то из-за случайности фаз отдельных дифракционных изображений возникнет размытая картина турбулентного диска. Однако если не складывать изображения, а обрабатывать отдельные спеклограммы, то информация о мелких деталях не будет потеряна. Математическая обработка спеклограмм позволяет, в принципе, восстановить исходную картину.

Для успешной спекл-интерферометрии должны выполняться два условия: 1) короткие экспозиции (много меньше характерного времени оптической турбулентности) и 2) достаточно узкая спектральная полоса приемника (она достигается использованием светофильтров с узкой полосой пропускания), чтобы свет во всем изображении оставался когерентным. Подробнее см. в монографии А. А. Токовинина «Звездные интерферометры», М.: Наука, 1988.

Активная и адаптивная оптика

Основной способ улучшения разрешающей способности современных крупных телескопов состоит в использовании *активной* и *адаптивной оптики*.

Под активной оптикой понимают систему, изменяющую форму главного зеркала для корректировки низкочастотных (1 Гц и ниже) искажений волнового фронта. Последние могут возникать в процессе работы телескопа (деформации под действием собственного веса, температурные неоднородности).

Под адаптивной оптикой понимают использование оптических устройств, которые механически изменяют свои параметры таким образом, чтобы скомпенсировать высокочастотные искажения волнового фронта (десятки–сотни Герц), вызванные атмосферной турбулентностью и иными причинами. В астрономических приборах в качестве адаптивной оптики используют специальные деформируемые зеркала диаметром порядка 20 см, форма поверхности которых изменяется при подаче внешнего сигнала.

При работе с адаптивной оптикой свет от главного зеркала направляется на деформируемое зеркало, которое «корректирует» волновой фронт и направляет исправленный пучок в основной фокус. Число отдельных элементов деформируемого зеркала (т. н. актиоаторов), грубо определяется из требования $N_a \sim (D/r_0)^2$, то есть из расчета один актиоатор на один когерентный пучок (D – диаметр главного зеркала телескопа, r_0 – параметр Фрида). В реальных устрой-

ствах число актиоаторов порядка 100. Коррекция волнового фронта осуществляется в реальном времени путем подачи специального корректирующего сигнала на актиоаторы деформируемого зеркала. Сигнал вырабатывается устройством, измеряющим наклон и кривизну волнового фронта света, отслеживая изображение выбранной реперной звезды. Она должна быть достаточно яркой. Адаптивная оптика наиболее успешно применяется в красной области спектра, т. к. параметр Фрида увеличивается с длиной волны, что уменьшает число требуемых актиоаторов, а также по чисто практическим соображениям — в длинноволновой области спектра гораздо больше ярких источников, которые могут быть использованы в качестве опорных звезд. Если рядом с наблюдаемым объектом ярких звезд нет, создают «искусственную звезду» путем кратковременной подсветки наблюдаемого участка неба мощным лазерным импульсом.

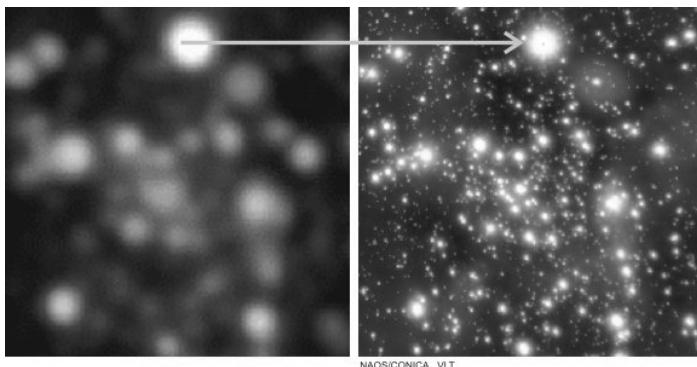


Рис. 3.4. Изображение центра Галактики, полученное в ближнем ИК-диапазоне телескопом VLT ЕЮО без адаптивной оптики (слева) и с применением адаптивной оптики (справа).

Деформируемое зеркало отслеживает подаваемые на актиоаторы сигналы и непрерывно меняет форму отражающей поверхности, стремясь к тому, чтобы изображение реперной звезды, а, следовательно, и близких к ней звезд, было как можно ближе к дифракционному. Все крупные современные телескопы снабжены адаптивной оптикой для увеличения углового разрешения и повышения отношения сигнала к шуму, что особенно необходимо для фотометрии слабых источников (см. ниже).

3.4.6. Физические ограничения на точность фотометрических измерений

Рассмотрим стационарный источник света, интегральный поток от которого, падающий на детектор, в среднем составляет f_* квантов/с. Поскольку в видимом и более коротковолновом диапазонах отдельные кванты от источника являются независимыми, вероятность регистрации n квантов за время t подчиняется с большой точностью статистике Пуассона

$$p(n) = \frac{\langle n \rangle^n}{n!} e^{-\langle n \rangle}, \quad (3.1)$$

где $p(n)$ — вероятность того, что будет зафиксировано n квантов, $\langle n \rangle = f_* t$ — математическое ожидание числа принятых квантов за время экспозиции t . Важное свойство статистики Пуассона: среднеквадратичные флуктуации числа n (дисперсия оценок) определяются величиной $\langle n \rangle$:

$$\sigma_n^2 = (n - \langle n \rangle)^2 = \langle n \rangle. \quad (3.2)$$

Эта формула описывает *квантовый (фотонный) шум* и характеризует случайные флуктуации светового потока относительно среднего значения. В более длинноволновой области спектра (субмиллиметровой, радиодиапазоне) определяющими становятся волновые свойства света, и случайные флуктуации можно описать как биения, возникающие при сложении электромагнитных волн близких частот в пределах полосы пропускания приемника.

Дополнительную неопределенность вносят регистрируемые сигналы, не связанные с наблюдаемым источником. В реальных условиях сигнал от любого астрономического объекта принимается на фоне естественного излучения (фон неба, внешняя засветка и т. д.). К внешнему фону следует добавить и фон, возникающий в приборе (например, собственное тепловое излучение детекторов и усиительного тракта, «температурный ток», регистрируемый измерительным прибором, или плотность вуали при фотографических наблюдениях). Тепловые шумы приемника особенно существенно при наблюдениях с твердотельными детекторами (ИК область, рентгеновский диапазон), поэтому для уменьшения теплового шума детекторы часто охлаждают до низких температур.

Если бы излучение фона, которое принимается вместе с излучением от исследуемого объекта, было постоянно по времени, его

было бы несложно учесть простым вычитанием из суммарного регистрируемого сигнала. Но излучение каждого источника состоит из фотонов, и в силу случайных причин в одинаковые интервалы времени регистрируется различное число фотонов. Эту флюктуирующую, случайно меняющуюся часть суммарного регистрируемого сигнала обычно и называют шумом. Минимальное значение флюктуаций числа регистрируемых фотонов определяется соотношением Пуассона (3.2) Его величина определяет точность фотометрической оценки сигнала.

Для уверенного отождествления источника, не говоря уже об измерении приходящего от него потока излучения, отношение сигнала к шуму С/Ш должно быть существенно больше 1. Величина, обратная С/Ш, представляет собой относительную случайную ошибку измерений (есть еще систематические ошибки, которые мы здесь не рассматриваем). Обычно в качестве минимального порога регистрации выбирают С/Ш = 3–5, что соответствует ошибке измерения примерно в 30 и 20% соответственно.

За время экспозиции телескоп собирает кванты как от источника, так и от фона (рассеяние постороннего света в атмосфере, собственное свечение атмосферы и т. д.). Фон будем характеризовать яркостью S , измеряемой в единицах [квант/($\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{кв. сек. дуги}$)]. (Единица площади в кв. секунду дуги выбирается для удобства, поскольку диаметр изображения точечного источника обычно составляет около 1''). Типичное значение яркости фона темного безлуночного неба в сине-зеленой (В) области примерно равно 21.5 звездной величины с кв. секунды дуги, что соответствует интенсивности $\sim 2.5 \cdot 10^{-3}$ кв./($\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{кв. сек. дуги}$).

Оценим ошибку измерения потока от источника, связанную с фоном, на котором он наблюдается. Для простоты рассмотрим случай идеального линейного приемника, у которого отсутствуют внутренние шумы.

Пусть t — время экспозиции, β — угловой размер изображения (обычно лимитируемый атмосферой), D — размер объектива телескопа, S — яркость фона неба, η — квантовый выход приемника, а f_* [$\text{кв.}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$] — поток излучения от источника, который должен быть измерен.

Считая площадь объектива примерно равной D^2 , а площадь, занимаемую источником на небе, равной β^2 кв. секунд, получаем, что среднее число квантов, зарегистрированных за время экспозиции t

от источника, $\langle n_* \rangle \approx \eta D^2 t f_*$, от фона $\langle n_\phi \rangle \approx \eta D^2 t \beta^2 S$, а от источника и фона вместе:

$$\langle n_{*+\phi} \rangle = \eta D^2 t (f_* + \beta^2 S).$$

В общем случае, при наличии шума приемника, равного n_d импульсов в секунду, к правой части уравнения надо прибавить $N_d = n_d \cdot t$.

Будем считать, что за время экспозиции фон не меняется и флуктуации числа квантов носят пуассоновский характер. Тогда в соответствии с (3.2) при наблюдениях со временем накопления t разброс (дисперсия) отсчетов относительно среднего значения равен $\sqrt{\langle n_{*+\phi} \rangle}$. Число импульсов, относящихся к источнику, определяется вычитанием импульсов фона из полного числа импульсов: $\langle n_* \rangle = \langle n_{*+\phi} \rangle - \langle n_\phi \rangle$. Поскольку среднеквадратичное отклонение пропорционально квадратному корню из числа импульсов, разброс значений n_* будет характеризоваться величиной $\sigma_* = \sqrt{n_{*+\phi} + n_\phi} = \sqrt{n_* + 2n_\phi}$ (здесь учтено, что σ^2 для суммы или разности случайных независимых величин равна сумме σ^2 отдельных слагаемых). Тогда относительная ошибка ϵ измерения числа импульсов от источника n_* , характеризующая точность измерения потока f_* от звезды,

$$\epsilon = \frac{\sigma_*}{n_*} = \frac{\sqrt{n_{*+\phi} + n_\phi}}{n_*} = \frac{\sqrt{\eta D^2 t (f_* + 2\beta^2 S)}}{\eta D^2 t f_*}. \quad (3.3)$$

Рассмотрим два предельных случая:

А) Случай яркой звезды, $n_* \gg n_\phi$. Тогда фоном неба можно пренебречь, и точность измерения

$$\epsilon_b \simeq \sqrt{n_*}/n_* = 1/\sqrt{n_*} = \frac{1}{D\sqrt{\eta t f_*}}. \quad (3.4)$$

Отсюда видно, что предельно обнаружимый поток f_* при заданной точности измерения (отношении С/Ш) пропорционален $1/(D^2 t)$. Это соотношение очевидно: чем больше диаметр телескопа, тем при меньших экспозициях достигается требуемая точность измерения, причем увеличение времени экспозиции эквивалентно увеличению площади объектива D^2 . Чтобы с той же ошибкой измерить вдвое более слабый сигнал, требуется вдвое большее время экспозиции или вдвое большая площадь объектива телескопа.

Пример. Оценим предельную звездную величину объекта, который может наблюдаваться электрофотометром (квантовый выход

$\eta = 0.1$) на 6-метровом телескопе за время экспозиции 10^{-3} с с точностью 1%. Будем считать, что звезда яркая и фоном неба можно пренебречь.

Находим: $\eta t = 10^{-4}$ с, $D = 600$ см, откуда $f_* = 1/(\epsilon_b^2 D^2 \eta t) \approx 370$ кв./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$). Учитывая, что от звезды 0^m приходит примерно 10^6 кв./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$), получаем $m_{lim} = 2.5 \lg \frac{10^6}{370} \approx 6^m$ — то есть очень яркая звезда (на пределе видимости невооруженным глазом). Именно поэтому, например, метод спектр-интерферометрии, где требуются очень короткие экспозиции, может применяться только для весьма ярких звезд даже на самых крупных телескопах.

Б) Случай слабого объекта $n_* \ll n_\Phi$. Для него имеем:

$$\epsilon_f \approx \frac{\sqrt{2n_\Phi}}{n_*} = \frac{\sqrt{2\eta D^2 \beta^2 St}}{\eta D^2 t f_*} = \frac{\beta}{D f_*} \sqrt{\frac{2S}{\eta t}}. \quad (3.5)$$

Предельно обнаружимый поток при этом $f_{min} \sim (\beta/D) \cdot \sqrt{S/\eta t}$ довольно слабо зависит от фона неба и времени экспозиции, но чувствителен к угловому размеру изображения звезды β , т. е. к качеству изображения. В этом случае, в отличие от предыдущего, для измерения с той же относительной точностью вдвое более слабого сигнала необходимо вдвое увеличить *диаметр* телескопа D (а не его площадь) или вдвое уменьшить размер изображения звезды. Телескоп с диаметром 6 м и качеством изображения $3''$ эквивалентен по эффективности двухметровому телескопу с качеством изображения $1''$.

Пример: Определим предельную звездную величину (соответствующую точности оценки потока $\epsilon = 0.3$) при наблюдениях на метровом телескопе с экспозицией 100 с и с угловым разрешением $1''$ в условиях повышенной яркости неба, когда она (например, из-за Луны) достигает 19^m /кв. секунды дуги (примерно в 10 раз ярче, чем в отсутствие засветки).

По условию, $D = 10^2$ см, $\eta = 0.1$, $t = 100$ с, $\beta = 1''$. Сначала находим фон неба в единицах потока, учитывая что поток в 10^6 кв./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$) соответствует звезде 0^m : $S\beta^2 \approx 2.5 \cdot 10^{-2}$ кв./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$).

Используя полученное выше выражение для слабого источника, определяем $f_*^{(lim)} \approx 2 \cdot 10^{-3}$ кв./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$), чему соответствует $m_{lim} \approx 2.5 \lg \frac{10^6}{2 \cdot 10^{-3}} \approx 20.7^m$. Учет внутренних шумов приемника может несколько уменьшить эту величину.

Нестабильность оптических свойств атмосферы не позволяет реализовать большие времена накопления. Реальная точность фотометрических измерений звезд наземными телескопами позволяет зарегистрировать изменения потока от звезды, если они составляют не менее нескольких десятых долей процента.

3.4.7. Спектральные наблюдения

Основная информация астрофизического характера связана с анализом спектров. Спектральные исследования проводятся не только в оптическом, но и во всех областях спектра — от гамма до радиодиапазона. Важнейшие спектральные линии, изучаемые в астрофизике, представлены в Таблице 3.1.

Мы кратко остановимся здесь только на спектральных приборах в видимом и близком к нему диапазонах. Для получения распределения энергии в том или ином диапазоне длин волн используются два основных типа аппаратов — это дифракционные спектрографы и оптические интерферометры.

Самый распространенный спектральный прибор — классический *дифракционный спектрограф* (рис. 3.5).

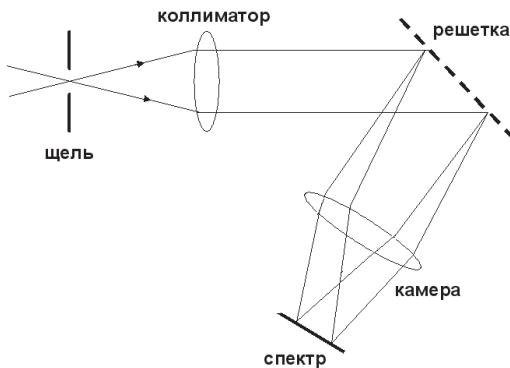


Рис. 3.5. Принципиальная схема дифракционного спектрографа.

Свет исследуемого объекта сначала проходит сквозь узкую щель, расположенную в фокальной плоскости объектива телескопа. Коллиматор (линза или зеркало), в фокусе которого располагается щель, превращает расходящийся пучок в параллельный и направляет его на зеркальную дифракционную решетку. Разложение света по дли-

Таблица 3.1. Некоторые важные астрофизические линии

Линия	$\nu, \lambda, h\nu$	Физическая особенность	Источники
Радио			
HI	21 см	Сверхтонкое расщепление 1S_0	Облака HI
OH	18 см	Мазер	Молодые звезды, области звездообразования
2D	327 МГц	Сверхтонкая структура дейтерия	Межзвездная среда; используется для измерения обилия D/H
Оптика			
H α	6563 Å	Основная линия H в оптике	Звезды (в поглощении), эмиссионные туманности, активные ядра галактик (в эмиссии)
[OIII]	4959, 5007 Å	Яркий запрещенный дублет	Эмиссионные туманности, активные ядра галактик
УФ			
Ly α	1216 Å	Резонансная линия H	Только близкие источники или далекие квазары
Рентген			
FeI-XVII	6.4 кэВ	K_α Флуоресцентная эмиссия ионов Fe	Аккреционные диски, рентгеновские двойные
FeXXV	6.7 кэВ	Корональное свечение плазмы	Активные ядра галактик
FeXXVI	6.9 кэВ		Газ в скоплениях галактик
Гамма			
e^+e^-	511 кэВ	Аннигиляция пар $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$	Жесткие рентгеновские источники, центр Галактики
$n \rightarrow {}^2H$	2.223 МэВ	Образование дейтерия $n + p \rightarrow D + \gamma$	Солнечные вспышки
${}^{56}Ni$	0.847 МэВ	Радиоактивный распад изотопов	Молодые остатки сверхновых
	1.238 МэВ	${}^{56}Ni \rightarrow {}^{56}Co \rightarrow {}^{56}Fe$	
${}^{26}Al$	1.808 МэВ	${}^{26}Al \rightarrow {}^{26}Mg$	Диффузное излучение, рождающееся в Галактике
π^0	77 МэВ	Распад пи-мезонов $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$	Взаимодействие космических лучей с молекулярным газом

нам волн происходит при его отражении от решетки. Пройдя затем через объектив камеры, свет образует в его фокальной плоскости совокупность монохроматических изображений щели, то есть спектр источника. Ширина щели должна соответствовать угловому разре-

шению телескопа, чтобы в щель проходил основной поток света от любого точечного объекта. Чем уже щель, тем (вплоть до дифракционного предела коллиматора $f_k \frac{d_k}{\lambda}$, где f_k и d_k — его фокусное расстояние и диаметр) более узкими будут спектральные линии, и к тому же тем меньше постороннего света попадет в спектрограф. Поэтому качество изображения играет большую роль не только при фотометрических, ни и при спектральных наблюдениях.

Для одновременного получения спектров от различных объектов или областей одного объекта, созданы панорамные спектральные приемники, где по отдельным каналам на вход спектрографа направляется свет от различных точек изображения, построенного объективом телескопа в фокальной плоскости. В итоге происходит одновременная регистрация многих спектров.

Для анализа протяженных объектов часто используется *интерферометр Фабри–Перо*, основу которого составляют две полупрозрачные зеркальные пластины, строго параллельные друг другу. Интерферируют пучки света, прошедшие через пластины, и испытавшие разное число отражений. Меняя с определенным шагом расстояние между пластинами и записывая (в цифровом формате) форму и положение интерференционных колец на каждом шаге, можно восстановить спектр объекта (в небольшом спектральном интервале) с высоким порядком интерференции и высоким спектральным разрешением сразу для многих тысяч точек источника. Этот метод часто используется, например, для изучения полей скоростей газовых облаков и целых галактик (см. главу 9).

Информация, получаемая по анализу спектров, очень многообразна. По виду спектра источника можно судить о механизме излучения (поглощения), а, следовательно, и о природе источника. По линиям различных элементов оценивается химический состав и температура среды. Измерения положений спектральных линий и их ширины дают возможность оценить по эффекту Доплера лучевую скорость источника (или той среды, которая ответственна за образование линий), скорость внутренних (тепловых или турбулентных) движений газа. По эффекту Доплера измеряются скорости вращения планет, звезд или галактик. Изучение профилей линий позволяет определить в некоторых случаях (в звездных атмосферах) плотность газа и индукцию пронизывающего газ магнитного поля. Информация, получаемая из спектра, позволяет также производить различные косвенные оценки (например, оценки расстояний до га-

лактик — через закон Хаббла, светимости звезд — по существующим эмпирическим зависимостям между светимостью и относительной интенсивностью различных линий), и даже измерять массу и возраст звезд (по положению на диаграмме Герцшпрунга–Рессела). Поэтому спектральные наблюдения являются основными в астрофизических исследованиях.

3.5. Радиоастрономические наблюдения

3.5.1. Радиотелескопы

Радиотелескопы используются для приема космического излучения в пределах окна прозрачности земной атмосферы для радиоволн в диапазоне от миллиметров до декаметров. Две основные части радиотелескопа — антenna и радиометр (приемное устройство). Наиболее распространены *параболические антенны*, фокусирующие радиопоток. Полноповоротные антенны достигают диаметра 100 м (Грин Бэнк, США; Бонн, ФРГ). Крупнейшая неподвижная антenna — 300-метровый радиотелескоп в Аресибо (Пуэрто-Рико, США). Крупнейший радиотелескоп из составных подвижных зеркал, примыкающих друг к другу и образующих круг диаметром около 600 м — РАТАН-600 (Россия).

В более длинноволновой части радиодиапазона также используются *синфазные антенны*, отдельными элементами которых могут быть элементарные облучатели (полуволновые диполи, спиральные антенны) или параболические рефлекторы малого диаметра. Сигнал от каждого облучателя подается по волноводам к приемнику с определенной задержкой, которая рассчитана таким образом, чтобы сигналы от источника с данным положением на небе попадали на приемник в одной фазе, то есть складывались. Изменение величины задержки позволяет управлять диаграммой направленности антенны, даже если антenna неподвижна.

Разрешающая способность радиотелескопа определяется шириной диаграммы направленности главного лепестка антенны и оценивается, как и в случае оптического телескопа, величиной $\Delta\theta \approx \lambda/D$, где λ — длина волны излучения, а D — диаметр антенны (или области, содержащей совокупность антенн) радиотелескопа.

Как и в случае оптических телескопов, возможности радиотелескопа зависят от размера (площади) объектива-антенны. В общем

случае, для любого типа антенны её эффективную площадь можно выразить через длину волны и телесный угол Ω , под которым она «видит» на небе точечный радиоисточник: $A_{eff} = \lambda^2/\Omega$. Если антenna представляет собой круглое зеркало, собирающее всю энергию падающих на него радиоволн, то $\Omega \approx \lambda^2/D^2$, и $A_{eff} \approx D^2$ представляет собой её геометрическую площадь. С учетом того, что не вся энергия попадает в радиометр, эффективная площадь антенны, как правило, составляет 50–80% её геометрической площади.

Шумы антенны и радиометра

Для оценки возможности радиотелескопа наблюдать слабые радиоисточники используется понятие *шумовой температуры*. Шумовая температура $T_{n,a}$ антенны характеризует суммарную мощность излучения $W_{n,a}$, собираемую антенной через все лепестки диаграммы направленности от посторонних источников: земной поверхности, атмосферы, ионосферы и фоновых космических источников в полосе частот $\Delta\nu$:

$$W_{n,a} = kT_{n,a}\Delta\nu.$$

Шумовые антенные температуры в области длинных радиоволн достигают нескольких тысяч К (до 1000 К на длине волны 3 м) и связаны с космическим радиофоном, но в области дециметровых и сантиметровых волн они ниже (до сотни К), и обусловлены в основном тепловым излучением Земли, самой антенны и окружающих предметов. Прохождение исследуемых слабых источников через главный лепесток диаграммы направленности антенны обычно вызывает малые изменения регистрируемой температуры излучения $\delta T_a \ll T_a$, и задача сводится к выделению слабого сигнала от источника на сильном шумовом фоне. Приемное устройство также создает свой собственный шум, неотличимый от космического шума. Шумовая температура приемника T_n складывается с T_a .

Каждый шумовой сигнал можно представить суммой двух компонентов: постоянная (средняя) величина плюс хаотически меняющаяся составляющая, которую и считают собственно шумом. Если постоянный уровень помехи может быть исключен из рассмотрения специальной конструкцией приемного устройства, то связанный с ним шум, как и шум приемника, принципиально неустраним. Однако его отрицательное влияние можно уменьшить путем усреднения принимаемого излучения по времени τ или по частоте в некото-

ром интервале $\Delta\nu$ (он определяется полосой усилителя радиометра). В радиодиапазоне, в отличие от оптического, шумы обусловлены волновыми эффектами, а не числом принимаемых квантов. Роль отдельных квантов энергии здесь играет число нескоррелированных частей сигнала, принимаемых за время τ . По этой причине ошибка измерений пропорциональна потоку принимаемого излучения (точнее, сумме антенной и шумовой температур):

$$\Delta T_{n,a} \approx B \cdot \frac{T_a + T_n}{\sqrt{\Delta\nu \tau}}, \quad (3.6)$$

где параметр $B \approx 2\text{--}3$ зависит от типа используемого приемника. Значение $\Delta T_{n,a}$ характеризует точность измерения сигнала от радиоисточника при антенной температуре T_a и шумовой температуре T_n .

На языке волновых процессов интерпретация этой формулы выглядит следующим образом. Пусть источник излучения представляет собой непрерывный широкополосный сигнал, измеряемый в течение времени τ . Шумовые флуктуации, связанные с фоновым сигналом, будем характеризовать среднеквадратичным отклонением σ . Из-за конечности (узости) полосы детектора шум можно считать постоянным, так что за время, превышающее $\tau_{coh} = 1/\Delta\nu$ (время сохранения когерентности) различные реализации шума становятся нескоррелированными, иными словами, участки записи длиной τ_{coh} независимы. Тогда за время накопления сигнала τ имеем $n = \tau/\tau_{coh}$ независимых реализаций фона, каждая из которых характеризуется разбросом значений σ . Значит, за время наблюдения среднеквадратичная ошибка изменения суммы случайных независимых величин (фоновых отсчетов) уменьшается в \sqrt{n} раз: $\sigma_n^2 = \sum_{i=1}^n \sigma_i^2/n(n-1) \approx \sigma^2/n$. Обнаруженный сигнал должен превышать $\sigma_n \approx (\sigma/\sqrt{n})$, что с точностью до числового коэффициента эквивалентно формуле (3.6). Радиоисточник считается обнаруженным, если связанное с ним изменение антенной температуры составляет $(C/I) \cdot \Delta T_{n,a}$, где пороговое значение отношения C/I (сигнал/шум), как и в оптике, принимается равным 3–5.

Как видно из формулы (3.6), для улучшения чувствительности радиотелескопа требуется расширение полосы приемника и/или увеличение времени накопления сигнала. Это общее правило для любых приемников излучения. Для узкополосных сигналов (напри-

мер, линий мазерного излучения молекул воды) или импульсных сигналов (от пульсаров) формула для предельного обнаружения несколько изменится: в этих случаях $\Delta\nu$ или, соответственно, τ будет ограничено характером излучения. Так, для оптимального приема узкополосных сигналов величина $\Delta\nu$ должна определяться шириной радиолинии, а для импульсных сигналов с характерным временем $\hat{\tau}$ полоса приемника должна быть $\sim 1/\hat{\tau}$, поскольку при использовании более широкой полосы импульсы будут сглаживаться.

3.5.2. Радиоинтерферометры. Метод апертурного синтеза

Из-за большой длины радиоволн разрешающая способность отдельных радиотелескопов даже с очень большим диаметром антенны остается низкой даже в сантиметровом и дециметровом диапазонах (в лучшем случае порядка угловой минуты). Для увеличения разрешающей способности, ограниченной дифракцией радиоволн, требуется увеличение расстояний между отдельными элементами антенны или отдельными совместно работающими антеннами. Последнее достигается методом радиоинтерферометрии, когда сигналы от двух или более радиотелескопов, разнесенных на расстояние S , складываются вместе (с учетом фазы), или, если антенны отстоят далеко друг от друга, записываются приемным устройством на каждом телескопе, а затем совместно обрабатываются. Эффективная разрешающая способность при этом становится порядка λ/S . Если радиоинтерферометр содержит две антенны, то угловое разрешение будет высоким только в направлении, параллельном линии, соединяющей антенны. Иными словами, диаграмма направленности интерферометра окажется вытянутой в направлении, перпендикулярном этой линии, а изображение точечного источника повторит вытянутую форму диаграммы.

Для получения резкой двумерной картины требуется либо одновременное использование многих антенн, либо проведение большого количества наблюдений с двумя или несколькими антennами при условии, что при наблюдениях варьируется расстояние между антеннами (база) и угол между базой и направлением на источник. В радиоастрономии используют оба подхода.

Радиоинтерферометры могут содержать десятки антенн. В интерферометрии со сверхдлинной базой (РСДБ) используются телескопы, расположенные в разных странах и даже на разных континентах, то есть величина S для них сравнима с диаметром земного шара.

Принимаемые сигналы синхронизируются с помощью атомных часов, и их записи обрабатываются совместно. В РСДБ-наблюдениях достигается разрешающая способность менее десятитысячной доли угловой секунды, то есть на 2–4 порядка лучше, чем при оптических наблюдениях.

Восстановление изображения (то есть получение распределения яркости источника $I_\nu(\alpha, \delta)$ по двум координатам) при приеме радиоизлучения несколькими антеннами представляет собой сложную математическую задачу, не имеющую однозначного решения. Остановимся на этом подробнее.

При использовании одиночной антенны сигнал на выходе отражает распределение яркости источника, сглаженное конечным угловым разрешением антенны λ/D . Иными словами, в изображении отсутствуют пространственные частоты, более высокие, чем D/λ .

Если одновременно работает несколько антенн, то любую пару можно рассматривать как отдельный интерферометр. При анализе сигналов от антенн интерферометра вместо двумерных распределений радиояркости $I_\nu(\alpha, \delta)$ и диаграммы направленности $A(\alpha, \delta)$ обычно рассматриваются их Фурье-образы, называемые соответственно функцией видимости источника и пространственно-частотной характеристикой. Они представляют собой разложение распределений радиояркости и диаграммы направленности на гармонические компоненты по пространственным координатам в плоскости, перпендикулярной направлению на источник (т. е. в плоскости неба).

При наблюдениях источника сигналы от антенн поступают на специальное устройство — коррелятор, который сравнивает сигналы, учитывая их фазы, и оценивает корреляцию между ними. Коррелятор выдает значение амплитуды гармоники на данной пространственной частоте S/λ по обоим координатам, где S — проекция базы (отрезка, соединяющего антены), на рассматриваемую плоскость. Эти значения определяют одну точку на плоскости пространственных частот (обычно называемой *uv*-плоскостью). Если количество антенн N больше двух, и каждая пара образует свою базу, то общее число баз, как и число гармоник с измеренной амплитудой, будет равно $N(N - 1)/2$.

Но даже с двумя телескопами можно измерить амплитуду на разных пространственных частотах от нуля до S_{max}/λ , то есть получить много точек на плоскости частот, изменения расстояние между антен-

нами, либо наблюдая источник в различные моменты времени, поскольку из-за вращения Земли происходит непрерывное изменение ориентации базы. Таким образом удается получить частичное заполнение *uv*-плоскости.

Если бы можно было заполнить всю плоскость частот, то, совершив обратное Фурье-преобразование от функции видимости, мы получили бы карту распределения радиояркости источника любой протяженности с бесконечно высоким разрешением. Однако, поскольку каждая пара радиотелескопов имеет минимальную ширину диаграммы, примерно равную λ/S , ее можно рассматривать как фильтр, пропускающий только определенную частоту $\sim S/\lambda$. Угловое разрешение системы в целом будет определяться самым высокочастотным фильтром: парой антенн с наибольшей величиной $S = S_{max}$, то есть будет соответствовать разрешению одной антенны с диаметром, равным максимальному расстоянию между антеннами интерферометра.

В математическом методе восстановления изображения используется то обстоятельство, что наблюдаемая функция видимости есть произведение истинной функции видимости, то есть пространственного спектра источника, определяемого его действительной формой, на пространственно-частотную характеристику. Тем самым задачу восстановления изображения можно свести к нахождению истинной функции видимости по наблюдаемой. Обратное преобразование Фурье восстановленной истинной функции видимости дает распределение радиояркости источника, то есть воссоздает его двумерное изображение. Такой метод получения изображения называется методом апертурного синтеза.

Поскольку на получаемой из наблюдений функции видимости присутствуют не все частоты, математическая задача восстановления изображения по отклику приемников излучения относится к классу некорректных задач, и получить изображение со сколь угодно высоким разрешением невозможно. Однако разработаны различные методы поиска наиболее вероятных решений, позволяющие реализовать угловое разрешение $\sim \lambda/S_{max}$. Таким образом, для построения двумерного изображения источника с большим числом деталей нужно измерить как можно больше пространственных гармоник, что достигается при наблюдении источника большим числом антенн радиоинтерферометров с разными базами и взаимными ориентациями в течение большого промежутка времени.

Например, большая антennaя решетка VLA (Very Large Array) в Нью-Мексико (США) состоит из 27 антенн диаметром 25 м каждая, с максимальным расстоянием между антеннами, равным 36 км. Разрешение VLA составляет до 1'' на длине волны 10 см. Еще большей разрешающей способности позволяют достичь глобальные РСДБ-сети — глобальная европейская сеть EVN, североамериканская сеть VLBA, инструмент MERLIN (Великобритания). Наибольшего разрешения можно добиться, выведя один из радиотелескопов в космос (космический радиоинтерферометр). В настоящее время рассматривается и реализуется ряд таких проектов, в т. ч. и в России (проект «Радиоастрон»).

3.6. Рентгеновские телескопы и детекторы

Для регистрации жестких квантов используют особенности их взаимодействия с веществом. Для фотонов с энергией до 20–30 кэВ применяются детекторы, использующие фотоэффект в газе или в твердом теле. К ним относятся *пропорциональные газонаполненные счетчики*, амплитуда электрического импульса на выходе которых пропорциональна (в некотором спектральном диапазоне) энергии падающего фотона E .

Эффективность таких детекторов определяется сечением photoионизации газа-наполнителя (обычно инертный газ Ar, Xe) и коэффициентом пропускания окна счетчика (используется фольга легких металлов Be, Al толщиной 10–100 мкм, или органические пленки толщиной 1–10 мкм и меньше). Для быстрого прекращения электрического разряда в инертном газе, вызванного попаданием жесткого кванта, добавляют отрицательно заряженные молекулы метана или CO₂. Спектральное разрешение таких счетчиков невелико ($E/\Delta E \sim 5$) и обратно пропорционально квадратному корню из энергии падающего фотона. Площадь отдельных газонаполненных пропорциональных счетчиков доходит до 300 см².

Фотоны с энергией $h\nu$ от 30 кэВ до 10 МэВ регистрируются *сцинтиляционными детекторами*, в качестве которых используют кристаллы NaI или CsI с добавками теллурия (Tl) или сцинтилирующие органические пластмассы. Падающий фотон вызывает в сцинтилирующем веществе вспышку УФ или видимого излучения, амплитуда которой в определенном спектральном диапазоне пропорциональна энергии поглощенного кванта. Импульсы видимого излу-

чения регистрируются фотоумножителями. Площадь сцинтиляционных детекторов ограничена технологией выращивания монокристаллов CsI или NaI и, как правило, не превышает 100–300 см². Для регистрации рентгеновских фотонов их иногда преобразуют в пучок электронов. Для этих целей используются многогонитяные двухкоординатные пропорциональные газонаполненные счетчики, диодные матрицы или матрицы ПЗС.

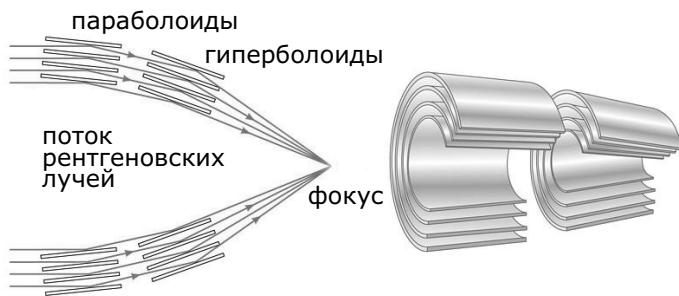


Рис. 3.6. Схема рентгеновского телескопа типа Уолтера с зеркалами косого падения.

В мягком рентгеновском диапазоне применяют отражательные фокусирующие телескопы (телескопы с зеркалами косого падения), строящие рентгеновское изображение. Работа таких телескопов основана на росте коэффициента отражения металлов с приближением угла падения к 90 градусам. Высокий коэффициент отражения (свыше 50%) для Au и Pt достигается при углах падения более 87°. Хорошее качество рентгеновского изображения дает двухзеркальная система, состоящая из параболоида и гиперболоида вращения (рентгеновский телескоп косого падения типа Уолтера, см. рис. 3.6). Угловое разрешение современных телескопов косого падения достигает 1'' на энергиях 0.5–1 кэВ. Максимальная эффективная площадь телескопов косого падения (около 1000 см²) реализована на спутниках XMM–«Ньютон» (ESA) и «Chandra» (NASA).

Для построения изображений в жестком рентгеновском и гамма-диапазоне ($h\nu \sim 30$ кэВ–10 МэВ) используют специфический *метод кодированной апертуры*. Суть его состоит в том, что перед приемником (обычно это кристаллы CdTe, CsI или Ge) устанавливают диафрагму (маску), представляющую собой мозаику из чередую-

щихся окошек и непрозрачных элементов (из вольфрама или свинца). Мaska формирует на элементах детектора «тень» от каждого источника, попадающего в поле зрения. По форме этой тени после специальной математической обработки сигнала можно восстановить направление прихода фотонов относительно маски и их энергию. На космической гамма-обсерватории ИНТЕГРАЛ (телескоп IBIS) этим методом получены изображения гамма-источников с угловым разрешением порядка 10 угловых минут. Спектральное разрешение для линий в гамма-диапазоне (спектрометр SPI обсерватории ИНТЕГРАЛ) достигает ~ 2.2 кэВ на энергиях 1.33 МэВ.

Фотоны с энергией в диапазоне от десятков МэВ до сотен ГэВ при взаимодействии с тяжелыми ядрами рождают электрон-позитронные пары $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$, которые можно регистрировать детекторами частиц. По треку вторичных частиц и полной энергии, выделяемой в каскаде, которая измеряется специальным калориметром, восстанавливается направление прихода и энергия каждого фотона. При этом достигается угловое разрешение от долей градуса до нескольких угловых минут. На этом принципе основана работа телескопа LAT космической обсерватории «Fermi» (на орбите с 2008 г.).

Еще более жесткое гамма-излучение можно регистрировать и наземными приемниками света. Оптическое излучение, детектируемое фотоумножителями, рождается при прохождении атмосферы быстрыми частицами, образованными при взаимодействии жесткого гамма-кванта с атомами атмосферы (черенковское излучение). Крупнейшая действующая установка для регистрации сверхжесткого гамма-излучения с энергией выше 100 ГэВ — H.E.S.S.³ — состоит из 4 телескопов для регистрации черенковского излучения от космических ливней, порождаемых такими фотонами в атмосфере Земли. Полная площадь каждого зеркала, состоящего из 382 60-сантиметровых сегментов, порядка 100 кв. м. Установка находится в Намибии в 100 км от столицы — г. Виндхук.

3.7. Поляризационные наблюдения

Еще один важный канал информации в астрономии представляют поляризационные наблюдения, так как во многих случаях свет от космических источников поляризован (из-за процессов рассея-

³От англ. High Energy Stereoscopic System, а также в честь физика Виктора Гесса, открывшего космические лучи в 1912 году.

ния и отражения, при синхротронном излучении и т. д.; см. подробнее в разделе 2.5 предыдущей главы). Измерение поляризации излучения производят во всех спектральных диапазонах — от радиоволн до рентгеновского излучения.

Различают линейную и круговую (в общем случае — эллиптическую) поляризацию. Линейная поляризация характеризуется выделенной плоскостью (плоскостью поляризации), в которой колеблется вектор напряженности электрического поля \mathbf{E} электромагнитной волны. При круговой (эллиптической) поляризации происходит вращение вектора \mathbf{E} в плоскости, перпендикулярной лучу зрения. При оптических поляризационных наблюдениях излучение пропускается через вращающийся анализатор поляризации (поляроид), и после регистрации излучения выделяется переменная составляющая, пропорциональная степени его поляризации. Поскольку сам оптический инструмент (и атмосфера) также может вносить небольшую поляризацию, параллельно наблюдается стандартный источник, поляризация которого заранее известна (или известно, что она отсутствует, как, например, у источников теплового излучения в отсутствии рассеивающей среды). Степень поляризации излучения определяется как максимальное значение относительного изменения сигнала при двух взаимно перпендикулярных направлениях плоскости анализатора. Как правило, степень поляризации космических источников не превышает нескольких процентов. Однако степень линейной поляризации нетепловых синхротронных источников может достигать 70%.

МЕЖЗВЕЗДНАЯ СРЕДА

4.1. Основные составляющие и проявления

Важнейшей составляющей частью Галактики, помимо звездных компонентов, является межзвездная среда (МЗС), основная масса которой приходится на межзвездный газ. Межзвездный газ (в основном, водород) в нашей Галактике составляет несколько процентов от массы видимого вещества, но его роль крайне велика. Доля газа в общей массе галактики является ее важнейшей характеристикой и определяет активность процесса звездообразования. В дисках спиральных и неправильных галактик в холодных массивных газопылевых комплексах создаются подходящие условия для развития гравитационной (джинсовской) неустойчивости и происходит рождение звезд. В процессе своей эволюции звезды теряют массу в виде звездного ветра. В конце эволюции при образовании компактных остатков происходит сброс оболочки звезды (в виде планетарной туманности для звезд умеренных масс, остатка сверхновой для звезд с начальной массой выше $\sim 8 - 10$ масс Солнца). Таким образом, происходит постоянный круговорот газ—звезда—газ, при котором полная масса газа постепенно уменьшается, т. к. часть барионов остается в виде компактных остатков (белых карликов, нейтронных звезд, черных дыр), а часть — выбрасывается из диска галактики. Помимо газа, к компонентам межзвездной среды также относят межзвездную пыль (около 1% от массы газа), межзвездные магнитные поля и космические лучи. Возможно также присутствие невидимой небарионной темной материи (еще не открытых новых частиц), которая про-

является в галактических масштабах через гравитационное взаимодействие.

Перечислим основные наблюдательные проявления межзвездной среды:

- 1) Наличие светящихся туманностей ионизованного водорода (НII) вокруг горячих звезд и отражательных газо-пылевых туманностей в окрестностях более холодных звезд. Наблюдаются в оптическом диапазоне спектра.
- 2) Ослабление света звезд (межзвездное поглощение) в непрерывном спектре и отдельных линиях, а также покраснение света (селективное поглощение пылью); наличие непрозрачных («темных») туманностей.
- 3) Поляризация света далеких звезд на пылинках межзвездной среды, ориентированных вдоль крупномасштабного магнитного поля Галактики.
- 4) Тепловое ИК-излучение межзвездной пыли в области десятков и сотен мкм (в зависимости от температуры пыли).
- 5) Мягкое рентгеновское излучение горячего разреженного газа, нагретого ударными волнами, возникающими при вспышках сверхновых и при истечении мощного звездного ветра от молодых массивных ОВ-звезд (т. н. корональный газ).
- 6) Радиоизлучение нейтрального водорода (НI) на длине волны 21 см и различных молекул в линиях сантиметрового и миллиметрового диапазона.
- 7) Излучение космических мазеров, «работающих» на молекулах H_2O , OH, метанола и др., возникающих преимущественно в холодных плотных областях звездообразования.
- 8) Синхротронное излучение релятивистских электронов в межзвездных магнитных полях.

Существование межзвездного газа было доказано в 1904 г. Гартманом, который обнаружил неподвижные (а значит, не связанные со звездами) линии поглощения в спектрах двойных звезд, наблюдавшихся с целью проверки эффекта Доплера. К концу 1930-х гг. были отождествлены линии многих межзвездных молекул — CH, CH^+ , CN, C₂, NH. Естественно, присутствие этих молекул не отражает истинного химического состава межзвездной среды — тяжелые

элементы (Fe, Si, C и т. д.) входят в состав твердых межзвездных пылинок, а самые распространенные элементы — невозбужденный нейтральный и молекулярный водород и гелий — не наблюдаются в оптическом диапазоне. В 1965 г. был открыт первый космический мазер на молекуле OH ($\lambda \approx 18$ см). В 1973 г. с борта специализированного УФ-спутника «Коперник» ($\lambda < 3000$ Å) было открыто большое количество линий всевозможных межзвездных молекул, среди которых особенно важной является линия H₂ 1108Å, наблюдавшаяся в поглощении. В далеком ИК-диапазоне космическим телескопом «Спитцер» (3–180 мкм) открыто излучение от сложных органических молекул (полициклических ароматических гидрокарбонатов). В мягком рентгеновском диапазоне было открыто свечение горячего разреженного газа, нагретого вспышками сверхновых.

Пространственное распределение межзвездной среды характеризуется сложной структурой, включающей отдельные компактные образования, холодные и теплые облака, окруженные более горячим газом. Основные составляющие МЗС и их физическое состояние просуммированы в Таблицах 4.1 и 4.2.

Таблица 4.1. Основные состояния газовой межзвездной среды

Фаза	T, K	$n, \text{см}^{-3}$	Масса облаков, M_{\odot}	Размер, пк	Доля занимаемого объема [†]
Корональный газ	$\approx 5 \cdot 10^5$	~ 0.003	—	—	$\sim 0.3 :$
Зоны НП низкой плотности	$\approx 10^4$	~ 0.3	—	—	~ 0.1
Межоблачная среда	$\approx 10^4$	~ 0.1	—	—	~ 0.4
Облака HI	≈ 80	~ 10	~ 100	~ 10	~ 0.01
Молекулярные облака	≈ 10	$\sim 10^3$	~ 300	~ 1	$\sim 10^{-5}$
Глобулы	≈ 10	$\sim 10^4$	~ 20	~ 0.3	$\sim 3 \cdot 10^{-9}$
Яркие области НП	$\approx 10^4$	~ 30	~ 300	~ 10	$\sim 10^{-4}$
Гигантские молекулярные облака	~ 20	~ 300	$\sim 3 \cdot 10^5$	~ 40	$\sim 3 \cdot 10^{-4}$
Мазерные конденсации	$\lesssim 100$	$\sim 10^{10}$	$\sim 10^5$	$\sim 10^{-5}$	

[†] Вблизи плоскости Галактики

Таблица 4.2. Магнитные поля в межзвездной и межгалактической среде

Область	B , Гс	характерный масштаб
Межгалактическая среда	$< 10^{-9}$	
Газ в скоплениях галактик	$1\text{--}10 \cdot 10^{-6}$	100-300 кпк
Джеты в активных ядрах галактик	100	< 1 пк
Галактика		
регулярное поле	$3 \cdot 10^{-6}$	1 кпк
хаотическое поле	$2 \cdot 10^{-6}$	< 50 пк
Молекулярные облака	10^{-4}	10 пк
Мазеры, глобулы	10^{-2}	< 1000 а.е.
Аккреционные диски [†]	до 10^{15}	

[†] зависит от темпа акреции и массы центрального объекта

Основная особенность МЗС — ее крайне низкая плотность. Типичные значения концентрации атомов — $0.1\text{--}1000$ в см^3 , и при характерных скоростях около 10 км/с время столкновения между отдельными частицами достигает десятков тысяч лет. Это время на много порядков превышает характерные времена жизни атомов в возбужденном состоянии (на разрешенных уровнях — порядка 10^{-8} с). Следовательно, поглощенный атомом фотон успевает вновь излучаться в произвольном направлении, так что вероятность истинного поглощения неионизующих квантов атомами МЗС (когда энергия поглощенного фотона переходит в кинетическую энергию хаотического движения частиц) при каждом событии крайне мала. Однако это не препятствует возникновению абсорбционных линий в спектрах источников при прохождении их света сквозь МЗС.

Линия поглощения обычно становится различимой на фоне непрерывного спектра (континуума) при оптических толщинах в центре линии $\tau_{\lambda_0} \gtrsim 0.1$. Сечение поглощения атомов $\sigma(\lambda)$ связано с оптической толщиной соотношением $\tau_\lambda = \int \sigma(\lambda) n ds = \sigma(\lambda) N$, где $N = \int n ds$ — число атомов на луче зрения. Расчет показывает, что в оптическом диапазоне сечение поглощения в наиболее сильных линиях $\sigma(\lambda_0)$ достигает $10^{-12}\text{--}10^{-13}$ см², что намного больше сечения ионизации¹.

¹ Сечение фотоионизации атома по порядку величины равно квадрату размера боровской орбиты, с которой возбуждается электрон, а сечение поглощения в центре линии при связанных—связанных переходах порядка квадрата длины волны поглощаемого кванта. Длина волны излучения при связанных—связанных переходах по порядку величины в $1/\alpha \approx 137$ раз больше радиуса боровской орбиты (см. подробнее в Приложении В).

По линиям поглощения МЗС, наблюдаемых в спектрах звезд, можно определять примеси с крайне малой концентрацией. Например, считая, что свет прошел в МЗС расстояние $300 \text{ пк} \sim 10^{21} \text{ см}$ (характерное расстояние до наблюдаемых звезд галактического диска), находим, что по межзвездным линиям поглощения можно узнать о присутствии среды с концентрацией атомов данного элемента $n \sim 10^{-8}-10^{-10} \text{ см}^{-3}$, то есть 1 атом в объеме 10^2-10^4 м^3 !

Отсутствие термодинамического равновесия между веществом и излучением. Прозрачность газа МЗС для излучения определяет важнейшее физическое свойство межзвездной плазмы — отсутствие термодинамического равновесия между веществом и излучением (ТДР). Напомним, что в условиях *термодинамического равновесия* все прямые и обратные процессы идут с одинаковыми скоростями (соблюдается т. н. принцип детального баланса), и существует только одно значение температуры, которое определяет физическое состояние среды. В межзвездной среде концентрация атомов мала, оптические толщины малы, и условия ТДР не выполняются (распределение числа атомов по энергетическим уровням не описывается формулой Больцмана, а по ионизационным состояниям — формулой Саха). Это приводит к двум важным следствиям:

1) Температура излучения, пронизывающего МЗС (в основном, излучение от звезд), не соответствует температуре среды. При этом электронная и ионная температуры плазмы могут сильно отличаться друг от друга в нестационарных процессах, поскольку обмен энергиями между этими частицами при их столкновениях происходит очень медленно.

2) Распределение числа атомов и ионов по населенности уровням определяется балансом процессов ионизации и рекомбинации, однако в отличие от ЛТР, не выполняется принцип детального баланса. Например, в *корональном приближении* (предел низкой плотности частиц; название происходит от физического состояния плазмы в солнечной короне) ионизация атомов производится электронным ударом, а снятие возбуждения после рекомбинации — спонтанными переходами с излучением. Другой пример: в областях ионизованного водорода и в квазарах газ ионизован жестким УФ-излучением центрального источника, и населенность уровней определяется процессами излучательной рекомбинации. В подобных случаях прямые и обратные элементарные процессы имеют разную природу, поэтому условия далеки от равновесных.

Однако, несмотря на отсутствие термодинамического равновесия, даже в очень разреженной космической плазме со временем устанавливается максвелловское распределение частиц по скоростям, соответствующее температуре среды². Поэтому при ударном возбуждении атомов для распределения частиц по энергиям можно пользоваться формулой Больцмана и законом Максвелла. Таким образом, за исключением быстро развивающихся нестационарных процессов, понятие кинетической температуры среды вполне применимо к межзвездному газу.

Более подробно типы ионизационного равновесия в разреженной космической плазме обсуждаются в Приложении В.3.

4.2. Пропускание излучения межзвездной средой

Межзвездное пространство заполнено разреженным ионизированным и нейтральным газом и пылевой компонентой. Электромагнитное излучение при распространении в такой среде испытывает поглощение и рассеяние, что в значительной степени сказывается на возможностях наблюдений удаленных источников.

Основные элементарные процессы взаимодействия излучения с ионами и электронами схематически показаны на рис. 4.1 (см. также Приложение В).

Рассмотрим, какими процессами обусловлено поглощение излучения различных длин волн — от радиоволн до гамма-квантов.

В области радиоволн при $\lambda < 1$ м поглощение практически отсутствует, однако ионизованная компонента межзвездной среды ответственна за дисперсию радиосигнала (см. ниже, раздел 4.10). Основное поглощение в ИК, видимом и УФ диапазоне (0.1–20 мкм) обусловлено межзвездной пылью. В УФ диапазоне более важную роль в ослаблении света играет не поглощение, а рассеяние на мелких пылинках. Более крупные пылинки поглощают УФ и видимое излучение звезд, перерабатывая его в фотоны меньших энергий (далекая ИК-область спектра 10–1000 мкм). Характерной особенно-

² В полностью ионизованной плазме время установления изотропного максвелловского распределения для электронной и ионной компонент равны, соответственно, $\tau_{e,i} \sim \sqrt{m_{e,i}}(kT)^{3/2}/(\ln(\Lambda_{e,i})Z_i^2 e^4 n_i)$, где e , m_e — заряд электрона и его масса, Z_i , m_i — атомный номер иона и его масса, $\ln(\Lambda_{e,i}) \sim 2 - 20$ — кулоновский логарифм, учитывающий дальнодействие кулоновских сил. Например, для чисто водородной плазмы ($Z_i = 1$) с параметрами $n = 0.1 \text{ см}^{-3}$, $kT = 1 \text{ эВ}$ ($T \sim 10^4 \text{ К}$) находим $\tau_e \sim 10^6 \text{ с}$, $\tau_i \sim 4 \cdot 10^7 \text{ с}$.

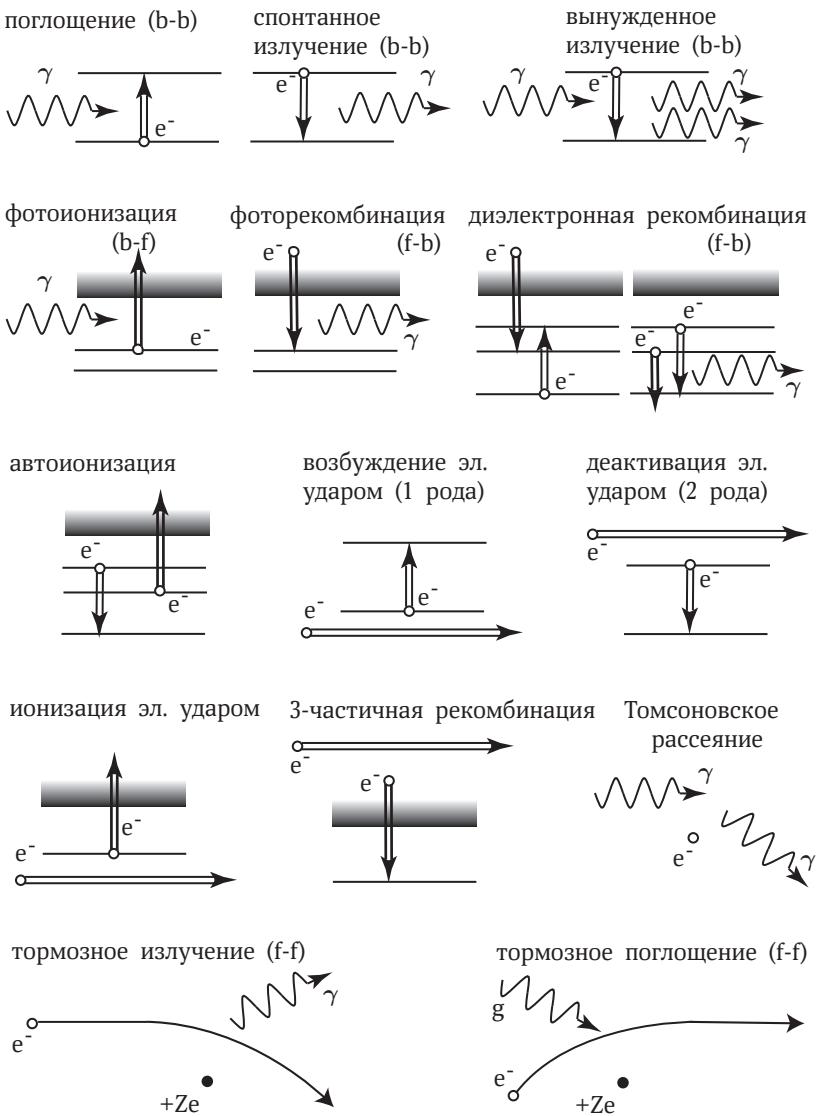


Рис. 4.1. Схемы основных элементарных процессов взаимодействия фотонов (волнистые линии) с ионами (горизонтальные линии — уровни энергии, заштрихованные полосы — переход в континуум) и электронами (двойные стрелки). Ось времени направлена слева направо.

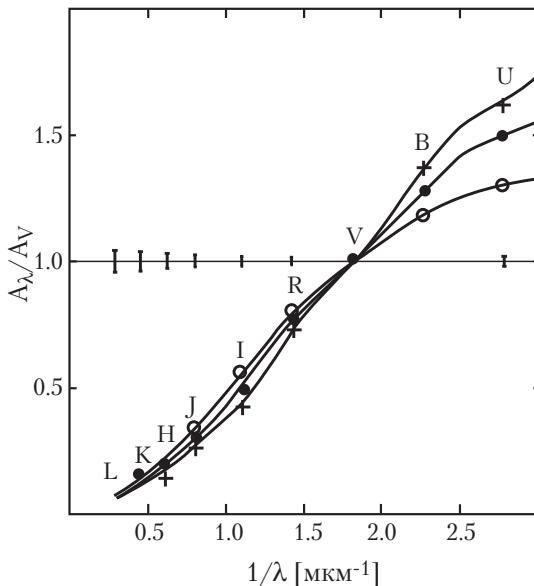


Рис. 4.2. Зависимость ослабления света (в зв. величинах) от обратной длины волны для направлений на три различные звезды. Кривые нормированы на величину ослабления $A_\lambda = 1$ в диапазоне V. Буквы указывают положение центров фотометрических полос.

стью межзвездного поглощения является *селективность*, т. е. сильная зависимость от длины волны (см. рис. 4.2). Эта зависимость немонотонна, имеет локальный максимум в области 2200 Å. Поскольку ослабление в синей части спектра сильнее, чем в красной, межзвездная пыль приводит к *покраснению* источников света. В видимом диапазоне ($\lambda = 4000 - 8000$ Å) коэффициент поглощения приблизительно следует закону $1/\lambda$. Величина межзвездного поглощения, рассчитанная на единицу пути, изменяется в широких пределах и зависит от направления на источник. Наибольшее поглощение — в галактической плоскости, где сосредоточена большая часть газо-пылевых комплексов. В окрестностях Солнца в плоскости Галактики оптическая толщина $\tau \simeq 1.5 - 2$ на 1 кпк расстояния, причем наибольший вклад в поглощение дают небольшие облака газа (6–10 облаков на 1 кпк). В направлениях на более плотные молекулярные облака оптическая толщина может достигать нескольких десятков (т. н. «угольные мешки»). Поглощение уменьшается с удале-

нием от плоскости Галактики, выходя на примерно постоянный уровень (несколько десятых долей зв. величины в полосах В или V) для галактических широт $|b| > 50^\circ$. Из наблюдений установлена связь между оптической толщиной для поглощения в оптическом диапазоне (полоса V) и числом атомов нейтрального водорода N_H на луче зрения в столбе сечением 1 см²:

$$\tau_V \approx 5.2 \cdot 10^{-22} N_H. \quad (4.1)$$

Эта связь отражает хорошую перемешанность пыли и газа в межзвездной среде. При средней концентрации атомов межзвездной среды $\sim 1 \text{ см}^{-3}$ поглощение в видимом диапазоне становится заметным, когда на луче зрения набирается $\sim 2 \cdot 10^{21}$ атомов/см², что достигается при прохождении расстояния около 1 кпк в плоскости галактического диска. Из-за крайней неоднородности межзвездной среды, однако, имеются «окна прозрачности», позволяющие «заглядывать» в некоторых направлениях на гораздо большие расстояния.

Поглощение излучения межзвездным газом имеет иной характер, чем пылью. В коротковолновой УФ и рентгеновской области спектра основное поглощение связано с нейтральным газом (водородом и другими химическими элементами). Основная причина поглощения жестких фотонов — фотоэффект (выбивание фотонами электронов, заполняющих различные оболочки в атомах). Если энергия упавшего фотона равна $h\nu$, он может выбить из атома электрон с энергией связи $E_I < h\nu$, а оставшаяся энергия переходит в кинетическую энергию выбитого электрона. Значения энергии, при которых $E_I = h\nu$, называются *пределами поглощения*, т. к. выброс электронов с этих уровней фотонами меньших энергий невозможен. При $h\nu > E_I$ сечение фотопоглощения с данного уровня быстро уменьшается: $\sigma \sim 1/(h\nu)^3$. Например, порог ионизации водорода 13.6 эВ соответствует длине волны фотона 912 Å, поэтому излучение с длиной волны короче 912 Å очень сильно поглощается в межзвездной среде. Эффективное сечение поглощения атомами межзвездной среды, обусловленное фотоионизацией, показано на рис. 4.3. Для невозбужденных атомов (ионов) данного элемента сечение поглощения равно нулю, если энергия фотона ниже порога ионизации электрона с самого внутреннего K -уровня. На графике видны скачки поглощения на K -уровнях различных элементов вплоть до железа. При наблюдениях в рентгеновском диапазоне (0.1–100 кэВ) с низким спектральным разрешением K -скакки не поддаются разрешению, и

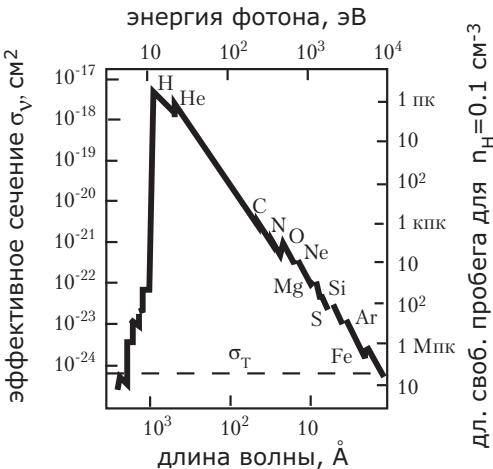


Рис. 4.3. Зависимость эффективного сечения поглощения из-за фотоионизации для межзвездного газа со стандартным химическим составом от длины волны излучения (левая шкала). Правая шкала — длина свободного пробега квантов с данной энергией для концентрации межзвездного газа $n_H = 0.1$ частиц в см⁻³. Пунктиром показано томсоновское сечение рассеяния на свободных электронах, которое для фотонов с $h\nu \ll m_e c^2 \approx 511$ кэВ не зависит от длины волны.

связь оптической толщины в этом диапазоне с числом атомов водорода на луче зрения может быть описана приближенным соотношением

$$\tau_X \approx 2 \cdot 10^{-22} \left(\frac{h\nu}{13.6 \text{ эВ}} \right)^{-8/3} \int n_H dl. \quad (4.2)$$

Из-за сильного уменьшения сечения фотопоглощения с увеличением энергии кванта при $h\nu \geq 1$ МэВ оно не играет заметной роли.

Для жестких рентгеновских фотонов с энергией выше 10 кэВ ($\lambda \lesssim 1\text{\AA}$) и гамма-лучей при наличии свободных электронов в среде преобладающим становится комптоновское рассеяние (см. рис. 4.3). Сечение комптоновского рассеяния практически не зависит от энергии фотона вплоть до энергий $h\nu \sim m_e c^2 \sim 511$ кэВ, где m_e — масса покоя электрона, и равно томсоновскому сечению рассеяния на свободном электроне $\sigma_T = 6.64 \cdot 10^{-25}$ см². Для более энергичных фотонов сечение комптоновского рассеяния уменьшается с ростом энергии кванта: $\sigma_{KN} \sim \sigma_T \frac{m_e c^2}{h\nu}$ (формула Кляйна–Нишины). Фото-

ны очень высоких энергий взаимодействуют с электронами в атомах или ионах так же, как со свободными электронами, поэтому если в ионе имеется Z электронов, то полное сечение рассеяния для него равно $Z\sigma_{KN}$. Рассеяние на ядрах всегда в $(m_e/m_N)^2$ меньше и не играет заметной роли в разреженной межзвездной среде.

Для гамма-квантов с энергией $h\nu > 2m_ec^2 \approx 1$ МэВ определяющим процессом может оказаться рождение электрон–позитронных пар. Однако рождение пары из-за сохранения импульса невозмож но в вакууме, оно происходит или в поле ядра, или в магнитном по ле. Важным процессом, ограничивающим длину свободного пробега высокоэнергичного кванта, может быть рождение пары при фотон–фотонном взаимодействии. Например, в межгалактической среде роль фоновых квантов играют фотоны микроволнового реликтового излучения и ИК-фона от далеких галактик (см. рис. 2.6 в конце гла вы 2). Из-за двухфотонного рождения пар спектры далеких источ ников жесткого ЭМ излучения (например, объектов типа BL Lac) показывают экспоненциальный завал на энергиях $> 10-100$ ГэВ (см. задачу 5 к главе 2).

Прохождение жестких квантов и энергичных частиц через вещество часто характеризуют величиной проницаемости, обратной непрозрачности, $1/\chi$ [г/см²] (фактически это длина свободного про бега кванта, умноженная на плотность среды). Для гамма-квантов высоких энергий (> 1 МэВ) проницаемость вещества примерно та кая же, как для заряженных частиц с той же самой энергией и чис ленно составляет $\sim 2-10$ г/см². Из рисунка 4.3 видно, что вся Галактика прозрачна для квантов, начиная с мягкого рентгеновского ди азона ($\lambda < 10\text{\AA}$, $h\nu > 1$ кэВ).

4.3. Физические особенности разреженной космической среды

4.3.1. Запрещенные линии

Отличительной характеристикой излучения, возникающего в оп тически тонкой разреженной среде, является наличие в спектре за прещенных линий. Запрещенные спектральные линии — это линии, образующиеся при переходах в атомах с метастабильных уровней, т. е. запрещенные правилами отбора для электрических дипольных переходов. Характерное время жизни атома в метастабильном состо янии — от 10^{-5} с до нескольких суток и более. При высоких концен

трациях частиц ($n \sim 10^{19}$ см $^{-3}$ в земной атмосфере, $n_e \sim 10^{16}$ см $^{-3}$ в солнечной фотосфере) столкновения частиц (т. н. удары второго рода) снимают возбуждение атомов, и запрещенные линии не наблюдаются из-за крайней слабости. Иное дело в межзвездной среде.

При малых плотностях интенсивность излучения в линиях не зависит от вероятности перехода, которая равна обратному времени жизни возбужденного электрона на метастабильном уровне, поскольку чем меньше вероятность перехода, тем больше число атомов находится в метастабильном состоянии. В условиях ЛТР относительная заселенность энергетических уровней ионов определяется формулой Больцмана, зависит от температуры, а не от концентрации свободных электронов, и экспоненциально спадает для высоких уровней. Если ЛТР нет, то заселенность энергетических уровней следует рассчитывать из баланса элементарных процессов возбуждения и деактивации. Рассмотрим, например, *корональное приближение*, когда возбуждение атомов осуществляется только электронными ударами. Это приближение применимо к разреженной плазме солнечной короны и к плазме вокруг источников, у которых фотоионизацией можно пренебречь (см. подробнее в Приложении В.3). Для грубых оценок оно может быть применено и к межзвездным областям НП. В этом приближении стационарная населенность любого (скажем, k -го) уровня N_k атома или иона элемента X будет определяться частотой его столкновений с электронами, которая прямо пропорциональна плотности свободных электронов n_e и обратно пропорциональна полной вероятности перехода (в единицу времени) на нижележащие уровни:

$$N_k \sim n_e / \sum_{1 \leq i < k} A_{ki},$$

где A_{ki} [1/с] — вероятность перехода на i -й уровень (т. е. обратное время жизни электрона в возбужденном состоянии). Мощность излучения в единице объема на частоте перехода ν_{kj} с уровня k на уровень $j < k$ составляет $\Delta E_{kj}/(\Delta t \cdot \Delta V) = (N_k A_{kj}) n_X h \nu_{kj}$, где n_X — концентрация атомов (ионов) элемента X , которую обычно записывают через относительную долю α_X концентрации атомов водорода, $n_X = \alpha_X n_H$.

Отсюда следует, что $\Delta E_{kj}/(\Delta t \cdot \Delta V) \sim n_H n_e \sim n_e^2$. Фактор $\left(\frac{A_{kj}}{\sum_i A_{ki}} \right)$ может быть близок к 1 (например, для низких возбужденных уровней). Это означает, что мощность излучения в объеме V не

зависит от времени жизни на уровне перехода, а значит, как в разрешенных, так и в запрещенных линиях в корональном приближении определяется величиной

$$\frac{dE_{kj}}{dt} \sim \int n_e^2 dV, \quad (4.3)$$

которая называется *объемной мерой эмиссии*. Интенсивность линий излучения (поверхностная яркость) газового образования определяется в этом случае *линейной мерой эмиссии*

$$ME = \int n_e^2 dl \quad (4.4)$$

и измеряется в единицах [пк/см⁶]. Наблюдения позволяют обнаружить излучение объектов с ME > 30 пк/см⁶, а с использованием специальной методики — с ME ~1–10 пк/см⁶. Для ярких областей НП ME может достигать 10⁶ пк/см⁶.

Наиболее яркие запрещенные линии, встречающиеся в газовых планетарных туманностях и зонах ионизованного водорода НП вокруг горячих звезд, — это дублет дважды ионизованного кислорода [OIII] ($N_1 \lambda 4959 \text{ \AA}$, $N_2 \lambda 5007 \text{ \AA}$), УФ линии однократно ионизованного кислорода [OII] $\lambda 3727 \text{ \AA}$, а также ионов SII, NII и др. Сравнивая интенсивности линий иона OIII $\lambda 4363 \text{ \AA}$ (метастабильный третий уровень) и дублета N_1 и N_2 (метастабильный второй уровень), можно определить температуру газа, т. к. относительная заселенность этих уровней определяется тепловыми скоростями электронов.

Мощные эмиссионные линии в спектре солнечной короны удалось расшифровать лишь в 1942 г. как запрещенные эмиссии многократно (от 12 до 15 раз) ионизованных атомов Fe, Ni, Ca (температура короны превышает миллион градусов, поэтому степень ионизации тяжелых ионов очень велика). Характерная оптическая запрещенная линия солнечной короны — зеленая линия [FeXIV] $\lambda 5302.86 \text{ \AA}$. В рентгеновском спектре короны видны запрещенные, резонансная и интеркомбинационная (переход с изменением спина), линии гелия примерно равной интенсивности.

4.3.2. Излучение нейтрального водорода в линии 21 см

Важнейшей запрещенной линией МЗС является радиолиния нейтрального (атомарного) водорода 21 см. Эта линия возникает при переходе между подуровнями сверхтонкой структуры $1^2S_{1/2}$

основного уровня водорода, связанными с наличием спина у электрона и протона (верхний подуровень соответствует параллельным спинам электрона и протона, нижний — антипараллельным спинам, частота перехода $\nu_{10} = 1420.40$ МГц). Линия была теоретически предсказана Ван ден Хюльстом (Голландия) в 1944 г. и независимо рассчитана И. С. Шкловским в 1949 г., а обнаружена в 1951 г. Г. Эвеном и Э. Перселлом (США). Радиолиния водорода 21 см остается одной из основных линий для исследования газа в нашей и других галактиках.

Вероятность перехода, с которым связано излучение в линии 21 см, $A_{10} = 2.9 \cdot 10^{-15}$ с⁻¹ (т. е. 1 переход в 11 млн. лет!). Возбуждение происходит через столкновения нейтральных атомов друг с другом. Расчет населеностей уровней для атомов с большим временем жизни в метастабильном состоянии дает $n_1 = n_H/4$, $n_0 = 3n_H/4$, где n_H — концентрация атомов водорода.

Объемный коэффициент излучения в линии записывается как

$$j_\nu = \frac{\hbar\nu_{10}}{4\pi} n_1 A_{10} \phi(\nu),$$

где $\phi(\nu)$ — профиль линии, а фактор 4π предполагает изотропное излучение. В оптически тонкой среде интенсивность линии излучения $I_\nu \approx \int j_\nu dl$ и, таким образом, пропорциональна числу атомов водорода на луче зрения: $I_\nu \sim N_H = \int n_H dl$.

Если облако водорода оптически толстое, то $I_\nu \simeq B_\nu$ (см. главу 2), и по измерениям интенсивности линии 21 см можно получить оценку физической температуры газа T_s , которая оказывается порядка 100 К.

Если сквозь облако НI наблюдается радиоисточник с яркостной температурой $T_{b,0} \gg T_s$, то измеряемая яркостная температура

$$T_b = T_s(1 - e^{-\tau_\nu}) + T_{b,0}e^{-\tau_\nu} \simeq T_{b,0}e^{-\tau_\nu},$$

и вместо линии излучения видна линия поглощения 21 см. Измеряя яркостную температуру в спектре радиоисточника вне линии 21 см и сравнивая ее с яркостной температурой внутри линии, можно определить τ_ν .

Исследования радиолинии 21 см позволили установить, что нейтральный водород в основном заключен в очень тонком (с полутолщиной около 200 пк) слое около плоскости Галактики. На периферии (10–12 кпк от центра) слой изгибается и его полутолщина воз-

растает до 1 кпк и более. В распределении НI отчетливо прослеживаются спиральные рукава Галактики. Внутри рукавов водород распределен неравномерно, образуя вытянутые неоднородные комплексы размером в несколько сотен парсек. Зеемановское расщепление абсорбционных компонентов линии 21 см у сильных радиоисточников используется для оценки магнитного поля внутри облаков ($10^{-4} - 10^{-5}$ Гс).

Излучение НI наблюдается от многих галактик. По его интенсивности определяют массу нейтрального водорода, а по измерению скорости вращения НI оценивают полную массу галактики.

У других химических элементов также существует сверхтонкое расщепление основного уровня, однако попытки обнаружить соответствующие (слабые) линии пока не привели к успеху.

4.3.3. Вмороженность магнитного поля

Важнейшим компонентом МЗС, во многом определяющим ее динамику, является крупномасштабное магнитное поле Галактики. Среднее значение магнитного поля вблизи плоскости Галактики — около 10^{-6} Гс. В условиях космической плазмы магнитное поле в подавляющем большинстве ситуаций можно считать *вмороженным* в среду. Вмороженность магнитного поля означает сохранение магнитного потока через любой замкнутый проводящий контур при его деформации: $\int_S \mathbf{B} d\mathbf{S} = const$. В лабораторных условиях магнитный поток можно считать сохраняющимся в средах с высокой электропроводностью σ .

Напомним, что электропроводность — макроскопическая характеристика среды, входящая в закон Ома. При отсутствии магнитного поля плотность тока (сила тока через поверхность единичной площади, перпендикулярную направлению тока) пропорциональна напряженности электрического поля $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$. С микроскопической точки зрения электропроводность связана с силой трения, которая возникает из-за соударений переносчиков тока — электронов с ионами. Для полностью ионизованной плазмы без магнитного поля, в которой преобладают процессы кулоновских соударений частиц, электропроводность определяется концентрацией частиц $n_e = n_i$ и временем кулоновского столкновения между электронами и ионами τ_{ei} . Плотность тока $j = n_e e \tilde{v}$, стационарная скорость потока электронов \tilde{v} определяется балансом ускорения в электрическом поле E и тор-

можением при кулоновских соударениях с ионами, т. е. находится из условия $m\tilde{v}/\tau_{ei} = eE$. Отсюда следует:

$$\sigma = j/E = \frac{n_e e^2 \tau_{ei}}{m_e} \simeq 10^{13} (\text{с}^{-1}) \left(\frac{T}{10^4 \text{К}} \right)^{3/2} \frac{1}{\ln \Lambda}. \quad (4.5)$$

Здесь учтено, что $\tau_{ei} \sim T^{3/2}/n_e$. Кулоновский $\ln \Lambda \approx 10$ учитывает «далнее» взаимодействие между частицами, тормозящими движение электронов.

В пределе бесконечной электропроводности (идеально проводящая среда) бесконечно малое электрическое поле вызывало бы рост тока до бесконечно большой величины. Следовательно, в приближении идеальной проводимости электрическое поле в системе координат, связанной с движущейся плазмой (с нерелятивистской скоростью), должно всегда равняться нулю. При этом во внешних скрещенных магнитном и электрическом полях идеально проводящая среда должна двигаться с дрейфовой скоростью $\vec{v}_\perp = c[\vec{E}, \vec{H}]/H^2$, направленной перпендикулярно плоскости, в которой лежат векторы электрического и магнитного поля.

Движение идеально проводящей среды удобно интерпретировать в терминах «вмороженности» магнитного поля в среду. Действительно, если движущийся проводник пересекает силовые линии магнитного поля, в нем возбуждается ЭДС, препятствующая изменению магнитного потока (закон Ленца), а потому идеальный проводник своим движением должен увлекать силовые линии магнитного поля так, как если бы они были в него «вморожены». Идеально проводящая плазма движется так, как если бы ее частицы были «приклеены» к проходящим сквозь нее силовым линиям магнитного поля (но могут двигаться вдоль силовых линий).

Реальная космическая плазма далеко не идеальна (см. ниже), поэтому «вмороженность» магнитного поля в плазму следует понимать в том смысле, что требуется большое время для изменения магнитного потока через проводящий контур при его деформациях. Иными словами, нужно сравнивать время диссиляции магнитного поля из-за конечной электрической проводимости плазмы с характерным масштабом времени рассматриваемого физического процесса (временем сжатия облака газа, периодом его вращения и т. д.).

Покажем, что вмороженность магнитного поля в плазму является хорошим приближением для космических объектов из-за их

больших размеров. Рассмотрим объем плазмы V , в котором текут токи с плотностью j . В соответствии с уравнениями Максвелла, токи порождают магнитное поле \mathbf{B} так что $\text{rot} \mathbf{B} \sim \mathbf{B}/R = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}$, где R – размер рассматриваемой области с характерным значением напряженности поля \mathbf{B} . Ток в плазме с конечной проводимостью затухает из-за джоулевых потерь, связанных со столкновениями электронов с ионами. Выделяемое тепло в единицу времени в единичном объеме плазмы $q = j^2/\sigma$. Поскольку магнитная энергия в единице объема $E_m = B^2/8\pi$, характерное время ее диссипации (и соответствующее затухание магнитного поля) в объеме с размером R определяется как

$$t_d = \frac{E_m}{q} \sim \frac{B^2/8\pi}{j^2/\sigma} \sim \frac{2\pi\sigma}{c^2} R^2 \quad (4.6)$$

(эта оценка с точностью до фактора 2 совпадает с точным выражением для времени диффузии магнитного поля).

Как следует из выражения (4.5), проводимость полностью ионизованной плазмы не зависит от плотности, пропорциональна $T^{3/2}$ и для условий МЗС лежит в пределах $10^{13}\text{--}10^{16} [\text{с}^{-1}]$ (примерно на порядок хуже, чем у меди). Однако из-за больших объемов космической плазмы время затухания магнитного поля оказывается больше характерных времен изменения формы или размеров объекта, пронизываемого полем. Это и означает, что поле ведет себя как вмороженное в газ, и поток через замкнутый контур сохраняется. Например, при сжатии облака плазмы поперек поля величина магнитного поля возрастает, а при расширении газа уменьшается. В зависимости от соотношения плотностей энергии магнитного поля $B^2/8\pi$ и кинетической энергии газа $\rho v^2/2$, в условиях вмороженности либо поле управляет движением газа (например, в атмосфере Солнца), либо, наоборот, движение газа определяет величину и конфигурацию поля (солнечный ветер, расширяющиеся газовые оболочки).

Вмороженность магнитного поля в плазму является хорошим приближением практически во всех астрофизических ситуациях (даже при динамическом коллапсе ядер звезд – из-за короткого характерного времени последнего). Однако в малых масштабах это приближение может не выполняться, особенно в областях резкого изменения поля. Эти области характеризуются резкими поворотами магнитных силовых линий. Примером может служить нарушение вмороженности поля при солнечных вспышках, возникающих в областях с большим градиентом магнитного поля.

4.4. Объемный нагрев и охлаждение МЗС

Прозрачность отдельных областей МЗС для жесткого электромагнитного излучения и быстрых заряженных частиц (космических лучей) определяет специфику нагрева и охлаждения газа. Энергия, выделившаяся в какой-либо области пространства, уносится электромагнитными квантами на большие расстояния, поэтому МЗС охлаждается по всему объему.

Для характеристики охлаждения используют *объемный коэффициент охлаждения* $\Lambda(n, T)$ [эрг/(см³·с)]. Теплопроводность не способна передать тепло от удаленного источника энергии, поэтому нагрев также определяется процессами, прогревающими среду сразу в больших объемах. Для характеристики нагрева используют *коэффициент объемного нагрева* $\Gamma(n, T)$ [эрг/(см³·с)].

Закон сохранения энергии элемента объема dV с внутренней энергией dE и давлением P записывается в виде:

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{dE}{dt} + P \frac{dV}{dt} = \Gamma - \Lambda. \quad (4.7)$$

В тепловом равновесии $dQ/dt = 0$, и уравнение теплового баланса для элемента среды есть просто $\Lambda = \Gamma$. Из этого уравнения находится равновесная температура среды.

4.4.1. Основные механизмы нагрева газа

Перечислим важнейшие физические процессы, нагревающие межзвездный газ.

Ультрафиолетовое излучение звезд (фотоионизация). Квант с энергией $E = h\nu$ ионизует электрон с уровня i , при этом кинетическая энергия образующегося свободного электрона $m_e v^2/2 = h\nu - \xi_i$ (ξ_i — потенциал ионизации с уровня i) при столкновениях переходит в энергию хаотических движений частиц. Газ нагревается.

Хотя межзвездный газ состоит преимущественно из водорода, который можно ионизовать с основного уровня только жестким УФ излучением ($\lambda \leq 912\text{\AA}$), в качестве небольших примесей в нем присутствуют и более легко ионизуемые элементы (элементы-доноры): калий, кремний, сера, железо и некоторые другие. Они перехватывают УФ фотоны звезд, для которых водород остается прозрачным, и поэтому играют очень важную роль в установлении теплового баланса холодного газа.

Нагрев ударными волнами. Ударные волны возникают при процессах, происходящих со сверхзвуковыми скоростями (в МЗС скорость звука в нейтральном газе около 10 км/с в областях НI и 1 км/с в плотных облаках). Это имеет место при сбросе оболочек звезд, при вспышках сверхновых, при наличии сверхзвуковых турбулентных движений и т. д. За фронтом ударной волны кинетическая энергия направленного движения частиц переходит в энергию хаотического движения (термализуется), так что $mv^2/2 \approx (3/2)kT$. При этом достигаются огромные температуры (до миллиарда градусов внутри молодых остатков сверхновых), причем основная энергия приходится на движение тяжелых ионов (характеризуется ионной температурой). Температура легкого электронного газа значительно ниже, но постепенно из-за кулоновских взаимодействий происходит выравнивание ионной и электронной температуры.

Если в плазме есть магнитное поле (а это практически всегда так), основную роль в выравнивании электронной и ионной температуры играют процессы плазменной турбулентности, возникающей из-за многочисленных неустойчивостей, и коллективные процессы (бесстолкновительные ударные волны). При этом электронная и ионная температуры могут сравняться за время много короче времени кулоновских взаимодействий электронов и ионов.

Нагрев газа проникающей радиацией и космическими лучами. Анализ прохождения радиоимпульсов пульсаров сквозь МЗС дает среднюю концентрацию электронов в ней $n_e \sim 0.03\text{--}0.1 \text{ см}^{-3}$, что значительно выше, чем можно было бы ожидать, исходя из плотности УФ излучения, способного ионизовать газ, даже если принять во внимание существование элементов-доноров. Выяснилось, что основным источником ионизации среды с температурой ниже 10 тысяч градусов может быть диффузное рентгеновское излучение, рожденное горячим газом, и космические лучи. Особенно эффективно нагрев осуществляется частицами мягких космических лучей. Нагрев происходит при кулоновском взаимодействии заряженных частиц со средой, а также через вторичные свободные электроны, образующиеся при ионизации среды быстрыми частицами.

Роль частиц сравнительно низкой энергии порядка нескольких МэВ/нуклон (субкосмических лучей) в нагреве областей НI впервые была рассмотрена С. А. Капланом и С. Б. Пикельнером в известной монографии «Межзвездная среда» (1963). Присутствие таких частиц позволяет объяснить как температуру и степени ионизации

областей НI, так и развитие тепловой неустойчивости газа, приводящей к двухфазному состоянию (см. ниже). Была высказана идея о том, что частицы могут ускоряться плазменной турбулентностью в остатках сверхновых звезд (Пикельнер и Цытович, 1968, 1969).

Нагрев газа жестким электромагнитным излучением (рентгеновскими и гамма-квантами). Осуществляется в основном вторичными электронами при фотоионизации и при комптоновском рассеянии. Передача энергии покоящемуся электрону при комптоновском рассеянии фотона с энергией $h\nu$ на угол θ равна

$$\Delta E = h\nu \left(\frac{h\nu}{m_e c^2} \right) (1 - \cos \theta), \quad (4.8)$$

для $h\nu \ll m_e c^2$ сечение рассеяния равно томсоновскому: $\sigma T \simeq 6.65 \cdot 10^{-25}$ см². Усредненная по углам скорость объемного нагрева плазмы в поле электромагнитного излучения с плотностью энергии u_ν пропорциональна числу рассеяний в единицу времени $n_e \sigma_T c$ и равна

$$\Gamma_c = n_e \sigma_T c \int_0^\infty \left(\frac{h\nu}{m_e c^2} \right) u_\nu d\nu. \quad (4.9)$$

Замечание: Скорости процессов объемного нагрева среды пропорциональны плотности частиц и потоку ионизующего излучения, поэтому суммарную скорость объемного нагрева можно представить в виде $\Gamma(n, T) = nG(T)$. Функция $G(T)$ [эрг/с] (называемая *эффективностью нагрева*) зависит от нагревающего потока, температуры и других свойств среды и рассчитывается через элементарные процессы взаимодействия излучения и вещества.

4.4.2. Основные механизмы охлаждения газа

Почти во всех случаях объемное охлаждение МЗС происходит за счет уноса энергии фотонами, для которых среда прозрачна. Теплопроводность неэффективна из-за малости градиентов температур в больших объемах (исключение — фронты ударных волн и границы фаз с резко различающимися температурами). Испускание квантов электромагнитного излучения связано с бинарными процессами взаимодействия (частица—частица) и поэтому всегда пропорционально квадрату концентрации. Охлаждение возникает, когда излучение рождается за счет тепловой энергии частиц и кванты света

уходят из рассматриваемого объема МЗС, унося энергию. Это происходит при излучении фотонов как в спектральных линиях (разрешенных или запрещенных), так и в непрерывном спектре.

Свободно–свободное (тормозное) излучение. Возникает при движении электрона в поле иона и имеет непрерывный спектр. Для чисто водородной плазмы с равной концентрацией протонов и электронов объемный коэффициент охлаждения

$$\Lambda_{ff}(H) = \int_0^{\infty} \epsilon_{ff}(\nu) d\nu \simeq 1.43 \cdot 10^{-27} n_e^2 \sqrt{T} \quad [\text{эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})] \quad (4.10)$$

(температура выражена в К). Добавление тяжелых ионов, обладающих более высоким электрическим зарядом, увеличивает эффективность охлаждения — потери энергии электрона на тормозное излучение в поле иона с зарядом Z_i возрастают пропорционально Z_i^2 . Для полностью ионизованной среды с нормальным космическим содержанием элементов $\Lambda_{ff} \approx 1.7\Lambda_{ff}(H)$. Этот механизм особенно эффективен для очень горячей плазмы с $T > 10^6$ К, когда практически все атомы ионизованы.

Рекомбинационное излучение. При радиативной рекомбинации (т. е. сопровождающейся рождением кванта) кинетическая энергия рекомбинирующего электрона $m_e v^2 / 2$ обычно составляет малую долю энергии испускаемого фотона $h\nu = \xi_i + m_e v^2 / 2$ (ξ_i — потенциал ионизации уровня, на который рекомбинирует электрон), так как почти всегда $\xi_i \gg m_e v^2 / 2$, и большая часть энергии фотона выделяется за счет внутренней энергии образующегося иона, а не тепловой энергии. Поэтому радиативная рекомбинация малоэффективна для уменьшения тепловой энергии среды. Тем не менее, как показывают детальные расчеты, мощность излучения единицы объема из-за радиативной рекомбинации для равновесной среды с $T < 10^5$ К пре-восходит потери на тормозное излучение: $\Lambda_r \approx 4\Lambda_{ff}$.

При $T \sim 10^5$ К и выше в механизме охлаждения становится существенной *диэлектронная рекомбинация*. Диэлектронная рекомбинация иона происходит в два этапа (см. рис. 4.1) — сначала рекомбинирующий энергичный электрон возбуждает атом (ион) так, что образуется неустойчивый ион с двумя возбужденными электронами и положительной полной энергией. Это состояние неустойчиво: либо процесс идет в обратном направлении с испусканием свободного электрона и образованием невозбужденного иона (т. н. автои-

низация), либо происходит излучение фотона (обычно с энергией, близкой к энергии резонансных переходов), и полная энергия иона оказывается отрицательной. Скорость диэлектронной рекомбинации начинает преобладать над радиативной при высоких температурах $T > 10^5$ К. Подчеркнем, что в отличие от радиативной рекомбинации, при каждой диэлектронной рекомбинации из среды уносится энергия порядка потенциала ионизации соответствующего иона. В процессе радиативной рекомбинации захватываются преимущественно медленные электроны с энергией меньше средней энергии при данной температуре (так что среда при этом не охлаждается, а нагревается), в то время как для диэлектронной рекомбинации электрон сначала должен возбудить атом (т. е. передать ему энергию порядка потенциала ионизации), поэтому диэлектронная рекомбинация осуществляется преимущественно самыми быстрыми электронами с энергией выше средней. В этом физическая причина охлаждения среды.

Для грубых оценок можно воспользоваться следующей формулой для мощности излучения в непрерывном спектре из-за процессов рекомбинации (радиативной и диэлектронной):

$$\Lambda_{rec} \simeq 5 \cdot 10^{-22} n_e n_i Z_i^4 T_e^{-1/2} \quad [\text{эр}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})]. \quad (4.11)$$

Из сравнения этой формулы с (4.10) видно, что при низких температурах рекомбинационное излучение преобладает над тормозным.

Двухфотонное излучение. Возникает при запрещенных переходах с резонансных уровней $2s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ с излучением двух фотонов в водороде и водородоподобных ионах и с 1S_0 уровня в гелии и гелиеподобных ионах (распад других метастабильных уровней происходит преимущественно с испусканием одного фотона). Суммарная энергия фотонов соответствует разности энергии между двумя уровнями, но каждый из фотонов не имеет фиксированной энергии и (в случае водорода) образуется непрерывное излучение с длиной волны больше, чем у линии Лайман-альфа ($> 1216\text{\AA}$). Такие кванты не способны возбудить водород из основного состояния и свободно уходят из среды. Возбуждение метастабильных уровней происходит в основном за счет электронных ударов. Двухфотонное излучение важно при формировании непрерывных спектров зон НП. Оно играет особенно большую роль при охлаждении горячей космической плазмы с температурой $T = 10^6 - 10^8$ К (например, в молодых остатках сверхновых).

Обратное комптоновское рассеяние. Этот процесс существенен для охлаждения плазмы, в которой могут находиться очень быстрые релятивистские электроны. Если рассеяние фотона с энергией ϵ происходит на быстром электроне с энергией $E = \gamma m_e c^2$, $\gamma \gg 1$, важным становится передача энергии и импульса от электрона фотону. Это легко понять, перейдя в систему отсчета, в которой релятивистский электрон покоятся. При больших лоренц-факторах γ из-за эффекта релятивистской aberrации направление падающего фотона близко к направлению рассеянного. Лоренц-преобразование энергии фотона в системе электрона до рассеяния приводит к соотношению $\epsilon' \approx \epsilon\gamma$. Воспользовавшись формулой эффекта Комптона для рассеяния фотона в системе электрона $\epsilon'_1 \approx \epsilon'(1 - \frac{\epsilon'}{m_e c^2}(1 - \cos \Theta))$ (здесь ϵ'_1 – энергия рассеянного кванта, Θ – угол между направлением падающего и рассеянного фотона в системе покоя электрона)³, а затем выполнив лоренц-преобразование энергии рассеянного фотона к лабораторной системе отсчета, получаем $\epsilon_1 \approx \gamma\epsilon'_1$. Отсюда видно, что энергия рассеянного фотона $\epsilon_1 \sim \gamma^2\epsilon \gg \epsilon$, и, таким образом, низкочастотные кванты превращаются в кванты жесткого излучения. Усредненная по углам скорость потерь энергии одного электрона с лоренц-фактором γ из-за обратного комптон-эффекта в поле изотропного излучения с плотностью u_ν дается формулой:

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{compt} = \frac{4}{3}\sigma_T c \gamma^2 \beta^2 \int_0^\infty u_\nu d\nu, \quad (4.12)$$

здесь $\beta = v/c$.

Обратный Комптон-эффект может заметно изменить тепловую энергию газа и в том случае, когда скорости электронов нерелятивистские. Так, для теплового распределения электронов с плотностью n_e и температурой T имеем: $\langle \beta^2 \rangle = \langle v/c \rangle^2 = 3kT/m_e c^2$, $\gamma \approx 1$, и объемное охлаждение такой среды за счет обратного эффекта Комптона в изотропном поле излучения составляет:

$$\Lambda_c = -\left(\frac{dE}{dt}\right)_{compt} n_e = \left(\frac{4kT}{m_e c^2}\right) c \sigma_T n_e \int_0^\infty u_\nu d\nu. \quad (4.13)$$

Выражение в скобках в правой части дает значение доли энергии, приобретаемой фотоном при каждом рассеянии при выполнении

³Томсоновское приближение для комптоновского рассеяния применимо для энергий фотонов $\epsilon' < m_e c^2$.

условия $\epsilon \ll 4kT$. Полученная формула имеет простой физический смысл: при каждом рассеянии на электроне с тепловой скоростью $\sim \sqrt{kT/m_e}$ частота фотона смещается на $|\delta\nu/\nu| = v/c \sim \sqrt{kT/m_e c^2}$. Лобовые столкновения пары фотон–электрон, при которых энергия фотона увеличивается, происходят чаще, чем столкновения «вдогонку», при которых энергия фотона уменьшается, в отношении $\sim v/c$. Поэтому среднее уменьшение энергии одного электрона при столкновении с фотонами будет порядка $kT/m_e c^2$.

Комптоновское охлаждение обычно доминирует в очень сильно ионизованной высокотемпературной плазме вблизи источников мощного рентгеновского излучения. Этот механизм взаимодействия излучения с веществом преобладал в ранней Вселенной до рекомбинации. Для обычных условий в МЗС им можно пренебречь.

Заметим, что из-за обратного комптоновского охлаждения тепловую нерелятивистскую плазму нельзя нагреть одним лишь излучением до температур выше $kT \sim \epsilon/4$. Если температура плазмы много больше температуры излучения (так что средняя энергия квантов $\epsilon \ll 4kT$), характерное время комптоновского охлаждения не зависит от температуры, а определяется только плотностью энергии поля излучения U_γ :

$$t_{cc} \equiv \frac{3/2 \times \text{[c]}}{\Lambda_c} \simeq 10^{19} [\text{с}] \left(\frac{U_\gamma}{1[\text{эВ}/\text{см}^3]} \right)^{-1}.$$

Это время больше возраста Вселенной для фотонов реликтового излучения с $U_\gamma \sim 0.45 \text{ эВ}/\text{см}^3$. Однако в плотных полях излучения (например, во внутренней солнечной короне) $U_\gamma \sim 0.45(T_\odot/3K)^4 \sim 8 \times 10^{12} \text{ эВ}/\text{см}^3$ и время комптоновского охлаждения $t_{cc} \sim 10^6 \text{ с}$ (10 дней). Эта оценка показывает, что для поддержания высокой температуры короны требуется подкачка энергии на временах менее нескольких дней, которая на Солнце, по-видимому, осуществляется магнито-акустическими волнами в корональной плазме, возникающими из-за хромосферной активности.

Излучение в спектральных линиях. Охлаждение происходит при излучении квантов с уровней, заселенных при возбуждении **электронным ударом**. При рекомбинационном заселении уровней, как мы поясняли выше, температура среды не уменьшается, т. к. рекомбинационными квантами уносится лишь внутренняя энергия ионов. Спектральный диапазон, в котором происходит основное

охлаждение в линиях, определяется температурой — чем энергичнее фотон, тем больше энергии он уносит, но тем больше должна быть температура газа, чтобы возбудить соответствующий переход (см. таблицу 4.3). Излучение при ударном возбуждении атомных уровней — это основной механизм охлаждения МЗС с $T < 10^5$ К.

Таблица 4.3. Основные линии охлаждения МЗС

Температура, К Охлаждение в линиях	
$> 10^6$	Рентгеновские линии H- и He-подобных ионов тяжелых элементов Остатки сверхновых — O VII (21.6 Å), O VIII (18.96 Å) Межгалактический горячий газ — Si, Fe ($E \sim 7$ кэВ)
$2 \cdot 10^4 - 10^6$	Резонансные УФ-линии He и тяжелых элементов до Fe
$(1 - 2) \cdot 10^4$	Линии H (в основном Ly α)
$(5 - 10) \cdot 10^3$	Запрещенные линии тяжелых элементов
$30 - 10^4$	Далекие ИК-линии при переходах между уровнями тонкой структуры основных термов
$< (1 - 2) \cdot 10^3$	Возбуждение и высвечивание молекулярных уровней (в основном молекулы H ₂)
< 30	Вращательные переходы молекул CO и воды H ₂ O

Ионизация электронным ударом. Это специфический для разреженной среды безызлучательный процесс охлаждения. Тепловая энергия расходуется на отрыв электрона и запасается в виде внутренней (не тепловой) энергии связи ион–электрон, а затем высвечивается при рекомбинациях. В стационарном случае затраты энергии на ударную ионизацию равны внутренней энергии системы ион–электрон, высвечиваемой при рекомбинациях.

Как подчеркивалось выше, процессы объемного охлаждения среды пропорциональны квадрату плотности частиц, так как для рождения фотона требуется взаимодействие двух частиц, поэтому суммарную скорость объемного охлаждения можно представить в виде $\Lambda(n, T) = n^2 \lambda(T)$. Функция $\lambda(T)$ [эр \cdot см³/с] (называемая *эффективностью охлаждения* или *функцией охлаждения*) зависит только от температуры и химического состава и рассчитывается через элементарные процессы взаимодействия излучения и вещества. Функ-

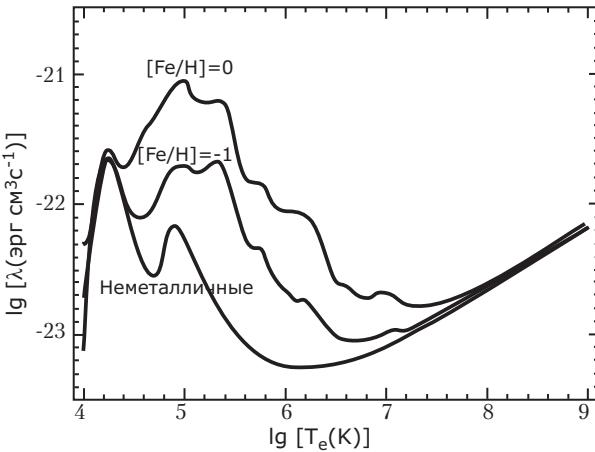


Рис. 4.4. Эффективность охлаждения разреженной космической плазмы $\lambda(T)$ [эрд \cdot см 3 /с] со столкновительным возбуждением и ионизацией. Приведены кривые для плазмы солнечного химического состава (верхняя кривая), с обедненным в 10 раз содержанием металлов (средняя кривая) и водородно-гелиевой плазмы (75% H, 25% He) без тяжелых элементов (нижняя кривая). Резкий скачок вблизи $T \sim 10^4$ К связан с ударным возбуждением второго (резонансного) уровня атомов водорода. На нижней кривой максимумы обязаны водороду (слева) и гелию (справа).

ция $\lambda(T)$ для разреженной космической плазмы с $T > 10^4$ К, в которой возбуждение атомов осуществляется электронными ударами, показана на рис. 4.4 для различного содержания тяжелых элементов. Наличие тяжелых элементов значительно увеличивает эффективность охлаждения плазмы в диапазоне температур от 10^4 до 10^7 К. При $T > 10^7$ К эффективность охлаждения асимптотически стремится к зависимости $\lambda(T) \sim \sqrt{T}$, поскольку преобладает охлаждение тормозным излучением, зависящим от относительной (тепловой) скорости частиц. Удобное для оценок аналитическое приближение функции охлаждения столкновительной плазмы солнечного химсостава записывается в виде (Cowie, McKee & Ostriker 1981):

$$\lambda(T) = \begin{cases} 0, T < 10^4 \text{ K} \\ 1.0 \times 10^{-24} T^{0.55}, 10^4 \text{ K} < T < 10^5 \text{ K} \\ 6.2 \times 10^{-19} T^{-0.6}, 10^5 \text{ K} < T < 4 \times 10^7 \text{ K} \\ 2.5 \times 10^{-27} T^{0.5}, T > 4 \times 10^7 \text{ K} \end{cases} \quad (4.14)$$

Следует отметить, что во многих ситуациях (особенно вблизи источников мощного жесткого излучения, например вблизи ядер активных галактик) существенным процессом является фотоионизация. В таких случаях функция охлаждения плазмы несколько отличается от приведенной на рис. 4.4, хотя качественная зависимость от температуры сохраняется. Более подробно особенности функции охлаждения в фотоионизационном состоянии обсуждаются в Приложении B.3.

Уравнение теплового баланса (см. (4.7)) $\Gamma = \Lambda$ приобретает вид $nG(T) = n^2\lambda(T)$, откуда находится равновесная зависимость $T(n)$, а также уравнение состояния межзвездной среды $P(n, T)$, которое объясняет наблюдаемую стратификацию областей HII на холодные облака, более теплую межоблачную среду и горячий корональный газ (см. ниже).

Отметим, что для анализа большинства перечисленных процессов нагрева и охлаждения требуется знание населенности уровней атомов и ионов МЗС, поэтому для нахождения равновесной температуры среды нужно совместно решать уравнения ионизационного баланса.

4.5. Облака нейтрального водорода HII и тепловая неустойчивость межзвездной среды

Наблюдения показывают, что нейтральный водород не заполняет равномерно межзвездную среду, а находится преимущественно в одной из двух фаз — относительно плотных ($n \sim 10^1\text{--}10^2 \text{ см}^{-3}$) холодных ($T \sim 100 \text{ К}$) облаков и разреженной межоблачной среды ($n \sim 0.1\text{--}1 \text{ см}^{-3}$, $T \sim 10^3\text{--}10^4 \text{ К}$). Это в значительной степени обусловлено *тепловой неустойчивостью* МЗС, вызванной немонотонной зависимостью давления от плотности вещества $P(n)$ в условиях МЗС. Другая причина неоднородностей среды — турбулентный характер движения газа, при котором непрерывно возникают и исчезают более плотные и более разреженные области. В результате тепловой неустойчивости первоначально однородная равновесная среда может разделиться на две фракции — более плотную и холодную и более горячую и разреженную.

Качественно эффект тепловой неустойчивости состоит в следующем. Вещество МЗС — идеальный разреженный газ с давлением $P = nkT$. Равновесная температура среды находится из решения

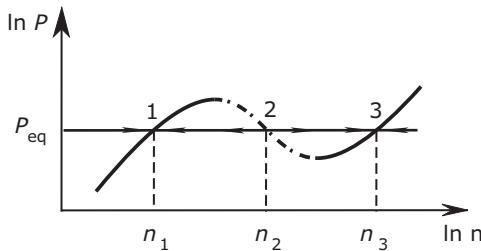


Рис. 4.5. К тепловой неустойчивости МЗС. Участок кривой $P(n)$ с отрицательной производной соответствует неустойчивому состоянию.

уравнений теплового и ионизационного баланса (см. выше) и является функцией плотности. В результате быстрого роста $\lambda(T)$ в области $T \sim 10^4$ К (см. рис. 4.4) получается, что зависимость $P(n)$ в условиях МЗС немонотонна, наряду с участками роста давления $P(n)$ есть участок, где давление падает с увеличением плотности из-за уменьшения температуры газа (рис. 4.5). Таким образом, существует область давлений, в которой одному значению давления соответствует три решения системы уравнений теплового и гидростатического равновесия с разными n и T . Решение 2 на среднем участке (где давление падает с ростом плотности) неустойчиво относительно малых возмущений. Действительно, флуктуация с плотностью ниже равновесной будет иметь большее давление, чем в окружающей среде, и, значит, будет расширяться до тех пор, пока не достигнет равновесного значения (решение 1). Обратно, флуктуация с плотностью больше равновесной будет иметь меньшее давление и начнет сжиматься пока не достигнет равновесного давления при большей плотности (решение 3)⁴. Поэтому более разреженная межоблачная среда (решение 1) может находиться в динамическом равновесии с более плотной средой в облаке газа (решение 3).

Для того, чтобы в МЗС имела место тепловая неустойчивость и возникали две динамически равновесные фазы газовой среды, отличающиеся в десятки раз по плотности и температуре, требуется, чтобы давление МЗС было заключено между экстремумами функции $P(n)$ (рис. 4.5). В общем случае, это условие может и не выполнятьсь, но в природе, по-видимому, действует механизм саморегуляции,

⁴Здесь полная аналогия с уравнением Ван-дер-Ваальса для неидеального газа — немонотонная зависимость $P(n)$ объясняет разбиение среды на две фазы: жидкую и газообразную.

стремящийся удержать давление в требуемых пределах. Действительно, положение кривой, изображенной на рис. 4.5, не фиксировано, а зависит от потока энергии, нагревающей среду. Чем меньше поток энергии, тем ниже будет располагаться на рисунке неустойчивый участок кривой (между экстремумами). Предположим, максимум между точками 1 и 2 оказался ниже уровня давления среды, P_{eq} . Тогда условие тепловой неустойчивости перестанет выполняться, останется только одна точка пересечения прямой $P = P_{eq}$ с кривой, справа от области неустойчивости. Равновесие между процессами нагрева и охлаждения будут достигаться при более высокой концентрации частиц, газ станет более плотным, и, как следствие, возрастут темпы звездообразования. Это вызовет рост потока энергии через межзвездную среду, возрастание темпов ее нагрева, и, как следствие, поднятие кривой $P(n)$. И наоборот, при очень мощном «подогреве» газа кривая $P(n)$ поднимется, и точка пересечения прямой $P = P_{eq}$ с кривой переместится на левый участок, соответствующий более разреженному и горячему газу. Облака при этом образовываться не будут, что приведет к уменьшению темпов звездообразования и опусканию области неустойчивости на диаграмме $P(n)$. Таким образом может поддерживаться двухфазное состояние газа в течение долгого времени.

В реальных условиях межзвездной среды ситуация оказывается более сложной. Во-первых, магнитное поле, вмороженное в газ, препятствует его сжатию, если только оно не происходит вдоль линий индукции поля, и это обстоятельство существенно везде, где поле сохраняет упорядоченный характер. В этом случае сжатие газа при развитии неустойчивости происходит преимущественно вдоль поля, плотность газа растет значительно медленнее, чем при сжатии по всем трем измерениям, и для образования даже небольших облаков требуются десятки миллионов лет, а за это время баланс между нагревом и охлаждением может измениться. Во-вторых, межзвездная среда находится в непрерывном движении и ее локальные свойства непрерывно меняются, в ней появляются новые источники энергии и исчезают старые, претерпевают сильные изменения как темпы нагрева, так и темпы охлаждения среды, так что условие теплового равновесия в данной области может просто не выполняться или выполняться лишь очень приблизительно. Поэтому часть газа всегда будет находиться в состоянии, далеком от равновесия, то есть не лежать на равновесной кривой $P(n)$.

В зависимости от конкретных ситуаций в образовании облаков газа играет роль не только тепловая, но и другие неустойчивости (гравитационная, магнитогидродинамическая). Большую роль в образовании более и менее плотных областей МЗС играет также характер движения газа, например, его турбулентность, а также сжатие при распространении ударных волн от сверхновых или возникающих при прохождении газа через спиральные ветви Галактики.

4.6. Ионизованный водород и зоны НП

Водород — самый распространенный элемент МЗС. Потенциал его ионизации с основного уровня $\chi \approx 13.6 \text{ эВ}$, поэтому он может быть ионизован только излучением с длиной волны меньше предела лаймановского континуума $\lambda(\text{Ly}_c) = 912 \text{ \AA}$ ($\nu_c \approx 3.29 \cdot 10^{15} \text{ Гц}$).

Помимо ионизации фотонами, возможна ионизация электронным ударом. Формально «температура ионизации» водорода, при которой средняя энергия частиц равна 13.6 эВ, очень велика — около 158 000 К, однако ионизация водорода становится ощутимой значительно раньше, начиная с температур около 3000 К, и к 10 000 К водород практически полностью ионизован. Это связано с тем, что относительная концентрация ионов определяется ионизационным равновесием в плазме, т. е. динамическим балансом процессов ионизации и рекомбинации, а ионизация может производиться электронами с энергией выше средней при данной температуре.

Следует иметь в виду, что эффективное сечение столкновения электрона с нейтральным атомом, приводящее к его ионизации, значительно больше, чем эффективное сечение рекомбинации. Физическая причина этого состоит в том, что «статистический вес» (совокупность возможных состояний) свободного электрона в окружающем газе намного выше, чем электронов в связанном состоянии — при прочих равных условиях «найти» свободное место в континууме электрону гораздо легче, чем осуществить обратный переход в состояние с небольшим «статвесом». Необходимые для поддержания ионизационного равновесия возбуждение и ионизация атомов осуществляются электронами с энергией $E \gg kT$, т. е. малой долей высокоэнергичных электронов из «хвоста» максвелловского распределения. Если выполняются условия ЛТР (например, в атмосферах звезд), равновесная степень ионизации ионов определяется по формуле Сахà (см. Приложение В.3).

Области ионизованного водорода (зоны НII) — самый распространенный вид эмиссионных туманностей, возникающих вокруг горячих звезд. В них имеет место практически полная ионизация водорода УФ излучением с $\lambda < 912 \text{ \AA}$. Яркие гигантские зоны НII, отлично видимые даже в других галактиках, являются индикаторами зон активного звездообразования, где много молодых горячих звезд высокой светимости.

Объем зоны НII определяется мощностью УФ излучения центрального источника и как правило резко ограничен. Толщина переходной области порядка $0.1/n_e$ пк, в сотни раз меньше характерных размеров самой туманности. Резкость границы обусловлена лавинообразным характером нарастания оптической толщины для Ly_c квантов в переходной области из-за большого эффективного сечения взаимодействия атом–фотон.

Физические условия в зонах НII далеки от ЛТР, поэтому ионизация элементов рассчитывается на основе условий ионизационно-равновесия (из условия баланса фотоионизации и радиационной рекомбинации). Температура зон НII определяется балансом нагрева УФ излучением (при фотоионизации) и охлаждения (преимущественно благодаря излучению в запрещенных линиях тяжелых элементов ОII, ОIII, NII). Электроны расходуют тепловую энергию на возбуждение метастабильных уровней, а испускаемый квант выходит из туманности, и тем самым происходит охлаждение. В зависимости от температуры центральной звезды и содержания тяжелых элементов температура зон НII составляет 6000–12000 К.

Радиус стационарной зоны НII $R_{\text{НII}}$ определяется равенством числа Лайман-квантов с $\lambda < 912 \text{ \AA}$, испускаемых центральной звездой (звездами) за единицу времени N_{Ly_c} , числу рекомбинаций водорода за единицу времени на все уровни, выше первого, во всем объеме туманности:

$$\frac{4\pi}{3} R_{\text{НII}}^3 \sum_{i=2}^{\infty} \alpha_i n_e n_p = N_{Ly_c}. \quad (4.15)$$

Здесь α_i — коэффициент спонтанной радиационной рекомбинации на i -й уровень, $n_e \approx n_p$ — концентрация электронов и протонов, соответственно. Рекомбинация на первый (основной) уровень приводит к испусканию нового Лайман-кванта с $\lambda < 912 \text{ \AA}$, который поглощается внутри туманности, вызывая ионизацию другого атома водорода, т. е. не изменяет число ионизованных атомов по туманно-

сти в целом. Она должна быть исключена из баланса, поэтому суммирование начинается с $i = 2$.

Сделаем численную оценку. Число Ly_c квантов, испускаемых звездой с радиусом R_* за единицу времени,

$$N_{Ly_c} = 4\pi R_*^2 \int_{3.3 \cdot 10^{15}}^{\infty} \pi B_\nu \frac{d\nu}{h\nu},$$

где πB_ν — поток излучения с единичной площади поверхности звезды. Тогда для $T_* = 3$ эВ (~ 35000 К) и $R_* \simeq 10^{11}$ см получаем в виновском приближении:

$$N_{Ly_c} \simeq 16\pi^2 \left(\frac{R_*}{c}\right)^2 \left(\frac{kT_*}{h\nu_c}\right)^3 \nu_c^3 e^{-\frac{h\nu_c}{kT_*}} \sim 3 \cdot 10^{42} \text{ кв./с.}$$

При характерных температурах областей НII коэффициент $\alpha_t = \sum_{i=1}^{\infty} \alpha_i \simeq 4 \cdot 10^{-13} (\text{см}^3/\text{с}) / \sqrt{T/10^4}$, $\alpha_1 \simeq 1.55 \cdot 10^{-13} (\text{см}^3/\text{с}) / \sqrt{T/10^4}$, и при $n_e \sim n_p \sim 1 \text{ см}^{-3}$ получаем из (4.15) $R_{\text{НII}} \simeq 1.5 \cdot 10^{18}$ см. С ростом температуры центральной звезды радиус стационарной зоны НII очень резко возрастает.

Кванты с длиной волны $\lambda < 504 \text{ \AA}$ способны ионизовывать гелий, так что вокруг самых горячих звезд наблюдаются зоны НеII.

4.7. Горячий, или «корональный» газ

Как видно из Табл. 4.1, наиболее горячий — корональный — газ занимает существенную долю объема пространства. Картина его распределения в диске Галактики очень сложна и должна сравнительно быстро меняться (за десятки миллионов лет). Горячий газ заполняет гигантские полости, образуя своего рода пузыри. Они медленно меняют форму и размеры, сливаются или соединяются туннелями («коридорами»), сжимают окружающий более холодный газ. Плотность газа в пузырях крайне мала, поэтому объемы, заполняемые газом, можно рассматривать как пустоты в более плотной среде, но при этом высокая температура газа поддерживает внутреннее давление на уровне, примерно равном внешнему. Наиболее крупные образования принято называть «сверхпузырями» («superbubbles»). Их размер составляет несколько сотен парсек. Под действием архимедовой силы со стороны окружающего более плотного газа легкие «пузыри» могут покидать диск, поднимаясь высоко над плоскостью

Галактики. Если бы Галактика имела значительно меньшую массу, горячий газ мог бы покидать ее навсегда (что наблюдается в некоторых карликовых галактиках с интенсивным звездообразованием).

Горячий газ представляет собой высокоионизованную плазму с температурой до миллиона градусов, практически не содержащую нейтральных атомов. Эта плазма, распространяясь в пространстве, обтекает со всех сторон холодные газовые облака, которые, таким образом, оказываются внутри «пузырей», и медленно испаряются под действием горячего окружения, сжимаясь внешним давлением. Газ с промежуточной температурой между межоблачным газом ($\lesssim 10^4$ К) и корональным газом ($\gtrsim 10^5$ К) практически отсутствует. Это объясняется тем, что из-за очень эффективного охлаждения при температурах, превышающих $2 \cdot 10^4$ К (см. рис. 4.4) газ может сохранять высокую температуру достаточно долго только при очень низкой плотности. Но рано или поздно разреженный газ также остывает и сжимается, переходя в фазу межоблачного газа.

Большие пузыри горячего газа образуются в результате резкого нагрева газа и последующего расширения при множественных вспышках сверхновых в молодых звездных комплексах или в результате звездного ветра — мощного истечения газа, сбрасываемого большим числом молодых массивных звезд. Наблюдают горячий газ в мягком рентгеновском диапазоне (сотни эВ), где механизм излучения газа являются свободно–свободные переходы, и в УФ линиях высокоионизованных элементов, например, OVI. Солнечная система находится вблизи границы одного из горячих пузырей, источником которого предположительно является активность звезд в молодом звездном комплексе в созвездиях Скорпиона и Центавра на расстоянии нескольких сотен парсек от нас.

4.8. Молекулярные облака, области звездообразования и космические мазеры

Молекулярные облака. Внутри протяженных областей нейтрального водорода HI с характерной концентрацией атомов $n_{\text{HI}} \simeq 10 \text{ см}^{-3}$ часто наблюдаются плотные холодные облака молекулярного водорода, наиболее массивные из которых — гигантские молекулярные облака (ГМО) имеют массу, превышающую $10^5 M_\odot$ и характерные размеры до 40 пк. В них сосредоточена основная часть молекулярного газа H₂ (полная масса молекулярного газа в Галактике оценивает-

ся в $2 \cdot 10^9 M_{\odot}$). ГМО — самые массивные гравитационно-связанные объекты в Галактике. Большинство из них сосредоточено в кольце на расстоянии от 4 до 8 кпк от центра Галактики. Они встречаются как в спиральных рукахах, так и (реже) между ними. Облака имеют неправильную форму и неоднородны, в них есть холодные уплотнения (ядра) с $n \sim 100\text{--}1000 \text{ г/см}^3$, $T \approx 10 \text{ К}$, размером в $\sim 0.3\text{--}1 \text{ пк}$. Молекулярные облака меньшей массы образуют плотные глобулы (глобулы Бока), видимые как черные пятна на фоне Млечного Пути или областей НII (например, Конская Голова или Угольный Мешок), с массами до нескольких сотен M_{\odot} . В некоторых из них (как и в ГМО) наблюдаются признаки звездообразования.

В молекулярных облаках обнаружены более 100 различных молекул. После H_2 наиболее обильна молекула CO. Ее концентрация в первом приближении пропорциональна количеству молекул H_2 : $n(\text{H}_2)/n_{\text{CO}} \approx 10^4$. Наблюдать излучение молекулы H_2 трудно (у нее нет линий в оптическом или радиодиапазонах). Поэтому масса H_2 обычно оценивается по массе CO, измеряемой по радиоизлучению.

Космические мазеры (КМ) — нетепловые источники радиоизлучения, в которых тепловая эмиссия газа в спектральных линиях молекул усиливается за счет преобладания индуцированного излучения над поглощением (ср. с лабораторными лазерами⁵). Мазерные источники отличаются высокой яркостной температурой и высокой степенью поляризации в линиях. Наиболее известные КМ наблюдаются в линиях гидроксила OH ($\lambda = 18 \text{ см}$, $T_b \sim 10^{13} \text{ К}$), воды H_2O ($\lambda = 1.35 \text{ см}$, $T_b \sim 10^{15}\text{--}10^{16} \text{ К}$), моноокси кремния SiO (2–7 мм, $T_b \sim 10^{10} \text{ К}$) и метанола CH_3OH (1.2 см). Мазерные источники обычно ассоциируются либо с областями звездообразования, где они представляют собой скопления маленьких (1–10 а. е.) газовых образований, образующих «гнезда» с размерами $10^{16}\text{--}10^{17} \text{ см}$, либо с областями вблизи активных ядер галактик (т. н. мегамазеры). Полная светимость в мазерной конденсации составляет $10^{28}\text{--}10^{31} \text{ эрг/с}$, а в случае мегамазеров может достигать 10^{35} эрг/с . Это означает, что в узком спектральном диапазоне КМ излучают $10^{44}\text{--}10^{51}$ «радиофотонов» в секунду. Концентрация частиц газа в КМ составляя-

⁵Имеется в виду одинаковая физическая природа излучения; расхождение представление о лазерах как об узконаправленных пучках когерентного света не соответствует КМ — в них отсутствует искусственно создаваемая в лабораторных условиях высокая степень направленности излучения. КМ одновременно излучают по самым различным направлениям.

ет 10^7 – 10^{11} см $^{-3}$, массы КМ в областях звездообразования порядка масс планет, 10^{27} – 10^{30} г (возможно, они связаны с протопланетными сгущениями). Более слабые КМ встречаются в областях взаимодействия оболочек сверхновых с молекулярными облаками и в околовзвездных оболочках вокруг старых звезд-гигантов поздних спектральных классов с сильным истечением вещества.

Для функционирования КМ необходима, как и в случае лабораторных лазеров, инверсная заселенность атомных уровней (отрицательный коэффициент поглощения): $n_2/g_2 > n_1/g_1$, где $g_{1,2}$ — статвеса уровней перехода. Высокая мощность выходящего излучения возникает за счет индуцированных переходов с верхнего метастабильного уровня «2» на нижний «1», стимулированных фотонами, которые рождаются в среде за счет тепловой энергии (столкновение атомов, рекомбинация). Индуцированное излучение возникает на той же частоте и с той же фазой и распространяется в ту же сторону, что и вызвавший его фотон.

Образно говоря, КМ непрерывного действия представляет собой тепловую машину, перерабатывающую с некоторой эффективностью энергию накачки, поступающую от внешнего источника, в энергию мазерного излучения. Для работы такой тепловой машины необходима как минимум трехуровневая система по схеме $1 \rightarrow 3 \rightarrow \langle 2 \rangle \rightarrow \langle 1 \rangle$ (накачка на верхний уровень с последующим стоком на верхний (сигнальный) уровень мазерного перехода) или $1 \rightarrow \langle 3 \rangle \rightarrow \langle 2 \rangle \rightarrow 1$ (накачка на верхний сигнальный уровень мазерного перехода «3» и сток с нижнего сигнального уровня «2» на уровень 1). В кавычках — номера уровней, переход между которыми рождает мазерное излучение. Отсутствие или ослабление стока энергии с уровня 3 на верхний сигнальный «2» приведет к уменьшению заселенности верхнего сигнального уровня «2» в первом случае, а отсутствие стока с уровня «2» во втором случае приведет к повышению населенности нижнего сигнального уровня. В обоих случаях инверсная заселенность сигнальных уровней быстро исчезнет.

Накачка и сток энергии в КМ осуществляется либо через радиативные (R) или столкновительные (C) процессы, либо за счет химических процессов. В последнем случае образуется молекула в возбужденном состоянии или же разрушается молекула на нижнем сигнальном уровне в процессе химической реакции. Лабораторный пример такого рода — эксимерные лазеры на неустойчивых соединениях благородных газов He₂ или Xe₂.

При R-стоке важно, чтобы кванты стока «2»—1 свободно выходили из мазерного источника, иначе возникнет термализация уровней (заселенность уровней будет стремиться к больцмановскому распределению, как в условиях ЛТР). Для мазера со столкновительной накачкой необходимо, чтобы накачка и сток энергии осуществлялись частицами с разными энергиями. Такие неравновесные условия возможны в ударных волнах, где температуры электронов и атомов (молекул) могут значительно отличаться.

4.9. Космические лучи и синхротронное излучение

Космическими лучами (КЛ) называют заряженные частицы высокой энергии (от 10^8 до $\sim 3 \cdot 10^{20}$ эВ), приходящие либо от Солнца ($E < 10^{10}$ эВ), либо из межзвездного пространства. Космические лучи были открыты австрийским физиком В. Гессом (*V. Hess*) в 1912 г. и получили свое название в 1926 г. (Р. А. Милликен). По своим физическим свойствам КЛ представляют собой сильно разреженный релятивистский газ, частицы которого практически не взаимодействуют друг с другом (энергетический спектр КЛ имеет не максвелловский, а степенной характер), но могут сталкиваться с частицами МЗС и взаимодействовать с межзвездным магнитным полем. В КЛ преобладают протоны, но имеются также электроны, альфа-частицы и ядра более тяжелых элементов с зарядом до $Z \sim 30$. Поток КЛ вблизи Земли сравнительно мал, около 1 частицы/($\text{см}^2 \cdot \text{с}$), однако плотность энергии $U_{cr} \sim 1$ эВ/ см^3 сравнима с плотностью суммарного ЭМ излучения звезд в Галактике, или с плотностью энергии теплового движения межзвездного газа и кинетической энергии его турбулентных движений, а также со средней плотностью энергии ($B^2/8\pi$) магнитного поля вблизи плоскости Галактики.

Энергетический спектр КЛ — степенной, нетепловой, имеет несколько характерных изломов, в среднем, показатель спектра около 2 (точнее: $I \sim E^{-1.7}$, рис. 4.6). КЛ с энергией 10^{11} – 10^{16} эВ приходят с равной вероятностью с любого направления на небе (изотропно). Этот факт интерпретируется как свидетельство их галактического происхождения и удержания КЛ магнитным полем Галактики. Поток КЛ сверхвысоких энергий (выше 10^{16} эВ) крайне мал, около 1 частицы/($\text{км}^2 \cdot 100$ лет). Такие частицы приходят из межгалактического пространства, однако их происхождение и природа представ-

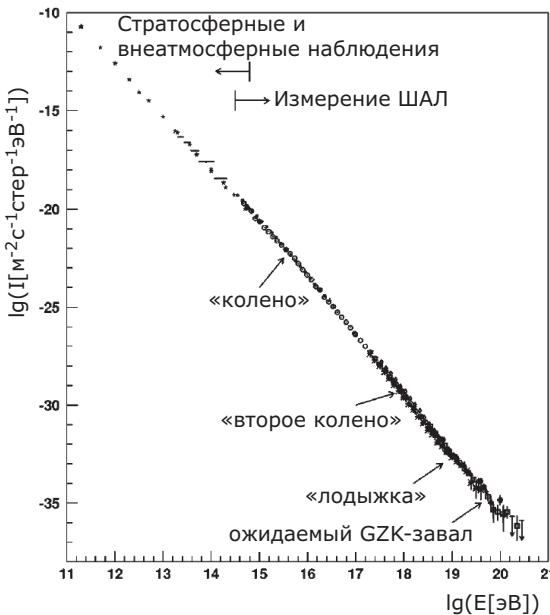


Рис. 4.6. Наблюдаемый энергетический спектр КЛ имеет степенной характер в диапазоне энергий от 10^{11} до 10^{20} эВ с небольшими изломами вблизи $10^{15.5}$ эВ («колено»), $10^{17.8}$ эВ («второе колено») и 10^{19} эВ («лодыжка»). Рисунок из обзора Nagano M., Watson A. A., Rev. Mod. Phys., 27, p.689 (2000).

ляет собой одну из нерешенных проблем современной астрофизики и физики частиц.

КЛ взаимодействуют с протонами и ядрами межзвездного вещества, с излучением, а также с крупномасштабным магнитным полем. Рассмотрим эти три типа взаимодействия подробнее.

Взаимодействие КЛ с веществом осуществляется по каналу сильного взаимодействия. При попадании протона КЛ в ядро он взаимодействует не с ядром в целом, а с отдельными нуклонами ядра, т. к. длина волны де Броиля релятивистского протона с энергией $E > 100$ ГэВ много меньше размеров ядра, $\lambda_B = hc/E \approx 2 \cdot 10^{-15}$ см. При рассеянии на нуклонах ядра возникают вторичные нуклоны и заряженные пионы, которые в свою очередь рождают частицы при соударениях с ядрами до тех пор, пока энергия, приходящаяся на одну частицу, не упадет ниже порога рождения пионов (около 1 ГэВ). В результате первоначальная энергия частицы КЛ переходит в энер-

гию пионов, странных частиц, нуклонов и антинуклонов (т. н. процесс пионизации). Вторичные протоны при столкновениях теряют энергию на ионизацию и тормозятся до полной остановки. Нейтральные пионы распадаются на два гамма-кванта $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ за время $\approx 10^{-16}$ с. Заряженные пионы распадаются на мюоны и мюонное нейтрино, нейтрино уходят из Галактики, а заряженные мюоны образуют при распаде электроны, позитроны и нейтрино.

Среднее значение энергии гамма-квантов при распаде π^0 составляет около 70 МэВ. Полное значение сечения процесса взаимодействия КЛ с нуклонами, приводящего к фотораспаду нейтральных пионов, порядка геометрического сечения протона или ядра и составляет в среднем $\sigma_\gamma \approx 10^{-26}$ см². Этот процесс дает основной вклад в гамма-излучение Галактики с энергией выше 100 МэВ. На таких энергиях наблюдаемая яркость диффузного гамма-излучения непосредственно отражает распределение протонов и КЛ в Галактике. Излучение концентрируется к диску Галактики и в направлении на ее центр, указывая на те области Галактики, где наиболее интенсивно происходят взаимодействия протонов КЛ с ядрами молекулярного водорода. Таким образом, измерение интенсивности жесткого гамма-излучения позволяет определить распределение межзвездного газа, включая его труднообнаружимый компонент — молекулярный водород.

Взаимодействие КЛ с излучением осуществляется через обратное комптоновское рассеяние и при фоторождении пионов и электрон-позитронных пар. Вселенная заполнена чернотельным реликтовым излучением с температурой $T = 2.73$ К и плотностью энергии ≈ 0.45 эВ/см³ (случайно совпадающей с галактической плотностью энергии КЛ в околосолнечном пространстве). При движении заряженной релятивистской частицы (протона) с лоренц-фактором γ энергия кванта в системе отсчета протона $\epsilon' \approx \gamma\epsilon$, где ϵ — энергия фотона для покоящегося наблюдателя. Порог образования пионов фотонами около 150 МэВ, поэтому реликтовые фотоны с энергией $\epsilon \simeq 6 \cdot 10^{-4}$ эВ способны рождать пионы, взаимодействуя с частицами, для которых $\gamma \geq 3 \cdot 10^{11}$ (т. е. с частицами с энергией выше $\sim 10^{20}$ эВ). Более строгое интегрирование по функции Планка и по угловым переменным приводит к уменьшению оценки пороговой энергии до $5 \cdot 10^{19}$ эВ. Сечение реакции $\sigma_{p\pi} = 2.5 \cdot 10^{-28}$ см², поэтому в поле реликтовых фотонов с плотностью частиц $n_\gamma \approx 400$ см⁻³ длина свободного пробега протона относительно фоторождения пи-

онов $l = 1/(N_\gamma \sigma_{p\pi}) \approx 10^{25}$ см \approx 3 Мпк (время свободного пробега $l/c \approx 10^7$ лет). Поскольку рождается пион с энергией $\gamma m_\pi c^2$, потерянной при единичном столкновении протона с реликтовым фотоном составляют долю $m_\pi/m_p \approx 1/10$ от его первоначальной энергии, а это значит, что после 10 столкновений (за 10^8 лет) такой протон потеряет большую часть энергии и уйдет под порог реакции. Следовательно, протоны сверхвысоких энергий не могут приходить с расстояний больших, чем 30–50 Мпк (местное сверхскопление галактик). Рождение электрон-позитронных пар имеет на два порядка большее сечение, однако уносимая энергия в $m_\pi/m_e \approx 200$ раз меньше, и в результате процесс торможения быстрого протона за счет фоторождения пар в 6 раз менее эффективен, чем за счет фоторождения пионов. Обрезание спектра КЛ сверхвысоких энергий в поле реликтовых фотонов называется эффектом *Грайзена–Зацепина–Кузьмина* (англ. «GZK–cutoff»), по имени авторов, указавших в середине 1960-х гг. на его важность.

Взаимодействие КЛ с магнитным полем. На заряженную частицу в магнитном поле действует сила Лоренца, поэтому в общем случае частица будет двигаться по винтовой траектории. В однородном магнитном поле с индукцией (напряженностью) B радиус траектории частицы (гиrorадиус, или лармировский радиус) определяется напряженностью поля и импульсом частицы p . Для релятивистских частиц энергия и импульс связаны соотношением $E = pc$, и гирорадиус для частицы с зарядом Z

$$r_g = \frac{E}{ZeB} \approx 3 \cdot 10^{13} (\text{см}) \frac{1}{Z} \left(\frac{E}{10 \text{ ГэВ}} \right) \left(\frac{B}{10^{-6} \text{ Гс}} \right)^{-1}, \quad (4.16)$$

т. е. порядка нескольких астрономических единиц для характерного значения энергии частицы и напряженности крупномасштабного магнитного поля Галактики. Это означает, что на астрофизических масштабах, измеряемых парсеками и килопарсеками, движение частиц таких энергий можно считать происходящим вдоль направления поля (винтовая траектория частицы «наматывается» на силовую линию магнитного поля).

В запутанном магнитном поле траектория отдельной частицы КЛ похожа на броуновское блуждание, поэтому говорят о диффузном распространении космических лучей в Галактике. Однако для КЛ с энергиями $> 10^{17}$ эВ лармировский радиус превосходит характерные размеры диска Галактики (100 кпк). Эти частицы «не чув-

ствуют» магнитное поле Галактики (а внегалактическое крупномасштабное магнитное поле намного слабее галактического) и движутся практически по прямой от источника.

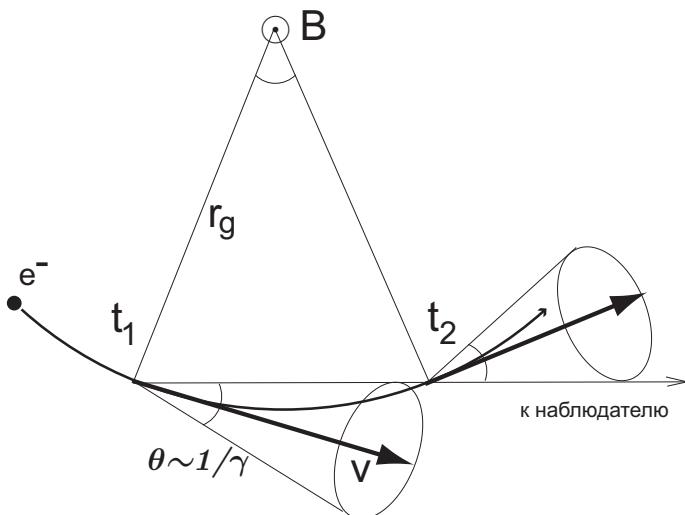


Рис. 4.7. Схема, поясняющая возникновение узкого импульса синхротронного излучения при движении релятивистского электрона вокруг силовой линии магнитного поля.

Синхротронное излучение. Наиболее существенно присутствие магнитного поля сказывается на электронной компоненте КЛ. При движении релятивистского электрона в магнитном поле возникает *синхротронное излучение*. В отличие от нерелятивистского электрона, магнитотормозное излучение которого происходит на нерелятивистской гирочастоте

$$\omega_g = 2\pi\nu_g = \frac{eB}{m_e c}, \quad (4.17)$$

один релятивистский электрон с энергией $E = \gamma m_e c^2$ излучает на многих частотах. Это можно понять из следующих качественных рассуждений. Из-за эффекта релятивистской aberrации излучение релятивистского электрона сосредоточено в узком конусе с углом $\theta \sim 1/\gamma$ вокруг вектора мгновенной скорости (см. рис. 4.7). Наблюдатель начинает видеть это излучение в момент t_1 и перестает видеть

его в момент t_2 . За это время электрон делает $1/\gamma$ от полного оборота по ларморовской орбите вокруг силовой линии магнитного поля.

Электрон движется по орбите вокруг силовой линии с релятивистской гирочастотой, которая в γ раз меньше циклотронной частоты: ω_g/γ (ср. формулу (4.17)), поэтому время прохождения электроном части орбиты, из которой его излучение может быть видимо наблюдателем, будет

$$T = t_2 - t_1 = 2\pi(\gamma/\omega_g)(1/\gamma) = 2\pi m_e c/eB.$$

Однако наблюдатель увидит короткий импульс излучения с еще меньшей длительностью, так как излучающий электрон движется. Действительно, в лабораторной системе моменты времени t_2 и t_1 связаны соотношением $t_2 = t_1 + T$, где T определено выше. Первый фотон, который примет наблюдатель, испускается электроном в момент t_1 , а последний — в момент t_2 . Однако в момент t_2 электрон расположен в другой точке пространства, которая в первом приближении ближе к наблюдателю на величину vT (v — скорость электрона). Фотон движется со скоростью c , поэтому в момент излучения второго фотона первый окажется впереди него на расстоянии $(c - v)T$. Это расстояние проходится вторым фотоном (также движущимся со скоростью c) за время $\Delta t = (1 - v/c)T$. Понятно, что это просто классический эффект Доплера (т. к. связываются моменты времени излучения и приема в одной (лабораторной) системе отсчета). Вспоминая, что электрон — релятивистский ($\gamma \gg 1$), запишем додлеровский фактор в виде $1 - v/c = (1 - (v/c)^2)/(1 + v/c) \simeq 1/2\gamma^2$, поэтому окончательно находим длительность принимаемого импульса

$$\Delta t = \frac{T}{2\gamma^2} \sim (\gamma^2 \omega_g)^{-1}.$$

Из-за периодического импульсного характера принимаемого излучения его частотный Фурье-спектр содержит большой набор гармоник. Поэтому в результате формируется непрерывный спектр, являющийся функцией только отношения ω/ω_c , где ω_c — характерная частота, вблизи которой находится максимум спектра:

$$\nu_c \sim 1/(\Delta t) \approx \nu_g \gamma^2 \sin \alpha = \frac{\gamma^3 v}{2\pi r_g}, \quad (4.18)$$

где α — угол между вектором скорости электрона и направлением магнитного поля (т.н. «питч-угол»), $v \approx c$ — скорость движения

электрона по орбите с радиусом кривизны r_g . Отметим, что r_g можно считать мгновенным радиусом кривизны траектории, и для релятивистского электрона с большим лоренц-фактором γ , движущегося практически вдоль искривленной силовой линии магнитного поля с околосветовой скоростью, возникает т. н. *изгибное излучение*, связанное с собственной крупномасштабной кривизной силовой линии радиуса R . Как видно из формулы (4.18), максимум в спектре изгибного излучения одного электрона приходится на частоту $\sim \gamma^3 c/R$. Это излучение особенно важно при движении релятивистских заряженных частиц в магнитосферах пульсаров — нейтронных звезд с магнитным полем вблизи поверхности $\sim 10^{12}$ Гс.

Синхротронное излучение — это проявление общего закона электродинамики, согласно которому любая ускоренно (замедленно) движущаяся заряженная частица рождает электромагнитные волны. Мощность синхротронного излучения одной частицы зависит от ускорения \vec{F}/m , сообщаемого ей полем. Поскольку протоны имеют массу на 3 порядка большую, чем электроны, их вклад в общее синхротронное излучение КЛ, как правило, пренебрежим.

Расчет показывает, что потери энергии релятивистского электрона на синхротронное излучение пропорциональны квадрату энергии (т. е. лоренц-фактора) частицы и плотности энергии магнитного поля $U_m = B^2/(8\pi)$:

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_s = \frac{4}{3}\sigma_T c \gamma^2 U_m, \quad (4.19)$$

где σ_T — томсоновское сечение. Отметим сходство (вплоть до численного коэффициента) синхротронных (4.19) и комптоновских потерь (4.12) энергии релятивистским электроном. Это связано с тем, что в обоих случаях частица ускоряется электромагнитным полем — неважно, в постоянном магнитном поле или в суммарном поле отдельных фотонов. В формулы для некогерентного излучения входят квадраты амплитуды поля, поэтому складываются именно энергии.

Время торможения электрона в магнитном поле из-за синхротронных потерь

$$\tau_s \equiv \frac{E}{(dE/dt)_s} \approx 3 \cdot 10^{12} (\text{лет}) \frac{1}{\gamma} \left(\frac{B}{10^{-6} \text{Гс}} \right)^{-2}, \quad (4.20)$$

и для электронной компоненты КЛ с энергией 10^{11} эВ оказывается около 10^5 лет, что значительно меньше времени, требуемого для ухо-

да из Галактики при диффузионном распространении. Это означает, что электроны КЛ с такими энергиями имеют внутригалактическое происхождение.

При степенном распределении релятивистских электронов по энергиям $dN/dE \sim E^{-\delta}$, часто встречающемся в астрофизических условиях, суммарный спектр синхротронного излучения также имеет степенной вид (см. задачи в конце главы):

$$I(\nu) \sim \nu^{-(\delta-1)/2}. \quad (4.21)$$

Другая характерная особенность синхротронного излучения — высокая степень линейной поляризации, достигающая в однородном магнитном поле значения $\Pi = (\delta+1)/(\delta+7/3)$. Направление линейной поляризации перпендикулярно проекции вектора напряженности магнитного поля **B** на картинную плоскость. Измерение направления плоскости поляризации нетеплового радиоизлучения используется для построения карты магнитных полей в нашей и других галактиках.

4.9.1. Проблема происхождения и ускорения КЛ сверхвысоких энергий

КЛ должны, очевидно, ускоряться каким-либо нетепловым механизмом, т. к. температура даже в центрах самых массивных звезд не превышает нескольких десятков кэВ. По современным представлениям наиболее вероятным механизмом ускорения электронной и протонной компоненты КЛ до высоких энергий является статистический механизм ускорения частиц на фронтах ударных волн, порожденных вспышками сверхновых в МЗС или выбросом вещества из активных ядер галактик. Суть этого механизма (предложенного Э. Ферми) состоит в том, что при многократных случайных столкновениях частицы с массивными облаками (точнее, при отражении заряженной частицы от «магнитных зеркал», связанных с локальным увеличением магнитного поля), которые движутся с относительной скоростью $V \ll c$, энергия частицы после многих столкновений в среднем возрастает на величину $\langle \Delta E/E \rangle \approx 4(V/c)^2$ (т. н. ускорение Ферми 2-го рода). В результате формируется степенной спектр распределения частиц по энергиям. Механизм наиболее эффективен, когда преобладают лобовые столкновения, т. к. тогда при каждом столкновении относительное увеличение энергии частицы

$\langle \Delta E/E \rangle \sim V/c$ (ускорение Ферми 1-го рода)⁶. Ускорение Ферми первого рода может происходить при многократном пересечении частицей фронта ударной волны из-за рассеяния на неоднородностях магнитного поля перед и за фронтом ударной волны. Этот механизм ускорения КЛ на сильных ударных волнах подтверждается прямыми наблюдениями ТэВ-ногого нетеплового излучения от остатков сверхновых черенковскими телескопами H.E.S.S. в Намибии (2004).

Другой механизм ускорения — электромагнитный, когда заряженная частица ускоряется в электрическом поле. Статические электрические поля невозможны в плазме из-за ее высокой электропроводности — всякое отклонение от электронейтральности в плазме вызывает ток, экранирующий поле. Однако в нестационарных электромагнитных полях ускорение частиц возможно до очень высоких энергий. Например, в магнитосферах пульсаров магнитные поля достигают 10^{13} Гс у поверхности. Даже при минимально возможных периодах вращения нейтронных звезд $P = 10^{-3}$ с граница волновой зоны, где при данном периоде вращения достигается скорость вращения, равная c , и в которой может происходить ускорение заряженных частиц, $L = cP/2\pi \sim 100$ км. Электрическое поле, вызванное максимально быстро изменяющимся магнитным полем, находится из уравнения Максвелла $\text{rot} \vec{E} = 1/c(\partial \vec{B}/\partial t)$. Учитывая, что $\text{rot} E \sim \frac{E}{L}, \frac{\partial B}{\partial t} \sim B/(L/c)$, получаем, что $E \sim B$.

Заряженная частица может приобретать внутри волновой зоны энергию $E_{max} = \int eEdx \sim eBL \approx 3 \cdot 10^{19}$ эВ для типичного значения поля у поверхности быстро вращающейся нейтронной звезды 10^{10} Гс. Однако рождение плазмы в магнитосфере пульсара приводит к экранированию продольного электрического поля вблизи полярных шапок нейтронной звезды, поэтому ускорение частиц до очень высоких энергий пульсарами невозможно.

Существует весьма общее физическое ограничение на максимальную энергию электромагнитного ускорения заряженной части-

⁶Из закона сохранения энергии-импульса сталкивающихся частиц следует, что при каждом столкновении частицы, движущейся со скоростью v , с бесконечно массивным «зеркалом», движущимся со скоростью V параллельно v , относительное увеличение энергии частицы $\Delta E/E = 2\gamma_3^2(V/c)((V/c) \pm v/c)$, где $\gamma_3 = 1/\sqrt{1 - (V/c)^2}$ — лоренц-фактор «зеркала», знак плюс соответствует столкновениям «в лоб», а минус — «вдогонку». При ускорении 2-го рода линейный член $\sim V/c$ компенсируется столкновениями «в лоб» и «вдогонку»; при ускорении 1-го рода столкновений «вдогонку» нет, поэтому $\Delta E/E \sim V/c$.

ци в области размером L занятой магнитным полем B (т. н. «условие Хилласа», A. M. Hillas (1984)). При наборе энергии частицей она должна оставаться в области ускорения, т. е. удвоенный ларморовский радиус r_L должен быть меньше размера области. Отсюда получаем ограничение на размер области ускорения:

$$L > 6 \cdot 10^{18} \text{ см} \left(\frac{E}{10^{15} \text{ эВ}} \right) Z^{-1} \left(\frac{B}{10^{-6} \text{ Гс}} \right)^{-1}.$$

Эта оценка показывает, что для ускорения заряженных частиц до сверхвысоких энергий $\sim 10^{20}$ эВ требуются или источники больших размеров, или компактные источники со сверхвысокими магнитными полями (например, нейтронные звезды).

Важное ограничение на полную мощность «ускорителя» космических лучей получается из самого общего требования, чтобы ЭДС индукции \mathcal{E} в источнике была достаточной для ускорения заряженных частиц до требуемых энергий. Действительно, максимальная энергия частицы с зарядом Ze будет $E_{max} = Ze\mathcal{E}$, при этом мощность, выделяемая в электрической цепи ускорителя с требуемой ЭДС, должна быть не менее $L = \mathcal{E}^2/Z_0$, где Z_0 — импеданс цепи. Полагая максимальную нагрузку $Z_0 = 100$ Ом (эта величина примерно соответствует сопротивлению пустого пространства; добавление плазмы только уменьшает электрическое сопротивление), находим

$$L_{min} \simeq 10^{45} [\text{эрг/с}] Z^{-2} \left(\frac{E_{max}}{10^{20} \text{ эВ}} \right)^2.$$

Эта оценка налагает серьезные ограничения на энергетику потенциальных источников (например, пульсары ей не удовлетворяют), а также показывает, что энергетические требования существенно слабее для ускорения тяжелых ядер с $Z \gg 1$.

Данные эксперимента Auger (2007) свидетельствуют о возможной корреляции направлений прихода КЛ сверхвысоких энергий с близкими активными ядрами галактик, но требуются дополнительные измерения для достоверного подтверждения этого результата. Поэтому в современной астрофизике космических лучей вопрос о происхождении КЛ с энергией выше $5 \cdot 10^{19}$ эВ остается открытым. Не исключено, что редкие частицы таких энергий являются не протонами, а ядрами более тяжелых элементов.

4.10. Другие методы диагностики космической плазмы

Плотность и температура ионизованного газа в областях НП определяются по измерениям яркости и спектра их излучения. Однако радиометоды позволяют определить параметры среды по их влиянию на распространение радиоволн.

Мера дисперсии. Плотность электронного компонента ионизованной межзвездной среды может быть определена по запаздыванию импульсов радиоизлучения пульсаров на разных частотах (мера дисперсии), которое возникает из-за конечного показателя преломления межзвездной среды, содержащей заряженные частицы. Диэлектрическая проницаемость холодной изотропной плазмы

$$\epsilon = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2, \quad (4.22)$$

где плазменная (ленгмюровская) частота свободных колебаний электронов

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m_e}} \approx 5.64 \cdot 10^4 \sqrt{n_e}. \quad (4.23)$$

Дисперсионное соотношение для плоских поперечных волн $e^{i(\omega t - kx)}$, распространяющихся с частотой ω в направлении x , записывается в виде

$$c^2 k^2 = \epsilon \omega^2 = \omega^2 - \omega_p^2.$$

(Здесь $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число). Показатель преломления для электромагнитных волн с частотой ω в плазме $n = \sqrt{\epsilon}$

$$n = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}. \quad (4.24)$$

Видно, что показатель преломления является действительным числом < 1 для волн с частотой $\omega > \omega_p$ и становится мнимым для волн с $\omega < \omega_p$ (т.е. такие волны в плазме не распространяются). Фазовая скорость распространения электромагнитной волны с частотой $\omega > \omega_p$ есть $v_{ph} = \omega/k = c/\sqrt{\epsilon} = c/n > c$, где c — скорость света, а групповая скорость — $v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = cn < c$.

Излучение пульсаров немонохроматическое, значит время прохождения импульсами расстояния l будет различным на разных частотах. При $\omega_p^2 \ll \omega^2$ имеем:

$$t(\omega) = \int_0^l \frac{ds}{v_g} = \frac{l}{cn} \simeq \frac{l}{c} + \frac{1}{2} \int_0^l \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 ds,$$

откуда время запаздывания низкочастотного сигнала в однородной среде

$$\Delta t(\omega) = \frac{1}{2c} \int_0^l \frac{\omega_p^2}{\omega^2} ds = \frac{2\pi e^2}{m_e c \omega^2} \int_0^l n_e ds, \quad (4.25)$$

т. е. при данном значении частоты ω запаздывание пропорционально величине *меры дисперсии* — интегралу от электронной концентрации вдоль луча зрения:

$$DM = \int_0^l n_e ds. \quad (4.26)$$

Обычно для пульсаров $10 < DM < 500$ пк/см³. В общем случае

$$\Delta t_{1,2} = \int \left(\frac{ds}{v_g(\omega_1)} - \frac{ds}{v_g(\omega_2)} \right) \approx 4.6(\text{мкс})(\lambda_1^2 - \lambda_2^2) \cdot DM, \quad (4.27)$$

где длина волны выражена в сантиметрах. Усредненная по лучу зрения плотность электронного компонента межзвездного газа сильно зависит от направления на небе. Ее среднее значение в плоскости Галактики оказалось около 0.03 частиц в 1 см³.

Мера вращения. Магнитное поле превращает плазму в анизотропную среду (диэлектрическая проницаемость становится тензорной величиной и зависит от угла между волновым вектором \mathbf{k} и вектором магнитного поля \mathbf{B}), и распространение электромагнитных волн в такой среде значительно усложняется⁷. В простейшем случае плоскую монохроматическую волну, распространяющуюся

⁷ В замагниченной плазме плоская волна разлагается на сумму двух компонент (нормальных мод) — обычновенную (поляризованную в плоскости $\mathbf{B} \perp \mathbf{k}$) и необыкновенную (поляризованную перпендикулярно к плоскости $\mathbf{B} \perp \mathbf{k}$). Обыкновенная волна приводит к разделению электрических зарядов вдоль направления поля, что затрудняет ее распространение. Необыкновенная волна заряды не разделяет и может свободно выходить из замагниченной плазмы.

вдоль (или почти вдоль) поля, можно представить как сумму двух волн с противоположно направленной круговой поляризацией. На электрон в магнитном поле действует сила Лоренца, заставляющая его вращаться вокруг вектора поля с ларморовской частотой

$$\omega_B = \frac{eB}{m_e c} \simeq 1.67 \cdot 10^7 \frac{B}{\text{Гц}}. \quad (4.28)$$

Для волн с различной круговой поляризацией диэлектрическая проницаемость плазмы различна:

$$\epsilon_{l,r} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega \pm \omega_B)}, \quad (4.29)$$

поэтому право- (+) и лево- (-) поляризованные волны движутся с различными фазовыми скоростями. Из-за этого плоскость поляризации плоской поперечной монохроматической волны, распространяющейся вдоль поля (необыкновенная мода), начинает поворачиваться (эффект Фарадея, или фарадеевское вращение⁸). Эффект быстро увеличивается с длиной волны.

Фазовая скорость $v_{\phi,lr} = c/\sqrt{\epsilon_{l,r}}$, а угол поворота вектора поляризации волны при прохождении расстояния l равен $\phi_{l,r} = l\omega/v_{\phi,lr} = l\omega\sqrt{\epsilon_{l,r}}/c$, откуда угол поворота плоскости линейной поляризации $\psi = \Delta\phi/2$. Подставляя $\epsilon_{l,r}$ из (4.29) с учетом малости ω_B/ω и ω_p/ω , находим:

$$\psi = \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2 \omega_B l}{c \omega^2} = \lambda^2 \text{RM}, \quad (4.30)$$

где мера вращения

$$\begin{aligned} \text{RM} &= \frac{e^3}{2\pi(m_e c)^2} \int_0^l n_e B_{\parallel} ds \approx \\ &\approx 0.81 (\text{рад}/\text{м}^2) \cdot \left(\frac{n_e}{\text{см}^{-3}} \right) \left(\frac{B_{\parallel}}{10^{-6} \text{Гц}} \right) \left(\frac{L}{\text{пк}} \right). \end{aligned} \quad (4.31)$$

Таким образом, мера вращения дает оценку магнитного поля, проинтегрированного вдоль луча зрения с весом, пропорциональным концентрации электронов. По измерениям меры вращения делаются оценки компоненты магнитного поля, параллельной лучу зрения. Меру вращения находят, измеряя изменение угла линейной

⁸Впервые наблюдался в 1846 г. М.Фарадеем в оптически активных кристаллах.

поляризации принимаемого радиоизлучения с длиной волны. Измеряемая в космических источниках мера вращения лежит в пределах от почти нулевого значения до 10^5 рад/м². Метод определения $B_{||}$, использующий меру вращения, позволяет оценивать не только величину, но и направление магнитного поля (от наблюдателя или по направлению к нему).

На достаточно низких частотах в переменном вдоль луча зрения магнитном поле имеет место т. н. «сверхадиабатический» эффект Фарадея, при котором $RM \sim \int n_e |\mathbf{B} \cdot d\mathbf{s}|$ (Broderick and Blandford, 2009). Отметим также, что при больших углах поворота плоскости поляризации $\Delta\phi \gtrsim 1$ рад поляризация излучения от дальней и ближней части optически тонкого источника будет частично компенсироваться, поэтому выходящее излучение будет иметь меньшую степень поляризации даже в случае однородного поля (т. н. эффект «фарадеевской деполяризации»). Эффекты фарадеевского вращения и деполяризации могут быть отделены при измерениях на трех и более длинах волн.

По мере вращения оценивают магнитные поля в центральных частях скоплений галактик, изучают распределение и величину магнитного поля в Галактике, в ультратрелиativистских джетах в активных ядрах галактик и в аккрецирующем газе вблизи сверхмассивных черных дыр в ядрах галактик, а также в плазме солнечной короны.

Галактическое магнитное поле проявляется также при наблюдениях межзвездной поляризации света. Измерения показали, что в нашей и других галактиках магнитное поле имеет два компонента, сопоставимых по величине (несколько микроГаусс): регулярный (поле направлено преимущественно вдоль спиральных рукавов) и хаотический, с характерным масштабом изменения направления поля в несколько сотен парсеков.

4.11. Задачи

1. Получить формулу, описывающую форму спектра синхротронного излучения (4.21) optически тонкого источника, считая, что спектр излучения электрона с энергией E имеет узкий пик вблизи частоты $\nu \sim \gamma^2 \nu_g$, где $\nu_g = eB/(2\pi m_e c)$ — гирочастота в магнитном поле B , а распределение электронов по энергиям степенное: $N(E)dE \sim E^{-p}dE$.

Решение. Мощность излучения J_ν в интервале частот $\nu, \nu + d\nu$: $J_\nu d\nu = -(dE/dt)N(E)dE$, где потери энергии одного электрона на синхротронное излучение $-dE/dt \sim \gamma^2 B^2$, $E = \gamma m_e c^2$. Лоренц-фактор записываем через частоту излучения: $\gamma \sim (\nu/\nu_g)^{1/2} \sim (\nu/B)^{1/2}$, тогда $dE \sim (\nu B)^{-1/2} d\nu$. Опуская константы, имеем: $J_\nu d\nu \sim (\nu B) \left(\frac{\nu}{B}\right)^{-p/2} (\nu B)^{-1/2} d\nu$, и окончательно

$$J_\nu \sim B^{(p+1)/2} \nu^{-(p-1)/2},$$

что и требовалось доказать.

2. Пусть в результате столкновения (рассеяния) частица с энергией E_0 с вероятностью p приобретает энергию $E = \beta E_0$. Показать, что при этом в результате многих рассеяний сформируется степенное (а не максвелловское) распределение частиц по энергиям.

Решение. После k столкновений будем иметь $N_k = p^k N_0$ частиц с энергией $E = \beta^k E_0$. Исключая k , получаем $\ln(N/N_0)/\ln(E/E_0) = \ln p / \ln \beta$, откуда

$$N/N_0 = (E/E_0)^{\ln p / \ln \beta}$$

(Строго говоря, эта формула описывает долю частиц с энергией $\geq E$). В дифференциальной форме можно записать

$$\frac{dN}{dE} \sim E^{\left(\frac{\ln p}{\ln \beta} - 1\right)}.$$

Эти рассуждения объясняют, почему в результате механизма Ферми формируются нетепловые (степенные) распределения частиц по энергиям. Например, оказалось, что для конкретной ситуации ускорения частиц на фронтах сильных ударных волн (механизм Ферми первого рода) $\ln \bar{p} / \ln \bar{\beta} = -1$ и $dN/dE \sim E^{-2}$, что близко к наблюдаемому показателю спектра космических лучей. Эти же рассуждения можно применить к процессу многократного рассеяния мягких фотонов на релятивистских электронах (обратный комптон-эффект). При этом (в случае не слишком большой оптической толщины по рассеянию) высокочастотная часть теплового спектра трансформируется в степенной (нетепловой) спектр. Такие спектры часто наблюдаются в жестких источниках рентгеновского излучения (тесные двойные системы с нейтронными звездами и черными дырами, ядра активных галактик и квазары и т. д.).

5.1. Общие характеристики

Звезды — это массивные самогравитирующие шары из полностью или частично ионизованного газа, находящиеся в гидростатическом равновесии (или вблизи него). Источником тепловой энергии звезды являются или являлись в прошлом термоядерные реакции в ее недрах. На стадии формирования и на поздних этапах эволюции звезды основную роль в ее нагреве могла играть гравитационная энергия, выделяемая при сжатии. По своему физическому состоянию звезды можно разделить на *нормальные*, состоящие из невырожденного вещества (идеального газа), в недрах которых идут термоядерные реакции синтеза, и *вырожденные* (белые карлики, нейтронные звезды), динамическое равновесие которых поддерживается давлением газа квантово-механически вырожденных фермионов (электронов в случае коричневых и белых карликов или нейтронов в случае нейтронных звезд). К особому классу следует отнести черные дыры, которые в обычном смысле звездами не являются. Маломассивные коричневые карлики относятся к промежуточному классу самогравитирующих объектов, расположенных по массе между звездами и планетами. Белые карлики, нейтронные звезды и черные дыры объединяют общим названием «компактные остатки», т. к. они являются конечными продуктами эволюции обычных звезд. Полное число звезд и их остатков в нашей Галактике $\sim 10^{11}$.

Начнем с нормальных звезд. По своим свойствам они могут сильно отличаться друг от друга, однако их основными характеристиками, определяющими строение и эволюцию, являются всего три: начальная масса M , химический состав (содержание гелия и более тяжелых элементов по отношению к водороду) и возраст.

Массы звезд лежат в пределах от ~ 0.08 до $\sim 100M_{\odot}$, причем чем больше масса звезд, тем реже они встречаются. Нижний предел связан с невозможностью протекания термоядерной реакции синтеза гелия из водорода при малых значениях массы, верхний — с определяющей ролью давления излучения в очень массивных звездах и с развитием пульсационных неустойчивостей, которые могут привести к сбросу избытка массы. При особенно больших массах светимость звезды приближается к эддингтоновскому пределу $L_{Edd} \sim 10^{38}(M/M_{\odot})$ эрг/с; стационарных звезд с более высокой светимостью нет (см. раздел 5.6).

Химический состав звезд (главным образом, содержание металлов) определяет коэффициент поглощения вещества звезды, что сказывается на всех ее параметрах: радиусе, центральной температуре и скорости протекания ядерных реакций. По своему химсоставу звезды делятся на два больших класса (населения). К *населению I типа* относят звезды с хим. составом, близким к солнечному (на долю элементов тяжелее гелия приходится около 2% по массе). Это звезды дисковой составляющей нашей и других спиральных галактик, например, звезды, входящие в состав молодых *рассеянных скоплений*. К *населению II типа* относятся звезды бедные тяжелыми элементами (содержание элементов тяжелее гелия не превышает нескольких десятых долей процента по массе). Это старые маломассивные звезды (как красные карлики, так и красные гиганты), расположенные в сферической составляющей нашей и других спиральных галактик, например, входящие в состав старых *шаровых скоплений*. Газ, из которого образуются звезды населения I, частично является продуктом эволюции звезд населения I и II, и поэтому более обогащен тяжелыми химическими элементами, возникшими при ядерной эволюции звезд предыдущих поколений и в предшествующих вспышках сверхновых. Наше Солнце принадлежит к населению I типа. Существование звезд, состоящих целиком из первичного вещества, не прошедшего ядерной переработки (население III), является предметом научного поиска. Пока известно лишь несколько звезд небольшой массы, находящихся в гало нашей Галактики, которые практически полностью лишены тяжелых элементов.

Химический состав звезд определяется по их спектрам. Спектр выходящего излучения из атмосферы звезды зависит от физического состояния плазмы и ее химического состава (через коэффициен-

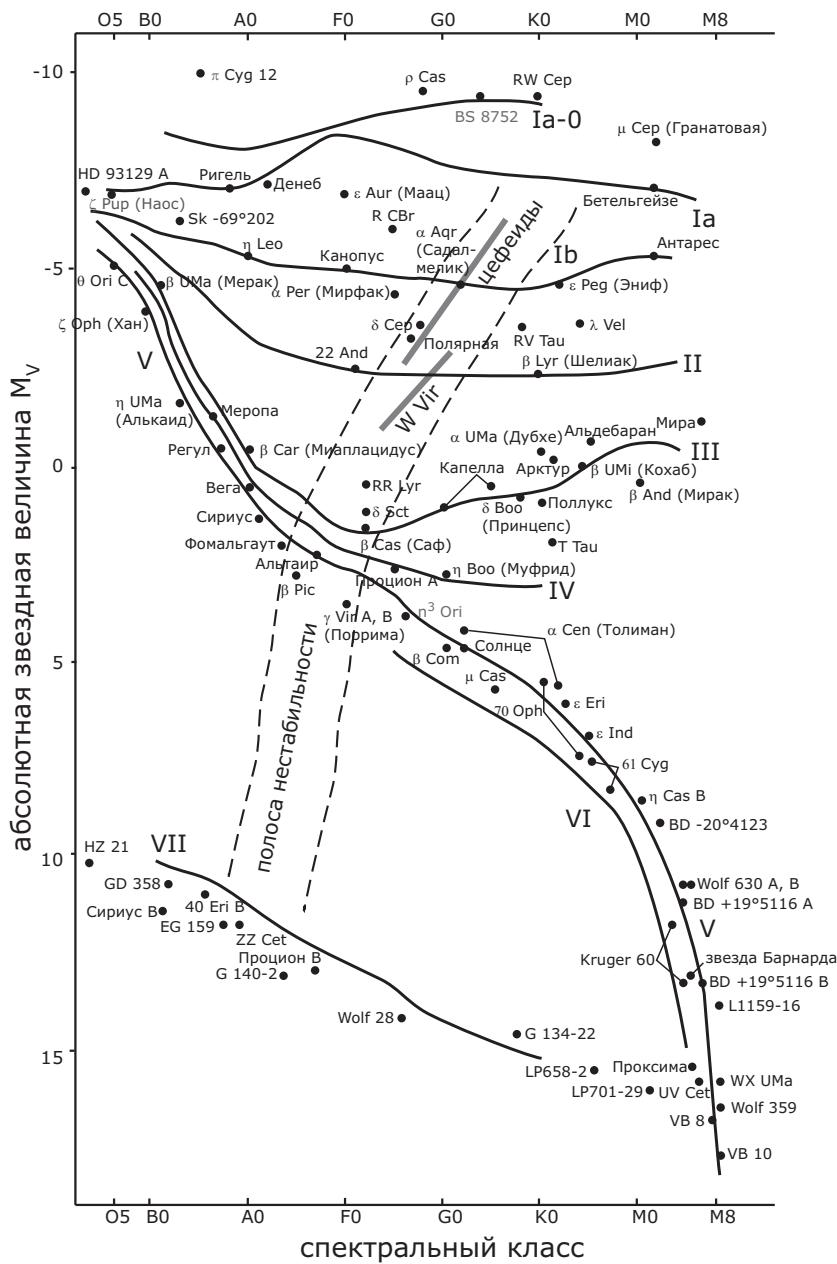


Рис. 5.1. Диаграмма Герцшпрунга–Рессела для звезд в окрестности 25 пк от Солнца. Подробнее см. текст.

ты излучения и поглощения) и параметров звезды — ее массы и радиуса (через ускорение свободного падения в атмосфере). По своим спектральным свойствам звезды подразделяются на спектральные классы, обозначаемые буквами O, B, A, F, G, K, M (основные спектральные классы) и L, T (дополнительные спектральные классы для коричневых карликов) в порядке убывания эффективной температуры (точнее, температуры, соответствующей данному ионизационному состоянию вещества в области формирования спектральных линий) от $\gtrsim 30000$ К до $\lesssim 1000$ К. Одному и тому же спектральному классу могут соответствовать звезды разных размеров. Удобным графическим представлением состояния звезды оказалась введенная в начале XX века диаграмма цвет–светимость (или светимость–эффективная температура), называемая *диаграммой Герцшprung–Рессела* (ГР) (*Hertzsprung–Russell*) (см. рис. 5.1). На этой диаграмме наиболее отчетливо прослеживается *главная последовательность* (V), выделяются ветви гигантов (II, III), субгигантов (IV) и сверхгигантов (Ia, Ib), а также ветви субкарликов (VI) и белых карликов (VII). Звезды главной последовательности наиболее многочисленные, т. к. это звезды, в недрах которых идет термоядерное горение водорода. Это самая продолжительная стадия эволюции звезды. Последующие эволюционные стадии вплоть до образования компактного остатка по длительности составляют около 10% времени жизни звезды на главной последовательности.

Возраст звезд оценивается из теории звездной эволюции, чаще всего по положению на диаграмме ГР, поскольку оно меняется в течение жизни звезды. В нашей Галактике, как и в других галактиках, наблюдаются звезды самых различных возрастов — от находящихся еще на стадии образования до старых звезд с возрастом 10–14 млрд. лет. Возраст старых звезд из-за их медленной эволюции оценивается с большой ошибкой (несколько млрд. лет). Возраст Солнца считается равным примерно 5 млрд. лет.

Масса, химический состав и возраст определяют положение звезды на диаграмме ГР, а, следовательно, и такие характеристики звезд как эффективная температура T_{eff} и размер R . Размер одиночных звезд оценивается либо по закону Стефана–Больцмана ($L = 4\pi R^2 \sigma_B T_{eff}^4$, где L — болометрическая светимость звезды), либо на основании прямых интерферометрических измерений угловых размеров (только для близких звезд). Для некоторых звезд удается оценить размер по анализу интерференционной картины изменения по-

тока при их затмении диском Луны. В затменных двойных системах размер компонентов может быть определен по форме кривой блеска.

Интервал значений размеров звезд фантастически велик — от величины порядка 10–20 км для нейтронных звезд до размеров, сопоставимых с размерами всей Солнечной планетной системы для красных сверхгигантов.

Качественная картина эволюции звезд после главной последовательности. После выгорания водорода звезда отходит от главной последовательности в сторону красных гигантов. При этом радиус фотосферы звезды быстро увеличивается, эффективная температура падает. Источник энергии красных гигантов — горение водорода в слое, окружающем гелиевое ядро. На более поздних стадиях эволюции в ядре звезды происходит горение гелия и его превращение в углерод, кислород, а в наиболее массивных звездах — и в более тяжелые элементы, вплоть до элементов группы железа. Термоядерные реакции горения каждого следующего элемента происходят во все возрастающем темпе. Для звезд с начальной массой $M < 8 - 10 M_{\odot}$ ядерная эволюция звезды заканчивается значительной потерей массы и образованием белого карлика после медленного истечения оболочки красного гиганта в окружающую среду. Сброшенная оболочка красного гиганта часто наблюдается в виде *планетарной туманности* вокруг горячего вырожденного ядра, впоследствии остывающего и образующего белый карлик. Более массивные звезды взрываются как сверхновые, обычно находясь на стадии красного сверхгиганта. Но в зависимости от химического состава вспышка сверхновой может произойти и на стадии голубого сверхгиганта, как в случае со сверхновой 1987а в Большом Магеллановом Облаке. В результате вспышек сверхновых образуются сверхплотные нейтронные звезды или черные дыры. Масса нейтронной звезды не превышает $3 M_{\odot}$.

Более подробно эволюция звезд разных масс рассматривается в главе 6.

5.2. Образование звезд

5.2.1. Гравитационная неустойчивость

Звезды образуются в результате гравитационной (джинсовской) неустойчивости в холодных плотных молекулярных облаках. Рассмотрим эту неустойчивость подробнее. Поскольку и силы гравитации, и силы упругости газового давления растут с увеличением

плотности вещества, но по разным законам, в случае облаков достаточно большой массы и низкой температуры может проявиться гравитационная неустойчивость, приводящая к сжатию облака. Проанализировав линеаризованную систему уравнений газодинамики для идеального газа, описывающую рост малых возмущений вида $\rho(t) = A \exp\{i(\omega t + kr)\}$ ($k = 2\pi/\lambda$ — волновое число) в газовой среде с учетом сил гравитации, Джинс (1902) впервые показал, что изначально однородная среда с плотностью ρ_0 неустойчива по отношению к малым линейным возмущениям плотности с характерным масштабом, превышающим $\lambda_J \approx c_s \sqrt{\pi/G\rho_0}$. Здесь $c_s = \sqrt{dP/d\rho} = \sqrt{\gamma RT/\mu}$ — скорость звука в среде с молекулярным весом μ , температурой T и показателем адиабаты γ . В масштабах меньших джинсовской длины волны λ_J возмущения представляют собой обычные акустические колебания. Скорость роста возмущений плотности при неустойчивости определяется только начальной плотностью среды и не зависит от масштаба возмущения: $\delta\rho/\rho_0 \sim e^{\omega t}$, $\omega \simeq \sqrt{G\rho_0}$. Величина ω^{-1} определяет шкалу времени для свободного сжатия под действием силы тяжести (см. Приложение А.2).

По мере сжатия плотность обособившейся области возрастает, джинсовская длина волны уменьшается и появляется возможность фрагментации среды на мелкомасштабные образования. Поэтому звезды всегда рождаются группами (в кратных системах, скоплениях, ассоциациях).

Рассмотрим **условие фрагментации** сжимающегося облака. Пусть идеальный газ сжимается адиабатически. Отношение теплоемкостей $\gamma = C_p/C_v$. Уравнение состояния при адиабатическом сжатии: $P = K\rho^\gamma$. Джинсовская масса $M_J \sim \rho\lambda_J^3 \sim T^{3/2}\rho^{-1/2}$. Из уравнения состояния следует: $T \sim \rho^{\gamma-1}$, откуда $M_J \sim \rho^{(3/2)\gamma-2}$. Фрагментация облака будет происходить в том случае, если M_J уменьшается с ростом плотности. Поэтому условие устойчивости относительно фрагментации при росте плотности записывается в виде $dM_J/d\rho \geq 0$, т. е. $\gamma > 4/3$. Так, идеальный одноатомный газ с $\gamma = 5/3$ устойчив относительно джинсовской фрагментации при адиабатическом сжатии, а при изотермическом сжатии ($\gamma = 1$) фрагментация неизбежна.

В действительности можно ожидать, что при сжатии газа показатель адиабаты γ близок к 1, поскольку на начальных стадиях сжатия холодный газ прозрачен для собственного излучения, и время ухо-

да энергии из облака меньше времени свободного сжатия $\sim 1/\sqrt{G\rho}$, поэтому при формировании звезд фрагментация должна иметь место. Минимальная джинсовская масса фрагментов определяется нарушением условия прозрачности сжимающегося облака для излучения, благодаря которому происходит охлаждение газа. Действительно, поскольку джинсовская масса $M_J \sim \rho \lambda_J^3 \sim T^{3/2}/\rho^{1/2}$, ее уменьшение при росте плотности возможно только при подходящем темпе изменения температуры (рост не быстрее, чем $T \sim \rho^{1/3}$). Но с ростом плотности растет непрозрачность облака (в основном из-за примеси пыли), поэтому минимальная джинсовская масса определяется именно непрозрачностью. Расчет показывает, что минимальная джинсовская масса составляет порядка 13 масс Юпитера. Минимальные массы субзвездных коричневых карликов, измеренные в двойных системах, примерно вдвое выше этого предела.

Эта идеализированная картина усложняется тем, что в ней не учтена первоначальная неоднородность среды, ее вращение и замагниченность (см. ниже). Поскольку сжатие происходит быстрее в областях повышенной плотности, в газовом облаке, которое эволюционирует в одиночную звезду, формируется более плотное и быстро сжимающееся ядро, окруженное протяженной более разреженной (но также неоднородной и сжимающейся) оболочкой.

До тех пор, пока центральная температура и плотность недостаточны для начала термоядерных реакций синтеза, при квазиравновесном сжатии происходит выделение гравитационной энергии, около половины которой, в соответствии с теоремой вираиала (см. Приложение А.3), идет на увеличение тепловой энергии, а остальная часть уносится излучением. Эта фаза эволюции называется стадией протозвезды или молодой звезды. Сжатие молодой звезды останавливается с началом термоядерных реакций превращения водорода в гелий, когда звезда оказывается на главной последовательности диаграммы ГР. В центральных областях субзвездных коричневых карликов с массой менее $\sim 0.08 M_\odot$ в ходе сжатия происходит кратковременное горениедейтерия, однако реакции превращения водорода в гелий (стадия главной последовательности) не наступают вовсе. Они сжимаются до нескольких тысяч км, и их дальнейшая эволюция полностью определяется медленным гравитационным сжатием и давлением вырожденного электронного газа.

Если бы гигантские молекулярные облака в Галактике (их несколько тысяч) свободно сжимались из-за гравитационной неустой-

чивости, то за время $\sim 10^6$ лет большая часть молекулярного газа превратилась бы в звезды. Так как полная масса молекулярного водорода в Галактике $M_{H_2} \sim 10^9 M_\odot$, то темп звездообразования составил бы $10^9/10^6 = 10^3 M_\odot$ в год. Однако наблюдаемое значение — несколько M_\odot в год. Замедление звездообразования обусловлено факторами, препятствующими сжатию протозвездных облаков, прежде всего, их вращением и магнитным полем (из-за вмороженности поля в космическую плазму¹). С другой стороны, сжатие газа стимулируют такие процессы, как ударные волны при расширении остатков вспышек сверхновых, турбулентность, спиральные волны плотности и звездный ветер от горячих ОВ-звезд; при этих процессах появляются области с локально повышенной плотностью газа, что способствует его более быстрому остыванию.

5.2.2. Влияние вращения на сжатие

В простейшем случае, однородное вращающееся облако может сжиматься по всем направлениям только до определенного радиуса, зависящего от момента импульса. Обозначим α_{rot} отношение энергии вращения $E_r = I\Omega^2/2$ (I — момент инерции) к модулю гравитационной энергии, равной по порядку величины GM^2/R (см. Приложение А.1),

$$\alpha_{rot} \approx \frac{MV^2}{GM^2/R} \sim \frac{J^2}{GM^3R},$$

где V — скорость вращения на экваторе, $J = I\Omega \sim MRV$ — момент импульса. Условием сжатия можно считать $\alpha_{rot} < 1$.

При сохранении J с уменьшением R растет α_{rot} , пока на экваторе не будет достигнуто центробежное равновесие $V^2/R = GM/R^2$. После этого экваториальное сжатие останавливается, и облако может продолжить сжатие только вдоль малой оси. При этом плотность облака возрастает в процессе сплющивания — до его фрагментации на отдельные части, обращающиеся вокруг центра масс. Поскольку большая часть момента импульса при этом перейдет к орбитальному движению, возникшие фрагменты окажутся далекими от центробежного равновесия, и сами начнут испытывать трехмерное сжатие, пока рост α_{rot} вновь не остановит сжатие (если к этому времени не

¹Напомним, что в космических условиях вмороженность поля даже в холодных молекулярных облаках оказывается хорошим приближением, т. к. из-за проникающих частиц космических лучей внутри молекулярных облаков есть малая доля электронов и ионов, обеспечивающих электропроводность.

произойдет уменьшение момента импульса, например, из-за передачи его окружающей среде посредством вмороженного магнитного поля).

Учет неоднородности облака, растущей в процессе сжатия, усложняет картину. Как показали модельные расчеты, сжатие облака как целого возможно лишь при медленном вращении. При приближении α_{rot} к единице облако перестает вращаться с постоянной угловой скоростью, и максимум плотности внутри облака оказывается на определенном расстоянии от оси вращения. Возникает широкое кольцо, которое дробится на сжимающиеся фрагменты.

5.2.3. Влияние магнитного поля на сжатие

При условии вмороженности в плазму магнитное поле может препятствовать сжатию. Пусть α_B — отношение энергии поля к гравитационной энергии облака:

$$\alpha_B \approx \frac{B^2}{8\pi} \cdot \frac{4}{3}\pi R^3 \cdot \left(\frac{GM^2}{R}\right)^{-1} \sim \left(\frac{\Phi}{M}\right)^2,$$

где $\Phi \sim BR^2$ — магнитный поток.

Условием сжатия является $\alpha_B < 1$. При $\alpha_B = 1$ имеем: $\Phi \sim M$. Если Φ сохраняется, то и критическое значение массы будет сохраняться. Это означает, что поле либо позволяет неограниченное сжатие, либо не позволяет никакого. Для типичных значений магнитной индукции в межзвездных облаках критическое значение массы составляет тысячи и десятки тысяч масс Солнца. Таким образом, поле препятствует рождению одиночных звезд, но не препятствует сжатию массы порядка массы звездного скопления. Поле будет препятствовать и фрагментации — пока не уменьшится магнитный поток. Поток Φ может уменьшиться за счет конечной проводимости среды из-за процесса, получившего название амбиполярной диффузии. Поле «цепляется» только за заряженные частицы облака (редкие ионы и свободные электроны), и в процессе сжатия облака они будут «просачиваться» сквозь нейтральную среду, составляющую основную массу облака. Связь магнитного поля с нейтральными атомами осуществляется через столкновения атомов с ионами.

Как показали расчеты, характерное время диффузии неоднородного магнитного поля из межзвездного облака вследствие этого процесса оказывается порядка

$$t_d \approx 5 \cdot 10^{13} (\text{лет}) \cdot (n_i/n_H),$$

где n_i и n_H концентрации ионов и атомов водорода. Оказывается, что свободные электроны и ионы присутствуют даже в очень холодной среде ($n_i/n_H \approx 10^{-7}$) из-за ионизации космическими лучами и гамма-квантами от распада радиоактивных ядер. При этом время диффузии магнитного поля в ядрах молекулярных облаков составляет несколько миллионов лет, что по порядку величины сравнимо с временем свободного падения. Если облако поддерживается в гидростатическом равновесии (например, при турбулентном движении газа или вращении), то уменьшение магнитного потока в облаке из-за дрейфа ионов может стать весьма заметным, что будет способствовать сжатию. На микроскопическом уровне уменьшение потока магнитного поля связано с эффективным усилением диссипации поля из-за столкновений ионов с нейтральными атомами, вследствие чего уменьшается проводимость космической плазмы и нарушается условие вморможенности.

5.3. Стадии формирования звезды

Проследим качественно, как происходит сжатие молекулярного облака, размер которого удовлетворяет критерию неустойчивости Джинса.

Рассмотрим сферическое облако идеального газа с массой M . Тепловая энергия облака $Q \approx (M/\mu)\mathcal{R}T$, гравитационная энергия $U \approx -GM^2/R$. Сжатие начнется, если полная энергия облака станет отрицательной, $E = Q + U < 0$, т. е. если радиус облака удовлетворяет неравенству

$$R < \frac{\mu GM}{\mathcal{R}T} \simeq \frac{0.1(\text{пк})}{T} \left(\frac{M}{M_\odot} \right). \quad (5.1)$$

Этот радиус примерно равен половине джинсовской длины волны для начальной плотности $\rho \sim M/R^3$ (см. раздел 5.2.1). Отсюда следует, что при температуре межзвездной среды меньше 100 К размер облака составляет сотни астрономических единиц.

Контракционная фаза. Если магнитное поле и тепловая энергия не являются помехами, то облако начинает сжиматься в шкале времени свободного падения  $G\rho$. Поскольку хорошая прозрачность нейтрального вещества для фотонов позволяет сжатию происходить практически в изотермическом режиме ($\gamma = 1$), тепловое давление не препятствует сжатию. В процессе сжатия облако фрагментирует.

Подставляя радиус из (5.1), находим время свободного сжатия как функцию температуры:

$$t_f \simeq \left(\frac{\mu}{\mathcal{R}T} \right)^{3/2} GM \sim 6 \cdot 10^7 \text{ (лет)} \left(\frac{\mu}{T} \right)^{3/2} \frac{M}{M_\odot}. \quad (5.2)$$

Пока газ имеет низкую плотность и температуру, он прозрачен для излучения, и рождающиеся фотоны низких энергий (ИК излучение) свободно выходят из облака, унося часть выделяемой при сжатии энергии. По мере роста плотности время свободного падения уменьшается, но рост плотности ведет к уменьшению длины свободного пробега квантов и росту непрозрачности (в основном из-за поглощения ИК-фотонов пылью и молекулами), поэтому изотермическое сжатие постепенно сменяется на адиабатическое ($\gamma \rightarrow 5/3$), и облако приходит в равновесное состояние, устойчивое к фрагментации. Температура протозвезды растет, и ее вещество становится ионизованным.

Несложно оценить радиус, до которого может сжаться облако с данной массой, прежде чем оно станет ионизованным, из условия затраты выделяемой гравитационной энергии на диссоциацию молекул и ионизацию вещества. Пусть вещество изначально состоит из молекулярного водорода. На диссоциацию одной молекулы H_2 затрачивается $7 \cdot 10^{-12}$ эрг (~ 4 эВ), на ионизацию каждого атома водорода требуется еще $22 \cdot 10^{-12}$ эрг (13.6 эВ). Отсюда следует, что для превращения 1 г молекулярного водорода в плазму нужно затратить энергию $q \approx 1.5 \cdot 10^{13}$ эрг. Присутствие гелия повышает эту оценку почти в 2 раза из-за затрат на ионизацию атомов гелия. Можно считать, что сжатие облака большого размера начинается из состояния с нулевой потенциальной энергией. Тогда энергия, выделившаяся при сжатии однородного шара массы M до радиуса R , составит $\Delta E_g \simeq (3/5)GM^2/R \sim qM$, и, считая, что существенная доля гравитационной энергии переходит при сжатии в тепло, находим радиус «непрозрачной» протозвезды

$$R \sim \frac{GM}{q} \simeq 80R_\odot \left(\frac{M}{M_\odot} \right). \quad (5.3)$$

Заметим, что в процессах диссоциации и ионизации энергия затрачивается на разрыв молекулярных связей или отрыв электронов от атомов (фазовый переход I рода). Следовательно, при адиабатическом сжатии рост температуры при прочих равных условиях будет

меньше. Это означает, что показатель адиабаты газа γ будет меньше $5/3$ (может быть даже порядка 1, то есть возможен режим, близкий к изотермическому). Расчеты показывают, что температура плазмы при этом не превышает 10^4 К.

Можно оценить и среднюю светимость молодой звезды на стадии сжатия в шкале времени свободного падения. Поскольку источником энергии служит гравитационная энергия сжимающегося облака, то

$$L \approx \frac{E}{t_f} = -\frac{1}{2} \frac{U}{t_f} \approx \frac{GM^2}{Rt_f}$$

(E — полная (гравитационная + тепловая) энергия звезды, коэффициент $1/2$ является следствием теоремы вириала для идеального одноатомного газа, см. следующий раздел, при сжатии половина освобождающейся гравитационной энергии высвечивается, а половина идет на нагрев газа). Используя (5.1) и (5.2), получаем

$$L \approx \frac{q}{G} \left(\frac{RT}{\mu} \right)^{3/2} \approx 2 \cdot 10^{-3} L_\odot \left(\frac{T}{\mu} \right)^{3/2},$$

здесь L_\odot — болометрическая светимость Солнца. Так как по мере сжатия температура возрастает, для числовых оценок подставляем в эту формулу температуру ионизации водородно-гелиевой плазмы 10^4 К. При этом оценка по приведенной выше формуле дает $L \approx 10^3 L_\odot$, то есть перед тем, как стать непрозрачной в оптическом диапазоне, рождающаяся звезда ярко «загорается» на некоторое время. Затем она опять «гаснет» из-за резкого увеличения непрозрачности при лавинообразной ионизации.

Адиабатическая фаза. До того, как возрастающий градиент теплового давления в недрах сжимающейся протозвезды уравновесит действие силы гравитации, сжатие собственно непрозрачной (т. е. имеющей фотосферу, как и Солнце) молодой звезды продолжает происходить в динамической шкале времени. Её светимость на непрозрачной стадии определяется балансом выделяемой гравитационной энергии и способностью высвечивания энергии с поверхности, которая, как известно, максимальна для абсолютно черного тела, светимость которого $L = 4\pi R^2 \sigma_B T_{eff}^4$, где T_{eff} — эффективная температура.

Температура фотосферы звезды определяется условием просачивания квантов из толщи звезды наружу, т. е. прозрачностью звезд-

ных недр. Расчеты показывают, что у молодых звезд энергия переносится конвективными движениями в оболочке. Возникновение конвекции связано с увеличением коэффициента непрозрачности с ростом плотности в условиях ионизации водорода и гелия, из-за которой возникает высокий радиальный градиент температуры (условие возникновения конвекции в химически однородной среде обсуждаются в задаче 3 к этой главе). При этом в фотосфере устанавливается универсальная температура порядка 3000–4000 К. Звезда медленно сжимается, сохраняя эффективную температуру и уменьшая болометрическую светимость (стадия Хаяши).

Светимость звезды на конвективной стадии Хаяши определяется очевидным соотношением

$$\frac{L}{L_\odot} = \left(\frac{T_{eff}}{T_\odot} \right)^4 \left(\frac{R}{R_\odot} \right)^2 \simeq 400 \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^2.$$

(В числовой оценке учтено (5.3) и принято $T_{eff}/T_\odot \approx 1/2$). Такие объекты наблюдаются как мощные ИК источники в областях звездообразования. Время сжатия зависит от способности излучать выделяемую гравитационную энергию,

$$t \sim \frac{GM^2}{RL} \simeq \frac{GM^2}{4\pi R^3 \sigma_B T_{eff}^4} \sim 8 \cdot 10^7 \bar{\rho} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ лет.}$$

Как только температура и плотность в центре звезды возрастут до значений, при которых начнутся ядерные реакции, молодая звезда превратится в обычную звезду на главной последовательности диаграммы Герцшпрунга–Рессела.

Разумеется, реальная картина сжатия молодых звезд существенно сложнее. В частности, мы пренебрегали эффектами магнитного поля и вращения. Как и на более ранних стадиях, оба эффекта препятствуют сжатию протозвезд. Также важно, что массивная молодая звезда оказывается окруженной непрозрачной газопылевой средой, и требуется время, чтобы эта оболочка частично упала на звезду, а частично — была рассеяна лучевым давлением.

5.4. Стационарные звезды

Физическое состояние стационарных звезд определяется условиями гидростатического равновесия, когда макроскопические параметры (масса, радиус и т. д.) медленно изменяются на временах

много больших динамического времени $t_{ff} \sim 1/\sqrt{G\rho}$ и времени установления теплового равновесия. Несмотря на происходящее в центре энерговыделение, звезды не взрываются, их светимость меняется плавно.

5.4.1. Гидростатическое равновесие

Рассмотрим объем вещества dV с давлением P . Сила, стремящаяся расширить объем, $\mathbf{F} = -\int P d\mathbf{S}$, где $d\mathbf{S}$ – элемент замкнутой поверхности. Очевидно, если $P = const$, то $\mathbf{F} = 0$. Сила, действующая на элемент объема $dV = (\mathbf{r} \cdot d\mathbf{S})$, пропорциональна градиенту давления

$$d\mathbf{F}_p = -P d\mathbf{S} = -\mathbf{r} \frac{\partial P}{\partial \mathbf{r}} d\mathbf{S} = -\nabla P dV. \quad (5.4)$$

Сила гравитационного притяжения, действующая на элемент массы $dm = \rho dV$, $d\mathbf{F}_g = -\nabla \phi dm$, где $\phi(r) = -\int_r^\infty Gm(x)/x^2 dx$ – ньютоновский гравитационный потенциал. Таким образом, результирующая сила, действующая на элементарный объем в звезде,

$$d\mathbf{F} = -\nabla \phi dm - \nabla P dV. \quad (5.5)$$

В условиях равновесия суммарная сила равна нулю, откуда получаем уравнение гидростатического равновесия

$$\frac{1}{\rho} \nabla P + \nabla \phi = 0. \quad (5.6)$$

Для сферически-симметричного случая: $M(r) = \int_0^r 4\pi x^2 \rho(x) dx$, $\nabla \phi = GM(r)/r^2$ и

$$\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} + \frac{GM(r)}{r^2} = 0. \quad (5.7)$$

Для оценок по порядку величины можно пользоваться приближенной формой уравнения гидростатического равновесия

$$\frac{P}{\rho} \sim \frac{GM}{R}, \quad (5.8)$$

где M и R – масса и радиус звезды. Эта формула дает хорошее приближение для центрального давления в звездах главной последовательности.

5.4.2. Теорема вириала для звезды

Прямым следствием уравнения гидростатического равновесия (5.6) является *теорема вириала*, связывающая тепловую (кинетическую) и потенциальную (гравитационную) энергию стационарной звезды (см. также Приложение А.3). Переходя к лагранжевой массе $dm = 4\pi r^2 \rho(r) dr$ в сферическом слое в качестве независимой переменной, запишем (5.7) в виде:

$$4\pi r^2 \frac{dP}{dm} = -\frac{GM(r)}{r^2}. \quad (5.9)$$

Умножим обе части на $(r dm)$ и проинтегрируем от 0 до M . Интегрируя справа по частям, придем к выражению для гравитационной энергии шара U (она всегда отрицательна), а слева получим величину, пропорциональную тепловой энергии (она всегда положительна). В результате приходим к теореме вириала для самогравитирующихся газовых шаров

$$U = - \int_0^M \frac{GM(r)dm}{r} = -3 \int P dV \quad (5.10)$$

(при выводе использовано граничное условие $P|_{M(R)} = 0$ — равенство нулю давления на поверхности газового шара).

В важном частном случае политропного уравнения состояния² $P = K\rho^\gamma$, удельная внутренняя энергия $\epsilon = P/((\gamma - 1)\rho)$, поэтому получаем

$$U = -3(\gamma - 1)Q, \quad (5.11)$$

где $Q = \int \epsilon \rho dV$ — тепловая энергия.

Пример. Оценим характерную температуру в недрах Солнца. Считаем, что Солнце — однородный шар и состоит из идеального одноатомного газа, $\gamma = 5/3$. $Q \approx 3/2 \cdot NkT \approx 3/2 \cdot M/\mu RT$, $U \approx -3/4 GM^2/R$ и находим для $\mu \approx 0.6$ (с учетом молекулярного веса полностью ионизованной плазмы, состоящей по массе на 75 %

²Это уравнение состояния пригодно как для описания идеального невырожденного, так и вырожденного газа; в первом случае $\gamma = C_P/C_V$ — показатель адиабаты идеального газа, во втором случае $\gamma = d(\ln P)/d(\ln \rho)$ есть так называемый обобщенный показатель адиабаты, который меняется от значения 5/3 для нерелятивистского вырожденного электронного газа до 4/3 для ультрарелятивистского вырожденного электронного газа в зависимости от плотности вещества.

из водорода и на 25 % из гелия) $\langle T \rangle = \mu GM/(5R\mathcal{R}) \sim 10^7$ К. Более точные оценки приводят к значению около 15 млн. градусов для центра Солнца.

Рассмотрим два физически важных случая.

1) $\gamma = 5/3$. Этот показатель адиабаты соответствует идеальному одноатомному газу, а также нерелятивистскому вырожденному ферми-газу. Из (5.11) получаем $2Q = -U$, т. е. знакомый вид теоремы вириала в механике для движения тел в центрально-симметричном поле с потенциалом $\propto 1/r$.

2) $\gamma = 4/3$. Этот показатель адиабаты характерен для газа из релятивистских частиц (например, фотонов или безмассовых нейтрино), когда связь между давлением и плотностью энергии $P = \epsilon/3$, или для релятивистского вырожденного ферми-газа. В этом случае теорема вириала (5.11) для равновесной самогравитирующей конфигурации дает $Q = -U$, $E = Q + U = 0$, т. е. такая конфигурация находится в положении *безразличного* равновесия:

$$U \sim -GM^2/R = -GM^{5/3}\rho^{1/3},$$

$$Q \sim MP/\rho \sim MK\rho^{1/3}.$$

Полная энергия

$$E = U + Q = (-GM^{5/3} + KM)\rho^{1/3} = KM\rho^{1/3} \left(1 - \left(\frac{M}{M_0} \right)^{2/3} \right)$$

является линейной функцией $\rho^{1/3}$, и равновесие ($E = 0$) возможно только при одном значении массы: $M = M_0 = (K/G)^{3/2}$. При $M < M_0$ полная энергия положительна, $E > 0$, т. е. объект гравитационно не связанный и распадается ($\rho \rightarrow 0$). При $M > M_0$ полная энергия отрицательна, $E < 0$, и под действием малых радиальных возмущений система коллапсирует ($\rho \rightarrow \infty$).

Более аккуратный анализ устойчивости звезд с политропным уравнением состояния $P = K\rho^\gamma$ показывает, что динамическая неустойчивость всегда наступает при $\gamma < 4/3$.

Потеря механической устойчивости происходит в динамической шкале времени (т. е. за время свободного падения в гравитационном поле), $t_d \sim t_f \sim 1/\sqrt{G\rho} \approx 50(\text{мин})(\rho/\rho_\odot)^{-1/2}$. Потеря устойчивости, например, имеет место при гравитационном коллапсе ядер массивных звезд в конце их эволюции.

Отметим также, что теорема вириала для систем из многих частиц, устанавливающая связь между средней по времени кинетической энергией системы и ее потенциальной энергией, может быть получена не только из термодинамического рассмотрения, но и непосредственно из классических и квантовых уравнений движения. Она применима как для динамически устойчивых макроскопических систем (например, звездных скоплений), так и для квантовых систем (заряженные частицы в кулоновском поле).

5.4.3. Термическая устойчивость звезд.

Отрицательная теплоемкость

Рассмотрим теорему вириала для звезды из одноатомного идеального газа. Это хорошее приближение для вещества невырожденных звезд главной последовательности ($\gamma = 5/3$): $2Q = -U$, $E = Q + U = -Q$. Отсюда следует равенство $\Delta E = -\Delta Q$, т. е. увеличение полной энергии звезды ($\Delta E > 0$) приводит к ее расширению и, как следствие, к *охлаждению*, $\Delta Q < 0$, а уменьшение полной энергии звезды (например, за счет излучения), $\Delta E < 0$, — к сжатию и, как следствие, к *разогреву*, $\Delta Q > 0$. Иными словами, звезда, находящаяся в гидростатическом равновесии (т. е. подчиняющаяся теореме вириала), обладает *отрицательной теплоемкостью*: $E = U + Q = -Q = -C_v M \langle T \rangle$ (здесь $C_v > 0$ — удельная теплоемкость газа звезды), $dE/dT = -C_v M < 0$. Из-за отрицательной теплоемкости рост энерговыделения приводит к уменьшению температуры, что играет роль регулирующего механизма, поэтому термоядерные реакции в звездах идут в течение многих миллионов лет и не носят взрывной характер³.

Заметим, что теорема об отрицательной теплоемкости справедлива для любой стационарной системы в поле тяготения — например, спутник на стационарной орбите вокруг Земли: при торможении спутника в атмосфере (отбор энергии от системы Земля—спутник) он переходит на более низкую орбиту с увеличением скорости $v \sim 1/\sqrt{r}$ (аналог нагрева при потере энергии).

Характерное время установления теплового равновесия в звезде (т. н. тепловое время, или *время Кельвина—Гельмгольца*) также можно определить из теоремы вириала, приравняв его времени, необхо-

³Эти рассуждения не справедливы для вырожденного вещества, см. следующую главу.

димому для истощения запаса тепловой энергии при заданном темпе энергопотерь (т. е. светимости L). Имеем: $Q = -U/2 \sim GM^2/R$,

$$t_{KH} = \frac{Q}{L} = \frac{GM^2}{RL} \approx 30 \text{ (млн. лет)} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-2} \quad (5.12)$$

(во втором равенстве использовано соотношение масса–радиус и масса–светимость для нормальных звезд околосолнечной массы: $R \sim M$, $L \sim M^3$, см. раздел 5.7). В XIX в. Кельвин и Гельмгольц именно так оценивали продолжительность жизни Солнца. Любопытно, что Кельвин не принимал теорию эволюции Дарвина (которая требовала миллиардов лет для развития видов) именно на основании своего заключения о возрасте Солнца в 30 млн. лет! В начале XX в., когда стало ясно, что возраст Земли намного превосходит 30 млн. лет, возникла необходимость поиска источника энергии Солнца и звезд. Таким источником оказались термоядерные реакции синтеза тяжелых элементов из водорода и гелия.

5.5. Ядерные реакции в звездах

Запасы ядерной энергии в звездах существенно превышают запасы тепловой энергии. Запас ядерной энергии $\Delta E_n = \eta_n M_c c^2$, где $M_c \sim 0.1M$ — масса ядра звезды, где могут идти термоядерные реакции синтеза, η_n — эффективность ядерных реакций. При синтезе гелия из водорода, который происходит на стадии главной последовательности звезд на диаграмме Герцшпрунга–Рессела, суммарная реакция сводится к образованию одного ядра гелия из 4-х протонов, $4p \rightarrow {}_2^4\text{He}$. Выделяемая при этом энергия определяется дефектом массы образующегося атома гелия:

$$\delta E = (4m_p - m_{He})c^2 = 27.3 \text{ МэВ}, \quad (5.13)$$

т. е. примерно 7 МэВ на нуклон.⁴ Как увидим ниже, не вся выделяющаяся энергия идет в тепло, небольшая часть (0.6 МэВ) уносится нейтринами, для которых Солнце прозрачно. Энергия покоя нуклона почти 1 ГэВ, т. е. эффективность синтеза гелия из водорода

⁴ В сжимающихся молодых звездах этой основной реакции предшествуют реакции термоядерного «горения»дейтерия, трития, лития, бериллия, бора. Но их количество слишком мало, чтобы эти реакции могли остановить сжатие.

$\eta_n \approx 0.007$. Следовательно, характерное время пребывания звезды на стадии главной последовательности:

$$t_n = \frac{\eta_n M_c c^2}{L} \sim 10^{10} \text{ (лет)} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-2}, \quad (5.14)$$

(здесь учтено эмпирическое соотношение масса–светимость для звезд главной последовательности $L \sim M^3$, вывод которого приводится ниже).

Замечания:

1. Поскольку время термоядерного горения водорода t_n сильно зависит от массы звезды (примерно как M^{-2}), звезда с массой в 10 солнечных эволюционирует в 100 раз быстрее Солнца!

2. Стадия термоядерного горения водорода в ядре звезды — самая длительная. Все последующие стадии (превращение гелия в углерод и т. д.) составляют всего лишь 10% от t_n . Это связано с несколькими фактами. Скорости термоядерных реакций очень чувствительны к температуре, а для реакций синтеза более тяжелых элементов центральная температура должна быть намного выше (требуется преодоление более высокого кулоновского барьера $\sim Z^2$, где Z — заряд ядра), и поэтому, когда эти реакции начинаются, при высокой температуре они протекают очень быстро. Вследствие энергетических потерь температура в центре достаточно массивной звезды непрерывно повышается во время ее эволюции из-за отрицательной теплопроводности звезды.

С использованием теоремы вириала $2Q+U=0$, характерная температура в звезде типа Солнца может быть оценена как

$$T_c \sim \frac{\mu GM}{\mathcal{R}R} \sim 10^7 K \approx 1 \text{ кэВ.}^5 \quad (5.15)$$

Для полностью ионизованной плазмы солнечного химсостава $\mu \approx 0.6$. Таким образом, средняя кинетическая энергия частиц в недрах Солнца $\langle E \rangle \sim 1 \text{ кэВ}$. С другой стороны, чтобы могла происходить реакция соединения двух протонов в ядродейтерия, требуется преодолеть кулоновский барьер $U_C = e^2/r$. Реакция пойдет при сближении протонов на расстояние действия ядерных сил порядка 1 Ферми $\sim 10^{-13} \text{ см}$ (по порядку величины это длина волны де Броиля для протона $\lambda_p = \hbar/m_p c$). Таким образом, кулоновский

⁵Напомним, что температура в 1 эВ примерно соответствует 11600 К.

барьер для взаимодействия двух протонов $U_C \simeq e^2/\lambda_p = \alpha m_p c^2 \sim 1$ МэВ ($\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$ – постоянная тонкой структуры).

Газ в центре Солнца вполне идеален (т. е. кулоновской энергией взаимодействия частиц можно пренебречь по сравнению с кинетической энергией теплового движения), и частицы движутся со скоростями, соответствующими максвелловскому распределению $f(v)dv \sim v^2 e^{-v^2/kT}$. Доля протонов с энергией $E \sim m_p v^2 > U_C$ пропорциональна $\exp[-(1\text{кэВ}/1\text{МэВ})^2] \sim e^{-1000} \sim 10^{-430}$, что безнадежно мало даже для звезд с числом частиц $N \sim 10^{57}$. Поэтому,казалось бы, при таких условиях ядерные реакции исключены.

Как было впервые показано Г. А. Гамовым, ядерные реакции в центре звезд все же возможны благодаря эффекту *квантовомеханического туннелирования* частиц под кулоновский барьер. Импульс частицы в квантовой механике $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$, где $|\mathbf{k}| = 2\pi/\lambda$ – волновое число. Движению частицы с зарядом $Z_1 e$ и импульсом \mathbf{p} соответствует волновая функция $\psi \sim e^{ikx} \sim e^{i(p/\hbar)x} \sim e^{i/\hbar \int p dx}$. Кинетическая энергия частицы с полной энергией E_0 есть $p^2/2m = E_0 - U$, где $U = Z_1 Z_2 e^2/r$ – потенциальная энергия кулоновского взаимодействия с другой частицей с зарядом $Z_2 e$. Отсюда $p = \sqrt{2m(E_0 - U)}$. В классической механике при $E_0 \leq U$ происходит отражение частицы от потенциального барьера, т. е. частица не проникает в область $r < r_1 = Z_1 Z_2 e^2/E_0$. В квантовой механике при рассмотрении $r < r_1$ имеем: $p = i\sqrt{2m(U - E_0)}$ и волновая функция частицы $\psi \sim \exp[-1/\hbar \int_r^{r_1} \sqrt{2m(U - E_0)} dx]$. Это означает, что всегда есть отличная от нуля вероятность подбарьерного перехода. Расчет показывает, что вероятность нахождения частицы под барьером ($r < r_1$)

$$w = |\psi|^2 \sim \exp[-2/\hbar \int_0^{r_1} \sqrt{2m(U - E_0)} dx] \sim e^{-\sqrt{\frac{A}{E_0}}}, \quad (5.16)$$

где

$$A \sim Z_1 Z_2 e^4 m_p / \hbar^2 \sim Z_1 Z_2 \alpha^2 m_p c^2 \quad -$$

постоянная, называемая энергией Гамова. Именно из-за малости α вероятность подбарьерного перехода значительна даже для частиц с энергией $E_0 \sim kT \ll U_C \sim \alpha m_p c^2$. Интегрируя для максвеллов-

ского распределения частиц с энергией $E > E_0 \sim e^{-\frac{E_0}{T}}$, получаем скорость реакции

$$\langle \sigma v_0 \rangle [\text{см}^3/\text{с}] \sim \int e^{-\sqrt{A/E}-E/T} dE. \quad (5.17)$$

При концентрации взаимодействующих частиц n характерное время между взаимодействиями есть просто $\tau \sim 1/(n\sigma v_0)$.

Не имея здесь места для более подробного изложения, отошлем интересующихся читателей к глубокой монографии Д. А. Франк-Каменецкого «Физические процессы внутри звезд», М.: Физматгиз, 1959. Окончательный ответ для скорости реакции:

$$\langle \sigma v_0 \rangle \sim \exp \left[- \left(\frac{\alpha_G}{kT} \right)^{1/3} \right], \quad (5.18)$$

где $\alpha_G \approx Z_1 Z_2 A$ — энергия, характеризующая взаимодействующие ядра с зарядами Z_1, Z_2 .

Полученный закон роста скорости реакций $\exp[-1/T^{1/3}]$ с температурой отражает увеличение вероятности просачивания через барьер с ростом T , которое происходит значительно быстрее, чем уменьшение доли частиц с требуемой энергией при максвелловском распределении по скоростям.

Знание скорости реакции позволяет легко рассчитать изменение со временем концентрации $n_i \rightarrow n_k$ взаимодействующих ядер i, k при их соударениях:

$$dn_i/dt = -dn_k/dt = -n_i n_k \langle \sigma v \rangle_{ik}.$$

Из этого следует, что в расчете на единицу массы вещества энерговыделение в ядерных реакциях пропорционально первой степени концентрации частиц и некоторой функции от температуры, определяющей скорость реакции.

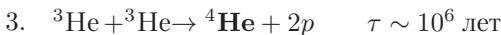
Рассмотрим теперь некоторые особенности основных термоядерных реакций, происходящих в звездах главной последовательности.

5.5.1. pp-цикл (Г. Бете, 1939)

Горение водорода с образованием гелия через pp-цикл преобладает в звездах небольших масс $M \lesssim 1.3M_\odot$.

1. $\text{p} + \text{p} \rightarrow {}^2\text{D} + e^+ + \nu_e$ ($E_{\nu,pp} < 0.42\text{МэВ}$) $\tau \sim 10^{10}$ лет
2. ${}^2\text{D} + \text{p} \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$ $\tau \sim 1.5$ сек

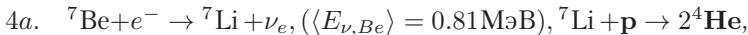
Для условий в центре Солнца с вероятностью 65%:



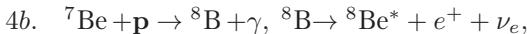
или (35%)



после чего



или (гораздо менее вероятно)



($\langle E_{\nu, B} \rangle \sim 8 - 14 \text{ МэВ}$), после чего возбужденное ядро ${}^8\text{Be}^*$ распадается на два ядра гелия: ${}^8\text{Be}^* \rightarrow {}^2{}^4\text{He}$.

Таким образом, во всех ветвях (1–3 и 1–4) реакция завершается возникновением одного ядра ${}^4\text{He}$ из четырех протонов (выделены жирным шрифтом); никакие элементы, кроме водорода, не расходуются.

Замечания:

А) Первая реакция самая медленная, т. к. идет по каналу слабого взаимодействия. Именно она определяет темп энерговыделения на грамм вещества и время жизни звезды на главной последовательности.

Б) Дейтерий (вторая реакция) быстро вступает в реакцию с образованием гелия–3, равновесная концентрация дейтерия определяется отношением времен реакций (1) и (2), т. е. $\sim 10^{-17}$. Это важное свойство дейтерия быстро «выгорать» в звездах позволяет считать большую часть дейтерия в межзвездной среде первичным, т. е. образованным при первичном нуклесинтезе в ранней Вселенной. Изменение содержания первичного дейтерия — важнейший тест теории первичного нуклесинтеза (см. главу 12).

В) Эффективность энерговыделения на грамм вещества зависит от температуры в высокой степени:

$$\epsilon_n [\text{ эрг}/(\text{г} \cdot \text{с})] \sim \rho T^{4\dots 8} \quad (5.19)$$

(плотность ρ входит в первой степени, т. к. расчет энерговыделения ведется на единицу массы). Отметим низкую среднюю «калорийность» ядерных реакций: $L_\odot/M_\odot = 2 \text{ эрг}/(\text{г} \cdot \text{с})$ — примерно такое же энерговыделение имеет место в процессе химического разложения органических веществ.

5.5.2. Проблема солнечных нейтрино

При образовании атома гелия из четырех протонов нейтрино уносят энергию около 0.6 МэВ. Количество нейтрино N_ν , излучаемых Солнцем, определяется светимостью Солнца, т. к. в термоядерных реакциях в Солнце при выделении 26.7 МэВ рождается два нейтрино. Отсюда следует $dN_\nu/dt = 2L_\odot/(26.7 \text{ МэВ}) \simeq 1.8 \cdot 10^{38} \text{ нейтрино/с}$. Поток солнечных нейтрино на Земле $F_\nu = N_\nu/4\pi(1\text{a.e.})^2 \sim 10^{11} \text{ частиц}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ (см. рис. 5.2). Отметим, что солнечные нейтрино имеют довольно широкий энергетический спектр, вплоть до энергий 14 МэВ.

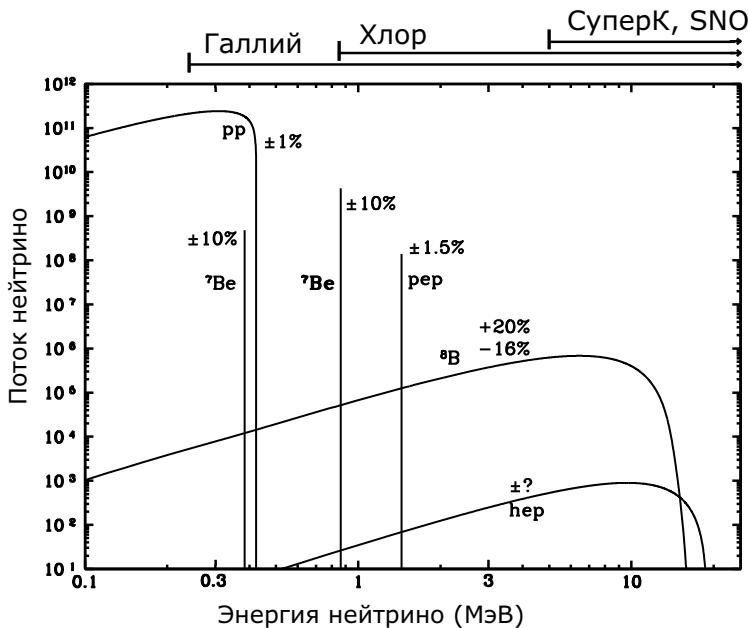


Рис. 5.2. Расчетный спектр потока солнечных нейтрино на Земле (в единицах [нейтрино/(см²·с·МэВ)]) в стандартной модели Солнца (J. Bahcall, M. Pinsonneault 2000) от различных реакций pp-цикла и эксперименты, способные регистрировать нейтрино различных энергий. Процентами указаны теоретическая неопределенность потока соответствующих нейтрино.

Прямая проверка теории строения Солнца — наблюдение солнечных нейтрино наземными нейтринными детекторами (рис. 5.2).

Электронные нейтрино высоких энергий (реакция 4b) регистрируются в хлор–аргонных экспериментах (эксперименты Дэвиса), которые устойчиво показывают недостаток нейтрино по сравнению с теоретическим значением для стандартной модели Солнца. Нейтрино низких энергий, возникающие непосредственно в pp-реакции, регистрируются в галлий–германиевые экспериментах (GALLEX в Гран Сассо (Италия–Германия) и SAGE на Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН (Россия–США). Результаты этих экспериментов также постоянно показывают дефицит наблюдаемого потока нейтрино (по результатам 1990–1995 гг. измеренный поток нейтрино составил $70 \pm 15(1\sigma)$ SNU («standard neutrino units»), в то время как в стандартной модели Солнца ожидается 122 SNU).

Если нейтрино имеют отличную от нуля массу покоя (современное ограничение из эксперимента на массу покоя электронного нейтрино составляет около 1 эВ), возможны осцилляции (превращения) различных сортов нейтрино друг в друга или в правополяризованные (стерильные) нейтрино, которые не взаимодействуют с веществом. Идея осцилляций солнечных нейтрино принадлежит выдающемуся итальянскому физику Б. Понтекорво (1968), работавшему в СССР. Позднее было показано, что осцилляции могут быть усилены при распространении нейтрино в веществе (эффект Михеева–Смирнова (1986)–Вольфенштейна (1978)). Мюонные и тау–нейтрино имеют гораздо меньшие сечения взаимодействия с веществом, чем электронное нейтрино, возникающее при ядерных реакциях в Солнце, поэтому наблюдаемый дефицит нейтрино может быть объяснен без изменения стандартной модели Солнца.

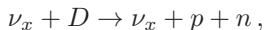
Осцилляции солнечных нейтрино были экспериментально обнаружены в 2001 г. на нейтринной обсерватории Садбэри (SNO) в Канаде. Установка SNO представляет собой сосуд, содержащий 1000 тонн сверхчистой тяжелой воды D_2O с небольшим добавлением соли $NaCl$, расположенный глубоко под землей. Объем просматривается 9456 фотоумножителями (ФЭУ), которые регистрируют чerenковское излучение быстрых электронов, возникающих при взаимодействии энергичных нейтрино с атомами дейтерия по трем каналам:

1) Реакция диссоциации ядра дейтерия (CC), в которой участвуют только электронные нейтрино

$$\nu_e + D \rightarrow p + p + e^-.$$

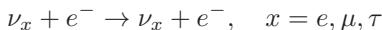
По этой реакции можно измерить поток электронных нейтрино, возникающих при распаде ядер ${}^8\text{B}$.

2) Реакция диссоциации ядра дейтерия (NC), в которой участвуют нейтрино всех сортов



где индекс x относится к электронным (e), мюонным (μ) или тау (τ)-нейтрино. Во втором случае образующийся нейтрон захватывается ядрами атомов в молекулах NaCl, а возбужденное состояние ядра распадается с испусканием фотона, который и детектируется ФЭУ. Это свойство позволяет отделить события, идущие по NC-каналу. По этой реакции можно измерить суммарный поток всех сортов нейтрино, попавших на детектор.

3) Реакция упругого рассеяния на электроне (идет через каналы CC и NC для всех сортов нейтрино)



(регистрируется также японским детектором Супер Камиоканда — «SK», использующим чистую воду в качестве детектора). В этой реакции измеряется сумма потоков электронных нейтрино и нейтрино других сортов (μ, τ), однако уменьшенного в 6.5 раз из-за меньшего сечения рассеяния мю и тау-нейтрино на электронах.

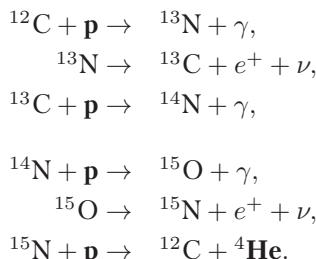
Сравнивая темп регистрации событий по каналам CC (с участием только электронных нейтрино) и NC (с участием нейтрино всех сортов), можно определить, есть ли в потоке нейтрино от Солнца, мюонные и тау-нейтрино. Детекторы SK и SNO регистрируют одни и те же энергичные нейтрино, возникающие при распаде радиоактивного бора ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e$ (см. рис. 5.2). Если бы осцилляций электронных нейтрино не происходило, то, очевидно, поток регистрируемых CC-нейтрино и NC-нейтрино был бы одинаков. При наличии осцилляций $\nu_e \rightarrow \nu_{\mu, \tau}$ поток NC-нейтрино должен возрастать. Как показали эксперименты, NC+CC-события в реакторе SK выше, чем CC-события в реакторе SNO.

Результат имеет высокую значимость и является самым сильным подтверждением осцилляций электронных нейтрино от Солнца в другие сорта (мюонные и тау). Анализ показывает, что эти данные лучше всего соответствуют решению т. н. полного смешивания нейтрино при распространении в веществе (эффект Михеева—Смирнова—Вольфенштейна). Осцилляции электронных нейтрино в

стерильные также пока не исключены, однако доля электронных нейтрино, осциллирующих в стерильное состояние, менее 30%. В 2002 году за решение проблемы солнечных нейтрино Р. Дэвису (США, создателю первого хлор-аргонного нейтринного детектора Брукхэвенской Национальной лаборатории) и М. Кошибе (Япония, один из создателей детектора Супер-Камиоканда) была присуждена Нобелевская премия по физике.

5.5.3. CNO-цикл

В звездах массивнее Солнца переработка водорода в гелий осуществляется преимущественно в цепочке реакций, называемых циклом CNO⁶. В этой цепочке реакций ядро углерода выступает в роли катализатора, т. е., в конечном счете, в CNO-цикле, как и в pp-цикле $4\text{p} \rightarrow {}^4\text{He}$:



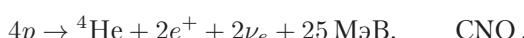
Замечания

А) Как и в pp-цикле, ключевыми реакциями, определяющими скорость всей цепочки, являются реакции 2 и 5, которые идут по каналу слабого взаимодействия с испусканием нейтрино.

Б) Энерговыделение на единицу массы чрезвычайно сильно зависит от температуры:

$$\epsilon [\text{ эрг}/(\text{г} \cdot \text{с})] \sim \rho T^{16\dots 18}.$$

В) Суммарное энерговыделение в обоих циклах примерно одинаково:



⁶Доля энерговыделения в Солнце за счет CNO-цикла около 10%.

В CNO-цикле нейтрино уносят несколько больше энергии, чем в водородном (следствие того, что реакции идут при более высокой температуре).

5.5.4. О характере движения квантов в недрах Солнца и звезд

Фотоны появляются в зоне ядерных реакций в недрах Солнца, где плотность вещества около $150 \text{ г}/\text{см}^3$, а температура — около 1 кэВ. Физические условия в недрах Солнца и звезд с хорошей точностью соответствуют полному термодинамическому равновесию, поэтому энергия рождающихся фотонов распределена по закону Планка для АЧТ с температурой $\sim 1 \text{ кэВ}$ (жесткий рентгеновский диапазон). Если нейтрино, имеющие ничтожное сечение взаимодействия с веществом ($\approx 10^{-44} \text{ см}^2$), свободно (за время $R_\odot/c \sim 2 \text{ с}$) покидают Солнце, то фотоны многократно поглощаются и рассеиваются⁷, пока достигнут внешних более прозрачных слоев атмосферы Солнца. Видимая «поверхность» Солнца — поверхность оптической толщины $\tau \approx 1$ (оптическая толщина отсчитывается от наблюдателя вглубь Солнца) — называется фотосферой, ее эффективная температура, определяемая из соотношения $L_\odot = 4\pi R^2 \sigma_B T_{eff}^4$, равна $\approx 5800 \text{ К}$ и характеризует физическое состояние внешних слоев Солнца. Температура быстро растет с глубиной.

При малых отклонениях от термодинамического равновесия (когда длина свободного пробега фотонов l мала по сравнению с размерами рассматриваемой области) перенос лучистой энергии хорошо описывается *диффузионным приближением* (см. подробнее Приложение С.2). В этом приближении

[поток энергии] = $-[\text{коэффиц. диффузии}] \times \nabla [\text{плотность энергии}]$:

$$F = -D \nabla \epsilon_r. \quad (5.20)$$

Здесь коэффициент диффузии $D = c\bar{l}/3$, а средняя длина свободного пробега фотонов \bar{l} определяется коэффициентом непрозрачности \varkappa [$\text{см}^2/\text{г}$]

$$\bar{l} = \frac{1}{\varkappa\rho}. \quad (5.21)$$

Например, для не слишком горячей плазмы основную роль играет тормозное (свободно–свободное) и свободно–связанное поглоще-

⁷Средняя длина свободного пробега в центре Солнца по томсоновскому рассеянию $l = 1/(n\sigma T) \sim 0.03 \text{ см}$

ние. Для поглощения, связанного со свободно–свободными переходами электронов,

$$l_{\nu}^{ff} \sim \sqrt{T} \frac{\nu^3}{1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}}, \quad (5.22)$$

и средний коэффициент непрозрачности⁸, который определяет перенос тепловой энергии фотонами (т. н. крамерсовская непрозрачность),

$$\varkappa_{ff} \simeq 7 \cdot 10^{22} (\text{см}^2/\text{Г}) \frac{\rho}{T^{7/2}}. \quad (5.23)$$

В общем случае коэффициент непрозрачности может быть записан как степенная функция от плотности и температуры вещества $\varkappa = \rho^m T^n$, где показатели степени m, n зависят от химического состава плазмы и ее температуры. Его зависимость от температуры может быть как обратная, так и прямая, т. е. непрозрачность может как уменьшаться, так и увеличиваться с ростом температуры при различном физическом состоянии плазмы. На этом основан механизм пульсации некоторых звезд (цефеид).

В горячих звездах большой массы длина свободного пробега кванта определяется томсоновским рассеянием на свободных электронах (т. е. классическим рассеянием без изменения энергии рассеиваемого кванта). Поскольку в нерелятивистском пределе для квантов с энергией $h\nu \ll m_e c^2 \simeq 511 \text{ кэВ}$ томсоновское рассеяние не зависит от энергии фотона, томсоновская непрозрачность постоянна,

$$\varkappa_T = \frac{\sigma_T}{m_p} \approx 0.4 \text{ см}^2/\text{Г}. \quad (5.24)$$

Плотность энергии равновесного излучения (см. главу 2):

$$\epsilon_r = a_r T^4, \quad (5.25)$$

а поток энергии в сферически-симметричном случае связан со светимостью на данном радиусе $L(r)$ соотношением

$$F = \frac{L(r)}{4\pi r^2}. \quad (5.26)$$

⁸ В диффузионном приближении для переноса излучения используется т.н. расселандово среднее – см. Приложение С.2.

Подставляя (5.21), (5.25) и (5.26) в уравнение (5.20), получаем обыкновенное дифференциальное уравнение для изменения температуры по радиусу в приближении лучистой теплопроводности:

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3}{4a_r c} \frac{\varkappa \rho}{T^3} \frac{L(r)}{4\pi r^2}. \quad (5.27)$$

К этому уравнению, при применении его к внутреннему строению звезд, следует сделать одно замечание. Поток тепла из зоны ядерных реакций наружу на данном радиусе определяется эффективностью энерговыделения $\epsilon(r)$, и для поддержания стационарного теплопереноса излучением градиент температуры, согласно (5.27), должен все время «подстраиваться» под изменение температуры и непрозрачности. При увеличении $L(r)$ на некотором радиусе значение градиента температуры может стать столь большим, что диффузационного переноса окажется недостаточно для переноса тепла наружу, и появятся условия для возникновения крупномасштабных движений вещества по радиусу (конвекция). В конвективной зоне установится свой градиент температуры, соответствующий адиабатическому состоянию, при котором энтропия газа не изменяется вдоль радиуса (см. задачу 3 в конце этой главы).

В качестве важного примера оценим **время диффузии фотонов из центра Солнца**. При температуре больше 2 млн. градусов энергия переносится излучением (фотонами). Основной вклад в непрозрачность обусловлен рассеянием фотонов на электронах (томсоновское рассеяние). Эта зона простирается примерно до 2/3 радиуса Солнца ($\sim 4 \cdot 10^{10}$ см). При больших оптических толщинах движение кванта носит характер случайных блужданий, что математически описывается уравнением диффузационного типа (см. Приложение C.2). Время диффузии фотонов из ядра до границы зоны лучистого переноса $t_d \sim R^2/D$, где $D = cl/3$ – коэффициент диффузии, $l = 1/(n\sigma) = 1/\rho\varkappa$ – длина свободного пробега фотона. Используя численные значения для ρ и \varkappa получаем:

$$t_d \sim \left(\frac{R_\odot}{c} \right) \left(\frac{R_\odot}{l} \right) \sim 10^5 \text{ лет.}$$

При понижении температуры непрозрачность солнечного вещества возрастает (см. закон Крамерса (5.23) для свободно–свободного поглощения) из-за многочисленных линий железа и других тяжелых элементов и становится настолько большой ($\varkappa \sim 40 \text{ см}^2/\text{г}$),

что стационарный поток тепла изнутри не может обеспечиваться диффузией фотонов, в результате чего возникают крупномасштабные конвективные движения вещества. Поэтому примерно 1/3 радиуса Солнца занимает конвективная зона. Время подъема конвективной ячейки в подфотосферные слои сравнительно невелико, несколько десятков лет.

Этот пример показывает, что время выхода тепловой энергии из недр Солнца (лучистая теплопроводность + конвекция) порядка нескольких сотен тысяч лет, что примерно в 100 раз меньше теплового времени Кельвина–Гельмольца (30 млн. лет). Отношение этих времен примерно равно доле энергии фотонов в полной тепловой энергии Солнца. Это утверждение следует из того, что за время диффузии квантов из центра Солнца при светимости L выходит энергия излучения $E_r = Lt_d$, а тепловое время t_{KH} определяется расходом запасенной тепловой энергии при заданной светимости: $Q = Lt_{KH}$.

5.5.5. Происхождение химических элементов до элементов железного пика

Химические элементы (до группы железа) возникли в звездах как результат взаимодействия протонов с последующим усложнением ядер уже возникших элементов, в основном, путем присоединения к ним протонов и α -частиц в условиях высоких температур.

^1H (протоны) имеют космологическую природу и возникли вблизи момента сингулярности (эпоха бариогенеза, см. главу 12). Легкие элементы: ^2H , ^4He , и часть ^7Li образовались на дозвездной стадии эволюции Вселенной в первые несколько минут после начала расширения, в эпоху первичного нуклеосинтеза.

В настоящую эпоху ^4He образуется в звездах всех масс. Li, Be, B — образовались, в основном, при взаимодействии космических лучей с атомами межзвездной среды. В звездах они быстро «выгружаются». C, N, O — возникают в основном в звездах умеренных масс (чуть больше солнечной). Элементы от ^{20}Ne до элементов группы железа (^{56}Fe , ^{59}Ni) возникают в сверхгигантах с $M > 20M_\odot$. Они образуются путем последовательного присоединения α -частиц к ядрам ^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si , и захвата нейтронов, при котором возникают ядра с атомным весом, не кратным 4. Элементы за группой железа рождаются на конечных стадиях эволюции звезды — на стадии красного гиганта и при вспышках сверхновых. Вопросы их образования обсуждаются в дальнейших главах.

5.5.6. Уравнения внутреннего строения звезд и Солнца

Теперь мы можем привести основные уравнения, которые описывают внутреннее строение звезд (и Солнца). Пусть L , M и R – светимость, масса и радиус звезды, X , Y , Z – относительное содержание по массе водорода, гелия и более тяжелых элементов ($X + Y + Z = 1$), соответственно, \varkappa – коэффициент непрозрачности звездного вещества ($d\tau = \varkappa \rho dr$).

1) Уравнение гидростатического равновесия:

$$\frac{dP}{dr} = -\rho \frac{GM(r)}{r^2} \quad (5.28)$$

2) Уравнение состояния:

$$P = P_{gas} + P_{rad}, \\ P_{gas} = \frac{\rho \mathcal{R}T}{\mu(X, Y, Z)}, \quad P_{rad} = \frac{a_r T^4}{3}, \quad (5.29)$$

где μ – молекулярный вес звездного вещества. Например, для полностью ионизованной плазмы $1/\mu = 2X + (3/4)Y + (1/2)Z$; для Солнца $X \approx 0.75$, $Y \approx 0.23$, $Z \approx 0.02$ и $\mu_\odot \approx 0.6$ (за исключением фотосферы, где водород и гелий частично ионизованы и ядра, где химический состав изменен из-за ядерных реакций).

3) Связь массы и плотности:

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r). \quad (5.30)$$

4) Условия нормировки:

$$\int_0^R 4\pi r^2 \rho(r) dr = M, \quad \int_0^R 4\pi r^2 \rho(r) \varepsilon(r) dr = L, \quad (5.31)$$

где $\varepsilon(r)$ – темп выделения термоядерной энергии в элементе единичной массы при тех значениях T и ρ , которые существуют на расстоянии r от центра звезды.

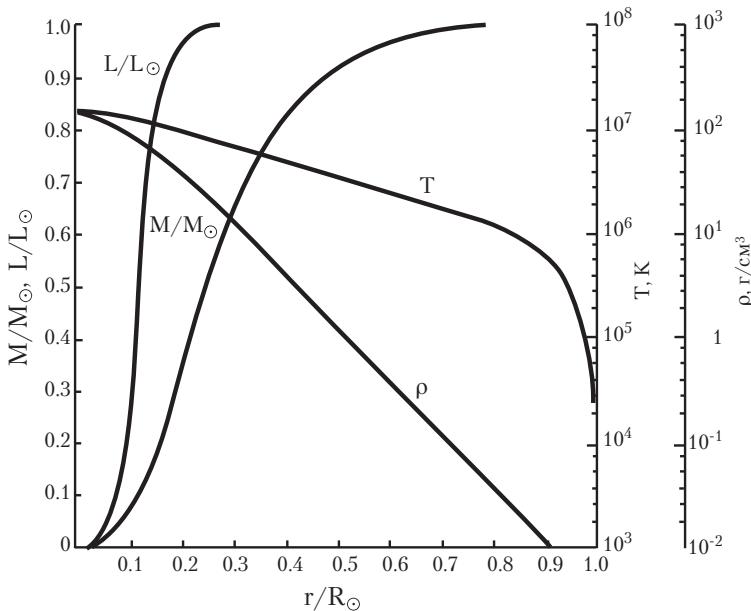


Рис. 5.3. Схема, иллюстрирующая внутреннее строение Солнца в стандартной модели с химическим составом $X = 0.708$, $Y = 0.272$, $Z = 0.020$, центральной плотностью $\rho_c = 158 \text{ г см}^{-3}$ и центральной температурой $T_c = 1.57 \cdot 10^7 \text{ К}$. По работе Guenther et al. ApJ, v. 387, p. 372 (1992).

Для того, чтобы получить решение уравнений и рассчитать плотность и температуру внутри звезды, к этим уравнениям добавляют:

5) **Уравнение переноса** энергии от центра к краю (уравнение энергетического баланса (5.27)). При наличии конвекции это уравнение заменяется на уравнение для адиабатического градиента температуры:

$$\frac{dT}{dr} \Big|_{ad} = -\frac{1}{c_p} \frac{GM(r)}{r^2} \quad (5.32)$$

(здесь c_p — удельная теплоемкость газа при постоянном давлении).

6) Уравнение, описывающее энерговыделение в ядре:

$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r) \varepsilon, \quad \varepsilon = \varepsilon(T, \rho, X, Y), \quad (5.33)$$

где ε — удельное энерговыделение.

Распределения $\rho(r)$, $M(r)$, $L(r)$ и $T(r)$ для стандартной модели Солнца показаны на рис. 5.3. Параметры внутренней структуры Солнца приведены в Таблице 5.1.

Таблица 5.1. Границы зон внутреннего строения Солнца и их химический состав

Область	Размер в ед. $R_{\odot} \approx 7 \cdot 10^{10}$ см	Химический состав и физическое состояние
Ядро	0.2	В центре: He(0.63), H(0.35), металлы (0.02), полная ионизация
Зона лучистой теплопроводности	0.5	He(0.23), H(0.75), металлы (0.02), высокая ионизация
Конвективная зона	0.3	низкая степень ионизации
Фотосфера	0.002	низкая степень ионизации
Граница фотосферы	1.000	
Хромосфера	0.02	низкая степень ионизации
Корона	≈ 5	высокая степень ионизации

5.6. Роль давления излучения в массивных звездах. Эддингтоновский предел светимости

В недрах звезд существенную роль может играть давление излучения. Из-за высокой непрозрачности во внутренних частях звезды условия близки к ТДР, поэтому с высокой точностью давление излучения определяется формулой для абсолютно черного тела

$$P_r = \frac{a_r T^4}{3}, \quad (5.34)$$

где $a_r = 4\sigma_B/c$ — постоянная излучения (см. главу 2). Чем массивнее звезда, тем выше температура в ее центральных частях, и тем большую роль начинает играть давление излучения.

Следуя Эддингтону, можно ввести параметр, характеризующий вклад давления излучения в полное давление,

$$\beta = \frac{P_g}{P_g + P_r},$$

где P_g — газовое давление. Очевидно, $\beta \rightarrow 0$ в случае преобладания давления излучения. Уравнения внутреннего строения звезды лег-

ко обобщаются с учетом давления излучения (5.34). Для этого везде под давлением нужно понимать полное давление $P_{tot} = P_g + P_r = P_g/\beta$. Отметим несколько важных следствий такого обобщения.

1. Из уравнения гидростатического равновесия (5.28) для центральных значений давления и плотности

$$\frac{P_c}{\rho_c} \sim \frac{GM}{R}$$

с учетом замены $P_c \rightarrow P_c/\beta$ и соотношения $R \sim (M/\rho)^{1/3}$ следует

$$P_c \sim GM^{2/3} \rho_c^{4/3} \beta,$$

откуда с использованием соотношения для идеального газа $P_c \sim \rho_c T_c / \mu_c$ получаем:

$$\frac{T_c^3}{\rho_c} \sim M^2 \beta^3 \mu_c^3. \quad (5.35)$$

Поскольку $P_r \sim T^4$, а $P_g \sim \rho T$, можно записать: $T_c^3 / \rho_c \sim P_{r,c} / P_{g,c} = (1 - \beta) / \beta$, и мы приходим к зависимости:

$$\frac{1 - \beta}{\beta^4} \sim M^2 \mu_c^4,$$

откуда при малых β следует $\beta \sim 1/\sqrt{M}$, то есть чем массивнее звезда, тем больше в ней роль давления излучения. Точное выражение (Эддингтон) имеет вид:

$$\frac{M}{M_\odot} \simeq 18 \frac{\sqrt{1 - \beta}}{\mu_c^2 \beta^2}.$$

Например, для звезд с массой около 150 солнечных при $\mu_c = 0.6$ получаем $\beta \simeq 0.55$ — в самых массивных звездах даже на главной последовательности газовое давление оказывается очень существенным!

2. Подставим $P_r = (1 - \beta)P_{tot}$ в уравнение радиационного теплопереноса (5.27), переписав последнее в виде:

$$\frac{L(r)}{4\pi r^2} = -\frac{c}{\kappa\rho} \frac{d}{dr} \left(\frac{a_r T^4}{3} \right).$$

Получим:

$$L(r) = -\frac{4\pi r^2 c}{\kappa\rho} \frac{d}{dr} (1 - \beta) P_{tot}.$$

Будем считать, что β не зависит от радиуса (это справедливое допущение для самых массивных звезд). Тогда, подставляя в эту формулу градиент полного давления из уравнения гидростатического равновесия (5.28), получаем:

$$L(r) = (1 - \beta) \frac{4\pi GM(r)c}{\varkappa}. \quad (5.36)$$

Это означает, что при постоянном отношении давления излучения к полному давлению светимость на каждом радиусе определяется только массой, заключенной внутри этого радиуса, и непрозрачностью звездного вещества. При $\beta \rightarrow 0$ из этой формулы получается замечательное соотношение для светимости всей звезды, которое называется *эддингтоновским пределом*:

$$L_{edd} = \frac{4\pi GM(r)c}{\varkappa} \simeq 1.4 \cdot 10^{38} (\text{эрд}/\text{с}) \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \left(\frac{\varkappa_T}{\varkappa} \right) \quad (5.37)$$

(здесь численное значение \varkappa нормировано на значение непрозрачности вследствие томсоновского рассеяния на свободных электронах $\varkappa_T = \sigma_T/m_p$). Физический смысл эддингтоновского предела прост: при увеличении светимости выше этого значения давление излучения становится столь большим, что гидростатическое равновесие невозможно — давление излучения становится сильнее гравитационного притяжения.

Светимость стационарных звезд никогда не превосходит предела Эддингтона для данной массы. Однако было бы неверно считать, что верхний предел массы звезды на главной последовательности всегда определяется эддингтоновским пределом светимости — существуют физические причины, по которым звезды с солнечным химсоставом становятся пульсационно неустойчивыми уже при массах $120-150 M_\odot$, при которых β далеко не ноль (см. п. 1 выше).

Эддингтоновский предел играет также важную роль при акреции вещества на компактные звезды в тесных двойных системах (см. ниже, глава 10) и определяет максимальную стационарную светимость активных ядер галактик и квазаров при акреции газа на сверх массивные черные дыры (глава 11).

5.7. Соотношения $M-L$ и $M-R$ для звезд главной последовательности

Наблюдения двойных звезд позволяют оценивать массы компонентов, что дает возможность установить эмпирическую зависимость между массой и светимостью. Оказалось, что для звезд главной последовательности полная (болометрическая) светимость $L \sim M^3$ для звезд с массой Солнца и выше, и $L \sim M^{4.5}$ для $M < M_\odot$. Эти зависимости были теоретически объяснены английским астрономом А. С. Эддингтоном в 1926 г.

Обратимся к уравнению лучистой теплопроводности (5.20) или его эквивалентной форме (5.27), которое показывает, что фотонная светимость звезды определяется непрозрачностью ее оболочки. Для порядковых оценок заменим производные по радиусу делением на радиус: $d/dr \rightarrow 1/R$, а температуру звезды заменим ее характерным значением $T \rightarrow T_c$, где $T_c \sim \mu GM/R\mathcal{R}$ (теорема вириала). Тогда, опуская постоянные (кроме постоянной тяготения), получаем:

$$L \sim \frac{\mu^4 G^4}{\kappa} M^3. \quad (5.38)$$

Таким образом, если непрозрачность слабо зависит от параметров среды (а это действительно так в горячей плазме, когда основной вклад в поглощение вносит рассеяние на свободных электронах), то $L \sim M^3$, что и наблюдается в массивных звездах. Для крамерсского закона непрозрачности (5.23), характерного для более низких температур (у звезд с массой порядка солнечной и меньше), получится более крутая зависимость светимости от массы, что также подтверждается наблюдениями ($L \sim M^n$, $n \approx 4-5$).

Обратите внимание на крутую зависимость светимости в (5.38) от постоянной тяготения Ньютона: $L \sim G^4$ — она может быть использована для получения ограничений на некоторые физические теории, в которых постоянная тяготения изменяется со временем. Если бы G изменялась со временем, то при прочих равных условиях изменилась бы светимость Солнца. Само существование мирового океана в течение миллиардов лет на Земле (необходимое условие для органической жизни) ограничивает вариации средней температуры Земли в пределах ± 30 К, т. е. $\Delta T/T_3 \lesssim 0.1$. Поскольку $T_3 \sim L_\odot^{1/4}$, то из самого факта наличия жизни на Земле немедленно получаем $\Delta G/G \lesssim 0.1$ за 10^9 лет, то есть $(dG/dt)/G < 10^{-10}$ лет $^{-1}$.

Теперь рассмотрим зависимость *масса–радиус* для звезд главной последовательности. Воспользуемся полученным соотношением (5.38). Учтем, что светимость звезды связана с генерацией энергии в термоядерных реакциях. Она имеет вид:

$$L \sim \varepsilon M \sim \rho T^{Z_e} M,$$

где $Z_e \equiv d(\log \varepsilon)/d(\log T)$ — показатель степенной зависимости энерговыделения на единицу массы от температуры, $Z_e \sim 4\text{--}8$ для протон–протонного цикла и ~ 15 для CNO-цикла. Приравнивая это выражение к светимости по (5.38) и подставляя $\rho \sim M/R^3$ в вироидное соотношение $T_c \sim M/R$, получаем

$$R \sim M^{\alpha_R},$$

где $\alpha_R = (Z_e - 1)/(Z_e + 3)$. Чем больше масса звезды на главной последовательности, тем больше ее радиус и светимость и выше эффективная температура. Именно поэтому более массивные звезды ранних спектральных классов (O, B, A, F) лежат левее и выше Солнца на диаграмме ГР (цвет–светимость), так как цвет (спектральный класс) звезды определяется ее эффективной температурой.

5.8. Атмосферы звезд

Основной физический параметр стационарной звезды данного возраста — ее масса. Она определяет светимость, время жизни, радиус, эффективную температуру. Следующий по важности параметр — химический состав, определяющий молекулярный вес и влияющий на непрозрачность, а через нее — и на остальные параметры.

Анализируя излучение звезд, мы получаем непосредственную информацию только об их атмосферах. Атмосферой звезды называют фотосферу, которая определяет видимый радиус звезды, и области, лежащие выше нее, то есть к атмосфере относятся области с оптической толщиной $\tau \lesssim 1$ в непрерывном видимом спектре. Температура, плотность, скорость газа и химический состав атмосферы оцениваются по спектру.

Эффективная шкала высот (т. е. высота однородной атмосферы) $h = kT/mg = kTR^2/Mgm$ при условии $h \ll R$, но поскольку атмосферы не изотермичны, h имеет локальный смысл. Самый тонкий слой атмосферы — фотосфера, а наиболее протяженный — корона (однако для нее приведенное выше неравенство не выполняется).

Фотосферой называют слой, соответствующий $\tau \approx 1$ в непрерывном оптическом спектре. Сильные линии поглощения образуются выше фотосферы, в области с меньшей температурой, и их наблюдения используются для исследования более высокого слоя — **хромосферы**. Хромосфера характеризуется положительным градиентом температуры по радиусу $dT/dR > 0$ и сильной пространственной неоднородностью, связанной с наличием газовых струй. В местах пересоединения силовых линий (петель) магнитного поля с разной направленностью на короткое время возникают области, где происходит мощное выделение энергии, приводящее к ускорению заряженных частиц. Тепловое и нетепловое излучение этих частиц наблюдается в различных диапазонах спектра как вспышки (явление хромосферной активности Солнца и других звезд).

Наконец, внешний слой атмосферы — **корона**, в ней температура растет до очень высоких значений ($\approx 10^6$ К). Корона излучает преимущественно в жестком УФ и рентгеновском диапазонах (только в случае Солнца ее можно наблюдать и в оптике) и присутствует в звездах всех спектральных классов — как горячих, так и холодных. Свет короны — это частично собственное излучение газа, а частично — томсоновское рассеяние света звезды на электронах.

Высокая температура внешних слоев атмосферы — следствие низкой плотности (вспомним: $dE/dT \sim -n^2\lambda(T)$, где $\lambda(T)$ — распределяющая (для ионизованного газа) функция температуры, и для нагрева до большой температуры не требуется высокой мощности источника энергии). Роль нагревающего механизма, по-видимому, играет диссипация энергии звуковых и магнитогидродинамических волн, рождаемых в нижних слоях атмосферы звезды.

Только в фотосфере температура газа близка к эффективной температуре звезды (обычно T_{eff} — это средняя температура фотосферы). Из-за низкой плотности и существенной роли рассеяния на свободных электронах в хромосфере и короне не выполняются условия ЛТР, температура газа там намного выше, чем температура излучения.

5.8.1. Образование спектральных линий

Выше в главе 2 был рассмотрен механизм образования линий поглощения в условиях ЛТР на примере простой модели, когда свет звезды с непрерывным спектром проходит сквозь более холодный полупрозрачный слой газа. Если бы этот механизм был единствен-

ным, то контрастность линий падала бы к краю солнечного диска (различие интенсивностей уменьшается из-за уменьшения градиента температуры вдоль луча зрения при приближении к краю диска), что для сильных линий не выполняется.

Вторым механизмом, также упоминавшимся в главе 2, является рассеяние света (без изменения частоты) путем поглощения и переизлучения фотонов слоями, прозрачными в непрерывном спектре и имеющими конечное τ в линии.

Говоря об интенсивностях линий поглощения, обычно имеют в виду их эквивалентные ширины (не путать со спектральной шириной линии). Эквивалентной шириной спектральной линии W_ν (или W_λ) называют диапазон частот (длин волн), который равен ширине прямоугольника с высотой непрерывного спектра на частоте линии и с площадью, равной площади, занимаемой линией на фоне непрерывного спектра (см. рис. 5.4). Эквивалентная ширина спектральной линии является важнейшей характеристикой линии, так как она пропорциональна полному числу квантов, излучаемых или поглощаемых в линии.

Профиль линии $\phi(\lambda)$ зависит не только от числа атомов, ее образующих, но и от плотности и дисперсии скоростей атомов (последняя определяется температурой и массой атомов).

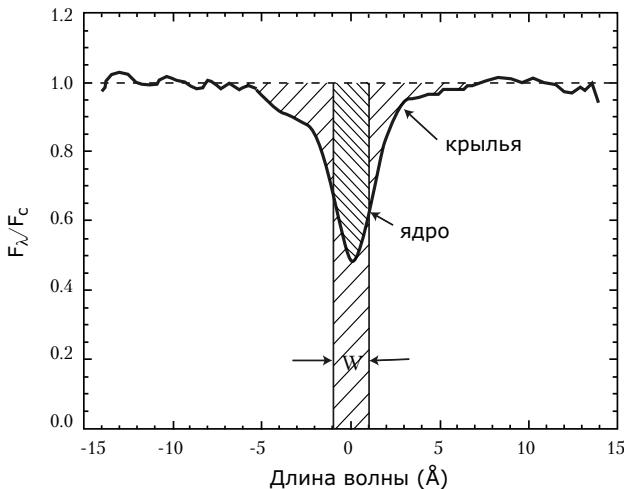


Рис. 5.4. К понятию эквивалентной ширины спектральной линии. Поток в линии нормирован на поток в континууме.

Ширина, или спектральная ширина линии, связанная с разбросом тепловых скоростей вдоль луча зрения, называется доплеровской шириной. Полуширина линии, обусловленная движением атомов, в этом случае равна

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{1}{3} \left(\frac{2kT}{m} + V_t^2 \right)}, \quad (5.39)$$

где V_t — турбулентная скорость газа, а коэффициент $1/3$ отражает равнораспределение векторов скоростей по направлениям.

Другой механизм уширения линий связан со столкновением атомов (здесь работают два физических процесса: сближение атомов, электрические поля которых немного изменяют энергетические уровни, и ударная деактивация, уменьшающая время существования атома в возбужденном состоянии и поэтому увеличивающая неопределенность энергии атома на данном уровне). Эти механизмы могут сильнее менять частоту поглощения фотона атомом, чем разброс тепловых скоростей, и поэтому ответственны за появление широких крыльев у сильных линий.

Зависимость $W(N)$ эквивалентной ширины линии W от числа атомов N на луче зрения в слое, где формируется линия, называется *кривой роста*. Ее условно можно представить состоящей из трех участков (см. рис. 5.5). Первый — для слабых линий — участок пропорциональности между W и N . С ростом N наступает область насыщения, где W почти не растет (в центре линии при этом $\tau \gg 1$, так что глубина линии перестает расти, достигнув значения функции источника «подсвечивающего» излучения, если линия формируется в условиях ТДР, см. главу 2). При дальнейшем возрастании N наблюдается область медленного (логарифмического) роста. Этот последний участок связан с расширением линии из-за столкновений: в линиях формируются широкие крылья, за счет которых и происходит увеличение эквивалентной ширины. Определив форму кривой роста для линий различной интенсивности, принадлежащих различным мультиплетам химических элементов (ионов), можно оценить их плотность и относительное количество в атмосфере.

В заключение отметим, что во многих случаях линии формируются в движущейся среде (например, у звезд ранних спектральных классов и звезд Вольфа–Райе с мощным истечением плазмы в виде звездного ветра, в газовых оболочках ядер галактик и квазаров).

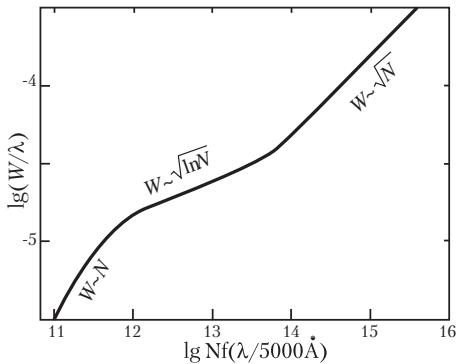


Рис. 5.5. Кривая роста для атмосферы Солнца. N — число атомов на луче зрения, f — сила осциллятора спектральной линии, определяемая как эффективное число классических осцилляторов, дающее полное сечение поглощения в линии (проинтегрированное по профилю линии): $\int_0^\infty \sigma(\nu) d\nu = (\pi e^2 / m_e c) f$. Сила осциллятора — квантово-механическая поправка к классической теории.

В таких средах для расчета выходящего излучения в линиях определяющим становится учет доплеровского сдвига частоты испускаемого фотона. Эти вопросы выходят за рамки нашего общего курса и подробно рассматриваются, например, в книге В. В. Соболева «Теоретическая астрофизика».

Эмиссионные линии в спектрах звезд. Эти линии могут рождаться только в том случае, когда свет излучается прозрачным газом. Они свидетельствуют о наличии газовой оболочки (газовых струй) в окрестности звезды. Если оболочка расширяется или сжимается, то частоты эмиссионных линий из-за доплеровского сдвига могут заметно отличаться от частот линий поглощения тех же элементов в спектре звезды. Так, в случае расширяющейся газовой оболочки вокруг звезды (истечение звездного ветра, сброс оболочки при вспышках новых звезд и т. д.), возникающие в ней линии поглощения из-за эффекта Доплера оказываются смещеными в голубую область спектра относительно эмиссионных линий оболочки (т. н. профиль типа Р Сyg).

5.8.2. Спектральная классификация звезд

В атмосферах формируется наблюдаемый спектр звезд — как непрерывный спектр, так и спектральные линии. В зависимости от

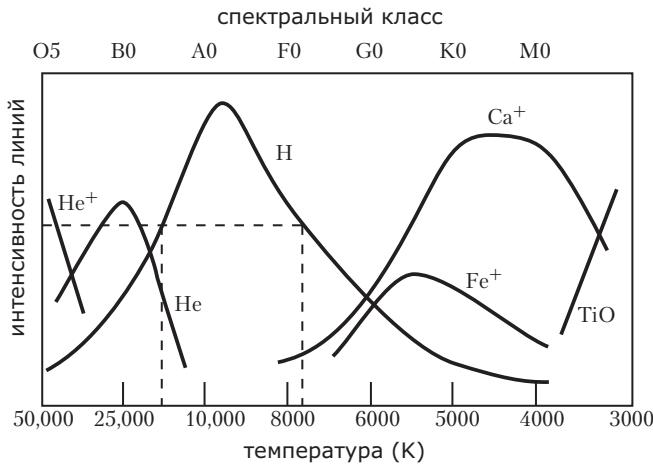


Рис. 5.6. Относительные интенсивности (эквивалентные ширины) линий поглощения различных элементов в зависимости от эффективной температуры (спектрального класса) звезды. Одной и той же интенсивности линий поглощения водорода может соответствовать разный спектральный класс (пунктир), поэтому для выбора спектрального класса нужно учитывать линии различных элементов.

содержания в спектре линий различных элементов (ионов) и от соотношения между их эквивалентными ширинами все звезды разделяются на классы O–B–A–F–G–K–M–L–T (см. разд. 5.1 и рис. 5.6). Фактически спектральный класс характеризует ионизационное состояние нижней атмосферы. Основные ионы, линии которых видны в спектрах звезд разных спектральных классов, представлены в Таблице 5.2. Эффективная температура звезд, определяющая степень ионизации различных химических элементов, монотонно уменьшается от классов O–B–A («ранние» спектральные классы) до классов

Таблица 5.2. Основные ионы, линии которых представлены в спектрах звезд

Спектральный класс и T (К)	Ион и его потенциал ионизации (в эВ)
O (25000-10000)	HeII (24.6) CIII (24.4) NIII (29.6) OIII (35.1) SiIV (33.5)
B (11000-25000)	HII (13.6) CII (11.3) NII (14.4) OII (13.6) SiIII (16.3) FeIII (16.2)
A-M (3000-11000)	MgII (7.5) CaII (6.1) TiII (6.8) CrII (6.8) SiII (8.1) FeII (7.9)

K–M–L («поздние» спектральные классы). Отношения между линиями различных ионов зависят от температуры, в меньшей степени — от плотности, и, конечно, от их относительного содержания. Последнее, впрочем, для абсолютного большинства наблюдаемых звезд примерно одинаково, поэтому спектральные классы в первую очередь отражают температуру звездной фотосферы. Тем не менее, при фиксированной температуре плотность фотосферы значительно меньше у звезд большого размера (а следовательно, и более высокой светимости). Благодаря более низкой частоте столкновений электронов с ионами, степень ионизации оказывается у них также более высокой. Поэтому при одном и том же спектральном классе, т. е. при том же ионизационном состоянии, звезды с более разреженной атмосферой (гиганты) имеют температуру на несколько сотен градусов ниже, чем звезды-карлики. А при той же температуре атмосферы в спектре звезды-гиганта будут заметнее линии ионов с более высоким потенциалом возбуждения, то есть спектральный класс гиганта будет немного более «ранний», чем карлика.

Другое важное различие спектров гигантов и карликов заключается в том, что ширины линий в спектрах гигантов всегда меньше (слабее сказывается уширение за счет столкновений атомов). Поэтому по присутствию линий и их профилю определяют как спектральный класс, так и класс светимости звезды. Последний обозначается римской цифрой. Например, обозначение K5III означает гигант класса K5. Наиболее часто встречаются звезды главной последовательности, они обозначаются римской цифрой V. Спектральный класс Солнца G2V.

5.8.3. Непрерывный спектр

Рассмотрим, какие процессы ответственны за формирование непрерывного спектра в звездах различных спектральных классов.

Непрерывный спектр (континуум) формируется в фотосфере. Излучаемая энергия черпается за счет энергии теплового движения атомов. Форма непрерывного спектра определяется механизмами излучения (и поглощения) в фотосфере, а они, в свою очередь, зависят от температуры вещества и излучения.

Рассмотрим механизмы поглощения света (механизмы излучения обусловлены обратными процессами). Поскольку речь идет о непрерывном спектре, все они относятся к свободно—свободным и связанно—свободным переходам.

Горячие звезды (O, B). Доминируют свободно–свободные переходы в ионизованной среде, а также ионизация HeII (в наиболее горячих звездах) и HeI.

Звезды класса A. Ионизация H I (в видимой области – со 2-го и 3-го уровней!).

Звезды класса F, G. Ионизация отрицательных ионов водорода, ионизация металлов. Свободные электроны присутствуют в основном за счет ионизации металлов (т. н. «элементы–доноры»).

Холодные звезды класса K, M. Ионизация отрицательных ионов водорода, диссоциация молекул. Сливающиеся молекулярные пояссы.

Коричневые карлики класса L, T. Коричневые карлики – тела с первоначальной массой $13 < M < 75$ масс Юпитера, структура которых определяется давлением вырожденного электронного газа. Их масса недостаточна для загорания водорода в ядре, поэтому, строго говоря, звездами коричневые карлики не являются, а представляют собой промежуточный класс объектов между звездами и планетами. Они были предсказаны в начале 1960-х гг., но ввиду чрезвычайно низкой светимости обнаружены только в 1995 г. Для характеристики их спектров специально введены дополнительные спектральные классы L и T. Спектры коричневых карликов спектральных классов L ($1400K \lesssim T_{eff} \lesssim 2400K$) и T ($600K \lesssim T_{eff} \lesssim 1400K$) отличаются наличием многочисленных молекулярных полос в ИК-диапазоне, особенно H_2O , NH_3 и CH_4 . Наиболее холодные коричневые карлики – субзвездные объекты спектрального класса T. Их средняя эффективная температура порядка 800 К, а массы около 40-70 масс Юпитера. В 2008 году найден коричневый карлик с $T_{eff} \simeq 620$ К, в спектре которого на фоне полос H видны линии аммиака. Для более холодных объектов с $T_{eff} < 600$ К предлагаются ввести новый спектральный класс Y, отличительной спектральной особенностью которого будет наличие глубоких линий поглощения аммиака. Массы коричневых карликов самых поздних спектральных классов приближаются к пределу 13.5 масс Юпитера, официально установленным МАС для верхнего значения массы планет. В 2010 году найдено свыше 100 таких объектов, как одиночных, так и в двойных системах. Галактическая популяция коричневых карликов столь же многочисленна, что и популяция обычных звезд.

На разных длинах волн непрерывного спектра фотосфера звезд, соответствующая $\tau \approx 1$, располагается на разной «глубине». По этой

причине форма непрерывного спектра может сильно отличаться от планковской. Чем меньше \varkappa , тем более глубокие и горячие слои соответствуют $\tau = 1$, тем выше интенсивность излучения. Особенно большой градиент $\varkappa(\lambda)$ — у звезд, где механизм поглощения связан с ионизацией водорода с низких, наиболее заселенных уровней (спектральный класс А). Поэтому непрерывный спектр имеет скачки (лаймановский, бальмеровский, пашеновский и др.) на длинах волн, соответствующих порогу ионизации с данного уровня. Интенсивность резко падает при $\lambda < \lambda_n$, где λ_n — длина волны перехода на соответствующий уровень (см. рис. 5.7).

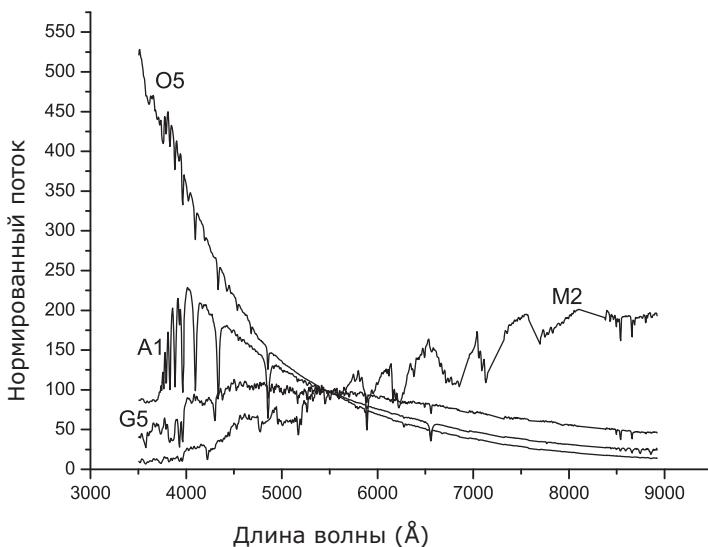


Рис. 5.7. Сравнение спектров звезд разных спектральных классов. В спектре звезд класса А в области $\lambda < 4000 \text{ \AA}$ наблюдается наиболее сильное уменьшение потока с уменьшением λ , связанное с линиями бальмеровской серии водорода и бальмеровским скачком в непрерывном спектре

5.9. Солнце как ближайшая звезда

5.9.1. Общие характеристики

Солнце является для нас важнейшим астрономическим объектом, поскольку именно с ним в первую очередь связаны состояние земной атмосферы, особенно ее верхних слоев, радиационная об-

становка на больших высотах, и, конечно, тепловой баланс Земли и климатические условия на поверхности нашей планеты. Все это придает особую актуальность изучению физики Солнца. В целом ряде стран, включая Россию, созданы крупные солнечные обсерватории, занимающиеся исследованием различных солнечных процессов. Обычные телескопы для наблюдения Солнца не пригодны. Большой поток света, приходящий от Солнца, потребовал создания специальных солнечных телескопов, которые позволяют получать спектры локальных областей с очень высоким спектральным разрешением при высоком отношении сигнала к шуму, оценивать даже небольшие изменения лучевых скоростей газа и измерять напряженности сравнительно слабых магнитных полей. Поскольку прозрачность солнечной атмосферы зависит от длины волны и минимальна в сильных спектральных линиях, изучение изображений Солнца в различных линиях позволяет получать разрезы солнечной атмосферы на различных высотах. Такая ситуация в астрономии уникальна.

Солнце — это настоящая лаборатория плазменных процессов. В солнечной атмосфере наблюдаются многочисленные структурные детали, формирование которых связано с процессами в намагниченной плазме. Если в других звездах магнитное поле оценивается «усредненно», и то только тогда, когда оно необычно велико, то в случае Солнца могут измеряться поля отдельных небольших участков, что позволяет детально исследовать газодинамические эффекты в среде с магнитным полем. Поэтому солнечные исследования важны не только для изучения звезд, но и для физики плазмы. Специализированные космические аппараты для наблюдения за Солнцем позволили отслеживать происходящие изменения в его атмосфере непрерывно во времени в самых различных интервалах спектра, включая далекий УФ, рентгеновский и гамма-диапазоны, недоступные для земных обсерваторий. Информацию о процессах на Солнце получают и по другому каналу: путем исследования ионосферы и магнитосферы Земли и планет, а также солнечных космических лучей (с энергией 10^8 — 10^{10} эВ) и солнечного ветра.

Раздел астрофизики, занимающийся исследованием физических процессов на Солнце, называется «Гелиофизикой».

Выше в этой главе были уже описаны физические принципы, на основании которых определяется внутреннее строение стационарных звезд и их атмосфер, в том числе и нашего Солнца, термоядер-

ные реакции, идущие в солнечном ядре, и механизмы переноса энергии к поверхности. В настоящем разделе более детально будут рассмотрены важнейшие характеристики Солнца как ближайшей к нам звезды и процессы, происходящие в различных слоях солнечной атмосферы.

Таблица 5.3. Основные характеристики Солнца

Параметр	Значение
Масса	$1.99 \cdot 10^{33}$ г
Светимость	$3.86 \cdot 10^{33}$ эрг/с
Возраст	$4.6 \cdot 10^9$ лет
Видимая звездная величина	$m_B = -26.3$
Абсолютная звездная величина	$M_B = +5.47$
Радиус	$6.96 \cdot 10^{10}$ см
Спектральный класс	G2V
Средняя магнитная индукция	~ 1 Гс
Эффективная температура	5800 К
Средняя плотность	$1.4 \text{ г}/\text{см}^3$
Период вращения на экваторе:	
в сист. отсчета, связан. с Землей (синодический)	27.3 сут.
в инерциальной системе отсчета (сидерический)	25.4 сут.

Солнце можно считать довольно обычной звездой для своей массы и возраста. Внутреннее строение Солнца, непрерывный спектр и спектральный класс соответствуют звезде главной последовательности с возрастом чуть менее 5 млрд. лет. Период осевого вращения вполне типичен для звезд своего спектрального класса. Химический состав Солнца также достаточно обычен для звезд галактического диска: Н и Не составляют 98% по массе. Но Солнце — это единственная звезда, в которой возможно детальное изучение всех слоев атмосферы. Особый интерес исследование Солнца представляет в связи с влиянием изменяющейся солнечной активности на земные процессы. Существует три основных канала таких влияний: коротковолновое излучение активных областей, солнечные космические лучи, и резкое усиление солнечного ветра (корональные выбросы плазмы, ответственные за магнитные бури на Земле).

Переменность Солнца. Строго говоря, яркость всех звезд переменна, вопрос только в амплитуде и частотном спектре переменности. Если не считать улавливаемых потоков нейтрино, мы можем непосредственно наблюдать только атмосферу Солнца, а она представляет собой непрерывно меняющуюся среду. Переменность излучения Солнца и изменение частоты появления различных деталей в его атмосферных слоях наблюдается на различных масштабах времени — от многих лет (11-летний цикл и более длительные вариации) до нескольких минут (последнее — при солнечных вспышках). В оптическом диапазоне мощность излучения практически постоянна, и меняется лишь в пределах 0,1%. На Землю от Солнца приходит (без учета потерь в атмосфере) $1367 - 1368 \text{ Вт}/\text{м}^2$ в зависимости от фазы активности (солнечная постоянная). Небольшие случайные изменения регистрируемого от Солнца потока могут также быть связаны с прохождением по диску пятен и более горячих светлых областей — факелов. Однако Солнце — это сильно переменная звезда в гамма-, рентгеновском и радиодиапазонах, где эффективная температура излучения иногда на несколько порядков превосходит «оптическую» эффективную температуру. Эта переменность связана с активными процессами в атмосфере Солнца. Интегральные потоки гамма- и рентгеновского излучения Солнца в годы минимума и максимума активности могут различаться более чем на порядок.

Солнце, как и любая звезда, подвержена также медленной эволюции, связанной с расходованием ядерного топлива и изменениями внутренней структуры. Со временем и радиус, и поток излучения от Солнца будут очень медленно возрастать (на несколько процентов за миллиард лет), пока оно не сойдет с главной последовательности. После этого изменения параметров Солнца станут намного более быстрыми.

Магнитное поле Солнца. Измерения магнитного поля различных областей на Солнце базируются на эффекте Зеемана: поле приводит к расщеплению спектральных линий на поляризованные компоненты. Хотя расстояние между ними в спектре сравнимо с шириной линии, расщепление может быть выявлено по измерениям различия в поляризации излучения в крыльях спектральных линий. Среднее значение индукции крупномасштабного магнитного поля Солнца невелико, около 1 Гс. Крупномасштабное поле переменно: магнитная полярность солнечных полушарий меняется с удвоенным периодом солнечной активности (около 22 лет). Однако ло-

кальные магнитные поля, «вмороженные» в газ, могут быть значительно сильнее средних значений; именно они ответственны за образование и эволюцию всех крупных структур, наблюдаемых в различных слоях солнечной атмосферы. В некоторых протяженных областях фотосфера напряженность полей измеряется десятками и сотнями Гс, а в крупных солнечных пятнах она достигает нескольких тысяч гаусс.

Довольно необычной оказалась мелкомасштабная структура магнитного поля, выявленная по наблюдениям нижних слоев атмосферы. Поле можно представить состоящим из отдельных мелких петелек или пучков силовых линий с сечением всего 100–300 км, а напряженность поля в отдельных элементах измеряется сотнями гаусс. Векторы магнитной индукции в соседних элементах поля могут быть направлены как в одну, так и в противоположные стороны, поэтому для более протяженных областей усредненные оценки поля оказываются во много раз ниже. Поля с такой структурой покрывают большую часть фотосферы.

По современным представлениям, энергия магнитного поля концентрируется на некоторой глубине под зоной конвективного переноса. Время от времени отдельные петли магнитного поля выносятся восходящими движениями плазмы в солнечную атмосферу, где магнитные трубки, уже не испытывая такого давления окружающего газа, как на глубине, расширяются, образуя широкие арки. В областях всплытия магнитных трубок в фотосфере возникают солнечные пятна. Поднимаясь вверх, магнитные петли попадают в высокие слои атмосферы и даже могут выйти в межпланетное пространство, где поле переносится солнечным ветром, оставаясь «вмороженным» в разреженную плазму. Магнитное поле, переносимое солнечным ветром, ответственно за образование длинных хвостов ионизованного газа у комет, всегда направленных от Солнца, и магнитных хвостов планет (в том числе Земли), обладающих собственным магнитным полем.

Солнце вращается вокруг оси не как твердое тело. Если сравнить вращение глубинных и поверхностных областей Солнца, а также областей вблизи экватора и на высоких широтах, то окажется, что они имеют немного отличающиеся угловые скорости. Это означает, что происходят сдвиги одних проводящих слоев Солнца относительно других, что в условиях вмороженности газа в магнитное поле приводит к своего рода вытягиванию и наматыванию силовых линий по-

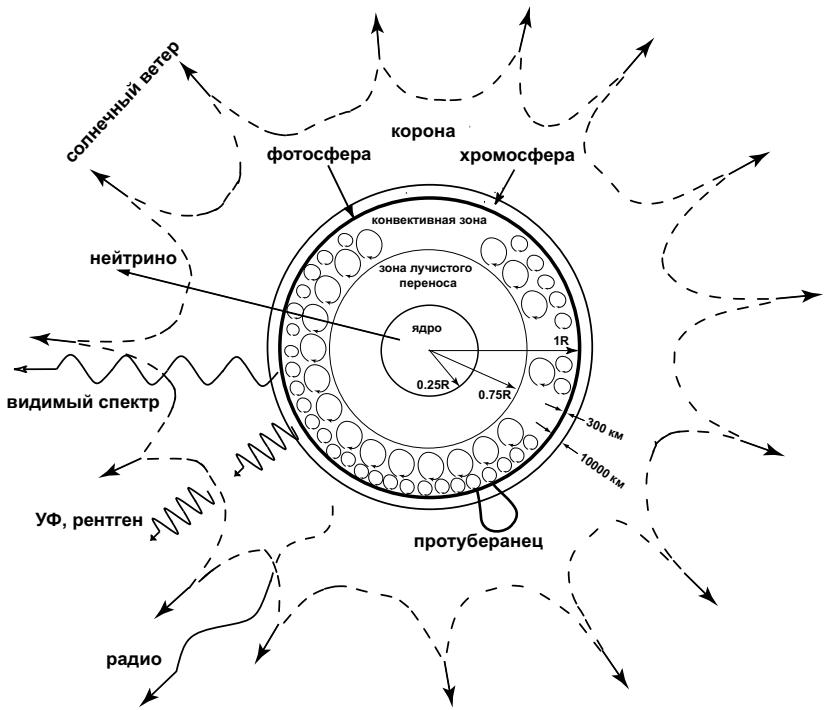


Рис. 5.8. Схема строения Солнца с основными элементами солнечной атмосферы.

ля, и создает, таким образом, механизм поддержания энергии поля за счет энергии осевого вращения (динамо-эффект).

5.9.2. Особенности фотосферы, хромосферы и короны Солнца

Строение Солнца и основные составляющие солнечной атмосферы схематически показаны на рис. 5.8.

Фотосфера. Основной поток солнечного света излучается его фотосферой — слоем с толщиной ~ 300 км, что много меньше радиуса Солнца, поэтому край солнечного диска кажется очень резким ($1''$ на Солнце соответствует линейному размеру около 700 км). Фотосфера — это видимая граница Солнца, на которой непрозрачность солнечного вещества достигает $\tau \approx 1$ в непрерывном спектре видимого диапазона ($\lambda \approx 5000 \text{ \AA}$). Ее яркость в среднем близка к яркости абсолютно черного тела с эффективной температурой около

5800 К, однако температура газа, образующего фотосферу, не однакова. В верхнем слое фотосферы она составляет 4.5–5 тысяч К, и растет с глубиной до 7–8 тысяч К. В УФ диапазоне и в ИК области спектра прозрачность солнечной плазмы несколько ниже, и мы наблюдаем более холодные слои фотосферы; эффективная температура в этих диапазонах на несколько сотен К ниже, чем в видимой области. Еще дальше от видимой области спектра, в рентгеновском и радио диапазонах, плазма еще менее прозрачна, поэтому излучение приходит к нам уже не от фотосферы, а от более высоких слоев атмосферы, где температура выше. Его спектр сильно отличается от планковского. Рост температуры в фотосфере с глубиной ответственен и за понижение яркости к краю видимого солнечного диска, хорошо заметное на любой фотографии Солнца: на краю диска оптическая толщина $\tau \approx 1$ достигается ближе к поверхности, а значит, соответствует более холодным слоям, яркость которых ниже (см. задачу 5 к главе 2).

Физическое состояние газа в фотосфере — частично ионизованная плазма (в основном, Н и Не). В спектре фотосферы наблюдаются десятки тысяч абсорбционных линий, принадлежащих практически всем устойчивым химическим элементам. В областях пониженных температур (в пятнах) наблюдается присутствие линий некоторых термоустойчивых молекул (СН, СN и др.). Основной механизм поглощения и излучения света в непрерывном спектре фотосферы Солнца, как и в других звездах солнечного типа — это, соответственно, ионизация и рекомбинация отрицательных ионов водорода, образующихся путем присоединения второго электрона к атому НI.

Если механизм охлаждения фотосферы — это излучение, то основным механизмом ее нагрева служат поднимающиеся из недр Солнца мелкомасштабные конвективные потоки (более крупные конвективные ячейки, ответственные за появление крупномасштабной хромосферной сетки, находятся глубже). Выход конвективных потоков наблюдается как мелкомасштабная ячеистая структура фотосферы, образуемая непрерывно возникающими и исчезающими областями повышенной яркости — гранулами — с довольно резкими границами. Характерный размер гранул $\sim 2''$ (1500 км), а время их существования — 5–10 минут. Скорости конвективных потоков не превышают нескольких км/с. Газ поднимается, остывает и опускается вниз между ячейками за новой порцией энергии. В отдельных областях фотосферы, как правило, вблизи солнечных пятен, наблю-

даются протяженные области повышенной яркости, образуемые цепочками многочисленных более «горячих» гранул. Это факелы, или факельные поля — долгоживущие образования (могут существовать месяцами), связанные с более интенсивным конвекционным переносом тепла из нижележащих слоев Солнца. Напряженность магнитного поля в факелах составляет несколько сотен Гс — недостаточно для того чтобы затормозить конвекцию. Температура газа в факелах на несколько сотен К выше окружающей поверхности. Особенно хорошо они заметны на краю солнечного диска, на фоне фотосферы пониженной яркости.

Самыми заметными деталями фотосферы являются солнечные пятна. Они выглядят темными только по контрасту с более яркой поверхностью, в действительности интенсивность их излучения достаточно высока, уступая лишь в 3–4 раза интенсивности невозмущенной фотосферы. Пятна обычно образуются группами, они рождаются, растут в размерах, разрушаются и исчезают за время от нескольких дней до нескольких недель. В больших пятнах выделяется резко очерченное темное ядро (тень пятна) и окружающая его полутень с многочисленными радиальными волокнами. Характерный размер наиболее крупных пятен — несколько десятков тысяч км. Измерения доплеровского сдвига линий в спектре пятна показывают, что в области образования линий (верхняя фотосфера) над пятном газ вытекает из пятна, а в области полутени скорость газа направлена почти горизонтально. Пятно следует рассматривать как трехмерное образование со сложной системой газовых потоков. Так, на большой высоте над пятном, в хромосфере, газ движется преимущественно в сторону пятна. Область пониженной температуры под видимым пятном простирается вглубь на несколько тысяч км, сменяясь областью горячего газа с избыточной для данной глубины температурой. Образование пятен, распределение температуры в них связаны с влиянием магнитного поля на конвекционные потоки газа. Каждое пятно — это место выхода в атмосферу из недр Солнца трубы силовых линий магнитного поля. Поскольку эти линии замкнутые, они образуют широкую петлю над фотосферой. Обычно пятна образуются парами в местах входа и выхода силовых линий поля петли (биполярная структура). Если средняя индукция поля в фотосфере Солнца порядка 1 Гс, то в пятнах она составляет от нескольких сотен до нескольких тысяч Гс. Плотность энергии поля при этом достаточно велика, чтобы в силу вмороженности поля в газ затормо-

зить конвекцию, препятствуя движению газа по замкнутым линиям тока. Резкое уменьшение притока энергии из недр Солнца и является причиной локального падения температуры и образования пятна. Энергия, не достигшая фотосфера в области пятен, частично выходит на поверхность благодаря усиленной конвекции в факелах. Группы пятен вместе с окружающими их факелами называют активными областями на Солнце. Силовые линии магнитных полей, связанных с активными областями, могут уходить высоко в верхние слои солнечной атмосферы, где они подчиняют себе движение сильно разженного ионизованного газа. Поэтому над активной областью структура магнитного поля, как и поле скоростей газа, и его плотность, оказываются крайне неоднородными.

Хромосфера. Этот слой, простирающийся до 10 тыс. км над фотосферой, образован газом, частично ионизованным внизу и полностью ионизованным в его верхней части. Температура газа растет с высотой от фотосферных значений (5–6 тысяч К) до температуры короны (~ 1 млн К), а средняя концентрация атомов быстро падает. Свое название хромосфера (окрашенная сфера) получила по той причине, что при полных солнечных затмениях она наблюдается визуально как розовый светящийся ободок вокруг Солнца. Розовый цвет обусловлен водородной линией H_{α} . Спектр излучения хромосферы над солнечным лимбом содержит те же солнечные линии, но только не в поглощении (газ прозрачен!), а в излучении. Структура хромосферы исследуется по изображениям Солнца в сильных (т. н. хромосферных) линиях, например, водорода или ионизированного кальция, в которых степень ее прозрачности достаточно низка.

Хотя хромосфера не затрагивается конвекцией, ее температурное поле определяется плазменными волнами, порождаемыми глубинными конвективными потоками. Если в фотосфере мы наблюдаем проявление мелких конвективных потоков (гранулы), то более масштабные глубинные потоки, не поднимаясь до видимой поверхности Солнца, проявляют себя в хромосфере как крупномасштабная грануляция (супергрануляция), наиболее отчетливо заметная (хромосферная сетка) по наблюдениям в сильных спектральных линиях. Характерный размер супергранул — 30 тыс. км, движение вещества происходит с небольшой скоростью (сотни м/с) — преимущественно от центра к краям ячейки. Газ несет с собой поле, которое в результате возрастает к границам ячеек супергрануляции до 10–15 Гс. Рост поля приводит к более сильному нагреву газа, что усиливает

его свечение и делает хромосферную сетку заметной при наблюдении в спектральных линиях.

На высотах более 2 тысяч км вещество хромосферы разбивается на петли (фибриллы) и поднимающиеся на большую высоту струи газа (спикулы) с диаметром в несколько сотен км. Эти детали наблюдаются вблизи лимба солнечного диска. Температура газа в них порядка 10 тысяч К, но пространство между этими струями заполнено примерно в сто раз более горячим и во столько же раз более разреженным корональным газом.

Корона. Хромосфера переходит в горячую корону через очень узкий (несколько десятков км) переходной слой на высоте нескольких тысяч км над фотосферой, в пределах которого температура быстро поднимается от 10–20 тысяч К до миллиона К. Газ с промежуточными значениями температуры встречается лишь в узком слое, поскольку он подвержен тепловой неустойчивости и либо быстро нагревается, либо охлаждается (аналогично газу межзвездной среды, разделяющемуся из-за тепловой неустойчивости на холодный и нагретый газ, только в более высокотемпературной области). О высокой температуре короны говорит ее эмиссионный спектр, который можно получить, наблюдая корону вблизи лимба Солнца во время полного солнечного затмения. Он содержит линии высокого возбуждения многократно ионизованных элементов (железа, никеля, кальция и др.). Другими свидетельствами высокой температуры является большая радиальная протяженность короны (низкий радиальный градиент плотности) и ее тепловое излучение, приходящееся на рентгеновский диапазон.

Даже вблизи края Солнца оптическая яркость короны примерно в миллион раз ниже, чем яркость солнечного диска, поэтому наилучшие условия наблюдения внутренней короны реализуются лишь во время полных солнечных затмений. Слабый спектр короны может регистрироваться и без затмений, если искусственно закрыть солнечный диск непрозрачной диафрагмой и свести к минимуму рассеянный свет Солнца. Это достигается в солнечном телескопе — коронографе. Космические аппараты наблюдают корону круглосуточно.

Корональный газ имеет низкую плотность (характерные значения концентрации частиц составляют всего $10^8 - 10^9 \text{ см}^{-3}$), поэтому для поддержания высокой температуры короны не требуется больших потоков энергии. Излучение Солнца нагреть корону не может, поскольку она прозрачна для света, да и температура излучения зна-

чительно ниже температуры короны. Газ ионизуется не излучением, а столкновением частиц. Механизмом нагрева короны считается затухание звуковых и магнитогидродинамических (МГД) волн, распространяющихся в замагниченной плазме от нижних слоев солнечной атмосферы вдоль линий магнитного поля. Однако полной ясности в понимании процесса нагрева короны до сих пор нет.

На примере короны Солнца очень наглядно проявляется действие различных механизмов излучения горячих разреженных сред. Основное излучение, приходящее от коронального газа, это солнечный свет, рассеянный электронами (томсоновское рассеяние). Как и следовало ожидать, это излучение частично поляризовано. Из-за больших тепловых скоростей электронов линии поглощения оказываются замытыми вследствие эффекта Доплера, и в спектре практически отсутствуют. Второй компонент излучения — это свечение газа короны, имеющее спектр с линиями ударного возбуждения, принадлежащими многократно ионизованным тяжелым элементам. В мягком рентгеновском диапазоне наблюдается собственное тепловое излучение короны в непрерывном спектре, обусловленное свободно-свободными переходами электронов горячего газа. Наконец, имеется третий компонент свечения короны, яркость которого очень медленно падает с расстоянием от Солнца. Он имеет солнечный спектр, со всеми присущими ему абсорбционными линиями, и представляет собой излучение, рассеянное на твердых пылинках в межпланетном пространстве, непрерывно падающих на Солнце⁹.

Корона не однородна по яркости, что во многом связано с пронизывающими ее магнитными полями. Эти поля гигантскими арками поднимаются в корону из нижней атмосферы. В отличие от полей на уровне фотосфера, крупномасштабные поля в короне меняются медленно, поэтому структура короны довольно устойчива. Но она также богата деталями. Так, вблизи магнитных полюсов, газ короны образует своего рода щеточки, расходящиеся веером. Наблюдаются в короне и дуги, и протяженные корональные лучи. Все эти детали отражают структуру крупномасштабного магнитного поля Солнца.

Из-за разреженности газа даже слабые магнитные поля в состоянии контролировать его движение. Условием такого контроля является низкая плотность кинетической энергии по сравнению с плот-

⁹Падение пылинок происходит из-за эффекта Пойнтинга-Робертсона, обусловленного взаимодействием небольших частиц, движущихся по кеплеровским орбитам, с излучением Солнца

ностью энергии поля: $\rho V_{\perp}^2 / 2 < B^2 / 8\pi$, где V_{\perp} — характерная скорость газа, перпендикулярная линиям поля. МГД-волны, распространяющиеся вдоль поля, эффективно нагревают газ, если он достаточно разрежен. Поэтому газ короны имеет наиболее высокую температуру и яркость над активными областями (над солнечными пятнами), с которыми связаны арки магнитного поля.

Есть в короне и сравнительно холодные газовые образования. На диске Солнца они наблюдаются как длинные темные волокна, а на лимбе — как широкие дуги или участки дуг, иногда — как занавеси, висящие над поверхностью Солнца. Это — протуберанцы. Высота их различна: некоторые едва выступают над уровнем хромосферы, некоторые поднимаются на сотни тысяч км над видимой поверхностью Солнца. Протуберанцы хорошо заметны только в сильных хромосферных линиях, а в непрерывном спектре не видны, поскольку практически прозрачны для света. Их температура (около 10^4 К) на два порядка ниже, а плотность — на два порядка выше, чем в окружающем корональном газе. Магнитное поле протуберанцев препятствует контактному теплообмену с окружающей средой, в противном случае они бы за короткое время прогревались и испарялись. Сравнительно высокая плотность (концентрация частиц составляет $10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$) делает их яркими на фоне короны. Масса наиболее крупных протуберанцев может достигать 10^{15} г, что сравнимо с полной массой разреженной солнечной короны. Форма протуберанцев отражает конфигурацию силовых линий магнитного поля, которая может быть довольно сложной. Так, наблюдения с хорошим угловым разрешением показали, что газ протуберанцев вытянут в многочисленные тонкие нити, закрученные в жгуты. Вдоль нитей происходит движение газа — причем как вверх, так и вниз, с небольшими скоростями в несколько км/с. Форма, устойчивость и сравнительно большое время жизни протуберанцев (до нескольких месяцев, хотя есть и короткоживущие протуберанцы) обусловлены магнитным полем, давление которого равно $B^2 / 8\pi$. Градиент магнитного давления при определенной конфигурации поля поддерживает газ, препятствуя его быстрому падению на Солнце.

Другими элементами структуры короны являются корональные дыры и корональные выбросы. Корональные дыры — это элементы, связанные с крупномасштабным магнитным полем Солнца, своего рода темные солнечные пятна гигантского размера, только не в фотосфере, а в нижней короне, и не в видимом свете, а в рентгеновском

излучении. Чаще всего они наблюдаются в районе полюсов, являясь самыми разреженными областями внутренней короны. Силовые линии магнитного поля в корональных дырах не образуют дуг или петель, а открыты в межпланетное пространство, не препятствуя уходу газа. Это области истечения высокоскоростных потоков солнечного ветра, уходящих от Солнца вдоль линий поля по незамкнутым траекториям.

Формирование солнечного ветра связано с высокой температурой короны. Протяженные атмосферы звезд, сохраняющие на большей высоте высокую температуру, не могут находиться в равновесном состоянии в гравитационном поле, поскольку ускорение свободного падения быстро падает (как квадрат расстояния) от центра звезды, а температура падает медленно. Поэтому у всех звезд, в том числе и у Солнца, верхняя атмосфера не статична, происходит отток вещества, называемый звездным (солнечным) ветром. Однако в пределах нескольких сотен тысяч км от поверхности Солнца корону в первом приближении можно считать статичной. Упорядоченное крупномасштабное радиальное течение газа формируется на расстоянии 1–2 радиуса Солнца от его видимой поверхности.

Следение за солнечной короной в рентгеновском диапазоне показывает, что на спокойное истечение солнечного ветра время от времени накладываются мощные кратковременные порывы. Это так называемые корональные выбросы, которые представляют собой кратковременно возникающие крупномасштабные магнито-плазменные структуры (потоки или гигантские газовые петли), обладающие быстрым движением: их скорости достигают нескольких сотен км/с. Наиболее мощные корональные выбросы покидают Солнце и уходят в межпланетное пространство. Выбросы обычно связаны с активными областями Солнца, часто — с солнечными вспышками, но формируются они в короне. Газ выбросов более плотный, чем газ спокойной короны, и поэтому более яркий в рентгеновских лучах. Если корональный выброс достигает Земли, он оказывает наиболее сильное влияние на ее магнитосферу. Как и в случае солнечных вспышек, энергия корональных выбросов накапливается в магнитных полях. Механизм формирования выбросов является предметом исследования.

Солнечный ветер распространяется сквозь всю планетную систему вместе с вмороженным в него магнитным полем. Поскольку магнитное поле ветра не теряет связь с Солнцем, а Солнце обладает осе-

вым вращением, то в межпланетном пространстве силовые линии поля бывают направлены как к Солнцу, так и от Солнца, а форма линий напоминает раскручивающиеся спирали. В околоземном пространстве (в спокойном состоянии Солнца) скорость ветра составляет около 400 км/с, кинетическая температура газа — сотни тысяч кельвин, а концентрация частиц — несколько единиц в кубическом сантиметре. Корональные выбросы на короткое время могут значительно увеличить эти значения.

5.9.3. Солнечные вспышки. Активность Солнца.

В областях хромосферы и нижней короны, благодаря всплытию крупных магнитных петель, обычно над группами солнечных пятен, время от времени появляются области с очень крутыми градиентами магнитного поля, когда на небольшом расстоянии магнитное поле меняет знак. В таких случаях может возникнуть солнечная вспышка — своего рода сильный разряд, механизм которого, по-видимому, связан с пересоединением силовых линий, что сопровождается сильными индукционными токами и резким изменением поля (рис. 5.9). За короткое время напряженность и градиент магнитного поля уменьшаются, геометрия поля сильно упрощается, а его энергия переходит в другие формы. Происходит солнечная вспышка — самый мощный нестационарный процесс выделения энергии в атмосфере Солнца, затрагивающий все слои солнечной атмосферы и над и под областью первичного энерговыделения. Типичная энергетика сильных вспышек составляет $\sim 10^{32}$ эрг, продолжительность основной фазы $\sim 10^3$ с, температура плазмы в области, где началась вспышка, на короткое время достигает 10^7 – 10^8 К (температура термоядерных реакций!). Часть этой колоссальной энергии уходит на сильный нагрев плазмы (с последующим высвечиванием в рентгеновском диапазоне), часть — на ускорение в нестационарном магнитном поле протонов и электронов с $E \approx 10^8$ – 10^9 эВ (солнечные космические лучи), а часть переходит в кинетическую энергию мощных потоков газа и МГД-волн. Нередко вспышки приводят к формированию таких корональных выбросов, которые за 1–2 суток могут достичь Земли и вызвать возмущение ионосферы и магнитосферы планеты с целым комплексом сопутствующих процессов.

Солнечные вспышки редко видны в непрерывном спектре (т. н. «белые вспышки»). Регулярные наблюдения вспышек начались лишь с применением узких интерференционных фильтров, позволивших

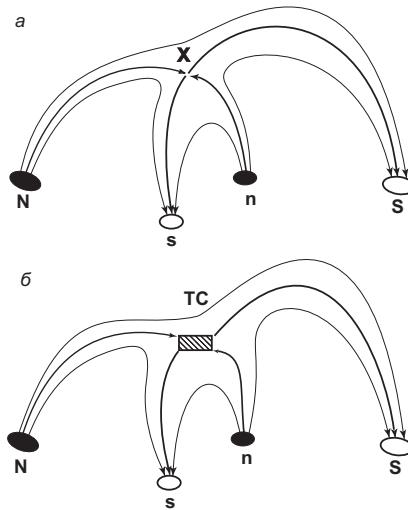


Рис. 5.9. Схема магнитного пересоединения в простейшей модели солнечной вспышки. *а* — конфигурация поля перед началом вспышки. Магнитная трубка, соединяющая пару пятен «ns», всплывает и образуется нулевая (X) точка с магнитными силовыми линиями пары пятен «Ns». Пересоединяющиеся силовые линии показаны жирной линией. *б* — в месте пересоединения образуется токовый слой из турбулентной высокотемпературной плазмы (TC), в котором аккумулируется энергия магнитного поля. В дальнейшем эта энергия расходуется на нагрев плазмы и ускорение заряженных частиц (собственно солнечная вспышка).

получать изображения Солнца в сильных линиях, например, водорода или ионизованного кальция. Сильные вспышки наблюдаются как яркое неровное свечение двух параллельных полос (вспышечных лент), возникающих по обе стороны от нейтральной линии разделя полярности магнитного поля. Эти ленты представляют собой основания магнитных арок, поднимающихся над нейтральной линией поля. В процессе развития вспышки эти арки заполняются ярко светящейся горячей плазмой с температурой в миллионы К, распространяющейся вдоль линий поля и вытекающей из областей в нижних слоях атмосферы, нагретых вспышкой. Как результат сильного нагрева газа, вспышки сопровождаются мощным излучением в мягкком рентгеновском диапазоне, которое фиксируется космическими рентгеновскими телескопами. Через несколько минут или десятков минут после начала вспышки газ остывает, рентгеновское излучение

прекращается. В некоторых случаях помимо мягкого излучения наблюдается мощный всплеск жесткого рентгеновского, и даже гамма-излучения. Это — тормозное излучение потоков энергичных электронов, ускоренных при вспышке и влетевших в более плотные слои атмосферы.

И солнечные вспышки, и корональные выбросы — это результат преобразования энергии магнитного поля в другие формы энергии, вызванного развитием плазменных неустойчивостей в магнитном поле со сложной конфигурацией силовых линий. Частота появления таких событий меняется как из месяца в месяц, так и из года в год — в такт изменению общей активности Солнца.

Солнечные вспышки — лишь наиболее яркое проявление активных процессов на Солнце. Под активностью Солнца понимают целый комплекс явлений в различных слоях его атмосферы, обусловленных выходом магнитных полей в активных областях. Над активными областями атмосфера Солнца по всей ее толщине имеет более высокую плотность и температуру, и поэтому обладает более высокой яркостью в коротковолновом диапазоне. Горячий газ образует многочисленные петли самых различных размеров, отражающие структуру силовых линий магнитного поля. Эти петли отчетливо наблюдаются в мягких рентгеновских лучах. Подъем активности Солнца проявляется в более частом образовании как активных областей фотосферы, так и очень горячих очагов в короне над центраторами активности, более частом формировании солнечных вспышек и корональных выбросов. Активность Солнца подвержена изменениям с периодом, лежащим в пределах 8–13 (в среднем 11) лет. Есть указания на существование колебаний активности с более короткими и с более длинными периодами, но они выражены не столь явно, как 11-летний цикл. Рост очередного цикла активности начался в конце 2009 г.

В годы минимума на Солнце может в течение долгого времени не наблюдаваться никаких пятен или вспышек, а в годы максимума иногда одновременно существуют десятки пятен, образующие отдельные группы. Далекое УФ и рентгеновское излучение Солнца как звезды также подвержено резким колебаниям, отражающим уровень солнечной активности. Меняется с циклом активности и общий вид короны, отражающий конфигурацию крупномасштабного магнитного поля. В минимуме активности структура поля более простая, близкая к дипольной, и корона вытянута вдоль экватора. Вблизи

максимума она становится более сферически симметричной. Корональные лучи, наблюдаемые в любой фазе цикла, дают начало «спокойному» солнечному ветру, интенсивность которого также подвержена изменениям и связана с уровнем активности Солнца.

Подробнее о физических процессах, сопровождающихся вспышками на Солнце, можно прочесть в книге Б. В. Сомова «*Plasma Astrophysics, Part II*» (Springer, 2006) и его монографии «*Космическая электродинамика и физика Солнца*», МГУ, 1993.

Мощные солнечные вспышки и корональные выбросы влияют на физические условия в космическом пространстве, в магнитосфере и ионосфере Земли, ее радиационных поясах. Высокая радиация может вывести из строя электронную космическую аппаратуру или представлять опасность для космонавтов. Наибольшее влияние солнечной активности испытывают внешние, ионизованные слои земной атмосферы. Но опосредованно активность Солнца скаживается и на поверхности Земли, на многих явлениях живой и неживой природы — от роста нестабильности атмосферной циркуляции до увеличения частоты сердечно-сосудистых кризов. Отдельные звенья сложных цепочек, обуславливающих связь земных явлений с активностью Солнца, пока плохо изучены. Уровень активности Солнца отслеживается и прогнозируется в ряде стран специальными службами Солнца. Изображения Солнца и его короны в различных лучах в заданный день, карты магнитных полей, а также прогнозы вспышечной активности могут быть найдены в Интернете (www.izmitan.ru/services/saf/forecast)



Другие звезды также обладают переменным уровнем активности, и в их атмосферах происходят процессы, во многом аналогичные солнечным. В фотосферах звезд образуются пятна, а в более высоких слоях могут происходить кратковременные вспышки, которые в некоторых случаях бывают настолько сильны, что заметно влияют на полную светимость звезды в УФ диапазоне. Современная техника наблюдений позволяют изучать эти процессы, хотя и не столь детально, как на Солнце. Исследования Солнца и его активности позволяет лучше понять, что происходит в атмосферах других звезд.

5.9.4. Гелиосейсмология

Гелиосейсмология изучает распространение в недрах Солнца колебаний (звуковых, акустических) с самыми различными длинами волн (различные моды колебаний) — от нескольких тысяч километ-

ров и длиннее. Эти волны возбуждаются конвективными потоками. Обнаружение звуковых колебаний и их интерпретация происходит на 1960–1970-е годы. Звуковые колебания распространяются и вверх, в хромосферу и корону (где их энергия диссирирует и поддерживает высокую температуру разреженных слоев), и вниз.

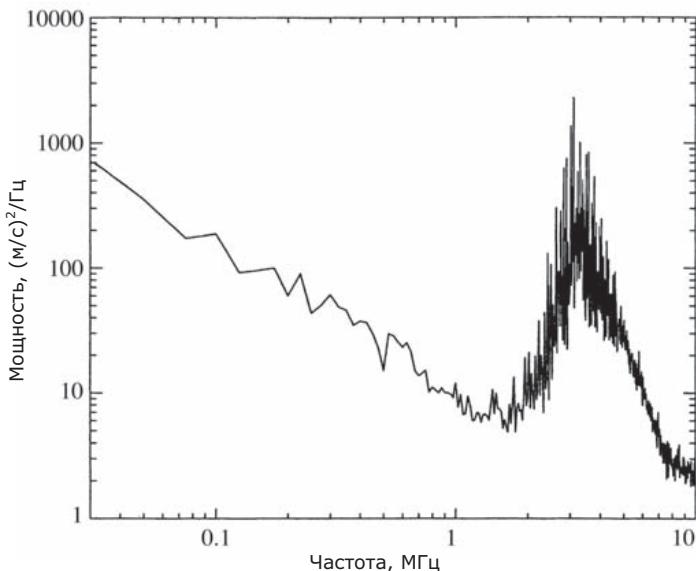


Рис. 5.10. Пример спектра мощности низкого разрешения $[(\text{м}/\text{с})^2/\text{Гц}]$ солнечных колебаний 1996 г. в эксперименте GOLF со спутника SOHO. Частотный линий между 2 и 7 мГц соответствует различным p -модам 5-минутных колебаний Солнца.

Наблюдательную основу гелиосеймологии составляет анализ волновых изменений яркости и/или доплеровской скорости отдельных областей солнечного диска или диска в целом. Разумеется, наблюдения диска в целом выявляют только крупномасштабные осцилляции с длинами волн, сопоставимыми с радиусом Солнца. Эти измерения требуют наиболее высокой точности. Отдельные регистрируемые моды имеют амплитуду скорости всего в несколько метров или даже сантиметров в секунду, амплитуда колебаний измеряется километрами и десятками километров.

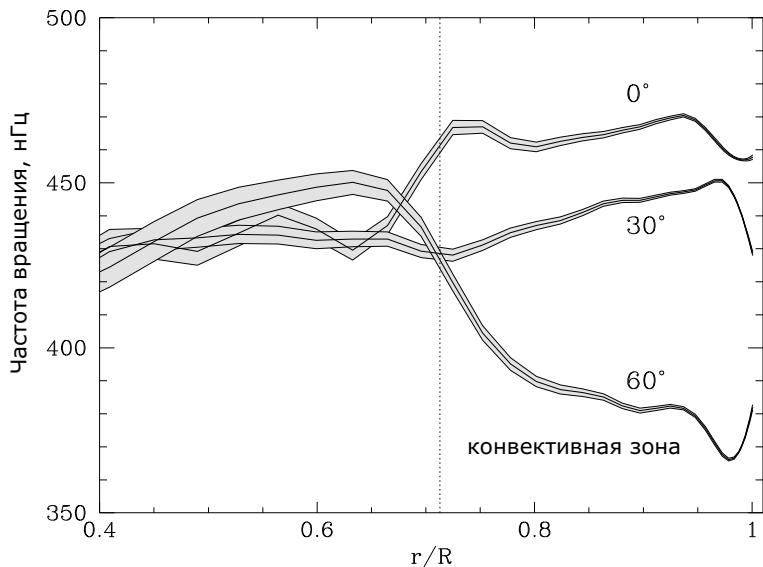


Рис. 5.11. Зависимость частоты вращения внутренних слоев Солнца от глубины и широты, полученная из анализа наблюдений солнечных колебаний в эксперименте MDI со спутника SOHO. Конвективная зона ($r/R > 0.7–0.8$) вращается сравнительно однородно вдоль радиуса, но с разной частотой на разных широтах. Между конвективной зоной и лучистым ядром расположена слой с заметным градиентом частоты вращения, в котором, по-видимому, происходит основная генерация крупномасштабного магнитного поля динамо-механизмом.

Акустические волны (p -моды), распространяющиеся «снизу» по направлению к поверхности (фотосфере), частично отражаются от нее и уходят в глубинные слои. В недрах Солнца акустические волны почти не поглощаются. Они отражаются на определенной глубине (которая зависит от направления волны) и вновь возвращаются к поверхности. Отражение происходит вследствие возрастания с глубиной температуры плазмы, а следовательно — фазовой скорости звука, причем волна отразится тем глубже, чем более близким к радиальному будет ее первоначальное направление и чем выше частота. Результатом взаимодействия падающих и отраженных волн является появление стоячих волн. Волновую рябь на поверхности наблюдают как узор, образуемый стоячими волнами с резонансными частотами.

Выявлены многие тысячи гармоник колебаний, большинство которых приходится на область частот вблизи 1/300 Гц (пятиминутные колебания) (рис. 5.10). По наблюдаемым колебаниям судят об условиях распространения волн в недрах Солнца, а следовательно, о его внутреннем строении. Анализ частоты и горизонтальной длины волны стоячих волн позволяет восстановить условия распространения волн в недрах Солнца, уточнить распределение скорости звука (а следовательно, давления газа и плотности) с глубиной. Правильная модель внутреннего строения Солнца должна не только объяснить равновесное состояние звезды и перенос энергии из ядра наружу, но и наблюдаемый набор частот звуковых колебаний. Анализ колебаний также дает информацию о вращении глубинных слоев и даже о положении активных областей на невидимой стороне Солнца, как и о других характеристиках солнечного вещества, в том числе и о химическом составе газа в его недрах.

Модель строения Солнца, основанная на данных гелиосейсмологии, прекрасно согласуется с моделью, где поток тепла выделяется в ядре при превращении Н в He (достигнута точность 0.1% по температуре). Осложнение возникло лишь с объяснением низкого (при мерно втрое ниже расчетного) потока нейтрино от Солнца. Но и эта проблема, по-видимому, решена обнаружением осцилляций нейтрино (см. раздел 5.5.2).

5.10. Задачи

1. Показать, что при фрагментации протозвездного облака, сжимающегося со скоростью свободного падения, массы образующихся фрагментов не могут быть ниже некоторого фундаментального предела, зависящего только от характерной массы $M_{Ch} \approx m_p \cdot (m_{Pl}/m_p)^3$ (M.J. Rees, 1976).

Решение. Облако с джинсовской массой сжимается за время свободного падения, при этом повышение плотности ведет к уменьшению значения джинсовской массы и возможна фрагментация на меньшие массы, которые самостоятельно начинают сжиматься со своим временем свободного падения. Процесс фрагментации происходит до загорания водорода в ядре звезды и останавливается, когда повышение плотности и температуры делает сжимающуюся протозвезду оптически непрозрачной. Мощность теплового излучения из любой ограниченной области с температурой T не может превы-

шать мощность излучения АЧТ с той же температурой с поверхности. Условие оптической непрозрачности означает, что выделение гравитационной энергии связи $E_g \sim GM^2/R$ на временах порядка времени свободного падения $t_f \sim 1/\sqrt{G\rho}$ (на стадии изотермической контракционной фазы) при образовании фотосферы становится порядка излучения с поверхности АЧТ с температурой T , т.е. $\sim \sigma_B T^4 R^2$ (σ_B – постоянная Стефана–Больцмана). Учитывая, что масса фрагментов не может быть меньше джинсовской, из соотношения $GM^2\sqrt{G\rho}/R < x\sigma_B T^4 R^2$ получаем после преобразований

$$M > M_{Ch}x^{-1/2} \left(\frac{kT}{m_p c^2} \right)^{1/4},$$

где $x \leq 1$ – безразмерный параметр. Т.к. горение водорода в ядре молодой звезды (т.е. переход на стадию главной последовательности) начинается при $kT \sim 1$ кэВ $\approx 10^{-6} m_p c^2$, получаем $M_{min} \sim 0.05 M_\odot$. Полученная оценка близка к минимальной массе водородной звезды, в которой возможны термоядерные реакции $\sim 0.08 M_\odot$. В действительности фрагментация происходит вплоть до минимально возможной джинсовской массы, которая определяется условием непрозрачности сжимающегося облака (в основном из-за наличия пыли) и оказывается порядка 7 масс Юпитера.

2. Оценить минимально возможное время жизни массивной звезды на главной последовательности, учитывая, что светимость звезды с ростом массы стремится к эддингтоновскому пределу.

Решение. Горение водорода на главной последовательности в массивных звездах происходит в CNO-цикле с калорийностью $\epsilon_{CNO} \simeq 5$ МэВ/нуклон $\simeq 6 \cdot 10^{18}$ эрг/г. Следовательно,

$$t_{nuc} \simeq \frac{\epsilon_{CNO} M}{L_{Edd}} \approx 2 \cdot 10^6 \text{ лет}$$

и не зависит от массы звезды. Это минимальное время эволюции самых массивных звезд.

3*. Показать, что критерий конвективной устойчивости в химически однородной звезде определяется условием неизменности энтропии газа вдоль радиуса $dS/dr = 0$ (критерий Шварцшильда).

Решение. Выражение для энтропии идеального невырожденного одноатомного газа с уравнением состояния $P = \rho RT/\mu$ находится из 1-го начала термодинамики. Запишем (в расчете на 1 грамм

вещества) $Tds = d\epsilon + PdV$, где $\epsilon = 3/2\mathcal{R}T/\mu$, $V = 1/\rho$, откуда $ds = (3/2)(\mathcal{R}/\mu)dT/T - (\mathcal{R}/\mu)d\rho/\rho$. Так как ds – полный дифференциал, то с точностью до константы (которую нельзя определить, исходя только из термодинамических соображений)

$$s = \frac{\mathcal{R}}{\mu} \ln \left(\frac{T^{3/2}}{\rho} \right) + const.$$

Поскольку $\mathcal{R}/\mu = k \cdot N_A/\mu$, где N_A – число Авогадро, энтропия одного моля газа S имеет размерность постоянной Больцмана k , и в безразмерных единицах можно записать

$$S/k = \ln \left(\frac{T^{3/2}}{\rho} \right) + const = \ln \left(\frac{P^{3/2}}{\rho^{5/2}} \right) + const.$$

Тогда плотность газа можно переписать в виде:

$$\rho \sim \exp \left(-\frac{2}{5} \frac{S}{k} \right) \cdot P^{3/5}. \quad (5.40)$$

Фактически, это уравнение Менделеева–Клапейрона, выраженное через энтропию. Рассмотрим элемент газа в условиях (S_1, ρ_1, P_1) и адиабатически переместим его вверх (против направления ускорения силы тяжести). Он окажется во внешней среде, характеризуемой величинами (S_2, ρ_2, P_2) , причем внутри элемента, после установления механического равновесия (выравнивания давления) с внешней средой, газ будет характеризоваться параметрами (S_1, ρ'_2, P_2) (существенно, чтобы перемещение газа носило адиабатический характер и он не успел обменяться энергией с внешней средой, т. е. внутри элемента $S'_2 = S_1$). Если новая плотность газа внутри рассматриваемого элемента ρ'_2 будет больше, чем плотность внешней среды ($\rho'_2 > \rho_2$), то элемент начнет двигаться вниз вдоль градиента силы тяжести к своему начальному положению («тонуть»), а если меньше ($\rho'_2 < \rho_2$), то архимедова сила будет выталкивать его дальше, т. е. он продолжит всплывать. Очевидно, первое условие соответствует конвективной устойчивости, а второе – неустойчивости. Применяя (5.40), находим

$$\Delta\rho = \rho'_2 - \rho_2 = P_2^{3/5} \left(e^{-(2/5)(S_1/k)} - e^{-(2/5)(S_2/k)} \right),$$

то есть звезда конвективно неустойчива ($\Delta\rho < 0$), если $S_1 > S_2$, или $dS/dr < 0$. Таким образом, конвекция стремится выровнять энтропию газа вдоль направления градиента силы тяжести, откуда следует, что в конвективных слоях звезд S практически постоянна.

ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗД

6.1. Эволюция звезд после выгорания водорода

Горение водорода — самая длительная стадия в жизни нормальной звезды. Это связано с начальным большим обилием водорода (70% по массе) и большой калорийностью ($\sim 0.007Mc^2$) превращения водорода в гелий. На долю этой реакции приходится около 70% энергии, выделяемой в цепочке последовательных термоядерных превращений водорода в элемент с наибольшей энергией связи на нуклон ^{56}Fe ($\sim 8.6 \text{ МэВ/нуклон}$). Фотонная светимость звезд на главной последовательности, где горит водород, как правило меньше, чем на последующих стадиях эволюции¹, а ихнейтринная светимость незначительна, т. к. температура в центре не превышает $\sim 4 \cdot 10^7 \text{ К}$. Поэтому ядерное топливо расходуется сравнительно медленно и большая часть звезд в Галактике и во Вселенной являются звездами главной последовательности.

После окончания горения водорода в ядре звезды перемещается вправо от главной последовательности на диаграмме эффективная температура — светимость (диаграмма Герцшпрунга–Рессела), ее эффективная температура уменьшается, и звезда попадает в область красных гигантов. Рост радиуса оболочки связан с конвективным переносом энергии от слоевого водородного источника, расположенного непосредственно вблизи гелиевого ядра. Уменьшение выделения энергии по мере истощения доли водорода в ядре

¹Это связано, в первую очередь, с увеличением радиуса звезды и увеличением непрозрачности вещества звезды на стадиях после главной последовательности.

приводит к его гравитационному сжатию. Из-за этого температура в ядре постепенно растет, и при значениях $T_c \sim 2-3 \cdot 10^7$ К и плотности $\rho_c \sim 10^3-10^4$ г/см³ начинается термоядерное горение гелия. В природе нет устойчивых элементов с атомными номерами 5 и 8, невозможна реакция ${}^4\text{He} + \text{p} \rightarrow {}^5\text{...} + \dots$, а ядро бериллия-8 неустойчиво и после образования распадается на 2 альфа-частицы: ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^8\text{Li} \rightarrow {}^8\text{Be} + e^- + \bar{\nu}_e$; ${}^8\text{Be} \rightarrow {}^2\text{He}$.

Однако наиболее важная реакция горения гелия в звездах — это так называемый З α -процесс: ${}^3\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C}$. Энергия суммы трех альфа-частиц на 7.28 МэВ превышает энергию покоя ядра углерода-12. Поэтому чтобы реакция шла эффективно, нужен «подходящий» энергетический уровень ядра углерода-12. Такой уровень (с энергией 7.656 МэВ) у ядра ${}^{12}\text{C}$ имеется², поэтому З α -реакция в звездах идет с достаточной скоростью. Сначала две альфа-частицы образуют короткоживущее ядро ${}^8\text{Be}$: ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightleftharpoons {}^8\text{Be}$. Время жизни ${}^8\text{Be}$ около 10^{-16} с, но есть вероятность присоединения еще одной альфа-частицы с образованием возбужденного ядра углерода-12: ${}^8\text{Be} + {}^4\text{He} \rightleftharpoons {}^{12}(*)\text{C}$. Возбуждение ядра снимается рождением пары, а не фотоном (фотонный переход с этого уровня запрещен правилами отбора), ${}^{12}\text{C}^* \rightarrow {}^{12}\text{C} + e^+ + e^-$. Заметим, что образующееся ядро ${}^{12}\text{C}^*$ с наибольшей вероятностью сразу же «разваливается» на ядра Be и He и, в конечном счете, на 3 альфа-частицы, и только примерно в одном случае из 2500 происходит переход на основной уровень с выделением энергии 7.65 МэВ, уносимой парой e^+e^- .

Удельное выделение энергии при горении гелия примерно на порядок меньше, чем при горении водорода. Время жизни и число звезд на этой стадии эволюции значительно меньше, чем звезд главной последовательности. Однако, поскольку в реакции участвуют три частицы, энерговыделение в расчете на одну частицу пропорционально квадрату концентрации и становится значительным только в плотных ядрах звезд, сопедших с главной последовательности. Благодаря высокой светимости на стадиях красного гиганта или сверхгиганта, когда в ядре звезды идет превращение гелия в углерод, такие звезды хорошо изучены.

Реакция, при которой возможно сближение ядер гелия до радиуса действия ядерных сил, так же как и реакция ${}^4\text{H} \rightarrow {}^4\text{He}$, может

²Этот уровень ядра ${}^{12}\text{C}$ был предсказан Ф. Хойлом для объяснения синтеза элементов в звездах и позднее был экспериментально обнаружен В. Фаулером.

проходить только за счет квантового туннельного эффекта и требует очень высоких температур.

Ядро ^{12}C немедленно вступает в реакцию с ядрами гелия:



Ее скорость сильно зависит от температуры, которая определяется массой звезды, поэтому окончательный результат горения гелия в звездах — образование углеродно-кислородного или чисто кислородного ядра.

На последующих стадиях эволюции массивных звезд в центральных областях звезды при высоких температурах происходят реакции непосредственного слияния тяжелых ядер. Энерговыделение в реакциях горения ^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si сравнимо с энерговыделением в Δ -реакции, однако при высоких температурах $\sim 10^9 \text{ К}$ все более важным становится унос энергии нейтринным излучением. Время жизни звезды на этих стадиях намного меньше, чем время горения гелия. Вероятность обнаружения таких звезд мала, и в настоящее время горение ^{12}C с образованием более тяжелых элементов встречается только в ядрах редких массивных звезд типа Вольфа—Райе класса WO.

6.2. Вырождение вещества

Газ может рассматриваться как идеальный пока энергия взаимодействия между его частицами пренебрежимо мала по сравнению с тепловой энергией. Приближение идеального одноатомного газа со средней энергией на одну частицу $E = 3/2kT$ прекрасно описывает поведение плазмы в центре Солнца и более массивных звезд главной последовательности.

С повышением плотности средние расстояния между частицами уменьшаются, $\delta l \sim \rho^{-1/3}$, и когда они станут сопоставимы с де-Бройлевской длиной волны, $\lambda = h/p$ (p — импульс частиц), начнут сказываться их квантово-механические свойства. Важнейшее из этих свойств связано с т. н. *вырождением* газа частиц с полуцелым спином, из-за которого радикальным образом меняются термодинамические свойства вещества.

В применении к частицам с полуцелым спином — фермионам (e , n , p) действует принцип Паули (В. Паули, 1925), согласно которому в одной элементарной ячейке фазового пространства не мо-

жет одновременно находиться более двух фермионов  противоположно направленными спинами. Принцип Паули позволил объяснить закономерности периодической таблицы элементов Менделеева. Принцип Паули отражает фундаментальную связь спина частиц и их статистических распределений (1940 г.); в квантовой механике любые две частицы с одинаковым спином неразличимы, но волновые функции системы фермионов — нечетные, а бозонов (частиц с целом спином) — четные, что и приводит к различию их статистических свойств.

Для координат и импульсов частиц существуют квантово-механические ограничения (принцип неопределенности Гейзенберга):

$$\delta p_x \delta x \geq h, \quad \delta p_y \delta y \geq h, \quad \delta p_z \delta z \geq h.$$

Отсюда следует, что одна ячейка фазового пространства имеет минимально возможный объем

$$\delta x \delta y \delta z \delta p_x \delta p_y \delta p_z = h^3.$$

При равновероятной ориентации вектора импульса объем фазового пространства, приходящийся на 1 электрон, который в предельном случае равен $h^3/2$, составляет $(1/n_e)(4\pi r^3/3)$. Здесь первый член в скобках — пространственный объем на одну частицу, где $n_e = Y_e \rho / m_p$ (Y_e — число электронов, приходящихся на один нуклон), а второй — объем шара в пространстве импульсов, радиус которого примерно равен вероятному значению полного импульса частиц $p_F = (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)^{1/2}$ для рассматриваемого предельного случая (т. н. *импульс Ферми*).

Для идеального Максвелл-Больцмановского газа наиболее вероятное значение импульса $p = m_e \sqrt{2kT/m_e}$. Поэтому на одну частицу приходится в среднем фазовый объем $(1/n_e)(4\pi/3)(2kTm_e)^{3/2}$, при разрешенном объеме, составляющем не менее $h^3/2$. В нормальных звездах последняя величина пренебрежимо мала по сравнению с первой, т. е. квантовыми эффектами можно пренебречь. Абсолютное большинство квантовых ячеек с объемом $h^3/2$ не будет содержать ни одной частицы.

Однако при возрастании n_e или уменьшении T должен наступить предел применимости приближения идеального газа, когда существенная доля всех ячеек фазового пространства окажется заполненной, и плотность частиц в фазовом пространстве уже не может

быть увеличена. Любой процесс сжатия газа будет приводить к росту средних значений импульсов (скоростей) частиц, не связанному с изменением температуры, и, следовательно, к росту давления, препятствующему сжатию. Приравнивая $h^3/2$ среднему объему фазового пространства, приходящему на одну частицу, получаем, что критическая температура (температура вырождения)

$$T_c = \left(\frac{h^3 n_e}{8\pi/3} \right)^{2/3} (2km_e)^{-1} \sim \mathcal{E}_F/k,$$

где $\mathcal{E}_F = p_F^2/2m_e$ — энергия Ферми для нерелятивистских частиц. Опуская константы, для значений температуры T_c и плотности ρ_c , при которых происходит заполнение ячеек фазового пространства, получаем: $T_c \sim n_e^{2/3} m_e^{-1} h^2$, или $\rho_c \sim (T m_e/h^2)^{3/2}$. Вырождение наступает при $T < T_c$ или $\rho > \rho_c$. Импульсы (скорости) электронов становятся выше тепловых (все разрешенные значения для тепловых скоростей уже заняты).

Пример. Рассмотрим газ в центре Солнца — $\rho \approx 150 \text{ г}/\text{см}^3$, вещество полностью ионизовано, из-за электронейтральности плазмы концентрация зарядов отрицательного знака (электронов) равна концентрации положительных ионов, для чисто водородной плазмы $n_e \approx n_p = \rho/m_p \approx 6 \cdot 10^{23} \cdot 150 \sim 10^{26} \text{ см}^{-3}$, температура $T_\odot > 10^7 \text{ К}$, т. е. больше $T_c \approx 3 \cdot 10^{-11} (10^{26})^{2/3} \approx 3 \cdot 10^6 \text{ К}$, и следовательно электроны в центре Солнца невырождены.

Вырождение может быть различным — от слабого до релятивистского. В последнем случае при очень высокой плотности $\rho \gg \rho_c$ (для вещества с характерной для звездных недр температурой эта плотность $\rho_c \simeq 10^6 \text{ г}/\text{см}^3$) электроны становятся релятивистскими, для них энергия Ферми \mathcal{E}_F становится много больше $m_e c^2$. Скорости протонов при этом остаются тепловыми, поскольку, как было показано выше, критическое значение $\rho_c \sim m^{3/2}$, и протонный газ остается невырожденным.

Важнейшим отличием вырожденного газа от идеального является то, что уравнение состояния при вырождении иное. Давление электронного газа уже определяется не температурой среды, а скоростями V_e нетеплового движения электронов, связанного с квантово-механическим вырождением

$$P_e \sim \rho V_e^2 = (n_e m_e) V_e^2.$$

Поскольку на один электрон приходится фазовая ячейка с объемом, пропорциональным $n_e^{-1}(m_e V_e)^3$, которая ограничена величиной $h^3/2$, мы имеем $V_e \sim hn_e^{1/3} m_e^{-1}$, а следовательно

$$P_e \sim h^2 n_e^{5/3} m_e^{-1}. \quad (6.2)$$

Концентрация электронов пропорциональна полной плотности вещества, откуда можно заключить, что давление электронного газа пропорционально $\rho^{5/3}$, т. е. $P_e = K_{5/3}\rho^{5/3}$, где $K_{5/3}$ — константа. При релятивистском вырождении нетепловая скорость электронов становится сопоставимой со скоростью света, и это немножко ослабляет степень зависимости давления от плотности. Более медленный рост энергии релятивистских электронов с возрастанием их импульса $E_e \sim p_F c$ приводит к более мягкой зависимости давления от плотности:

$$P_e \sim \rho^{4/3}.$$

В общем случае надо рассматривать полное давление газа как сумму $P_g = P_{th} + P_e$, где P_{th} — тепловое давление, обусловленное хаотическим движением невырожденных частиц, P_e — нетепловое давление вырожденного электронного газа. Для идеального ионизованного газа оно связано в равной мере как с протонами, так и электронами, но в случае вырожденного газа электронная составляющая давления P_e значительно превосходит P_{th} .

Давление вырожденного нерелятивистского (или слаборелятивистского) электронного газа удержит белые карлики от сжатия, даже если их температура будет сколь угодно низкой: квантово-механическое движение электронов в звезде не прекратится и при абсолютном нуле (как оно не прекращается в обычных атомах любого вещества).

Покажем, что у звезды, давление вещества в которой определяется нерелятивистским вырожденным электронным газом, имеет место обратное соотношение масса–радиус. Из уравнения гидростатического равновесия следует, что давление в центре $P_c \sim (GM/R)\rho \sim GM^{2/3}\rho^{4/3}$. Приравнивая это выражение к давлению нерелятивистского вырожденного электронного газа $P_e = K_{5/3}\rho^{5/3}$, находим, что радиус $R \sim (M/\rho)^{1/3}$ должен зависеть от массы как $R \sim K_{5/3}M^{-1/3}$, в отличие от стационарных звезд главной последовательности, радиус которых увеличивается с массой ($R \sim M^{0.8}$).

Радиус типичного белого карлика с массой Солнца равен примерно $10^{-2}R_\odot$. Обратная зависимость масса–радиус для белых карликов полностью подтверждается наблюдениями. Отметим, что для более тяжелых фермионов — нейтронов — аналогичная вырожденная конфигурация (нейтронная звезда), должна иметь радиус примерно в $m_n/m_e \sim 2000$ раз меньше, т. е. порядка нескольких километров. Это следствие соотношения $K_{5/3} \sim m_n^{-1}$ (см. (6.2)).

6.3. Предел Чандрасекара и фундаментальная масса звезды

При увеличении плотности вещества до значений $\rho > 10^6$ г/см³ вырожденные электроны становятся релятивистскими, их давление P_e стремится к $K_{4/3}\rho^{4/3}$, и из уравнения гидростатического равновесия (см. выше) находим, что равновесие звезды возможно только при одной массе (предел Чандрасекара)

$$M_{Ch} \approx (K_{4/3}/G)^{3/2}.$$

Точное значение предела Чандрасекара для релятивистского вырожденного электронного газа при нулевой температуре

$$M_{Ch} = 5.83M_\odot Y_e^2 \approx 1.46M_\odot (Y_e/0.5)^2, \quad (6.3)$$

где Y_e — число электронов, приходящееся на один нуклон, и для элементов тяжелее гелия $Y_e \leq 0.5$ (для $^{56}_{26}\text{Fe}$, например, $Y_e = 26/56$). Если масса белого карлика превышает M_{Ch} , то он будет безудержно сжиматься до плотности атомных ядер, когда не только электронный, но и нейтронный газ станет вырожденным.

Пример. Покажем, что предельная масса Чандрасекара может быть выражена через фундаментальные постоянные — массу протона и планковскую массу. Импульс Ферми вырожденных электронов при нулевой температуре определяется только их концентрацией, которая выражается через плотность вещества ρ и лептонный параметр Y_e :

$$p_F \sim h(Y_e\rho/m_p)^{1/3},$$

где выражение в скобках есть просто концентрация электронов. Тогда давление вырожденного газа релятивистских электронов:

$$P_{rel} \sim (Y_e \frac{\rho}{m_p}) \mathcal{E}_F \sim (Y_e \frac{\rho}{m_p}) p_F c \sim \frac{hc}{m_p^{4/3}} (Y_e \rho)^{4/3} = K_{4/3} \rho^{4/3},$$

где коэффициент

$$K_{4/3} \sim \frac{hcY_e^{4/3}}{m_p^{4/3}}$$

и, таким образом, предельная масса

$$M_{Ch} \sim \left(\frac{hc}{Gm_p^{4/3}} \right)^{3/2} \cdot Y_e^2 = m_p \left(\frac{m_{Pl}}{m_p} \right)^3 \cdot Y_e^2,$$

где $m_{Pl} = \sqrt{hc/2\pi G} \approx 10^{19}$ ГэВ $\approx 10^{-5}$ г — планковская масса.

При более высоких плотностях гравитационному сжатию может противостоять давление вырожденных нейтронов (нейтронная звезда). Как и для белого карлика, можно получить предельную массу для нейтронной звезды (иногда ее называют пределом Оппенгеймера–Волкова (*R. Oppenheimer, G. Volkoff*), которые в 1939 году рассмотрели строение простейшей нейтронной звезды, состоящей только из вырожденных нейтронов). В отличие от предела Чандraseкара для белых карликов, который зависит только от химического состава вещества (этим определяется лептонное число Y_e), предел Оппенгеймера–Волкова зависит от плохо известного уравнения состояния материи при ядерных плотностях $\rho > 10^{14}$ г/см³. Расчеты показывают, что для различных уравнений состояния этот предел находится в диапазоне $\sim 1.5\text{--}3M_\odot$, и его определение является одной из фундаментальных задач физики нейтронных звезд.

6.4. Вырождение вещества в центре у звезд различных масс

Основная причина, приводящая к различию эволюции звезд разных масс после главной последовательности, состоит в неодинаковых физических условиях в ядре звезды. Эти различия, как мы сейчас увидим, связаны с главным макроскопическим параметром нормальной звезды — ее полной массой M .

Рассмотрим звезду сразу после окончания горения водорода в ядре, т. е. по прошествии времени t_n после попадания звезды на главную последовательность. В соответствии с теоремой вириала для ядра звезды, состоящей из идеального одноатомного газа, $2E_{th} + U = 0$, ее тепловая энергия $E_{th} = 3/2\mathcal{R}MT \sim -1/2U \sim GM^{5/3}\rho^{1/3}$ (здесь \mathcal{R} — универсальная газовая постоянная). Так как звезда продолжает излучать, а ядерное топливо израсходовано, ее полная энергия

$E_{tot} = \frac{1}{2}U \sim -GM^{5/3}\rho^{1/3}$ уменьшается (оставаясь отрицательной!) и при постоянной массе должна увеличиваться средняя плотность и температура³. Если бы газ все время оставался идеальным, температура и плотность в центре возрастили бы при сжатии до тех пор, пока не создутся условия для загорания более тяжелых элементов в ядре звезды (см. выше).

Однако в реальности, как было показано в основополагающих работах Чандрасекара, Фаулера и др., сценарий, описанный выше, реализуется только для достаточно массивных звезд с полной массой на главной последовательности не менее 8–10 солнечных. При увеличении температуры среднеквадратичный разброс импульсов тепловых электронов $\Delta p_e \sim \sqrt{2m_e kT}$ растет, и, поскольку расстояние между соседними электронами $\Delta q_e \sim (m_p/\rho)^{1/3}$, объем фазового пространства, приходящийся на один электрон, $(\Delta p_e \Delta q_e)^3 \sim [T^{1/2}/\rho^{1/3}]^3 \sim M^{1/2}R^{3/2}$ (здесь учтено, что $\rho \sim M/R^3$ и выполняется вириальное соотношение $T \sim M/R$). В числах имеем:

$$(\Delta p_e \Delta q_e)^3 \approx 180h^3 \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{R}{R_\odot} \right)^{3/2}. \quad (6.4)$$

Отсюда видно, что при сжатии ядра с массой Солнца до размеров $\sim 0.03R_\odot$ величина $\Delta p_e \Delta q_e$ оказывается порядка h , то есть существенным становится вырождение электронов, и газ перестает быть идеальным.

Остается понять, что произойдет «быстрее» – вырождение вещества при сжатии или начало термоядерного горения очередного химического элемента в ядре звезды. Именно эти физические факторы и определят дальнейшую эволюцию. Легко качественно показать, что именно полная масса звезды M является решающей. Для этого рассмотрим более реалистичный переходной случай, когда давление определяется не только тепловыми движениями идеального газа, но и в существенной степени вырожденным электронным газом. В таком газе полное давление описывается двумя слагаемыми:

$$P \approx \rho RT + K_\gamma \rho^\gamma \quad (6.5)$$

(показатель адиабаты $\gamma = 5/3$ для нерелятивистского и $4/3$ для релятивистского вырожденного электронного газа соответственно).

³Рост температуры в центре при потерях энергии на излучение является следствием отрицательной теплоемкости звезды из невырожденного газа.

Условия гидростатического равновесия сферически-симметричной звезды требуют выполнения соотношения

$$P_c/\rho_c \sim GM/R \sim GM^{2/3}\rho_c^{1/3} \quad (6.6)$$

(как и выше, опущены структурные числовые множители). Из этих соотношений находим поведение центральной температуры с ростом плотности:

$$\mathcal{R}T_c = GM^{2/3}\rho_c^{1/3} - K_\gamma\rho_c^{\gamma-1}. \quad (6.7)$$

Видно, что в зависимости от массы, центральная температура ведет себя по-разному. Если вырождение не существенно (при больших массах), вторым слагаемым в (6.7) можно пренебречь, и $T_c \sim \rho_c^{1/3}$, т. е. температура повышается с ростом плотности и возможно термоядерное горение любого горючего. При малых массах звезд решающим фактором становится давление вырожденных электронов, замедляющих рост температуры в гидростатически равновесном ядре. Из формулы (6.7) видно, что температура формально может обратиться в нуль при достижении плотности

$$\rho_{cr} \approx \left(\frac{GM^{2/3}}{K_\gamma} \right)^{1/(\gamma-4/3)}. \quad (6.8)$$

Это означает, что в ходе сжатия ядра звезды в нем сначала достигается некоторая максимальная температура, а при дальнейшем повышении плотности гидростатическое равновесие поддерживается в основном за счет давления вырожденных электронов и температура снижается. Расчет показывает, что при массе звезды, превышающей $0.08M_\odot$, максимальные значения температуры и плотности выше, чем требуется для горения водорода, поэтому в природе не бывает массивных белых карликов с преимущественно водородным составом: водород в ядре всегда успевает выгореть.

Возможность вырождения электронного газа в ядре звезды на главной последовательности или сразу после завершения горения водорода зависит от критической массы, определяемой условием $T_c = 0$ при $\gamma = 4/3$. Эта критическая масса близка к предельной массе Чандraseкара для полностью вырожденного релятивистского газа (6.3). При большей массе ядро коллапсирует и ядерные реакции в нем невозможны.

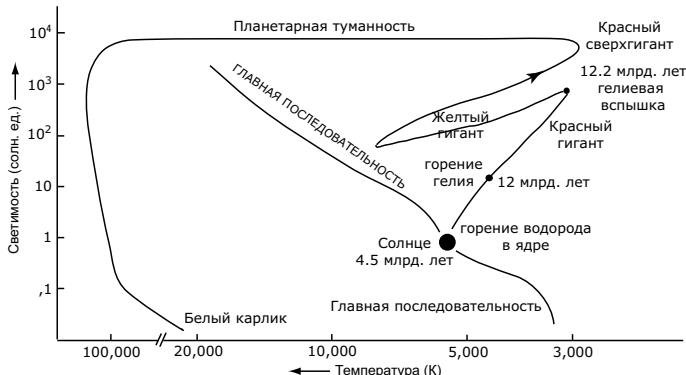


Рис. 6.1. Схема эволюции Солнца на диаграмме Герцшпрунга–Рессела.

Поэтому если масса ядра звезды не превосходит предела Чандraseкара $M \leq 1.2\text{--}1.3 M_{\odot}$, ядерное горение не доходит до завершения (элементы группы железа), поскольку требуемые для этого температуры не достигаются из-за вырождения электронов. Конечным продуктом эволюции таких звезд должны быть белые карлики, состоящие из смеси несгоревших элементов С и О.

В заключение сделаем одно замечание физического характера относительно протекания ядерных реакций в условиях вырождения электронов. Как обсуждалось в главе 5, реакции в ядре звезды главной последовательности протекают медленно из-за отрицательной теплоемкости, что является следствием теоремы вириала. Если газ электронов вырожден, то давление определяется главным образом плотностью вещества, а не температурой, и в звездах малой массы именно давление вырожденного электронного газа вносит основной вклад в компенсацию гравитационного сжатия. При этом практически вся тепловая энергия сосредоточена в движении ионов (теплоемкость вырожденного электронного газа значительно меньше).

Когда температура при сжатии достигнет значений, пригодных для протекания ядерных реакций (например, 3α -процесс горения гелия с образованием углерода), начнет выделяться тепловая энергия. Эта энергия в первую очередь пойдет на разогрев ионов и из-за высокой степенной зависимости скорости ядерных реакций от температуры приведет к еще большему энерговыделению. В невырожденных условиях увеличение теплового давления немедленно бы привело к увеличению радиуса звезды и к уменьшению центральной температуры (отрицательная теплоемкость!). Но в вырожден-

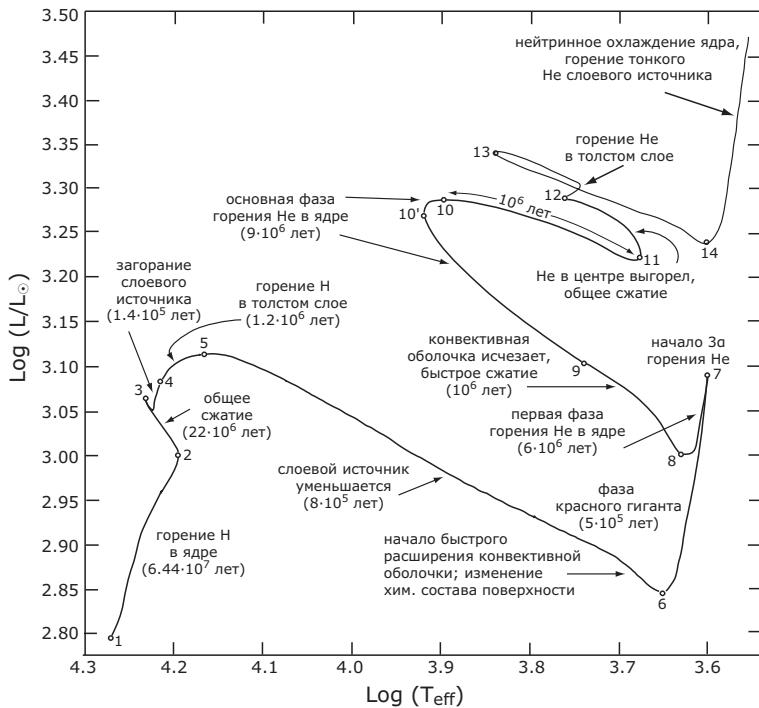


Рис. 6.2. Эволюция звезды с массой $5M_{\odot}$ (по расчетам I. Iben).

ном ядре этого не происходит. Условие отрицательной теплоемкости звезды перестает выполняться. Поэтому ядерные реакции в вырожденном веществе ядра звезды начинают приобретать взрывной характер до тех пор, пока тепловое движение ионов не «раскачет» электроны посредством кулоновских взаимодействий до температуры, выше температуры вырождения, при этом восстановится свойство «отрицательной теплоемкости». При эволюции звезд малой массы загорание гелия в вырожденном ядре должно происходить в виде резкой кратковременной вспышки (т. н. гелиевая вспышка), после которой вырождение электронов в веществе снимается и термоядерное горение приобретает спокойный характер. После гелиевой вспышки звезды малых масс оказываются на горизонтальной ветви диаграммы Герцшprunga–Рессела. Из-за медленного «просачивания» фотонов наружу гелиевая вспышка, однако, не проявляется как резкая оптическая вспышка.

6.5. Роль потери массы в эволюции звезды

Если бы масса звезды оставалась постоянной, масса Чандraseкара $\sim 1.3M_{\odot}$ определяла бы границу эволюции маломассивных звезд, конечным продуктом эволюции которых являются вырожденные белые карлики, и звезд, в ядрах которых полного вырождения электронов не наступает и термоядерное горение происходит в невырожденных условиях вплоть до образования элементов железного пика. Однако второй по значимости фактор эволюции нормальных звезд — потеря массы звезды. Есть несколько причин, приводящих к уменьшению массы. Если звезда одиночная, то происходит истечение вещества из оболочки, называемое звездным ветром, которое связано с испарением звездной атмосферы и (особенно в случае массивных звезд ранних спектральных классов) передачей импульса веществу давлением излучения в резонансных линиях металлов. В тесных двойных системах появляется возможность очень эффективной потери массы звездой из-за приливного воздействия соседнего компонента. Ввиду важных особенностей, эволюция двойных звезд должна рассматриваться отдельно, а здесь мы остановимся только на потере массы одиночными звездами.

6.5.1. Звездный ветер на главной последовательности

Потеря массы, уносимой звездным ветром, не очень важна для звезд главной последовательности поздних спектральных классов (G, K, M) из-за их невысокой светимости, малой роли светового давления и относительно малых радиусов (порядка радиуса Солнца). Однако звезды ранних спектральных классов (особенно O и B) интенсивно теряют массу. О потере массы судят по характерным особенностям спектральных линий в оптическом и, особенно, в УФ-диапазоне (профили типа R Cyg — эмиссия с абсорбционной деталью в синем крыле, см. рис. 6.3) и по взаимодействию звездного ветра с окружающей межзвездной средой (кольцевые туманности вокруг Of и WR-звезд), оболочки и сверхоболочки вокруг ОВ-ассоциаций (см. подробнее в монографии Т. А. Лозинской «Сверхновые звезды и звездный ветер. Взаимодействие с газом Галактики». М.: Наука, 1986).

Основная причина потери массы звездами ранних спектральных классов O, B — давление излучения в спектральных линиях тяжелых элементов, в которых сечение поглощения света максимально. Ускорение газа происходит в результате передачи импульсов фотонов.

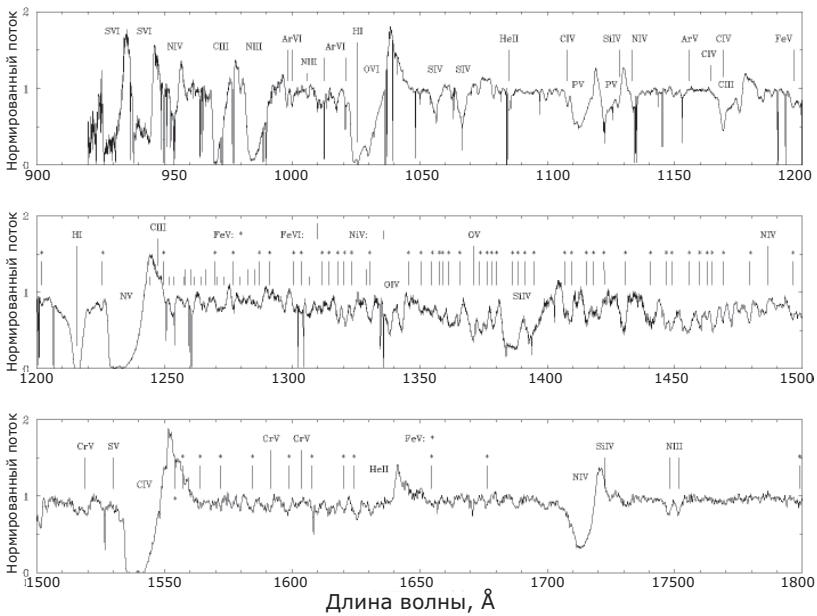


Рис. 6.3. УФ спектр одной из ярчайших звезд раннего спектрального класса O4I — сверхгиганта ζ Puppis (из работы Morton, Underhill 1977). Профиль линий типа R Cyg с абсорбцией в голубом крыле и эмиссией в красном крыле линий свидетельствует о наличии мощной истекающей оболочки.

нов при резонансном рассеянии в сильных УФ-линиях Si IV (1394–1403 Å), C IV (1548–1551 Å), N V (1240 Å) и др. Скорость звездного ветра v_∞ определяется по верхней границе абсорбционной линии в спектре, и для различных звезд составляет от нескольких сотен до нескольких тысяч км/с. Эмпирически найдено, что $v_\infty \approx 2 - 3v_p$, где $v_p = \sqrt{2GM/R}$ — параболическая скорость на границе фотосферы.

Гораздо труднее определить темп потери массы. Уравнение неразрывности течения в сферически-симметричном случае записывается в виде:

$$\dot{M} = 4\pi R^2 \rho(R) v(R), \quad (6.9)$$

где $\rho(R)$ — плотность и $v(R)$ — скорость ветра на расстоянии R от центра звезды. Изменение скорости с расстоянием находится из наблюдения линий разных элементов, а вот изменение плотности определить сложнее. Для этого требуется задать модель расширя-

ющейся атмосферы звезды, учитывающую химический состав, степень ионизации и другие плохо определяемые параметры.

Более надежный способ непосредственного определения \dot{M} дают наблюдения свободно–свободного излучения истекающей атмосферы в ИК и радиодиапазоне, где велико поглощение, а слой, соответствующий единичной оптической толщине $\tau = 1$, лежит в области сформировавшегося ветра. Так были определены темпы потери массы для многих звезд типа Вольфа–Райе (WR) и ОВ-сверхгигантов. Именно эти звезды наиболее интенсивно теряют массу – до $\sim 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$.

Зависимость темпа потери массы О-звездами от светимости L часто представляется в полуэмпирической форме Гармани:

$$\lg \left(\frac{\dot{M}}{M_{\odot}/\text{год}} \right) = -7.15 + 1.73 \lg \left(\frac{L}{10^5 L_{\odot}} \right). \quad (6.10)$$

Очевидно, темп потери массы должен быть как минимум пропорционален УФ-светимости, поскольку при резонансном рассеянии УФ-квантов переданный импульс L/c идет на ускорение газа до скорости v_{∞} , так что $\dot{M} \sim L/(cv_{\infty})$. Наблюдаемый темп потери массы молодыми массивными звездами $\sim 10^{-5}\text{--}10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ свидетельствует о большой важности учета звездного ветра уже на стадии главной последовательности, так как при такой высокой интенсивности истечения звездного ветра звезда может потерять от 10 до 50 процентов своей первоначальной массы.

6.5.2. Звездный ветер после главной последовательности.

Асимптотическая ветвь гигантов и образование планетарных туманностей

Звездный ветер является существенным, а в ряде случаев – определяющим фактором эволюции звезд после главной последовательности. Это связано с тем, что на стадии красного гиганта радиус звезды достигает нескольких тысяч и более радиусов Солнца, а параболическая скорость снижается до 10 км/с. При этом темп потери массы у холодных звезд – красных гигантов и сверхгигантов может достигать $10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$. Это ниже, чем у горячих массивных звезд главной последовательности, но плотность вещества ветра велика из-за малой скорости убегания. Основной механизм ветра в этом случае – гидродинамическое истечение атмосферы в межзвездную

среду. Энергия для нагрева и истечения атмосфер звезд поздних спектральных классов, как и в случае Солнца, по-видимому, черпается за счет различных МГД-неустойчивостей и затухания волновых возмущений во внешней атмосфере. Существенным также оказывается давление излучения на пылевые частицы холоднойзвездной атмосферы и макротурбулентные движения в хромосфере.

Эволюционно важный случай — потеря массы звездами на асимптотической ветви на диаграмме Герцшпрунга–Рессела (рис. 6.4) На эту ветвь попадают звезды с массой до $\sim 8\text{--}10$ масс Солнца после стадии невырожденного горения гелия и его превращения в углерод и углерод — в кислород. Светимость звезды на этой стадии обусловлена водородным и гелиевым слоевыми источниками, окружающими вырожденное (С–О)-ядро. Большой градиент температуры в оболочке приводит к интенсивной конвекции (общее свойство для всех стадий со слоевыми источниками).

Горение водородного и гелиевого слоевых источников подвержено тепловой неустойчивости. Действительно, горение водорода в слоевом источнике сопровождается сжатием и частичным вырождением нижележащих слоев гелия, что приводит к ускорению термоядерного горения в гелиевом слоевом источнике на границе с вырожденным (С–О)-ядром. Слоевые источники расширяются, температура и плотность в них падает, и темп генерации энергии уменьшается. Как следствие, расширение слоев сменяется сжатием, и процесс повторяется. Такое неустойчивое горение приводит к периодической подкачке энергии во внешнюю оболочку, образованию ударных волн и, в конечном счете, к ее интенсивному истечению с темпом потери массы, доходящим до $10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$. Яркие представители звезд на асимптотической ветви гигантов — долгопериодические неправильные переменные типа Миры Кита. На этой стадии фактически происходит формирование планетарной туманности вокруг горячего вырожденного ядра звезды — будущего белого карлика.

6.6. Эволюция одиночных звезд после главной последовательности: краткий итог

Приведем краткую сводку результатов расчетов эволюции одиночных звезд солнечного химсостава, имеющих различные массы на главной последовательности. Следует иметь в виду некоторую условность приводимых интервалов масс, зависящих от выбранных

параметров, и неопределенностей в расчетах звездной эволюции (аккуратный учет конвекции в звездных недрах, вращение и т. д.).

I. $M < 0.08 M_{\odot}$. Эта масса слишком мала для начала термоядерного горения водорода. В центре такой «звезды» (иногда применяют термин «коричневый» (или «бурый») карлик) существенны эффекты вырождения электронов и кулоновские поправки к уравнению состояния идеального газа. Такие тела по сути дела представляют собой промежуточный случай между планетами и звездами.

II. $0.08 M_{\odot} < M < 0.5 M_{\odot}$. Звезды с массой $< 0.5 M_{\odot}$ на главной последовательности полностью конвективны, что предотвращает загорание слоевого источника после выгорания водорода в ядре. Такие звезды не становятся красными гигантами, и от главной последовательности на диаграмме Герцшprungа–Рессела они перемещаются налево, сжимаясь и нагреваясь. Температура в гелиевом ядре остается ниже температуры снятия электронного вырождения, поэтому в конечном счете из таких звезд должны были бы образовываться вырожденные гелиевые белые карлики с массой $\sim 0.5 M_{\odot}$. В действительности время горения водорода у одиночных звезд с массой $< 0.9 M_{\odot}$ превышает возраст Вселенной (~ 14 млрд. лет), поэтому из одиночных звезд гелиевые белые карлики образоваться не успевают. Однако, если маломассивная звезда является компонентом тесной двойной системы, возможно уменьшение ее массы за счет перетекания на соседний компонент, и обнаженное вырожденное гелиевое ядро с массой около половины солнечной при дальнейшем остывании превращается в гелиевый белый карлик. Действительно, из наблюдений установлено, что гелиевые белые карлики входят в состав маломассивных тесных двойных систем типа AM CVn, вторым компонентом которых являются C–O белые карлики.

III. $0.5 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 2.5 M_{\odot}$. После выгорания водорода в центральных областях звезды образуется вырожденное гелиевое ядро с массой около $0.5 M_{\odot}$. На стадии красного гиганта горит водородный слоевой источник. Начало горения гелия и его превращение в углерод происходит в вырожденных условиях и поэтому сопровождается кратковременным энерговыделением (гелиевая вспышка). После гелиевой вспышки звезда на диаграмме ГР перемещается влево примерно с постоянной светимостью (т. н. горизонтальная ветвь, см. рис. 6.4). Оболочка звезды сбрасывается и постепенно рассеивается, и конечным продуктом эволюции является оставающий углеродно-кислородный белый карлик с массой около $0.5 M_{\odot}$.

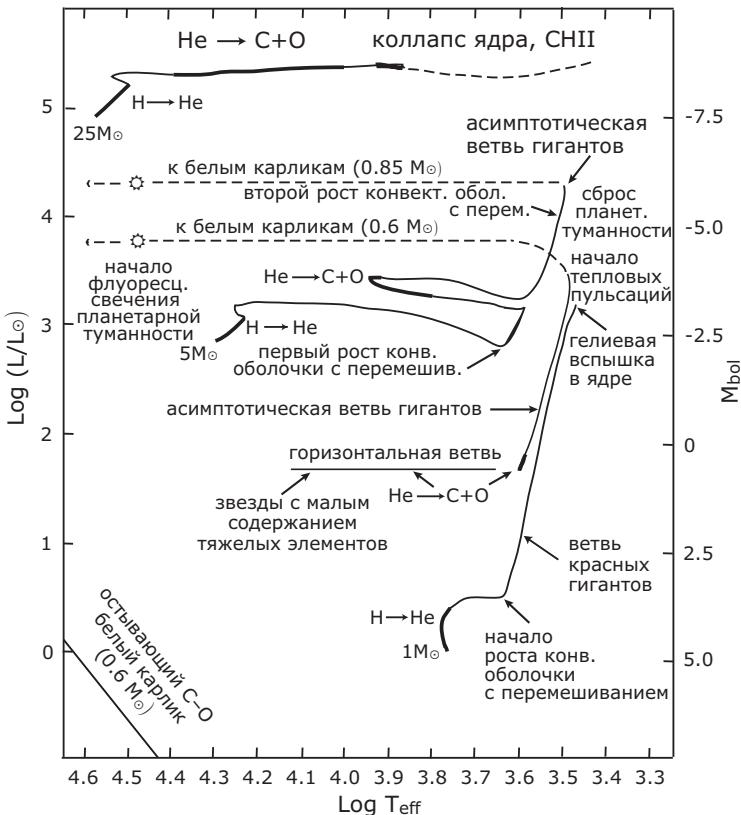


Рис. 6.4. Эволюционные треки звезд различных масс на диаграмме Герцшпрунга–Рессела. По расчетам I. Iben.

IV. $2.5 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 8 M_{\odot}$. После выгорания водорода в центре звезды гелиевое ядро невырождено, и после стадии красного гиганта (водородный слоевой источник) происходит невырожденное горение гелия с образованием углерода и кислорода. В результате, внутри красного гиганта образуется вырожденное ($C-O$)-ядро с массой $< 1.2 M_{\odot}$. Из-за тепловых неустойчивостей оболочки сбрасывается в конце стадии асимптотической ветви гигантов с образованием планетарной туманности, светящейся за счет переработки УФ излучения горячего ($T \approx 10^5$ К) ядра, которое постепенно остывает и превращается в сравнительно холодный ($C-O$)-белый карлик. Средняя масса таких белых карликов $0.6-0.7 M_{\odot}$.

V. $8 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 10-12 M_{\odot}$. В этом узком диапазоне масс термоядерное горение в ядре доходит до смеси кислорода, неона и магния. Дальнейшие термоядерные реакции не происходят, так как оболочка звезды рассеивается в виде планетарной туманности. Результат эволюции после сброса оболочки – (O – Ne – Mg) белый карлик с массой вблизи чандрасекаровского предела ($\sim 1.2 M_{\odot}$).

VI. $10-12 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 30-40 M_{\odot}$. Термоядерная эволюция в ядре происходит при невырожденных условиях вплоть до образования элементов железного пика (Fe , Co , Ni). Ядро звезды из этих элементов с массой $1.5-2 M_{\odot}$ подвержено ряду неустойчивостей (см. ниже) и коллапсирует с образованием нейтронной звезды. Процесс сопровождается вспышкой сверхновой типа II (если сохранилась протяженная водородная оболочка) или Ib/c (коллапс ядра звезды Вольфа-Райе). Сбрасываемая оболочка взаимодействует с межзвездной средой и в течение нескольких десятков тысяч лет существует в виде светящейся туманности – остатка сверхновой.

VII. $M \gtrsim 30-40 M_{\odot}$. Звезды с такими массами быстро эволюционируют (около 2 млн. лет), их ядра коллапсируют, возможно, с образованием черной дыры (т. е. гравитирующего объекта, окруженного горизонтом событий) с массой около $10 M_{\odot}$. Пока нет надежных теоретических расчетов этого процесса, хотя данные астрономических наблюдений существования черных дыр звездных масс выглядят убедительными.

6.7. Пульсации звезд. Цефеиды

Очень важным физическим эффектом, наблюдающимся на поздних стадиях эволюции звезд, являются крупномасштабные радиальные колебания звезды как целого. Радиальные пульсации присущи всем звездам, однако только у некоторых звезд, находящихся на поздних стадиях эволюции после главной последовательности, эти пульсации приобретают крупномасштабный характер.

Первые пульсирующие переменные были обнаружены среди красных гигантов. Классическим образцом долгопериодических пульсаций является звезда Мира (o Ceti), переменность блеска которой с периодом 11 месяцев (точнее, 322 дня) была обнаружена в 1596 г. Д. Фабрициусом. В минимуме блеска она наблюдается как звезда +9 зв. величины и не видна невооруженным глазом (см. Приложение), а в максимуме ее яркость достигает +3.5 звездной величи-

ны, то есть за один период светимость Мирры изменяется более чем в 100 раз. Позднее (1784 г.) периодические пульсации блеска с амплитудой в 1–2 зв. величины и периодами в несколько дней были обнаружены у важного класса переменных звезд типа δ Цефея (отсюда название всего класса). Основное свойство этих переменных звезд состоит в эмпирической зависимости период–светимость: чем ярче звезда, тем больше период переменности ее блеска (1912 г., обнаружена amer. астрономом Генриеттой Левитт по наблюдениям 25 цефеид в Малом Магеллановом Облаке). Современная зависимость (Бердников и др., 1996) имеет вид:

$$\left\langle \lg \frac{L_V}{L_\odot} \right\rangle = 1.15 \lg \left(\frac{T}{\text{сут}} \right) + 2.34, \quad (6.11)$$

где L_V — средняя (за период) светимость в видимой области спектра, T — период пульсаций. Эта зависимость достаточно универсальна и по измерениям периода позволяет определять светимость цефеиды, а тогда из наблюданного потока излучения (видимой зв. величины) можно определить расстояние до нее. Цефеиды — яркие звезды-гиганты и могут наблюдаваться в близких галактиках до расстояний ≈ 15 Мпк.

Классические цефеиды представляют собой звезды-гиганты дисковой составляющей звезд Галактики (Население I) со светимостью около $10^4 L_\odot$, их периоды пульсаций лежат в пределах 1–100 дней. На классические цефеиды похожи переменные типа W Девы, однако их светимость ниже, периоды пульсаций находятся в пределах 1–50 дней, а массы меньше массы Солнца; они являются маломассивными звездами-гигантами и принадлежат сферической составляющей (звездное Население II). К пульсирующим переменным также относят звезды типа RR Лиры — маломассивные звезды пониженной металличности по сравнению с Солнцем, находящиеся на горизонтальной ветви диаграммы ГР. Значительная часть переменных типа RR Лиры находится в шаровых скоплениях.

Физическая причина переменности блеска цефеид — периодические изменения радиуса звезды и ее эффективной температуры в ходе радиальных пульсаций. Эта идея для объяснения наблюдений цефеид была опубликована в 1914 г. Б. Шепли, а сама возможность радиальных пульсаций звезд впервые обсуждалась А. Риттером в 1879 г. А. Эддингтон предположил, что радиальные колебания звезды носят характер звуковых волн, возбуждаемых при переносе

тепла из недр звезды наружу. Это позволило ему правильно оценить период колебаний и найти его связь со средней плотностью звезды.

Рассмотрим модель сферически-симметричной звезды с массой M и радиусом R , состоящей из идеального газа. Период основной моды звуковых радиальных колебаний, очевидно, будет равен $T \approx 2R/v_s$, где $v_s = \sqrt{\gamma P/\rho}$ — скорость звука, P — давление, ρ — плотность, γ — показатель адиабаты. Из уравнения гидростатического равновесия находим $P/\rho \sim GM/R$, откуда для периода пульсаций получаем оценку $T \sim 1/\sqrt{\gamma G\rho}$. Более точное соотношение имеет вид:

$$T \approx \sqrt{\frac{3\pi}{2G\langle\rho\rangle}}. \quad (6.12)$$

(Здесь $\langle\rho\rangle$ — средняя плотность звезды.) Это соотношение находится в хорошем согласии с наблюдательными данными.

Зависимость период — средняя плотность используется для определения массы одиночных пульсирующих звезд. Радиусы пульсирующих звезд определяются современными астрономическими методами с точностью порядка 10%, а из теоретических расчетов можно получить значение числового коэффициента в зависимости (6.12), поэтому при известном радиусе зависимость период — средняя плотность становится алгебраическим соотношением период — масса звезды.

А. Эддингтон предположил, что пульсационная неустойчивость возникает, когда поток энергии, идущий из ядра звезды наружу сквозь оболочку, уменьшается из-за возрастания коэффициента непрозрачности вещества \varkappa . В общем случае коэффициент непрозрачности является функцией температуры и плотности, а также определяется химсоставом: $\varkappa(\rho, T, Z)$. Суть механизма возникновения пульсаций, называемого « \varkappa -механизмом», состоит в следующем. Если по какой-то причине \varkappa возрастает в некотором слое, то поток излучения как бы «запирается», создает дополнительное давление излучения, которое начинает играть роль поршня. Это приведет к расширению слоя, его охлаждению и уменьшению плотности. Если при этом коэффициент непрозрачности уменьшится, излучение начнет эффективнее просачиваться через слой, давление излучения упадет, и слой будет стремиться сжаться до значений плотности и температуры, соответствующим новому гидростатическому равновесию. Сжатие по инерции происходит до нескольких больших плотностей,

слой вновь разогревается, коэффициент непрозрачности увеличивается, и процесс повторяется.

Однако коэффициент непрозрачности в оболочке звезды хорошо описывается законом $\kappa \sim \rho/T^{7/2}$ (закон Крамерса, см. главу 5), согласно которому изменение температуры более существенно, чем изменение плотности, и долгое время было неясно, каким образом « κ -механизм» может работать в реальных условиях. Только в 1950 гг. в работах С. А. Жевакина было показано, что « κ -механизм» в звездных оболочках действительно работает из-за наличия зон частично ионизованного водорода и, главным образом, гелия. В механизме Жевакина при сжатии оболочки плотность возрастает, а температура меняется медленнее, чем по адиабатическому закону $T \sim \rho^{2/3}$ (для одноатомного идеального газа) из-за того, что часть тепловой энергии, выделяемой при сжатии, тратится на ионизацию атомов водорода или гелия (HeI и HeII). Таким образом, коэффициент непрозрачности в зоне частичной ионизации возрастает при увеличении плотности. Обратно, при расширении плотность уменьшается, температура падает медленнее адиабатического закона вследствие выделения внутренней энергии ионов в виде рекомбинационного излучения, и коэффициент непрозрачности уменьшается, давление излучения уменьшается и расширение останавливается.

Таким образом, каждый сферический слой звезды может рассматриваться как тепловая машина, которая может совершать положительную (приводящую к нарастанию колебаний) или отрицательную (приводящую к затуханию колебаний) механическую работу за счет проходящего через этот слой излучения. Звезда как целое будет неустойчива по отношению к радиальным колебаниям только в случае, если суммарная работа всех слоев положительна.

Зона частичной ионизации водорода образуется в диапазоне температур $(1\text{--}1.5) \cdot 10^4$ К и располагается недалеко от фотосфера звезды, а частичная ионизация гелия имеет место при более высоких температурах вблизи $4 \cdot 10^4$ К в более глубоких подфотосферных слоях. Последнее обстоятельство и объясняет, почему именно частичная ионизация нейтрального (HeI) и однократно ионизованного (HeII) гелия в основном отвечает за крупномасштабные радиальные пульсации цефеид. Расчеты показывают, что для звезд с эффективными температурами выше ~ 7500 К зоны частичной ионизации слишком близки к поверхности, а для звезд с эффективными температурами менее ~ 5500 К они залегают слишком глубоко и, что

более важно, в холодных звездах реализуются условия для образования крупномасштабной конвекции вещества, которая уменьшает градиент давления и температуры вдоль радиуса, так что крупномасштабные радиальные пульсации не развиваются. Это объясняет, почему феномен значительных пульсаций звезд наблюдается на диаграмме Герцшпрунга–Рессела в достаточно узкой полосе, называемой полосой нестабильности (см. рис. 5.1). Классические цефеиды и звезды типа WW Девы и RR Лиры находятся в этой полосе выше главной последовательности. Полоса нестабильности пересекает главную последовательность в районе звезд с массой несколько выше солнечной (короткопериодические пульсирующие звезды типа δ Щита).

Во внешних слоях звезд с протяженными атмосферами важным становится нелинейность звездных пульсаций. При расширении внешних слоев действие силы тяжести уменьшается, и по истечении периода колебаний эти слои не успевают вернуться в исходную точку. Поэтому внешние слои газа начинают падать на расширяющиеся внутренние слои. Возникает ударная волна, распространяющаяся наружу. Ударные волны во внешних атмосферах пульсирующих звезд-гигантов, существующие в течение некоторой доли периода пульсаций, обнаружены спектроскопически по наблюдениям эмиссии в бальмеровских линиях водорода. Периодические ударные волны, распространяющиеся в звездной атмосфере пульсирующих звезд, изменяют ее структуру — вместо гидростатически равновесного экспоненциального спадания плотности в атмосфере устанавливается степенной профиль $\rho \sim r^{-2}$, присущий истекающему звездному ветру.

Перестройка протяженных атмосфер периодическими ударными волнами в пульсирующих звездах позволили естественно объяснить существование околозвездных пылевых оболочек, наблюдавшихся вокруг холодных красных гигантов спектрального класса M ($T_{eff} \approx 3000$ K). Если бы их атмосферы находились в гидростатическом равновесии, то фазовый переход молекулярных соединений в твердое состояние был бы невозможен, так как их парциальное давление в экспоненциальной атмосфере было бы много меньше давления насыщенного пара. Более медленное спадание плотности и давления приводит к тому, что на расстояниях порядка нескольких радиусов фотосферы создаются условия для фазового перехода некоторых молекулярных соединений. Из-за высокой поглощаю-

щей способности пылинок сила лучистого давления, действующего на них, превосходит силу тяжести. Пылинки дрейфуют сквозь газ и передают свой импульс атомам и молекулам. Это приводит к увеличению мощности оттока газа в виде звездного ветра от красных гигантов. Наблюдательные оценки дают темп потери массы до значений $\dot{M} \approx 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$, что сравнимо с потерей массы звездами ранних спектральных классов. Физический механизм мощного звездного ветра красных гигантов, таким образом, обусловлен совместным воздействием периодически распространяющихся по звездной оболочке ударных волн и давления излучения на частицы пыли.

В заключение отметим, что многие вопросы пульсационной неустойчивости звезд еще далеки от решения, и в этом направлении ведутся интенсивные исследования, как теоретические, так и наблюдательные. Их важность обусловлена, в частности, тем, что калибровка зависимости период–светимость для цефеид остается краеугольным камнем при установлении шкалы расстояний во Вселенной.

6.8. Процессы образования тяжелых элементов в природе

Нуклеосинтез в ранней Вселенной останавливается на образовании ядер H, ^4He , ^3He , небольшого количества D, T, ^7Li и ничтожной примеси более тяжелых элементов (т. к. в природе нет устойчивых элементов с атомными номерами 5 и 8, а реакции синтеза более тяжелых элементов требуют преодоления значительного кулоновского барьера). Все химические элементы, начиная с углерода, образуются при термоядерном горении вещества в звездах и при взрывах сверхновых путем захватов протонов и, главным образом, нейтронов ядрами атомов. Изотопы ^7Li , ^9Be , ^{10}B , ^{11}B при термоядерном горении в звездах не образуются, а их наблюдаемые концентрации связаны с реакциями скола (англ. *spallation*) при взаимодействии быстрых частиц космических лучей с тяжелыми элементами на поверхности звезд, в оболочках сверхновых в межзвездной среде. При вспышках сверхновых температуры столь высоки (до ~ 10 МэВ в центре), что устанавливается термодинамическое равновесие по ядерным реакциям и образуются элементы группы железа (Co, Ni, Fe), ядра которых состоят из примерно равного четного числа протонов и нейтронов.

Основным механизмом образования элементов тяжелее железа является захват нейтронов (*s*- и *r*-процессы). Эти процессы различаются по соотношению характерного времени захвата нейтрона τ_n и времени β -распада в перегруженном нейтронами ядре τ_β . В *s*-процессах $\tau_n \gg \tau_\beta$ (медленный захват), нуклеосинтез происходит через относительно устойчивые ядра, находящиеся в «долине устойчивости» на диаграмме $Z - A$. Быстрый захват нейтронов с $\tau_n \ll \tau_\beta$ (*r*-процесс) реализуется в среде, сильно переобогащенной нейтронами, и приводит к образованию неустойчивых ядер, перегруженных нейтронами. В расчетах *r*-процессов существует большая неопределенность, по-видимому, они активно происходят в условиях интенсивного нейтринного облучения.

Описанный синтез тяжелых ядер происходит при гелиевых вспышках, а также в звездах умеренных масс на стадии асимптотической ветви гигантов, при вспышках новых звезд и наиболее активно — при вспышках сверхновых (в основном типа Ia — термоядерном взрыве белых карликов с массой, близкой к предельно возможной M_{Ch}). Еще раз подчеркнем, что астрофизические явления, в которых происходят *r*-процессы, окончательно не установлены; например, не исключено, что наиболее тяжелые элементы образуются в основном при слиянии двух нейтронных звезд в релятивистских двойных системах.

Отметим, что по относительному обилию тяжелых *r*-элементов можно оценить возраст звезды. Обычно для этого используют тяжелые долгоживущие радиоактивные изотопы, такие как ^{232}Th ($\tau_{1/2} = 1.4 \cdot 10^9$ лет) и ^{238}U ($\tau_{1/2} = 4.5 \cdot 10^9$ лет). По линиям поглощения в спектрах звезд определяют отношение радиоактивного тория, который может образоваться только при *r*-процессах, и стабильного *r*-элемента европия (Eu). Это отношение уменьшается со временем (торий распадается), откуда, зная теоретическое начальное значение отношения концентраций этих изотопов, которое определяется только кинетикой *r*-процессов, оценивают возраст звезды. Дополнительно рассматривают отношение *r*-элементов Ir , Os , Pt , Au и тория, а также отношение U/Th , из которого получают нижний предел возраста звезды. Этим методом определен возраст самых старых звезд с малым содержанием металлов (звезды гало Галактики и входящие в шаровые скопления): 15 ± 4 млрд. лет. Это важнейшее наблюдательное ограничение на время жизни Вселенной. Подробнее см. в сб. «Ядерная астрофизика», под ред. Фаулера, М.: Мир, 1986.

Солнечное обилие некоторых распространенных элементов по отношению к водороду приведено в Таблице 6.1. Полные данные по обилию элементов и их основных изотопов см. в Приложении G.

Таблица 6.1. Солнечное обилие (по числу частиц) некоторых распространенных элементов. Данные из работы Anders E., Grevesse N., 1989, Geochim. Cosmochim. Acta, 53, 197.

Элемент	$\log(n/n_{\text{H}})$	Элемент	$\log(n/n_{\text{H}})$
He	-1.01	Al	-5.53
C	-3.44	Si	-4.45
N	-3.95	S	-4.79
O	-3.07	Ar	-5.44
Ne	-3.91	Ca	-5.64
Na	-5.67	Fe	-4.33
Mg	-4.42	Ni	-5.75

ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ

Из астрономических наблюдений известно, что не менее половины всех звезд входит в двойные и кратные системы. С точки зрения образования звезд из-за гравитационной неустойчивости в холодных молекулярных облаках  факт вполне естественен, поскольку строго сферически-симметрична ситуация является идеализацией из-за наличия вращения, магнитных полей, неоднородностей плотности и т. д., и сжатие протозвездных облаков часто приводит к одновременному образованию нескольких центров конденсации.

7.1. Определение масс двойных звезд. Функция масс

Наблюдение движения звезд в двойной системе во многих случаях позволяет определить массы компонентов. Будем считать звезды точками, движущимися по кеплеровским орбитам вокруг центра масс системы. В отличие от классической задачи определения планетных орбит в солнечной системе, орбиту двойной звезды определяют семь¹, а не шесть элементов², так как в первом случае масса Солнца много больше массы планет и его движением вокруг общего центра масс можно пренебречь. В качестве параметров орбит двойной системы можно взять: массы компонентов M_1, M_2 , сумму больших полуосей орбит компонентов относительно центра масс системы $a_1 + a_2 = a$, эксцентриситет орбиты e , наклонение орбиты к лучу

¹ Движение двух тел в пространстве задается $2 \cdot 6 = 12$ значениями координат и скоростей. Какие связи в двойной системе нужно учесть, чтобы получить 7 величин?

² Для тел солнечной системы — три угла, фиксирующие плоскость орбиты в пространстве, угол, характеризующий направление от Солнца на перигелий, большая полуось, эксцентриситет.

зрения i (так что при $i = 90^\circ$ орбита видна с ребра), позиционный угол восходящего узла орбиты T_a и угол, характеризующий положение периастра ω (долгота периастра). Орбитальный период обращения связан с массами компонентов и большой полуосью относительной орбиты $a = a_1 + a_2$ третьим законом Кеплера

$$P = 2\pi \left[\frac{a^3}{G(M_1 + M_2)} \right]^{1/2}. \quad (7.1)$$

Если звезды видны по отдельности (т. н. визуально-двойные системы), то наблюдения позволяют восстановить орбиты каждой из них и оценить их массу. Однако, часто о двойственности системы можно судить по наличию одной или двух систем линий в суммарном спектре, которые периодически смещаются из-за эффекта Доплера при движении компонентов вокруг общего центра масс (спектрально-двойные звезды).

С помощью спектроскопических наблюдений по эффекту Доплера измеряются лучевые скорости одной или обеих звезд в зависимости от орбитальной фазы и таким образом получаются *кривые лучевых скоростей* $V_{r1}(t)$ и $V_{r2}(t)$ (см. рис. 7.1).

Рассмотрим связь между амплитудой лучевых скоростей звезд и их относительными массами на примере двойной системы, в которой звезды обращаются вокруг общего центра масс по круговым орбитам. Из условия неподвижности центра масс системы имеем:

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{M_2}{M_1},$$

откуда

$$\frac{a_1}{a} = \frac{M_2}{M_1 + M_2}.$$

Выразим амплитуду изменения лучевой скорости V_r любой звезды (пусть это будет V_{r1}) через радиусы орбит и орбитальную скорость движения V_{o1} этой звезды:

$$V_{r1} = V_{o1} \sin i = \frac{2\pi}{P} a_1 \sin i = \frac{2\pi}{P} \frac{M_2}{M_1 + M_2} a \sin i.$$

Таким образом, одновременное измерение V_{r1} и V_{r2} позволяет определить отношение масс компонентов $M_2/M_1 = a_1/a_2 = V_{r1}/V_{r2}$. Однако остается неопределенность в наклонении орбиты i — амплитуды кривых лучевых скоростей могут быть одинаковыми для разных орбит, наклоненных под разными углами.

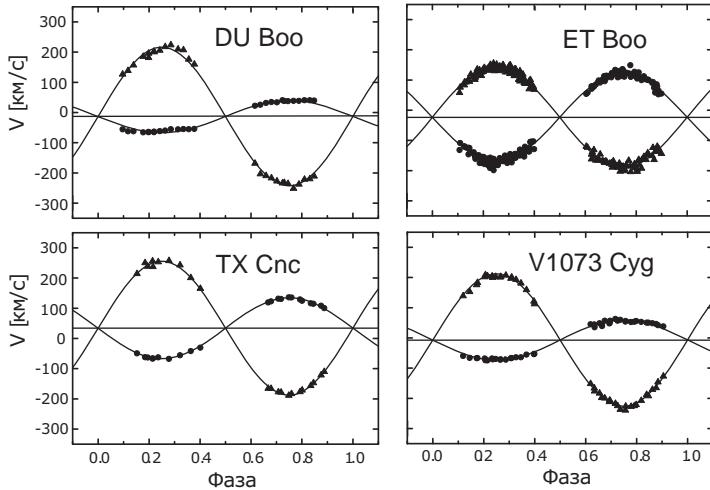


Рис. 7.1. Примеры кривых лучевых скоростей компонентов тесных двойных систем. Сплошные синусоиды — подгонка наблюдений круговыми орбитами. Горизонтальные прямые соответствуют лучевой скорости движения центра масс. По работе T. Pribulla et al. 2006.

Подставляя a из (7.1) в полученное выше уравнение, запишем:

$$V_{r1}^3 = \frac{2\pi G}{P} \frac{(M_2 \sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2}.$$

Функция

$$f(M_2) = \frac{PV_{r1}^3}{2\pi G} \quad (7.2)$$

называется *функцией масс* звезды с массой M_2 . Она объединяет непосредственно измеряемые величины и V_{r1} , относящиеся к одной из звезд, с массой второй звезды:

$$f(M_2) = \frac{(M_2 \sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2}. \quad (7.3)$$

Можно показать, что если орбиты звезд представляют собой не круги, а эллипсы с эксцентриситетом e , то в выражении для функции масс (7.2) орбитальный период P должен быть умножен на фактор $(1 - e^2)^{3/2}$.

Разделив $f(M_2)$ на M_2 , получаем:

$$\frac{f(M_2)}{M_2} = \frac{M_2^2}{(M_1 + M_2)^2} \sin^3 i \leq 1.$$

Таким образом, функция масс звезды в двойной системе представляет собой нижний предел ее массы. Поэтому оценка функции масс по наблюдениям одного компонента двойной системы позволяет получить ограничение на массу второго компонента. Подобная ситуация имеет место при наблюдении тесных двойных систем, где обычная звезда составляет пару с компактным компонентом, излучение которого принимается только в рентгеновском диапазоне. Например, функция масс некоторых рентгеновских двойных систем — кандидатов в черные дыры — оказывается выше 3 масс Солнца (абсолютный верхний предел массы нейтронных звезд в рамках общей теории относительности). Это служит важнейшим указанием на то, что компактная звезда в этих системах не может быть нейтронной звездой и, по-видимому, является черной дырой.

Подчеркнем в заключение этого параграфа, что измерение кеплеровских орбит в спектроскопических двойных системах по кривым лучевых скоростей не позволяет определить все параметры двойной системы, поскольку неизвестен угол наклона орбиты к лучу зрения. Однако задача может быть решена для релятивистских тесных двойных систем из двух нейтронных звезд, по крайней мере одна из которых видна как радиопульсар. В этом случае детальный анализ времен прихода импульсов позволяет с использованием релятивистских эффектов найти все орбитальные параметры двойной системы (см. главу 10). Проблемы не возникает также для затменно-двойных систем, когда $i \approx 90^\circ$ и наблюдаются эффекты затмения одного компонента системы другим.

7.2. Особенности эволюции звезд в ТДС

Эволюция звезд в двойных системах отличается от эволюции одиночных звезд, если приливное влияние соседнего компонента существенно. Действительно, приливное ускорение, создаваемое возмущающей массой M_2 на поверхности звезды с массой M_1 и радиусом R с расстояния l примерно равно $|a_t| \sim R \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{GM_2}{l^2} \right) = \frac{2GM_2R}{l^3}$. На малых расстояниях $l \lesssim R \cdot (2M_2/M_1)^{1/3}$, определяемых из условия $a_t \sim g = GM_1/R^2$, приливные силы существенно искажают форму поверхности звезды M_1 и приводят к появлению нового явления, от-

существующего у одиночных звезд или у компонентов широких звездных пар — перетеканию вещества с одной звезды на вторую.

7.2.1. Приближение Роша и полость Роша

Обычно в теории эволюции тесных двойных систем (ТДС) пользуются *приближением Роша (Roche)*, при котором звезды считаются точечными массами и можно пренебречь их собственным моментом импульса осевого вращения по сравнению с орбитальным. Этого приближения в подавляющем большинстве случаев вполне достаточно, поскольку обычно плотность звезды (за исключением некоторых моделей нейтронных звезд с однородной плотностью) сильно увеличивается к центру. Еще одно ограничение на применимость модели Роша к реальным двойным звездам связано с синхронностью вращения компонентов ТДС, что обеспечивается в большинстве случаев их эффективной приливной синхронизацией (ср. случай системы Земля–Луна, в которой вращение Луны уже синхронизовано с орбитальным обращением, несмотря на малый радиус Луны по сравнению с ее полостью Роша). При этом для очень тесных пар нейтронных звезд и черных дыр на последних стадиях слияния важны эффекты общей теории относительности (ОТО). Слияние таких звезд связано с возрастающим по мере сближения компонентов темпом потерь орбитального момента импульса из-за гравитационного излучения (см. Приложение). Эффекты ОТО становятся определяющими, когда размер орбиты оказывается порядка нескольких гравитационных радиусов компонентов. В дальнейшем мы будем полагать приближение Роша справедливым. Этого достаточно для понимания основных процессов, отличающих эволюцию звезд в ТДС от одиночных звезд.

Рассмотрим ТДС из звезд M_1 и M_2 на круговых орбитеах с суммой больших полуосей $a_1 + a_2 = a$. Выберем систему координат, синхронную с орбитальным обращением ТДС и началом в центре звезды M_1 , в которой ось X направлена от звезды M_1 к M_2 и ось Z направлена вдоль вектора вращения. В этой системе потенциал Роша в точке (x, y, z) записывается в виде суммы трех потенциалов, связанных с гравитационными полями компонентов и центробежной силой:

$$\Phi = -\frac{GM_1}{r_1} - \frac{GM_2}{r_2} - \frac{1}{2}\omega^2[(x - \mu a)^2 + y^2], \quad (7.4)$$

$$r_1 = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}, r_2 = \sqrt{(x - a)^2 + y^2 + z^2} \text{ и } \mu a = M_2 / (M_1 + M_2) a$$

характеризуют положение центра масс системы на оси X , так что выражение в квадратных скобках — это квадрат расстояния от оси вращения, проходящей через центр масс. Последнее слагаемое в этой формуле описывает потенциал центробежной силы. Выражая из 3-го закона Кеплера (7.1) частоту ω через полную массу системы, потенциал Роша можно записать в виде:

$$\Phi = -\frac{1}{2}\omega^2 a^2 \Omega_R,$$

где безразмерный потенциал

$$\Omega_R = \frac{2}{(1+q)(r_1/a)} + \frac{2q}{(1+q)(r_2/a)} + \frac{(x-\mu a)^2 + y^2}{a^2}$$

является только функцией отношения масс $q = M_2/M_1$.

Эквидиаметрические поверхности находятся из уравнения $\Phi(x, y, z) = const$ и представляют собой семейство симметричных относительно осей X и Y (но не осесимметричных!) поверхностей. Эти поверхности вблизи центров звезд мало отличаются от сферических, вокруг звезды большей массы размер эквидиаметрических поверхностей становятся все заметнее, и при некотором значении потенциала обе поверхности касаются в некоторой точке (внутренняя точка Лагранжа L_1), расположенной на оси между звездами. Эти критические поверхности носят название *полостей Роша*. Решая уравнение третьего порядка $\partial\Phi/\partial x = 0$, $y = z = 0$, можно определить положение точек L_1 , L_2 , и L_3 на оси x , в которых потенциал Роша достигает экстремума (максимума). Заметим, что расстояния между звездами и точками Лагранжа (для определенности будем считать звезду $M_1 \geq M_2$) удовлетворяют неравенствам $L_3 M_1 \geq L_2 M_2 \geq L_1 M_1 \geq L_1 M_2$ (равенство имеет место только в случае равных масс). Сечение эквидиаметрических поверхностей в модели Роша в орбитальной плоскости (X, Y) двойной системы схематически изображено на Рис. 7.2.

В случае звезд с сильно отличающимися массами для радиуса полости Роша вокруг звезды меньшей массы M_2 часто используют приближенную формулу:

$$\frac{R_L}{a} \approx 0.49 \left(\frac{M_2}{M_1 + M_2} \right)^{1/3}. \quad (7.5)$$

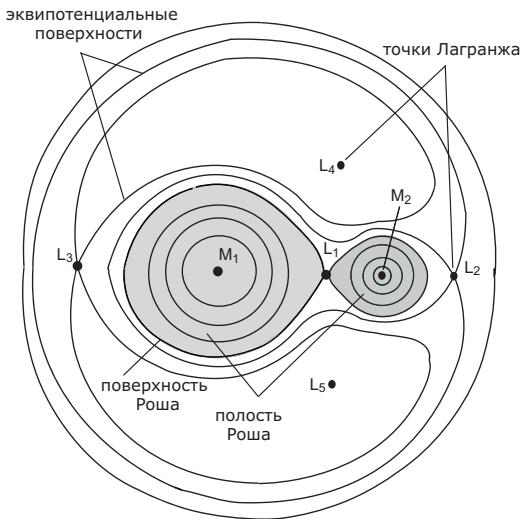


Рис. 7.2. Сечение поверхностей равного потенциала в модели Роша в орбитальной плоскости двойной системы с нулевым эксцентриситетом орбиты. Система координат вращается с орбитальной частотой. Показаны точки Лагранжа L_1, L_2, L_3, L_4 и L_5 . Полость Роша затемнена. В точках L_4 и L_5 значения потенциала имеют минимум (области устойчивости).

7.2.2. Перенос масс

Теперь рассмотрим, как ведут себя звезды в тесной двойной системе. В стационарном случае размер каждой звезды ограничен одной из эквипотенциалей, и пока звезды далеки от заполнения критической полости Роша, их форма мало отличается от сферической. Для звезды, заполняющей почти всю полость Роша, приливные эффекты уже сильно искажают ее форму. Если же размер звезды сравняется с размером полости Роша, становится возможным перемещение частицы с поверхности одной звезды внутрь эквипотенциальной поверхности соседней без изменения ее энергии, так как при приближении к точке L_1 высота потенциального барьера, отделявшего точку поверхности звезды на оси x от соседней полости, стремится к нулю (точка L_1 является седловой точкой потенциала Роша, в ней $\nabla\Phi(L_1) = 0$). Таким образом, частицы атмосферы звезды, движущиеся с тепловыми скоростями в окрестности внутренней точки Лагранжа, способны проникнуть внутрь полости Роша соседнего компонента.

Рассмотрим теперь двойную систему, состоящую из звезд главной последовательности M_1 и M_2 на круговой орбите. Более массивная звезда эволюционирует быстрее, а значит первой начнет увеличивать радиус и заполнять свою полость Роша. Это может привести к обмену масс между компонентами. При этом, как показывает анализ и численное моделирование, перетекание вещества будет происходить в различных шкалах времени в зависимости от (1) эволюционного состояния заполняющей полость Роша звезды, (2) отношения масс компонентов и (3) наличия дополнительных источников уменьшения орбитального момента импульса (например, в случае тесных двойных систем, за счет излучения гравитационных волн).

Для качественного понимания эволюции ТДС часто рассматривают так называемый консервативный обмен массами, когда постулируется, что перенос массы между компонентами двойной системы с круговой орбитой происходит консервативно, без изменения полной массы двойной системы и с сохранением полного момента импульса J , который в основном сосредоточен в орбитальном движении звезд. Поскольку угловая скорость орбитального движения обеих звезд одинакова, а звезда меньшей массы M_2 движется вокруг центра масс системы по окружности большего радиуса, момент импульса в расчете на единицу массы для этой звезды выше, чем для более массивной звезды M_1 . Тогда, считая, что суммарный момент импульса сохраняется в процессе переноса вещества, получаем, что при переносе вещества от звезды большей массы на меньшую большая полуось орбиты второй должна уменьшаться, то есть звезды будут сближаться, их полости Роша будут пропорционально уменьшаться (см. (7.5)), что ускорит процесс аккреции. Обратно, если теряет массу более легкая звезда, то полуось ее орбиты после завершения перетекания должна возрасти.

Однако отметим, что консервативный перенос масс является крайне идеализированной моделью. Во-первых, уже сам факт обмена масс между компонентами является диссипативным процессом, который нельзя полностью описать уравнениями в приближении Роша. Во-вторых, в реальных двойных системах всегда есть звездный ветер, уносящий момент импульса, а в случае очень тесных систем существенным становится уменьшение орбитального момента вращения из-за излучения гравитационных волн. Поэтому анализ изменения параметров орбиты при обмене масс является очень сложной задачей.

Для стационарного характера процесса перетекания нужно также потребовать, чтобы во время перетекания звезда все время находилась в контакте с полостью Роша: $R(t) = R_L(t)$ одновременно с $\dot{R} = \dot{R}_L$. Переходя к переменной массе, эти равенства можно привести к виду:

$$\frac{d \ln R}{d \ln M} = \frac{d \ln R_L}{d \ln M}.$$

Если это равенство нарушается, то перетекание либо прекращается, либо резко возрастает. Например, в случае потери массы более массивным компонентом, для устойчивого перетекания требуется, чтобы радиус звезды при уменьшении ее массы тоже достаточно быстро уменьшался. Это условие выполняется далеко не для всех звезд — например, оно очевидно не выполняется для вырожденных звезд с обратной зависимостью масса–радиус, а также для звезд с протяженными конвективными оболочками (гиганты, сверхгиганты или звезды главной последовательности очень малой массы).

Характерная шкала времени обмена масс определяется как $\tau_{\dot{M}} = M/\dot{M}$. Для количественного описания эволюции двойных звезд требуется детально учитывать «отклик» внутренней структуры звезды на изменение ее массы, что возможно только путем численного решения самосогласованной задачи. Однако очень схематично можно различать следующие случаи, отражающие основные физические особенности переноса масс в двойных звездах.

1. Звезда главной последовательности заполняет полость Роша. Перетекание происходит в медленной ядерной шкале времени, определяющей рост радиуса звезды на стадии горения водорода,

$$\tau_{\dot{M}} \approx \tau_n \simeq 10^{10} \text{ лет} \frac{(M/M_\odot)}{(L/L_\odot)}. \quad (7.6)$$

В случае проэволюционировавшей звезды, заполняющей полость Роша, перетекание происходит в более короткой тепловой шкале времени (время Кельвина–Гельмгольца),

$$\tau_{\dot{M}} \approx \tau_{KH} \simeq \frac{GM^2}{RL} \sim 3 \cdot 10^7 \text{ лет} \frac{(M/M_\odot)^2}{(R/R_\odot)(L/L_\odot)}. \quad (7.7)$$

2. Звезда после главной последовательности с оболочкой в лучистом равновесии. Перетекание происходит в тепловой шкале времени оболочки, $\tau_{\dot{M}} \approx \tau_{KH}$. Расчеты показывают, что для звезд боль-

шей массы, заполняющих полость Роша, или для звезд с конвективными оболочками (при любом отношении масс) перетекание происходит за очень короткое время в шкале, близкой к гидродинамической, $\tau_{\dot{M}} \approx \tau_d \sim 1/\sqrt{G\rho}$.

3. В частном, но важном с точки зрения наблюдательных проявлений случае тесных двойных систем, в которых существенна потеря орбитального момента импульса за счет замагниченного звездного ветра или гравитационного излучения, перетекание вещества часто возникает именно вследствие уменьшения орбитального момента импульса, т. е. уменьшения размеров самой полости Роша. Важнейшими примерами таких систем являются маломассивные ТДС: взрывные (катализмические) переменные, где полость Роша заполняет звезда главной последовательности с массой порядка массы Солнца или меньше, а вторым компонентом является белый карлик, а также маломассивные рентгеновские двойные системы — аналог катализмических переменных, но в паре с нейтронной звездой или черной дырой. Орбитальные периоды этих систем, как правило, составляют несколько часов. Достоверно известный минимальный орбитальный период у маломассивной рентгеновской двойной в шаровом скоплении NGC 6624 составляет около 10 мин.

7.3. Стадии эволюции двойных звезд

В зависимости от степени заполнения полостей Роша компонентами различают следующие типы двойных звезд:

1. Разделенные двойные системы. Обе звезды не заполняют полость Роша. Этот класс включает все визуально двойные звезды и широкие спектроскопические двойные пары (например, предкатализмические переменные), двойные радиопульсары, двойные белые карлики.

2. Полуразделенные двойные системы. Одна из звезд заполняет полость Роша. Сюда входят затменные переменные типа Алголя (орбитальный период несколько дней), катализмические переменные (орбитальный период несколько часов), рентгеновские двойные (массивные и маломассивные, за исключением пар Ве-звезда + нейтронная звезда), некоторые симбиотические звезды (орбитальный период порядка нескольких лет). Из-за переноса масс на второй компонент полуразделенные двойные системы обладают наибольшим наблюдаемым разнообразием.

3. Контактные двойные системы. Обе звезды заполняют свои полости Роша. К этому классу принадлежат звезды типа *W* Большой Медведицы (маломассивные двойные из звезд главной последовательности, орбитальный период меньше суток).

Физически более обоснованной является классификация взаимодействующих двойных по эволюционным стадиям компонентов, так как в процессе эволюции первоначально разделенная система из двух звезд главной последовательности проходит различные фазы. Тем самым эволюция двойной системы определяется сочетанием эволюционных фаз каждого компонента и орбитальными параметрами (большой полуосью a или периодом P и эксцентриситетом e орбиты). Зная параметры орбиты и массы компонентов в момент образования системы, теоретически рассчитывают эволюцию системы во времени (употребляют термин «эволюционный трек» системы) и проводят сравнение с наблюдаемыми свойствами ТДС.

В качестве примера приведем результаты расчета эволюции двух массивных ОВ-звезд на круговой орбите (А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон, 1973). Для того, чтобы на поздних стадиях эволюции возник обмен массами между звездами, радиус относительной орбиты системы $a = a_1 + a_2$ должен быть менее ~ 1000 а. е. Будем считать, что массы звезд достаточно велики, чтобы в конце эволюции их ядра сколлапсировали и образовали нейтронные звезды, а также что сначала $M_1 > M_2$. Удобно разделить эволюционный трек системы на несколько основных стадий (рис. 7.3).

1. Обе ОВ-звезды находятся внутри своих полостей Роша. Продолжительность этой стадии определяется временем жизни первичного (более массивного) компонента на главной последовательности и составляет несколько млн. лет. За это время в нем формируется невырожденное гелиевое ядро с массой около $0.1(M_1/M_\odot)^{1.4}M_\odot$. Число N таких массивных двойных ОВ+ОВ звезд в Галактике оценивается в несколько десятков тысяч.

2. После исчерпания запасов водорода в ядре радиус первично-го компонента начинает быстро возрастать и звезда перемещается с главной последовательности в область красных сверхгигантов. Однако как только её радиус станет соизмерим с полостью Роша, начнется перетекание вещества через окрестность внутренней точки Лагранжа на вторичный компонент, который все еще находится на главной последовательности. Темп перетекания определяется тепловой шкалой сверхгиганта (7.7), поэтому длительность стадии

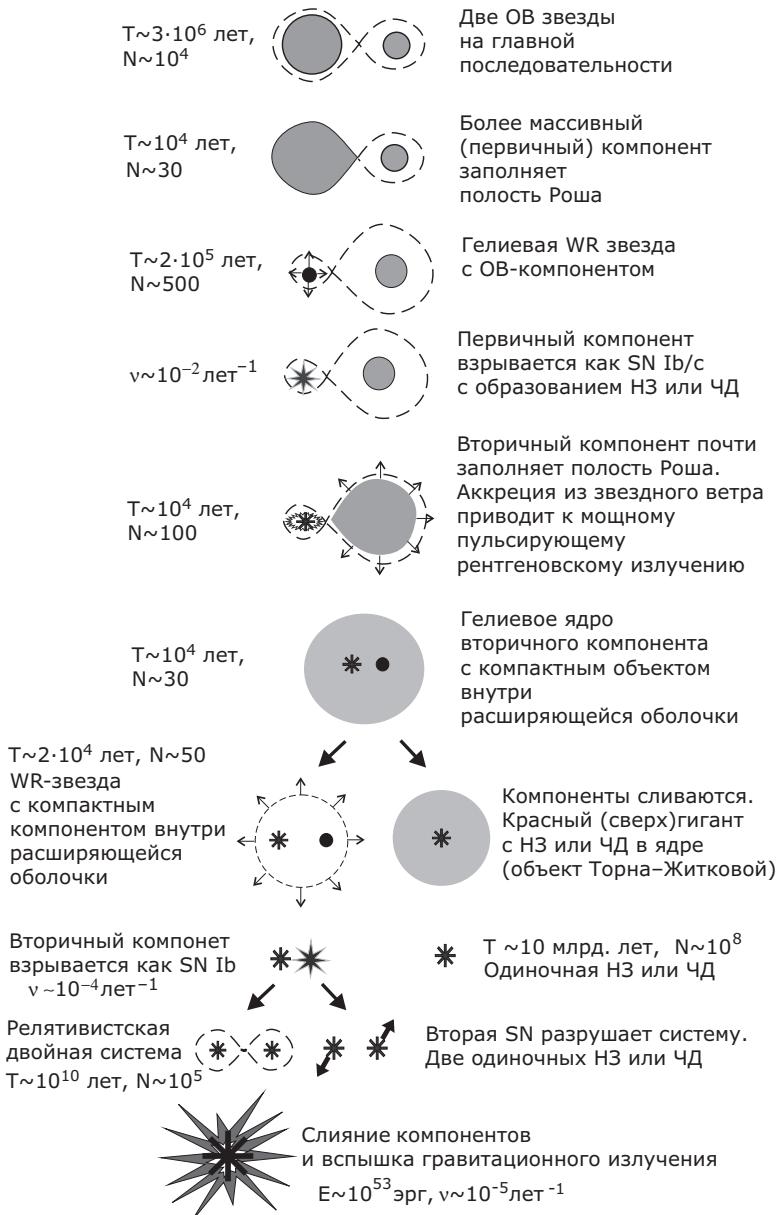


Рис. 7.3. Сценарий эволюции двух массивных звезд с образованием нейтронных звезд и черных дыр в ТДС (А. В. Тутуков и Л. Р. Юнгельсон, 1973). Указана характерная длительность стадии (T) и оценка числа таких двойных в Галактике (N) или частота катастрофических событий (ν).

первого обмена масс в таких системах оценивается всего в несколько десятков тысяч лет. Обмен масс завершается, когда большая часть водородной оболочки звезды M_1 перетечет на звезду M_2 . Лишенный водородной оболочки первичный компонент превращается в невырожденную гелиевую звезду с С–О ядром, и если ее масса больше $7 - 8 M_{\odot}$, она наблюдается как горячая звезда Вольфа–Райе с мощным звездным ветром. Если обмен массами происходил консервативно (с сохранением полной массы системы), то масса второй звезды возрастает так, что может превысить массу гелиевого остатка от первичного компонента (то есть может произойти т. н. «смена ролей» компонентов – теперь вторичный компонент более массивен и, значит, должен эволюционировать быстрее, чем раньше).

3. Длительность стадии WR+OB определяется временем эволюции звезды Вольфа–Райе (фактически, временем превращения гелия в углерод в ее ядре), которое составляет порядка 10^5 лет. Число таких ТДС в Галактике оценивается в несколько сотен.

4. В конце термоядерной эволюции С–О ядро звезды Вольфа–Райе коллапсирует с образованием нейтронной звезды. Коллапс ядра сопровождается взрывом сверхновой типа Ib (или Ic, если в оболочке осталось мало гелия). Частота таких сверхновых в нашей Галактике оценивается как $\sim 1/100$ лет. При взрыве сверхновой возможен распад двойной системы на отдельные компоненты, если сброшенная при взрыве масса превышает половину полной массы двойной системы на момент взрыва или даже меньше, или если взрыв происходил несимметрично, и образовавшаяся нейтронная звезда получила в результате значительный импульс отдачи (англ. *kick*). Если же распада двойной системы и не произошло, то ее компоненты после взрыва должны двигаться по очень вытянутым орбитам. По закону сохранения импульса покоящийся до взрыва центр масс системы также начнет двигаться со скоростью, которая может достигать сотни км/с.

5. Уцелевшая при взрыве сверхновой двойная система состоит из быстровращающейся звезды звезды класса Be в паре с нейтронной звездой на эллиптической орбите. Быстрое вращение Be-звезды может быть обусловлено аккрецией значительного количества вещества с большим моментом импульса на стадии обмена массами. Молодые нейтронные звезды, как правило, имеют сильные магнитные поля, и могут наблюдаться как радиопульсары (см. главу 10). При прохождении нейтронной звездой периастра орбиты создаются

наиболее благоприятные условия для гравитационного захвата нейтронной звездой вещества, истекающего от Ве-звезды в виде звездного ветра. Темпы акреции захваченного вещества на поверхность нейтронной звезды могут быть значительны, и если магнитное поле вблизи поверхности нейтронной звезды достаточно сильное, будет наблюдаться феномен рентгеновского пульсара (см. главу 10). Большинство наблюдаемых рентгеновских пульсаров в Галактике (несколько десятков) входит в состав таких ТДС с Ве-звездами. Длительность этой стадии определяется оставшейся эволюцией Ве-звезды, и составляет несколько десятков тысяч лет.

6. Вторичный компонент постепенно расширяется, и нейтронная звезда оказывается внутри внешних слоев красного сверхгиганта. Вокруг ядра сверхгиганта и нейтронной звезды возникает общая оболочка, внутри которой нейтронная звезда быстро (за время порядка тысячи лет) движется по спирали по направлению к ядру. Орбитальный момент импульса при этом передается оболочке, что может привести к ее динамическому сбросу. В результате, после сброса общей оболочки в её центре остается горячее гелиевое ядро (может наблюдаться как звезда Вольфа–Райе) в паре с нейтронной звездой на очень тесной круговой орбите; расчеты не исключают и такого сценария, когда нейтронная звезда проникает внутрь ядра, а оболочка не успевает сброситься. В последнем случае образуется гипотетический объект Торна–Житковой — нейтронная звезда, окруженная плотной протяженной оболочкой. Эволюция таких объектов плохо изучена; по-видимому, конечный продукт их эволюции — массивная одиночная нейтронная звезда или черная дыра.

7. Вторая звезда Вольфа–Райе в конце своей термоядерной эволюции взрывается как SN Ib/c. В большинстве случаев двойная система после взрыва разрушается с образованием двух нейтронных звезд, быстро движущихся в пространстве в противоположных направлениях. Разрывом ТДС после второго взрыва SN можно объяснить высокие пространственные скорости радиопульсаров в Галактике (до нескольких сотен км/с). Уцелевшие же после второго взрыва SN пары нейтронных звезд наблюдаются как двойные радиопульсары. Их орбитальная эволюция целиком связана с излучением гравитационных волн (см. Приложение). Конечный продукт такой эволюции — слияние двух нейтронных звезд. Выделяемая при этом колоссальная энергия (порядка 10^{53} эрг) почти вся переходит в импульс гравитационных волн. Расчеты показывают, что $\sim 0.1\%$

от этой энергии при слиянии может перерабатываться в жесткое электромагнитное излучение. Возможно, этим объясняются короткие космические гамма-всплески, зарегистрированные как в галактиках со звездообразованием, так и в старых эллиптических галактиках. Частота слияний двойных нейтронных звезд в нашей Галактике оценивается как $\sim 10^{-5} - 10^{-6}$ событий в год, т. е. примерно в тысячу раз реже, чем вспышки сверхновых. Ожидается, что сливающиеся двойные нейтронные звезды (и черные дыры, которые могут образоваться из самых массивных звезд) — главные астрофизические источники гравитационных волн, регистрация которых наземными детекторами ожидается в ближайшем будущем.

Приведенный сценарий эволюции двойных звезд иллюстрирует их исключительную важность для объяснения происхождения и поведения многих классов астрофизических источников — от катализмических переменных и новых звезд до рентгеновских двойных систем и релятивистских пар с нейтронными звездами и черными дырами. Их изучение методами астрофизики позволяет получать информацию об экстремальном состоянии вещества, которое невозможно изучить в лаборатории.

ПЛАНЕТНЫЕ СИСТЕМЫ

В этом разделе мы рассмотрим основные методы изучения тел солнечной системы, ее важнейшие свойства, а также способы и результаты обнаружения планет вокруг других звезд, ограничиваясь, в основном, физическими аспектами исследований.

Образование звезд из протозвездного молекулярного облака сопровождается формированием газопылевых дисков вокруг рождающихся звезд из вещества, сохранившего высокий момент импульса и поэтому не упавшего на звезду. Этот диск впоследствии разогревается и рассеивается, но при достаточно высокой плотности и низкой температуре в нем зарождаются планеты и более мелкие тела.

8.1. Методы исследования и состав солнечной системы

Солнечная система является единственной детально исследованной планетной системой, и, хотя планетными системами облашают многие звезды, остается неизвестным, насколько часто среди них встречаются системы, в общих чертах похожие на нашу. Возраст солнечной системы определен на основании лабораторного изотопного анализа земных скальных пород, а также метеоритов и доставленных на Землю космическими аппаратами образцов лунного грунта. Считается, что все планеты сформировались приблизительно в одно и то же время: 4.5–5 млрд. лет тому назад, то есть их формирование шло вслед за формированием Солнца.

Астрофизические методы исследования планет и других околосолнечных тел, как и в случае звезд, в первую очередь базируются на спектральном исследовании приходящего от них излучения. Анализируется и моделируется спектр излучения, отразившегося от видимой поверхности тел и/или прошедшего сквозь различные слои атмосферы планеты, либо же регистрируется спектр собственного (инфракрасного) излучения поверхности или атмосферы. Однако сравнительная близость планет и их досягаемость космическими аппаратами позволяет использовать ряд специфических методов:

— изучение отдельных деталей поверхности или облачного покрова (с Земли или с борта космического аппарата). К примеру, аппарат НАСА «Mars Reconnaissance Orbiter» позволяет получать изображения выбранных областей поверхности Марса с линейным разрешением лучше одного метра! Спектральные наблюдения с околопланетных орбит дают возможность изучать распределения температуры поверхности и плотности в атмосфере, измерять химический состав или содержание аэрозолей над различными областями планеты на различной высоте над поверхностью (Венера, Марс). Здесь возможны не только фотометрические и спектральные наблюдения, но и более «экзотические» эксперименты. Например, данные о распространенности подповерхностной воды на Марсе были получены с помощью российского прибора — детектора нейтронов высоких энергий HEND (ИКИ РАН), установленном на американском аппарате «2001 Mars Odyssey» (нейтроны возникают под воздействием космических лучей на глубине нескольких метров под поверхностью и тут же рассеиваются или захватываются ядрами атомов, в результате чего их энергетический спектр меняется);

— изучение поверхностей планет и малых тел методом радиолокации. К примеру, изображения поверхности Венеры, которая постоянно закрыта непрозрачным облачным слоем, были получены лишь путем радиолокации — как с Земли, так и с околопланетной орбиты. Радиолокация позволяет также уточнить параметры орбит планет и малых тел, скорости их осевого вращения, свойства отражающих слоев и др.;

— прямые физические, химические и другие эксперименты, проводящиеся на поверхности планет и малых тел с помощью спускаемых аппаратов (Луна, Венера, Марс, астероид Эрос, спутник Сатурна Титан), или опускающихся в атмосфере планеты (различного рода зонды: Венера, Марс, Юпитер). К этому же типу эксперимен-

тов можно отнести и искусственную «бомбардировку» поверхностей для проведения сейсмического анализа (Луна) или выяснения ее состава и физических свойств (комета Темпеля-1, эксперимент «Deep Impact», НАСА).

Обнаружение большого количества тел самой различной массы в солнечной системе потребовало уточнения понятия планеты. В настоящее время к планетам принято относить тела, не являющиеся спутниками других тел, обращающиеся вокруг центральной звезды. При этом ставится условие: их масса должна быть не настолько велика, чтобы в недрах могли идти даже самые низкотемпературные термоядерные реакции (по расчетам, этот предел массы близок к 13 массам Юпитера или около 4000 массам Земли), но вполне достаточна для того, чтобы собственная гравитация привела к окружной форме тела. Как дополнительное условие требуется, чтобы в своем орбитальном движении планета расчистила зону вблизи своей орбиты. Иными словами, не должно существовать тел сопоставимой массы на орbitах с близкими значениями большой полуоси. Это условие выполняется в том случае, если в процессе своего формирования планета своим гравитационным воздействием эффективно «рассеивала» орбиты близко подходящих к ней тел. Перечисленным требованиям удовлетворяет восемь планет, содержащих в себе основную массу вещества, обращающегося вокруг Солнца. Это (в порядке возрастания расстояния до Солнца): Меркурий, Венера, Земля, Марс, Юпитер, Сатурн, Уран, Нептун. До 2006 г. к числу больших планет относили также Плутон. Открытый в 1930 г., он считался самой далекой от Солнца планетой (большая полуось орбиты равна 39.5 а. е.), хотя его масса, как оказалось, примерно в 6 раз меньше, чем даже масса Луны. Сейчас он вместе с несколькими другими телами сходных размеров (сотни км) относится к так называемым карликовым планетам.

Каждая планета обладает своими специфическими чертами. Основная особенность Земли как планеты заключается в наличии большого количества жидкой воды на поверхности и высоком содержании кислорода в атмосфере, а также сильного магнитного поля, отсутствующего у ближайших к Земле планет — именно эти условия сделали возможным развитие и поддержание высокоорганизованной жизни.

В конце XX и начале XXI веков, за орбитой Нептуна было открыто много небольших тел, получивших название *транснептуно-*

вых объектов (ТНО), к которым можно отнести и Плутон. В отличие от орбит больших планет, их орбиты более сильно вытянуты, и в некоторых случаях уходят на сотни а.е. от Солнца. Самые крупные из них оказались сопоставимы с Плутоном по массе. На еще более далеких расстояниях от Солнца располагается так называемое облако Оорта, состоящее из миллиардов ледяных тел с размером от нескольких км и меньше. Размер облака — десятки тысяч а.е. (несколько десятых долей светового года). При случайных изменениях орбит некоторые из этих тел попадают во внутреннюю область солнечной системы, и мы наблюдаем их как кометы.

Помимо восьми больших и нескольких карликовых планет, в состав солнечной системы входят *малые тела: спутники планет, астероиды, кометы, метеороиды, и межпланетная пыль*.

Астероиды — тела с размерами от нескольких десятков метров до нескольких сотен километров. Известны многие десятки тысяч астероидов. Их размеры невелики: лишь около 30 астероидов достигают в диаметре 200 км. В основном, известные астероиды находятся между орбитами Марса и Юпитера, где они образуют так называемый *главный пояс астероидов*. Число астероидов с размером более километра оценивается в несколько сотен тысяч, но суммарная масса всех астероидов не больше, чем у Луны. Примерно вдвое дальше, за орбитой Нептуна, располагается второй, более широкий и разреженный пояс астероидов, называемый *поясом Койпера* (размер больших полуосей орбит — 35–56 а.е.). Эти астероиды, состоящие в основном из льда, относятся к наиболее близким к Солнцу транснептуновым объектам.

Тела, более мелкие, чем астероиды, с размерами от нескольких десятков метров почти до размера пылинок относятся к *метеороидам*. Их можно изучать в лабораторных условиях, если они попадают на Землю, не разрушившись полностью при движении в атмосфере (их называют *метеориты*).

Кометы представляют собой твердые непрочные образования из водяного льда и других сконденсировавшихся газов (метан, аммиак, углекислый газ, органические молекулы) с примесью пыли. Их размеры — от ~ 100 м до нескольких десятков км. В солнечной системе кометы составляют два больших семейства. Первое семейство — это кометы из пояса Койпера, который простирается от орбиты Нептуна (> 50 а.е.) до 100–1000 а.е. и, по-видимому, представляет собой «остатки» протопланетного диска. Второе семейство — кометы

из облака Оорта. Считается, что оно содержит $\sim 10^{12}$ комет с различными наклонениями орбит к плоскости солнечной системы. Полная масса облака Оорта, однако, не превышает нескольких масс Земли ($\sim 10^{-5} M_{\odot}$). Небольшая часть комет в силу случайных гравитационных возмущений попадает во внутреннюю область солнечной системы, где по мере приближения к Солнцу у них развивается газопылевой «хвост», и они быстро разрушаются. По современным представлениям, кометы — это рыхлые тела, возникшие в околосолнечной среде еще до формирования массивных планет, своего рода реликтовые образования, содержащие допланетное вещество в первозданном виде.

Процессы, наблюдаемые в кометах, прекрасно иллюстрируют действия как гравитационных, так и негравитационных сил. Их хвосты всегда направлены в сторону, противоположную Солнцу. Сила светового давления, действующая на пылинки, выброшенные ядром кометы, частично или полностью компенсирует притяжение Солнца. В результате относительно кометы пылинки движутся от Солнца, образуется искривленный пылевой хвост. Газы кометы, интенсивно выделяющиеся при нагреве ядра и выбрасываемые по всем направлениям, образуют хвост по иной причине. Из-за прозрачности разреженного газа силы отталкивания света на него практически не действуют. Но газы ионизуются солнечным УФ излучением, что приводит к появлению вокруг ядра кометы электропроводящей среды. Эта разреженная среда начинает взаимодействовать со слабым (несколько десятков микроГаусс) магнитным полем солнечного ветра, «обдувающим» комету. Линии индукции поля деформируются, возникает магнитное давление порядка $B^2/8\pi$, приложенное к кометной плазме. В итоге газ кометы образует гигантский плазменный хвост ничтожной плотности, направленный от Солнца, длина которого может измеряться десятками миллионов километров. Взаимодействие солнечного ветра с газами кометы приводит к появлению слабого нетеплового излучения в области жесткого УФ и мягкого рентгеновского диапазонов.

Другая негравитационная сила, действующая на комету в целом, которая может медленно изменять параметры ее орбиты — это реактивная сила, связанная с неизотропным выбросом вещества ядром кометы при его нагреве или разрушении. Эта сила может также изменять скорость вращения ядер комет. Разрушение и распад комет порождает метеорные потоки.

Резких границ между карликовыми планетами и астероидами, астероидами и кометами или метеороидами, мелкими метеороидами и пылинкам не существует.

Межпланетная пыль — это твердые пылинки размером от долей микрона до нескольких десятков микрон. Основная масса пыли концентрируется вблизи плоскости планетных орбит и проявляет себя по рассеиванию солнечных лучей (т. н. *зодиакальный свет*), а также по собственному тепловому излучению в области нескольких мкм. Запасы пыли в солнечной системе должны непрерывно пополняться, поскольку пылинки не могут существовать долго. Для пылинок микронных размеров в межпланетном пространстве главной силой является отталкивающая сила давления солнечного света:

$$F_{rad} \approx \frac{L_{\odot} S}{4\pi c D^2} \cdot Q,$$

где D — расстояние до Солнца, S — эффективная площадь сечения пылинки, а Q — коэффициент, учитывающий ее отражательную способность ($Q = 1$ для абсолютно черного тела и $Q = 2$ для зеркального отражения). Очевидно, что отношение гравитационной силы притяжения к силе отталкивания не меняется с расстоянием D , и те пылинки, для которых давление света преобладает, выметаются из солнечной системы. Для более крупных тел (миллиметровых и сантиметровых размеров) существенной может оказаться тормозящая сила, связанная с так называемым эффектом Пойнтинга–Робертсона. Он заключается в том, что тело, двигающееся по орбите с азимутальной скоростью v_{φ} , медленно теряет свой орбитальный момент импульса $mv_{\varphi}D$, поглощая и изотропно переизлучая солнечный свет. Природа этого эффекта становится очевидной, если рассматривать процесс поглощения света в системе отсчета, движущейся вместе с телом по круговой орбите со скоростью v . Из-за конечности скорости света в этой системе отсчета направление на источник света — Солнце — изменится на угол порядка v/c (аберрация света). Поэтому импульсы приходящих фотонов будут содержать компоненту

$$p_1 \approx \frac{h\nu}{c} \cdot \frac{v}{c},$$

направленную противоположно вектору скорости тела. Вследствие этого, при поглощении света возникает сила торможения dp_1/dt , которая приводит к тому, что мелкие тела начинают двигаться по спи-

Таблица 8.1. Некоторые физические характеристики восьми планет, Плутона и Луны (большинство данных — по книге I. de Pater, J. J. Lissauer, *Planetary sciences*, Cambridge Univ. Press, 2005)

объект	a	M	ρ	V_{esc}	T_{eff}	B_0	P	состав	H
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
Меркурий	0.387	3.30	5.4	4.4	100-725	$3 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-15}$	O,Na	13-95
Венера	0.723	48.7	5.2	10.4	733	—	92	CO ₂ , N ₂	16
Земля	1.00	59.74	5.5	11.2	288	0.31	1.0	N ₂ ,O ₂	8.5
Марс	1.52	6.42	3.9	5.0	215	—	$6 \cdot 10^{-3}$	CO ₂ ,N ₂	10
Юпитер	5.20	18986	1.33	59.5	124	4.3	—	H ₂ ,He	18
Сатурн	9.54	5685	0.69	35.5	95	0.22	—	H ₂ ,He	35
Уран	19.19	868.3	1.32	21.3	59	0.14	—	H ₂ ,He	20
Нептун	30.07	1024.3	1.64	23.5	59	0.14	—	H ₂ ,He	19
Плутон	39.48	0.13	2	4	≈ 45	—	$< 10^{-5}$	N ?	33
Луна	1.00	0.735	3.34	2.38	277	—	$3 \cdot 10^{-15}$	He,Ar	65

Колонки: (1) — название объекта,
(2) — среднее расстояние от Солнца, а. е.;
(3) — масса, 10^{23} кг;
(4) — средняя плотность, г/см³;
(5) — скорость убегания $\sqrt{2GM/R}$, км/с;
(6) — средняя температура поверхности (для планет земной группы и Плутона) и эффективная температура (для планет-гигантов), для Меркурия отражена суточная и сезонная вариации, К;
(7) — магнитная индукция на магнитном экваторе, Гаусс;
(8) — давление у поверхности, бар;
(9) — основные газы, составляющие атмосферу;
(10) — высота атмосферы вблизи поверхности, соответствующая падению плотности в e раз, км.

рали, постепенно приближаясь к Солнцу. В целом, действие негравитационных сил приводит к тому, что за несколько сотен тысяч лет пылевое содержание межпланетной среды должно обновляться (по-видимому, это обновление происходит в результате разрушения мелких астероидов и комет). Небольшая часть пыли может иметь межзвездное происхождение.

Наконец, пространство между планетами и другими телами солнечной системы пронизывается электромагнитным и нейтринным излучением Солнца, потоками заряженных частиц солнечного ветра, несущего с собой магнитное поле Солнца, космическими луча-

ми высоких энергий солнечного и галактического происхождения. Межпланетная среда содержит и небольшой процент нейтральных атомов, в том числе приходящих из межзвездного пространства.

Таким образом, солнечная система представляет собой очень сложную систему тел и сред, пронизываемую мощными потоками излучения, в состав которой входят как газообразные или твердые тела — от гигантских планет до пылинок, так и разреженный газ, включающий также замагниченную плазму. Взаимодействие между отдельными компонентами этой системы имеет сложный физический характер, являясь предметом научных исследований.

Солнечная система обладает рядом важных закономерностей, отражающих условия формирования планет.

1. Подавляющая часть массы солнечной системы принадлежит Солнцу, т. е. центральному телу. На долю планет и остальных тел приходится чуть более 0.1%. Но при этом суммарный момент импульса планет примерно в 50 раз больше, чем у Солнца. Уже одно это говорит о том, что планеты никогда не были частью Солнца, а возникли из вещества с более высоким удельным моментом импульса.
2. Все планеты обращаются вокруг Солнца в одну сторону. При этом орбиты планет и многих астероидов близки к окружностям и лежат почти в одной плоскости. Это тоже следствие того, что планеты возникли из вещества единого газо-пылевого протопланетного диска, вращавшегося вокруг Солнца. Однако осевое вращение планет отличается значительно большим разнообразием. Так, из восьми больших планет две врачаются в направлении, противоположном орбитальному движению (Венера, Уран), причем Уран — почти на боку. Последнее относится и к Плутону. Это указывает на то, что при формировании планет путем объединения более мелких тел, обладающих своими моментами импульса, большую роль играли чисто случайные процессы столкновений.
3. По размерам, массе и общему строению большие планеты делятся на две группы: планеты земной группы (Меркурий, Венера, Земля, Марс), расположенные внутри главного пояса астероидов, и внешние планеты, или планеты-гиганты. К последним относятся два газовых гиганта (Юпитер, Сатурн) и две похожие друг на друга планеты, часто называемые ледя-

ными гигантами — Уран и Нептун, толстая атмосфера которых скрывает от нас громадные ледяные шары, находящиеся под большим давлением. Различия между этими двумя группами планет разительно. Планеты земной группы значительно меньше гигантов по массе и размерам. Они обладают большей средней плотностью вещества, поскольку состоят преимущественно из тяжелых элементов, характеризуются сравнительно медленным осевым вращением и малым числом спутников. Планеты-гиганты в десятки и сотни раз массивнее, и в их составе много легких газов: водорода и гелия. В атмосферах этих планет водород находится в молекулярном состоянии, а в недрах газовых гигантов он под действием высокого давления переходит в металлическое состояние и становится электропроводящим. Внешние планеты обладают большим числом спутников, на некоторых из которых обнаружена собственная атмосфера. В одном случае (спутник Сатурна Титан) атмосфера плотнее земной, и в ней также преобладает азот.

Характеристики любой планеты прежде всего зависят от трех параметров: современного расстояния от Солнца, массы и химического состава. Масса вместе с радиусом планеты определяют силу тяжести на поверхности, а от нее зависит плотность атмосферы и скорость ее испарения в окружающее пространство. Но и масса, и состав планеты зависят от того, на каком расстоянии от Солнца она сформировалась. Из-за того, что внутренняя область протопланетного диска сильнее нагревалась молодым Солнцем, плотность, температура и химический состав протопланетного вещества вскоре после рождения Солнца оказались различными во внешних, далеких от Солнца, и внутренних, близких к нему, частях диска. Внутренний диск нагревался, быстро терял летучие соединения (их выметал солнечный ветер), и поэтому в нем стали преобладать более тяжелые газы и пылинки из тугоплавких веществ. В то же время во внешних областях протопланетного диска долгое время удерживались водород и гелий, а также большое количество ледяных частиц. Это и привело к сильному различию между более близкими и более далекими от Солнца планетами, возникшими из газо-пылевого диска. Земля оказалась единственной планетой, где достаточно большое количество воды могло появиться и уцелеть в течение миллиардов лет, что в конце концов сделало возможным развитие и поддержание жиз-

ни. В значительной степени вода на нашей планете имеет космическое происхождение, попав на нее при падении многочисленных ледяных тел из внешних областей солнечной системы при формировании планеты. При этом температура Земли не настолько велика, чтобы вода испарилась и улетучилась в космическое пространство, и не настолько низка, чтобы существовать только в виде льдов.

Иной была ситуация для соседних планет, Венеры и Марса. На Венере воды крайне мало — легкий водород был быстро потерян этой планетой. Косвенным образом на это указывает его наблюдаемый изотопный состав: отношение содержания дейтерия к водороду в атмосфере Венеры оказалось примерно в 150 раз выше, чем в земной воде, хотя условия формирования Венеры и Земли были достаточно сходными. Объяснение высокой температуры Венеры, вызвавшей, в частности, интенсивное испарение и потерю воды из атмосферы, заключается в ее толстой газовой оболочке с давлением около 90 земных атмосфер у поверхности, состоящей в основном из углекислого газа. Мощные линии поглощения CO_2 «запирают» собственное инфракрасное излучение планеты, в результате чего равновесная температура поверхности оказывается очень высокой — около 700 К. На Земле атмосфера не содержит такого большого количества углекислоты (углерод остался на поверхности, главным образом в сланцах и меловых отложениях), и хотя парниковый эффект также имеет место, но он значительно более слабый. Тем не менее, он повысил температуру на поверхности Земли в среднем более чем на 30 градусов, что сделало возможным существование водной оболочки нашей планеты.

На Марсе, наоборот, атмосфера сильно разрежена, и давление и температура на поверхности близки к тройной точке, где исчезает различие между жидкостью, льдом и паром. На дне некоторых глубоких кратеров лед виден непосредственно. Большие запасы воды на Марсе сохраняются в полярных шапках (они состоят из водяного льда и льда CO_2) и в марсианском грунте, в форме вечной мерзлоты. В летние периоды лед шапок частично сублимирует, и пары воды и углекислоты поступают в атмосферу, чтобы вновь сконденсироваться у полюсов зимой. Поэтому изменение давление атмосферы Марса на высоких широтах имеет сезонный характер.

Большое количество извилистых образований в области низких широт, похожих на русла высохших рек, дает основание предположить, что в далеком прошлом поверхность Марса была теплее (бо-

лее плотная атмосфера?), и на нем могли существовать реки и открытые водоемы.

При наличии источников тепла (см. ниже) вода может оказаться жидкой под поверхностью даже холодных тел. Так, под толстым ледяным панцирем спутника Юпитера Европы, покрытым причудливыми трещинами, предполагается наличие «теплого» океана.

В принципе, все планеты и крупные спутники обладают атмосферой, хотя ее плотность может быть слишком мала для прямых измерений. Даже если тело полностью лишить атмосферы, разреженная среда частично «восстановится» благодаря непрерывной бомбардировке поверхности ионами солнечного ветра или микрометеоритами, реже — вследствие столкновений с ледяными ядрами комет. Другими источниками атмосферы могут быть медленное высвобождение газов из твердых пород, сублимация льдов, покрывающих холодную поверхность, а также бурная вулканическая деятельность (Ио, спутник Юпитера) или мощные многокилометровые гейзеры, обнаруженные космическими аппаратами (холодные азотно-пылевые гейзеры — на Тритоне, спутнике Нептуна, и водяные, насыщенные газами гейзеры — на спутнике Сатурна Энцеладе). Предполагается существование подобных холодных гейзеров (т. н. криовулканов) и на некоторых других спутниках планет-гигантов.

Небольшая доля частиц в разреженной атмосфере всегда имеет скорость, сопоставимую со скоростью убегания (вследствие теплового движения частиц, диссоциации молекул или ионизации газов). По этой причине все планеты медленно теряют свои атмосферы, так что за миллиарды лет существования тела малых масс лишились их практически полностью. В первую очередь теряются легкие газы, поэтому в настоящее время они сохранились в большом количестве только у планет-гигантов.

Особый интерес представляет атмосфера Титана, самого массивного спутника Сатурна, на поверхность которого в 2005 г. опустился (на парашюте) спускаемый аппарат с научной аппаратурой (проект «Кассини-Гюйгенс», НАСА). Титан обладает протяженной многослойной атмосферой, уникальной для спутника: ее масса на порядок больше, чем у Земли, а плотность у поверхности — в несколько раз выше, чем на Земле. Состав атмосферы: более 95% — азот, несколько процентов аргона и метана, а также следы различных органических молекул. Большое количество органических соединений в атмосфере образует оранжевую дымку, которая делает атмосфе-

ру практически непрозрачной в оптических лучах. Источником атмосферных газов, пополняющим неизбежные потери, по-видимому, как и на Энцеладе, является криовулканализм. Без поступления новых порций метана в атмосферу он был бы разрушен ультрафиолетовым излучением Солнца за несколько десятков млн. лет. Титан — единственное известное кроме Земли тело солнечной системы, на котором существуют озера и реки, только они образованы жидким метаном и этаном (температура поверхности близка к -180°C). Водяной лед, также имеющийся на поверхности, при столь низкой температуре не сублимирует, поэтому водяные пары в атмосфере практически отсутствуют, хотя на достаточной глубине под поверхностью вода может существовать в жидком виде.

Внутреннее строение планет рассчитывается путем создания соответствующих моделей, учитывающих среднюю плотность планеты, ее состав и физические свойства пород или газов при очень больших давлениях. Планеты земной группы содержат горячие железные или железо-никелевые ядра, окруженные мантией. На Луне металлическое ядро практически отсутствует. В планетах-гигантах молекулярный водород на большой глубине переходит в металлизированное состояние, а в самом центре этих планеты можно ожидать сильно сжатые расплавы (металлосиликатные ядра). Уран и Нептун имеют большое по размеру ядро, занимающее основной объем планеты, которое состоит из льда (не только водяного).

Хотя источником энергии планетных тел является прежде всего поглощаемое ими солнечное излучение, у них есть и свои внутренние источники тепла. Они несколько поднимают температуру планеты, и именно они ответственны за ее «геологическую» активность. Для гигантских планет внутренние источники энергии сопоставимы с энергией, получаемой от Солнца. Природа источников тепла может быть различна. Вероятнее всего, они связаны с процессом медленного сжатия массивной планеты и дифференциации вещества в ее недрах. Для спутников Юпитера Ио и Европа мощным источником нагрева является действие приливных сил со стороны большой планеты, приводящим к трению между массами вещества. Другими источниками нагрева планет могут быть радиоактивный распад элементов с большим временем полураспада ^{235}U , ^{238}U , ^{232}Th и ^{40}K (для планет земной группы), а в случае спутников Юпитера — еще и нагрев электрическими токами, которые индуцируются при их движении в магнитном поле планеты.

Для Юпитера, Сатурна и Нептуна наличие несолнечных источников (прежде всего, гравитационных) приводит к заметно более высокой температуре атмосферы, чем ожидалось бы только от нагрева Солнцем. В прошлом, на этапе формирования планет, большую роль в тепловом балансе, по-видимому, играла энергия, выделяющаяся при падении мелких тел, непрерывно бомбардировавших молодые планеты.

Планеты не только отражают свет Солнца. Как нагретые тела, они имеют собственное излучение, энергия которого заключена, в основном, в средней и далекой ИК области (5–50 мкм).

Интенсивность теплового излучения планеты характеризуется эффективной температурой T_{eff} , определяемой уравнением теплового баланса:

$$4\pi\sigma T_{eff}^4 R^2 = \pi R^2 [(1 - A)F_0 + F_{int}] ,$$

здесь σ — постоянная Стефана–Больцмана, R — радиус планеты, $(1 - A)$ — доля солнечной энергии, поглощаемой планетой, F_0 — поток излучения от Солнца в подсолнечной точке, F_{int} — член, учитывающий вклад внутренних источников тепла (существенен лишь для планет-гигантов). Поскольку R входит в обе части уравнения, итоговая оценка T_{eff} не зависит от радиуса планеты. Очевидно, что средняя температура на освещенной стороне планеты больше, а на ночной — меньше, чем T_{eff} .

Важной характеристикой планет является магнитное поле. Оно обнаружено у всех планет кроме Венеры и Марса (у Меркурия — на два порядка слабее земного). На Луне и Марсе наблюдаются слабые локальные поля, связанные с небольшой намагниченностью пород на отдельных участках.

Само существование глобального магнитного поля связывают с незатухающими конвективными потоками проводящего вещества в недрах планеты. Наличие поля меняет характер взаимодействия планеты с потоками ионизованного газа, непрерывно идущими от Солнца — солнечным ветром. В случае тел без глобального магнитного поля (например, Луны) частицы солнечного ветра непосредственно бьют по поверхности и застревают в ней, или (в случае Венеры и Марса) бомбардируют верхние слои атмосферы, влияя на их характеристики. Если у планеты существует магнитное поле, оно противодействует давлению солнечного ветра, и, отклоняя зарженные частицы, не пропускает их внутрь магнитосферы — полости,

«контролируемой» магнитным полем планеты. Поток ветра сжимает магнитное поле со стороны Солнца до установления примерного равновесия между давлением набегающего потока со скоростью v и давлением магнитного поля: $\rho v^2 \approx B^2/8\pi$. На том расстоянии от планеты, где достигается это равенство (для Земли — это 10–15 радиусов планеты), взаимодействие солнечного ветра с магнитным полем вызывает ударную волну, тормозящую летящие частицы ветра. Поток частиц становится звуковым, и он «обтекает» магнитосферу как препятствие, образуя длинный магнитный хвост планеты.

Часть энергичных солнечных частиц (протоны, электроны) захватывается магнитным полем планеты, образуя радиационные пояса вокруг нее. Небольшая доля быстрых заряженных частиц, двигаясь вдоль линий магнитной индукции, теряет энергию в верхних слоях атмосферы, влетая в нее в области магнитных полюсов. Этот процесс возбуждает атомы атмосферы и вызывает свечение атмосферных газов (полярные сияния). Такие сияния наблюдаются не только на Земле, но и в полярных районах Юпитера и Сатурна (в ультрафиолетовых лучах).

Самое сильное магнитное поле наблюдается на Юпитере (~ 10 Гс — более чем на порядок сильнее земного); поток солнечного ветра оно останавливает на расстоянии около 40 радиусов планеты. У планет с сильным магнитным полем регистрируется слабое нетепловое излучение в радиодиапазоне, связанное с движением релятивистских электронов в магнитных полях (синхротронное излучение). Заметим, что Земля также является радиоисточником, но основной поток радиоволн от Земли имеет искусственное происхождение.

8.2. Методы обнаружения планет вокруг звезд

Обнаружение планет вблизи других звезд (их называют экзопланеты) — одно из важнейших достижений науки конца XX века. Открыто почти 600 планет (2011 г.), и их число увеличивается на несколько десятков ежегодно (данные об открытых планетах см. в сетевой энциклопедии <http://exoplanet.eu/>). Более чем в полутора сотнях случаев вокруг звезд обнаружено несколько планет. Обнаружение экзопланет требует развития методов очень точных измерений скорости, положения или фотометрических характеристик звезд. Реализовано несколько способов их поиска.

А) Динамический метод. Основан на измерении периодических вариаций лучевой скорости звезды по доплеровскому смещению линий в ее спектре при движении вокруг центра масс планетной системы. Это исторически первый (1995 г., система 51 Peg) и наиболее продуктивный метод обнаружения планет вокруг звезд.

Рассмотрим планету массой M_p на круговой орбите вокруг центральной звезды массой M_* . Период обращения планеты $P = 2\pi/\omega$, полуось орбиты a , наклонение орбиты i . Расстояние планеты до центра масс $a_p = aM_*/(M_p + M_*)$, а звезды — $a_* = aM_p/(M_p + M_*)$. Амплитуда лучевой скорости звезды, связанная с ее движением вокруг центра масс, равна

$$K_r = \omega \cdot a_* \sin i \approx (GM_*\omega)^{1/3} \left(\frac{M_p}{M_*} \right) \sin i, \quad (8.1)$$

здесь мы воспользовались условием $M_* \gg M_p$ и выразили полуось орбиты через период с помощью 3-го закона Кеплера. Измерение положений большого числа линий поглощения в оптических спектрах звезд поздних классов (GKM) позволяет выявлять их вариации с точностью до $\Delta\lambda/\lambda \sim 10^{-8}$, т. е. измерять изменения лучевых скоростей звезд до нескольких метров в секунду (!). Из приведенной выше формулы следует, что измерение вариаций лучевых скоростей звезд с точностью до 1 м/с позволит выявлять наличие вокруг звезд типа Солнца планет с массой 10 масс Земли ($M_E \approx 3 \cdot 10^{-5} M_\odot$), обращающихся с периодом короче 5 дней:

$$P \lesssim 5(\text{сут}) \left(\frac{K_r}{1 \text{ м/с}} \right)^{-3} \left(\frac{M_p}{10M_E} \right)^3 \left(\frac{M_*}{M_\odot} \right).$$

Однако обнаружение таким образом планет с массой менее $10 M_E$ крайне осложняется «шумом», связанным с турбулентным движением газа в фотосфере звезды, наличием пятен и особенно — акустических колебаний (p -мод), которые создают стохастический фон при измерении лучевых скоростей звезд типа Солнца.

Хотя динамический метод может быть использован независимо от расстояния до звезды, для поиска планет выбирают достаточно яркие звезды, чтобы получить спектры с большим отношением сигнала к шуму. Перспективы метода связаны с увеличением точности измерения лучевых скоростей до 0.1 м/с на крупных 6–8-метровых телескопах с использованием нового поколения ИК спектрографов с высоким разрешением.

К динамическому методу также относится высокоточное измерение периодических пульсаций («тайминг») от звезды, вокруг которой обращаются планеты. Такие измерения возможны для радиопульсаров — быстровращающихся нейтронных звезд. Пульсары — природные «часы», замедление «хода» которых происходит с характерным временем в миллионы лет, а для некоторых типов старых пульсаров (миллисекундных) — в миллиарды лет. По наблюдениям измеряют доплеровское изменение времени прихода импульсов из-за движения нейтронной звезды вокруг общего центра масс системы звезда—планета с периодом P . При этом используется та же формула для эффекта Доплера ($\Delta t/P = (K_r/c)$). Как видно из формулы (8.1), для пульсара с характерной массой $M_* = 1.3M_\odot$ периодические остаточные отклонения времени прихода импульсов при обращении планеты с массой M_p на круговой орбите, видимой с ребра ($i = 90^\circ$),

$$\Delta t \simeq 1.2(\text{mc}) \left(\frac{M_p}{M_E} \right) \left(\frac{P}{1 \text{ год}} \right)^{2/3}. \quad (8.2)$$

Тайминг выявил три планеты с массой порядка нескольких масс Земли вокруг миллисекундного пульсара PSR 1257+12. Невидимый спутник с массой в несколько раз большей, чем масса Юпитера, обнаружен вблизи двойного пульсара PSR B1620-26 в шаровом скоплении M4. Это или планета-гигант, или коричневый карлик, динамически захваченный пульсаром в плотном звездном скоплении.

Б) Астрометрический метод. Он заключается в высокоточном измерении небесных координат выбранных звезд и поиске периодических смещений, вызванных их движением вокруг центра масс планетной системы. Из-за наличия планеты положение звезды на небе будет описывать относительно центра масс системы «звезда—спутник» эллипс с большой полуосью

$$\frac{\alpha}{1''} = \frac{M_p}{M_*} \cdot \frac{a}{1 \text{ а. е.}} \left(\frac{d}{1 \text{ пк}} \right)^{-1}. \quad (8.3)$$

Метод может применяться только для близких звезд. Для типичных значений параметров планетных систем и расстояний в несколько парсек размеры эллипса составляют десятки микросекунд дуги. Достижение такой точности в оптическом диапазоне при наблюдениях с Земли осложнено турбулентностью атмосферы, поэтому основные надежды на подобные измерения возлагаются на будущие космические проекты.

Космический проект ESA – инфракрасный космический интерферометр «Дарвин» предполагает запуск на околосолнечную орбиту от 4 до 6 охлаждаемых до 40 К 1.5-метровых зеркал, составляющих интерферометр с базой до 50 м. Предполагается измерение ИК-спектров планет земной группы вокруг 100–200 звезд на расстояниях до 15–20 пк в диапазоне 6–17 мкм, в котором наиболее заметны линии молекул H_2O , CH_4 , O_3 и CO_2 .

В) Фотометрический (транзитный) метод. Заключается в измерении периодических фотометрических вариаций блеска звезды при прохождении планеты по ее диску. Был предложен Струве в 1952 г., однако считался менее предпочтительным перед динамическими методами.

В первом приближении амплитуда изменения блеска звезды при прохождении планеты по ее диску дается выражением

$$\frac{\Delta L}{L} \simeq \left(\frac{R_p}{R_*} \right)^2,$$

где R_* и R_p – радиусы звезды и планеты, соответственно. Радиус звезды можно оценить по ее светимости и температуре, а радиус планеты – по глубине затмения. По длительности затмения можно определить и расстояние между звездой и планетой. Но эффект прохождения планеты по диску звезды очень трудно обнаружить, поскольку он очень мал. Например, для системы Солнце–Юпитер эффект составляет около 2%, а Земля в проекции на Солнце уменьшила бы поток от него менее чем на сотую долю процента. Яркость звезд меняется по внутренним причинам (например, из-за пятен) значительно сильнее, чем из-за прохождений планет по диску. Выявить последние можно только благодаря периодическому характеру изменения яркости.

Фотометрическим методом было открыто несколько десятков планет. Измерение массы динамическим методом и радиуса по затменным эффектам позволило оценить среднюю плотность планет ~ 0.2 – 1.4 г/см³. Эта плотность подтверждает (ожидаемый) газообразный состав гигантских планет с внутренним ядром из жидкого водорода. Спектроскопические наблюдения прохождения планет по диску звезд дают возможность определить состав планетной атмосферы, в которой был обнаружен, в частности, водород и натрий. Узкополосная ИК-фотометрия во время затмения звезды планетой позволила найти температуру планетной атмосферы и выявила на-

личие в ней паров воды и метана. Замечателен случай планеты вокруг звезды HD 149026 с массой 1.21 массы Сатурна и высокой средней плотностью $1.4 \text{ г}/\text{см}^3$ (в два раза выше плотности Сатурна). Такая высокая средняя плотность позволяет предположить наличие у этой планеты массивного ядра с массой около 70 масс Земли M_E .

В настоящее время фотометрический метод считается наиболее перспективным для поиска планет земной массы и меньше. Но фотометрия наземными телескопами осложнена атмосферой, поэтому наиболее перспективными считаются космические проекты. Это уже успешно реализовано в космических аппаратах «Кеплер» (NASA), который может одновременно отслеживать изменение яркости десятков тысяч звезд, и COROT (ESA), в 2009 г. первым обнаружившим планету (COROT-Exo-7b), лишь немного превышающую Землю по размеру, но в отличие от последней очень близко расположенную к звезде.

Г) Микролинзирование. Этот метод использует эффект гравитационного линзирования света, проходящего вблизи тяготеющих тел. Метод состоит в измерении вариаций яркости звезды, которые происходят, если вблизи линии источник–наблюдатель (S–O) пролетает тяготеющее тело (линза L). Яркость источника плавно возрастает, достигает максимума в момент наибольшего сближения линзы с линией S–O (см. также рис. 11.9 в главе 11). Увеличение яркости происходит из-за отклонения лучей источника полем тяготения линзы и не зависит от длины волны. Количественно, точечная линза, расположенная на расстоянии D_L от наблюдателя, характеризуется т. н. «радиусом Эйнштейна–Хвольсона»

$$R_E = \sqrt{\frac{4GM_L}{c^2} \frac{(D_S - D_L)D_L}{D_S}} \simeq \\ \simeq 8(\text{AE}) \left(\frac{M_L}{M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{D_S}{8 \text{ кпк}} \right)^{1/2} [(1-d)d]^{1/2} \quad (8.4)$$

(D_S – расстояние до источника, $d = D_L/D_S < 1$). Физический смысл этого параметра состоит в том, что при пересечении точечной линзой оси S–O изображение источника превращается в тонкое кольцо с радиусом R_E , а поток, приходящий от источника, неограниченно возрастает. В реальных ситуациях яркость максимально возрастает при наибольшем сближении линзы с осью O–S. Угловое расстояние, под которым виден радиус R_E , равно

$$\theta_E = R_E/D_L \simeq 0.001'' \left(\frac{M_L}{M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{D_L}{8 \text{ кпк}} \right)^{-1/2} (1-d)^{1/2}.$$

Вероятность микролинзирования возрастает в направлении на наиболее плотно заселенные звездами области, например, область галактического балджа или Магеллановы Облака (проекты EROS, OGLE, MACHO, DUO). Начиная с 1993 г., когда стало технически возможным проводить одновременную фотометрию миллионов звезд, наблюдались несколько сотен событий микролинзирования.

Если линза одиночная, то кривая блеска при прохождении линзы симметрична. Ее длительность определяется скоростью движения линзы и ее массой, $t_E = R_E/v_L$. Для скоростей v_L порядка 200 км/с (дисперсия скоростей звезд в галактическом балдже) длительность одного события микролинзирования на звездах галактического балджа составляет около 70 дней.

Если линза имеет спутник (планету), то гравитационное поле планеты дополнительно линзирует свет от источника, и на кривой блеска могут возникнуть резкие пики (см. рис. 8.1) длительностью от нескольких часов до нескольких суток, в зависимости от расстояния планеты до линзы (периода ее обращения) и отношения масс M_p/M_L . Расчеты показывают, что эффект максимален при расстояниях между планетой и линзой от 0.6 до 1.2 R_E ($\sim 6\text{--}10$ а. е.), то есть в диапазоне характерных размеров планетных орбит вокруг звезд типа Солнца. Этим методом в 2004–2005 гг. впервые были обнаружены 4 планеты с массами от нескольких процентов до 1.5 масс Юпитера и периодами обращения порядка 10 лет (рис. 8.2).

Недостаток метода — уникальность наблюдения каждого события микролинзирования. Достоинство — обнаружение планет вокруг звезд (или даже одиночных) на больших расстояниях от Солнца (радиус R_E для линзы максимален при ее положении строго посередине между источником и наблюдателем).

Особую ценность представляют те случаи, когда присутствие планеты обнаруживается несколькими независимыми методами. В нескольких случаях (β Pic и др.), несмотря на яркое свечение рядом расположенной звезды, точечные изображения планет удалось непосредственно запечатлеть с помощью космического телескопа им. Хаббла или крупных наземных телескопов с адаптивной оптикой.

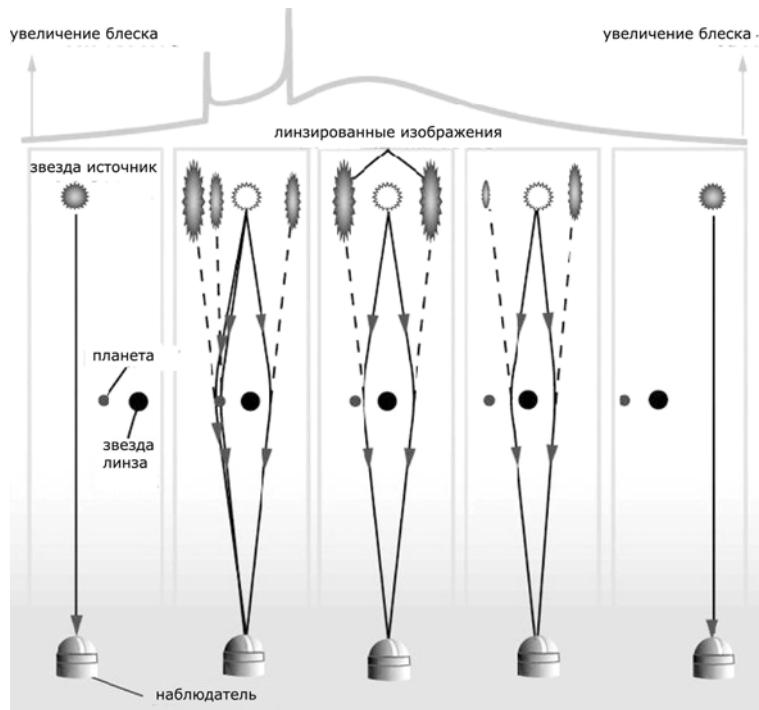


Рис. 8.1. Эффект микролинзирования на двойной линзе. Наличие спутника (планеты) приводит к появлению на кривой блеска дополнительных пиков яркости (кривая вверху).

8.3. Статистические зависимости экзопланет

Анализ данных для обнаруженных экзопланет приводит к ряду интересных закономерностей.

А) Более 10% звезд поздних спектральных классов (F–M) имеют гигантские планеты на орбитах между 1 и 5 а.е.

Б) Распределение масс планет следует закону $dN/dM \sim M^{-1}$, то есть чем меньше масса планет, тем чаще они встречаются. Минимальная масса $M_p \sin i$ обнаруженных планет порядка нескольких масс Земли, максимальная — выше 15 масс Юпитера M_J . Верхняя граница масс экзопланет, выводимая из наблюдений лучевых скоростей, ограничена временем наблюдений (порядка 10 лет). Заметный дефицит «тяжелых» планет-гигантов называется проблемой «пустыни коричневых карликов» — отсутствие планет или коричне-

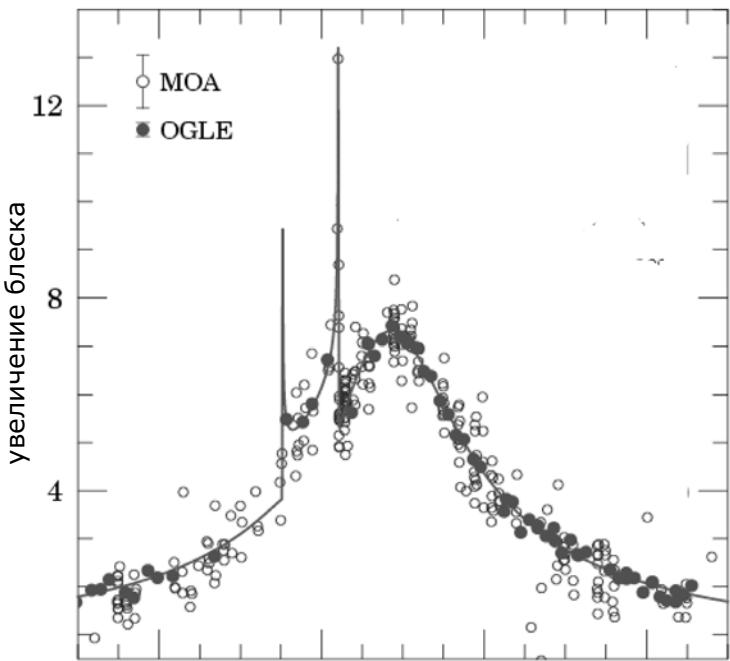


Рис. 8.2. Кривая блеска первой открытой методом микролинзирования планеты OGLE 2003–BLG–235/MOA 2003–BLG–53. Темные кружки — наблюдения проекта OGLE, светлые кружки — наблюдения группы MOA. Сплошная кривая — моделирование линзой с планетой $M_p/M_L = 0.4\%$ ($M_p = 1.5M_J$) на расстоянии 3 а. е. от линзы. Линза — К-карлик с $M = 0.36M_\odot$ на расстоянии 5.2 кпк. Одно деление по горизонтальной оси соответствует пяти суткам. Из работы Bond et al., Astrophys. J., 606, L155–L158 (2004).

вых карликов с массами $7–80 M_J$ вокруг звезд на расстояниях ближе 3 а. е., в то время как они часто наблюдаются одиночными.

В) Многие орбиты планет имеют значительный эксцентриситет (среднее значение $\langle e \rangle = 0.25$). По-видимому, рост эксцентриситета орбит экзопланет происходит из-за динамических взаимодействий планет, часто находящихся на резонансных орbitах (орбитах с кратными периодами). Однако эксцентриситеты экзопланет с полуосями орбит менее 0.1 а. е. малы, что говорит об эффективности механизма потери энергии, приводящего к «округлению» орбит, и, по-

видимому, связанного с приливным взаимодействием планеты со звездой.

Г) Планеты чаще встречаются вокруг звезд с повышенным содержанием металлов по сравнению с Солнцем. Около 30% изученных FGK-звезд с повышенным содержанием металлов имеют планеты, в то время как среди звезд с пониженным содержанием металлов планеты встречаются лишь в нескольких процентах случаев.

Перечисленные результаты приводят к двум важным выводам. Во-первых, планеты действительно часто встречаются вблизи звезд поздних типов с достаточно высоким (солнечным) содержанием тяжелых элементов, но все же в большинстве звезд типа Солнца они не обнаруживаются (слишком малы или отсутствуют). Во-вторых, наша планетная система оказалась совершенно нетипичной. В других системах планеты-гиганты, в отличие от наших гигантов, чаще всего находятся рядом с центральной звездой, да и орбиты планет не столь круглые, как в солнечной системе. Образоваться вблизи звезды газовые гиганты не могли. Следовательно, существуют (или существовали на стадии роста планет) механизмы миграции их орбит к центру, хотя в солнечной системе по каким-то причинам они были малоэффективны.

8.4. Образование планет и их систем

8.4.1. Протопланетные диски

Из-за наличия момента импульса газового облака, процесс звездообразования должен сопровождаться появлением дискообразных оболочек вокруг родившихся звезд. В отличие от экзопланет, протопланетные диски гораздо легче наблюдать — их размеры достигают 1000 а. е., а суммарная площадь частиц, составляющих протопланетный диск, на много порядков больше площади поверхности планет. Пылинки в диске излучают сами и отражают свет звезды и поэтому могут наблюдаться современными телескопами с больших расстояний. Продолжительность их жизни оценивается в 10^6 – $3 \cdot 10^7$ лет. Наиболее интенсивно такие диски излучают в ИК и миллиметровом диапазоне (2 мкм–1 мм). Излучение характеризуется протяженным спектром, поскольку различные области диска имеют широкий интервал температур от ~ 1000 К вблизи звезды до ~ 30 К на периферии. Примером протопланетных дисков может служить диск вокруг звезды β Живописца, открытый космической ИК-

обсерваторией IRAS. Внутренние области диска вокруг этой звезды обеднены диффузной материей (газом, пылью), в диске наблюдаются признаки кометообразных структур, предположительно связанных с протопланетными телами.

Большинство протопланетных дисков наблюдается вокруг молодых звезд типа Т Тельца, находящихся в областях звездообразования. Спектральные измерения указывают на вращение газа в дисках. Диски уже найдены вокруг более чем 100 звезд главной последовательности на расстояниях до 50 пк от Солнца. Однако наличие газопылевого диска еще не означает, что мы наблюдаем рождение планетной системы: для этого требуются особые условия, прежде всего, высокая плотность диска.

8.4.2. Образование планет солнечной системы

Согласно общепринятой теории образования планет солнечной системы, основы которой были заложены О. Ю. Шмидтом, В. С. Сафоновым, П. Гольдрайхом и др., формирование планет происходит в газопылевых дисках и проходит через несколько стадий, отличающихся разным характером взаимодействия частиц.

Основную массу молодого протопланетного диска составляют водород и гелий. На пылевой компонент первоначально приходится несколько процентов массы, но пыль играет ключевую роль в зарождении планет: пыль экранирует внутренние области диска от солнечного излучения. Сначала пылевые частицы оседают к плоскости диска, где в условиях низких температур и низких скоростей движения газ намерзает на пылинки. Пылинки слипаются при столкновениях, образуя постепенно растущие макроскопические объекты — хлопья с размером сантиметр и более.

Диск постепенно прогревается, и летучие соединения покидают его внутреннюю область, перемещаясь за так называемую линию льдов (за современным поясом астероидов), где среда более холодная, поэтому происходит конденсация паров воды и формируются мелкие ледяные тела. Этот процесс довольно сложен, особенно если принять во внимание присутствие самых различных молекулярных соединений, по-разному реагирующих на изменение плотности и температуры, а также то, что перемещение вещества вдоль радиуса врачающегося диска неизбежно ведет к перераспределению момента импульса, то есть к изменению радиусов орбит частиц. Примерно через миллион лет в диске возникают многие миллиарды тел раз-

мером от сотен метров до нескольких километров —*планетезимали*, собственное гравитационное поле которых способно ускорить рост массы за счет окружающей среды.

На следующей фазе этого процесса столкновения между планетезималиями частично разрушают их, но вызывают рост наиболее крупных из них за счет более мелких, формируя таким образом отдельные зародыши планет внутри газопылевого диска. В солнечной системе в области планет земной группы масса отдельных зародышей должна была быть $\sim 10^{23}$ кг, и еще большей — в области планет-гигантов.

Во внешних областях протосолнечной системы твердые зародыши могли нарастить массу до 10—30 земных масс, после чего они стали очень быстро аккрецировать газ (Н, Не), благодаря возросшей гравитации. Так образовались планеты-гиганты — Юпитер, Сатурн, Уран и Нептун. В аккреционной модели планеты-гиганты могут формироваться только достаточно далеко от Солнца: там, где сейчас находится Юпитер и дальше. Ближе к звезде из-за более высокой температуры льдинки (из воды, метана, аммиака и других летучих соединений) не образуются, и акреция газа не эффективна. Это — область существования небольших плотных планет земной группы.

Газовый компонент диска диссирирует за $\sim 10^7$ лет. За это время основной этап роста планет должен завершиться. Но сформировавшиеся зародыши планет продолжают свою эволюцию. Столкновения между ними, и с более мелкими планетезималиями, гравитационная акреция, приводят к постепенному росту протопланет. Рост массы до земных значений занимает около 10^8 лет и сопровождается динамическим «разбрасыванием» планетезималей и малых фрагментов из области формирования крупных планет — на периферию солнечной системы или в межзвездное пространство. Остатки газа и пыли также «выметаются» из области между орбитами планет. Планетезимали, которые так и не успели слипнуться в большие тела, а также фрагменты столкновений протопланет, наблюдаются в солнечной системе как кометы и метеороиды.

Гравитационное поле массивногоprotoюпитера не позволило сформироваться более медленно растущей планете между ним и Марсом, где мы наблюдаем главный пояс астероидов.

Существует и альтернативная модель формирования планетной системы, согласно которой начальная стадия роста планет в газо-

пылевом диске была связана не с постепенным увеличением массы небольших тел путем аккреции, а с более быстрым процессом: с развитием гравитационной неустойчивости в холодном протопланетном диске, которое могло иметь место при условии его высокой начальной поверхностной плотности. Развитие неустойчивости диска привело к разбиению на зоны и фрагментации, в результате которой на определенных расстояниях от центра, примерно соответствующих современным орбитам планет, вещество диска уплотнилось за счет самогравитации, и возникли условия для формирования и роста допланетных тел.

На заключительных этапах образования планет оставшиеся более мелкие тела часто сталкивались с планетами, как свидетельствуют многочисленные кратеры на поверхности планет земной группы, на Луне и на спутниках других планет. Не исключено, что сама Луна является «осколком» мощного столкновения большого фрагмента с протоземлей. Даже в настоящее время изредка происходят столкновения астероидов и комет с планетами. Последствия сильного столкновения с Землей могут носить характер природной катастрофы. Предполагается, что в прошлом столкновения Земли с астероидами размером более 1 км приводили к известным в палеонтологии периодам массового вымирания биологических видов (последнее из них произошло примерно 65 млн. лет назад).

Обрисованная выше схема происхождения солнечной системы основана на результатах самых разных исследований, включающих: анализ орбитальных движений планет и их устойчивости; анализ химического и изотопного состава атмосфер планет; определение возрастов небесных тел; изучение состава планет, метеоритов и комет, компьютерное моделирования процессов эволюции протопланетного диска, и т. д. Но картина возникновения планет далеко не полна. К нерешенным проблемам относится причина нетипичности нашей планетной системы, где планеты-гиганты остались на большом расстоянии от Солнца на почти круговых орbitах, а не приблизились к нему, как многие экзопланеты к центральной звезде. Остается неясной начальная стадия зарождения планет в газопылевом диске и возможная роль его гравитационной неустойчивости, требует уточнения продолжительность различных этапов формирования планет, не объяснена причина наклона оси вращения Солнца (на 7°) относительно средней плоскости орбит планет. Имеется и ряд других проблем, ждущих решения.

СВЕРХНОВЫЕ И ОСТАТКИ СВЕРХНОВЫХ

9.1. Нейтронизация вещества и потеря устойчивости звезды

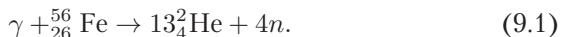
Горение кремния ^{32}Si с образованием изотопов элементов группы железа ^{56}Fe , ^{58}Fe , ^{60}Fe , ^{62}Ni и т. д. замыкает цепочку термоядерных реакций в невырожденном ядре массивной звезды. При этом плотность в центре звезды достигает значений $\sim 3 \cdot 10^9 \text{ г}/\text{см}^3$, температура около $8 \cdot 10^9 \text{ К} \sim 0.7 \text{ МэВ}$ при массе ядра $1.5\text{--}2 M_\odot$. При высоких температурах и плотностях прямые и обратные ядерные реакции, идущие по электромагнитному каналу (с испусканием или поглощением фотона), находятся в равновесии, т. е. число прямых реакций в единицу времени равно числу обратных. Если бы ядро звезды не сжималось, то в нем со временем установилось бы ядерное статистическое равновесие, и вещество представляло бы смесь фотонов, нейtronов, альфа-частиц и ядер химических элементов, концентрация которых вычислялась бы по известным формулам статистической физики. Однако этого не происходит из-за того, что ядро сжимается, и затрачиваемая на диссоциацию ядер энергия черпается из освобождаемой при сжатии отрицательной потенциальной гравитационной энергии. При этом сжатие не сопровождается увеличением давления, как это происходит в случае устойчивой звезды, поскольку диссоциация ядер представляет собой фазовый переход первого рода — энергия расходуется на изменение внутренних степеней свободы частиц, а не на увеличение энергии их теплового движения, которое определяет давление невырожденного га-

за. Поэтому из-за диссоциации ядер увеличение давления при росте плотности оказывается недостаточным для компенсации сил гравитации. Рост плотности сопровождается включением других физических процессов (в частности, нейтронизацией вещества при захвате свободных электронов протонами, см. ниже), при которых нейтрино уносят энергию из звезды, что еще больше ускоряет сжатие.

Таким образом, важными физическими процессами, которые отвечают за потерю динамической устойчивости ядра звезды и наступление гравитационного коллапса, являются процессы фотодиссоциации ядер (прежде всего, железа) и нейтронизация вещества. Рассмотрим их подробнее.

9.1.1. Фотодиссоциация

Фотодиссоциация железа — это инициированный жестким квантом развал ядра железа на 13 альфа-частиц:



Для этого процесса требуется затратить энергию

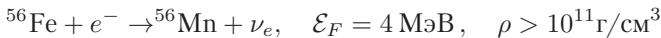
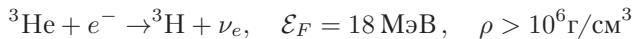
$$\chi = (13m_\alpha + 4m_n - m_{Fe})c^2 \approx 120 \text{ МэВ.}$$

Для начала процесса фотодиссоциации совсем не нужно достижение температур $T \sim \chi$. Физическая причина тому та же, что и при ионизации атомов (формула Саха) — при равновесном распределении имеется достаточное количество свободных частиц с энергией выше средней. Так, для того чтобы вещество на 50% (по массе) состояло из атомов железа и на 50% из альфа-частиц и нейтронов при плотности $\rho \sim 4 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$, требуется температура $\sim 1.1 \cdot 10^{10} \text{ К}$, что лишь ненамного выше температуры в кремниевом ядре звезды.

9.1.2. Нейтронизация вещества и УРКА-процессы

Ядерная эволюция в недрах звезд в целом сопровождается увеличением относительного содержания нейтронов: если в начале эволюции в веществе, состоящем по массе на 75% из водорода и 25% из гелия, на 7 протонов приходится 1 нейtron, то уже после образования гелия это соотношение уменьшается до 1:1. С ростом плотности и началом вырождения электроны приобретают из-за принципа Паули релятивистские скорости (уже при $\rho > 10^6 \text{ г/см}^3$). Начиная с

некоторой пороговой энергии электронов (энергии Ферми \mathcal{E}_F) становятся возможными процессы *нейтронизации вещества*:



Заметим, что β -распад образующихся радиоактивных ядер запрещен принципом Паули, т. к. электроны вырождены и все возможные энергетические состояния заняты.

Средняя энергия нейтрино, образующихся при электронном захвате, порядка энергии захватываемого электрона

$$\langle E_\nu \rangle \sim \langle E_{e^-} \rangle \sim \mathcal{E}_F \approx 51.6(Y_e \rho_{12})^{1/3} \text{ МэВ}, \quad (9.2)$$

где $Y_e = n_e/n_b$ — число электронов в расчете на один барион (на начало горения кремния $Y_e = 0.42$), $\rho_{12} = \rho/(10^{12} \text{ г/см}^3)$ — плотность.

При нейтронизации упругость вырожденного вещества уменьшается, так как уменьшается концентрация электронов при сохранении плотности барионов (лептонный параметр Y_e), рост давления с плотностью замедляется, и эффективный показатель адиабаты вещества $\gamma = d \log P / d \log \rho$ уменьшается с 5/3 до 4/3. А из теоремы вириала (или условия гидростатического равновесия звезды) известно, что при таком показателе нарушается механическая устойчивость звезды (см. главу 5). Поэтому *нейтронизация вещества является одним из основных физических процессов, вызывающих коллапс ядер массивных звезд на поздних стадиях эволюции*.

Дополнительная причина потери гидростатической устойчивости звезды — эффекты общей теории относительности: в ОТО давление вещества дает вклад в силу притяжения (образно говоря, давление обладает «массой»), поэтому при больших плотностях и давлениях вырожденного газа эффекты ОТО приводят к увеличению силы, стремящейся сжать звездное вещество.

При нейтронизации вещества звезда очень быстро теряет устойчивость: потеря упругости приводит к сжатию и нагреву, но отрицательная теплоемкость обычных звезд здесь перестает срабатывать, так как давление вырожденного газа, противодействующее сжатию, почти не зависит от температуры. Большая часть энергии, выделяющейся при гравитационном сжатии, уносится нейтри-

но, образующимися при нейтронизации, и даже если рост температуры при коллапсе снимает вырождение электронного газа, энергия продолжает уноситься антинейтрино в ходе процессов бета-распадов перегруженных нейtronами ядер. Необратимые потери энергии при прямых и обратных бета-распадах получили название УРКА-процессов, впервые рассмотренных Гамовым и Шенбергом (1941). В этих процессах электронный захват ядром приводит к образованию неустойчивого изотопа, который испытывает бета-распад, превращаясь в исходное ядро:

$$e^- + (A, Z) \rightarrow (A, Z - 1) + \nu_e , \\ (A, Z - 1) \rightarrow (A, Z) + e^- + \tilde{\nu}_e .$$

Объемные потери энергии при УРКА-процессах сильно зависят от температуры и составляют

$$Q_{\text{URCA}} \approx 8 \cdot 10^{11} (\text{эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})) \rho (T/10^9 \text{К})^6 ,$$

а с учетом реакций, идущих через обмен нейтральным Z -бозоном $e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow e^- + \nu_e + \tilde{\nu}_e$ и $e^+ + e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \nu_e + \tilde{\nu}_e$

$$Q_{\text{URCA}} \sim 4 \cdot 10^{15} (\text{эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})) \rho (T/10^9 \text{К})^9 .$$

Резкая зависимость Q_{URCA} от температуры приводит к тому, что на заключительных стадиях эволюции нейтринная светимость звезд (составляющая для звезд на главной последовательности несколько процентов от фотонной светимости) значительно возрастает и становится преобладающей.

9.1.3. Захват нейтрино и остановка коллапса

На начальных стадиях коллапса нетепловые нейтрино свободно выходят из ядра, но по мере нарастания плотности становятся важны процессы упругого рассеяния нейтрино на свободных нуклонах, на ядрах тяжелых атомов и на электронах. Для нейтрино низких энергий $E_\nu \ll m_n c^2$ полное сечение рассеяния на свободных нуклонах

$$\sigma_n \approx \frac{1}{4} \sigma_0 \left(\frac{E_\nu}{m_e c^2} \right)^2 , \quad (9.3)$$

где $\sigma_0 = 1.76 \cdot 10^{-44} \text{ см}^2$ — фундаментальное сечение в теории слабых взаимодействий. Для когерентного рассеяния на ядрах тяжелых атомов в сечении появляется множитель порядка A^2 , A — атомный вес.

Реакции упругого рассеяния нейтрино, т. е. идущие без изменения энергии, увеличивают непрозрачность для нейтрино без заметного изменения интенсивности излучения, аналогично томсоновскому рассеянию света на свободных электронах.

В отличие от упругого рассеяния на нуклонах, рассеяние горячих нейтрино на вырожденных электронах из-за малой массы последних ($E_\nu \gg m_e c^2$) носит неупругий характер, т. к. энергия нейтрино в каждом акте рассеяния уменьшается (заметим, что в вырожденном газе электрон с энергией $E_e < \mathcal{E}_F$ не может терять энергию, поскольку свободные ячейки фазового пространства уже заняты). Это способствует термализации нейтрино и приведению их в локальное равновесие с веществом звезды, когда нейтрино из-за большой оптической толщины оказываются «запертными» внутри ядра звезды. Захват нейтрино эффективен при плотностях порядка $3 \cdot 10^{11}$ г/см³. Равновесная энергия захваченных при коллапсе нейтрино оказывается около 10 МэВ.

Коллапс ядра останавливается при плотностях порядка плотности атомного ядра $\rho_{nuc} = 2.8 \cdot 10^{14}$ г/см³, при которых существенными становятся эффекты вырождения нейтронов, и их давление опять способно противостоять действию сил тяготения. Для массы Солнца радиус однородной конфигурации (нейтронной звезды) с плотностью, равной ядерной, составляет около 12 км. Реакцией свободно падающих внешних слоев звезды на резко возросшую упругость сжавшегося ядра является «отскок» внешних слоев, который, как предполагается, и является причиной сброса оболочки и наблюдаемого эффекта сверхновой звезды (см. ниже).

Если бы захват нейтрино отсутствовал, вся энергия связи коллапсирующего ядра излучалась бы в виде нетепловых нейтрино за характерное время коллапса $t_{ff} \sim 1/\sqrt{G\rho} \sim 4 \cdot 10^{-3} \rho_{12}^{-1/2}$ с:

$$L_{\nu, max} \sim \left(\frac{GM^2/R_{core}}{t_{ff}} \right) \sim 10^{57} \text{ эрг/с.}$$

В результате захвата нейтрино ядро становится для них непрозрачным, и нейтринная светимость резко падает (излучение происходит только с поверхности). На некоторое время вокруг сколлапсированного ядра образуется оптически толстая «нейтриносфера». По существу, на этой стадии нейтринная светимость определяется диффузией термализованных нейтрино из сжавшегося ядра — горячей протонейтронной звезды.

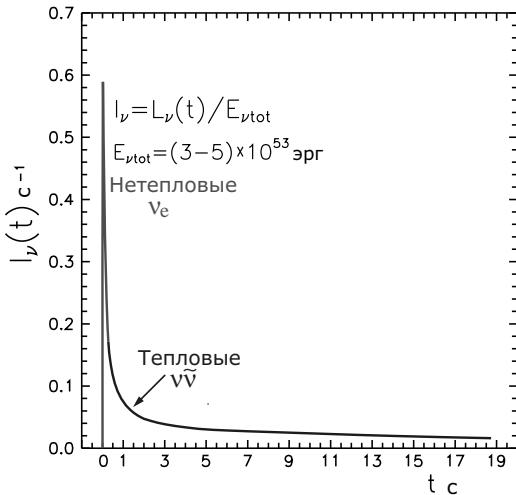


Рис. 9.1. Болометрическая нейтринная кривая блеска коллапсирующей сверхновой по расчетам Д. К. Надежина (Astrophys. Space Sci. 56, 131, 1978).

Болометрическая нейтринная кривая блеска коллапсирующего ядра массивной звезды показана на рис. 9.1. Нетепловые нейтрино, рожденные в ходе неравновесной нейтронизации вещества (в основном, ν_e , $\langle \epsilon_{\nu,e} \rangle \simeq 15-20$ МэВ), испускаются в первую секунду после начала коллапса (пока ядро остается прозрачным для нейтрино) и уносят менее 10% полной энергии, выделяемой в виде нейтрино $E_\nu^{tot} \simeq 3-5 \cdot 10^{53}$ эрг. Большая часть нейтрино — тепловые нейтрино и антинейтрино всех трех сортов ($\nu_e \bar{\nu}_e$, $\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$, $\nu_\tau \bar{\nu}_\tau$), испускаются с поверхности оптически толстой нейтриносферы вокруг горячей протоннейтронной звезды в первые 10–20 с после коллапса. Согласно расчетам, равновесная температура нейтриносферы для электронных нейтрино $T_{\nu,e} \simeq 4$ МэВ и около 8 МэВ для мюонных и таунейтрино. Равновесный тепловой спектр нейтрино близок к планковскому, поэтому средняя энергия электронных и мюонных (тау) нейтрино и антинейтрино будет примерно в три раза выше равновесной температуры, т. е. около 12 МэВ и 25 МэВ соответственно.

Нейтринный импульс длительностью около 10 с (состоящий из десятка антинейтрино с энергиями от 10 до 30 МэВ) был зарегистрирован от сверхновой 1987A в Большом Магеллановом Облаке (23 февраля 1987 г.) на нескольких нейтринных обсерваториях — KamiokandeII (КИИ, Япония), Ирвин–Мичиган–Брукхэвен (IMB,

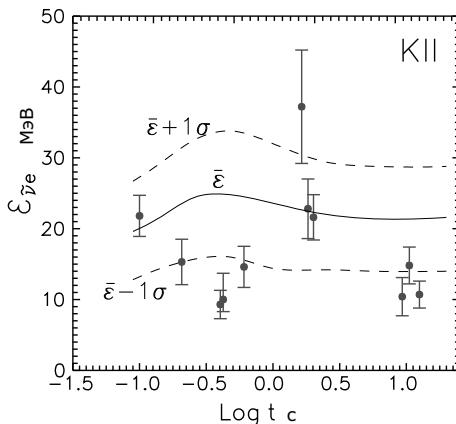


Рис. 9.2. Сравнение энергии антинейтрино от SN 1987а, измеренных детектором КII, с теоретическими расчетами (сплошная кривая). Пунктирной линией показана расчетная неопределенность в 1σ . (Из обзора В. С. Имшенника и Д. К. Надежина. Astrophys. Space Phys. Rev. 8, 156 (1989)).

США), и на Баксанской Нейтринной Обсерватории ИЯИ РАН. Эти результаты на уровне значимости 1σ согласуются с теоретическими расчетами коллапса ядра массивной звезды (рис. 9.2). Однако до сих пор остается нерешенным ряд вопросов, связанных с регистрацией этих нейтрино. В частности, на подземном детекторе LSD под Монбланом за 4.7 часа до регистрации нейтрино, произведенной детекторами КII и IMB, был зарегистрирован значимый сигнал. Так как эта временная задержка намного больше характерных времен при коллапсе, полагают, что это может свидетельствовать о более сложном (двуостадийном) коллапсе ядра звезды — голубого сверхгиганта, взорвавшегося как SN 1987а.

9.2. Вспышки сверхновых

Вспышка сверхновой — один из самых мощных катастрофических природных процессов. В астрономии вспышки сверхновых наблюдаются как внезапное увеличение блеска звезды на 9–10 порядков, т. е. одна звезда в максимуме светит почти так же, как совокупность звезд всей галактики, и поэтому сверхновые в настоящее время регистрируются из очень далеких галактик вплоть до красных смещений ~ 1 , т. е. с расстояний порядка тысячи Мпк. По своим

спектральным свойствам сверхновые делятся на два основных типа: I — в спектрах которых отсутствуют линии водорода, и II — в спектрах которых линии водорода наблюдаются. Кроме того, сверхновые этих типов имеют разные кривые блеска $L(t)$. Наиболее универсальны кривые блеска для сверхновых типа Ia. Мы кратко остановимся на них ниже. Существует более детальная классификация, из которой отметим следующие подтипы. Тип Ib — сверхновые без линий водорода с кривыми блеска, похожими на II тип. Тип Ic — отсутствуют линии не только водорода, но и гелия, кривая блеска II типа. Линии в спектрах сверхновых очень широкие, что довольно долго затрудняло их идентификацию, спектр сверхновых I типа был впервые расшифрован Ю. П. Псковским только в 1968 г. Уширение линий обусловлено эффектом Доплера и свидетельствует о скоростях расширения фотосферы сверхновой порядка 10 000 км/с. Примеры спектров сверхновых различных типов показаны на рис. 9.3 и 9.4.

Основными наблюдательными характеристиками сверхновых являются их кривые блеска и спектры (если сверхновая достаточно яркая). Кривые блеска сверхновых различных типов схематически представлены на рис. 9.5 и более подробно обсуждаются в следующих параграфах.

9.2.1. Сверхновые II типа

С физической точки зрения, феномен сверхновой II типа и типа Ib/c означает очень быстрое (можно считать, мгновенное) энерговыделение порядка $E_0 = 10^{51}$ эрг внутри звезды с радиусом $R_0 \sim 10^{14}$ см. Эта энергия в конечном счете переходит в кинетическую и тепловую энергию расширяющейся оболочки. Увеличение блеска связано с нагревом расширяющихся внешних слоев звезды ударной волной, возникновение которой связывают с отском свободно падающих внутренних слоев от сколлапсированного плотного ядра массивной звезды. Например, для звезды с массой 10 солнечных такой энергии будет соответствовать средняя скорость расширения

$$v_{SN} = (2E_0/M)^{1/2} \approx 3000(10M_\odot/M)^{1/2} \text{ км/с},$$

что превосходит адиабатическую скорость звука в газе вплоть до температур $\sim 6 \cdot 10^8$ К. Ударная волна нагревает и ускоряет оболочку. К моменту достижения ударной волны поверхности звезды (через несколько часов или дней после коллапса в зависимости от ради-

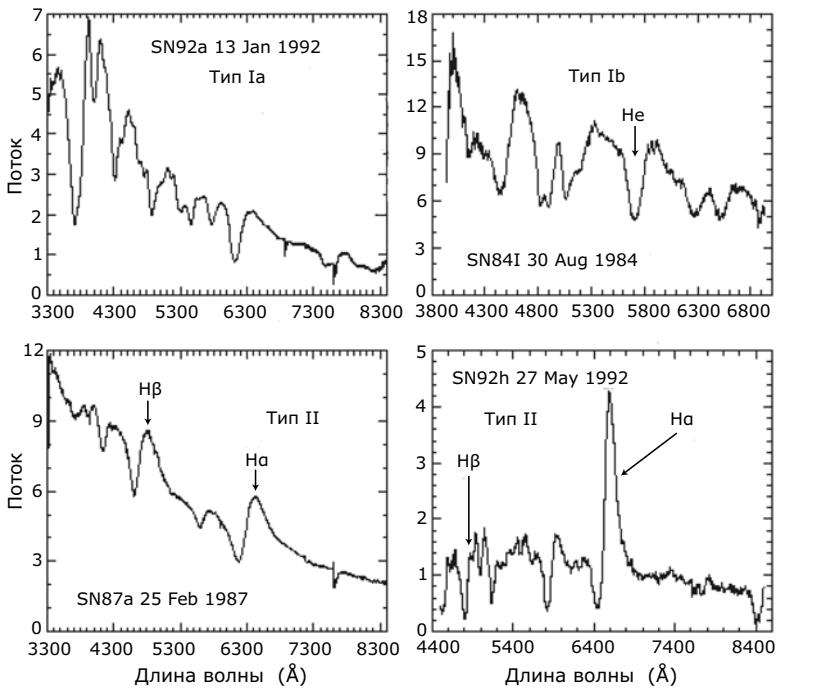


Рис. 9.3. Спектры сверхновых различных типов. В спектрах (особенно у **II**) хорошо видны профили линий типа R Cyg (эмиссия в красном крыле и абсорбция в голубом крыле линии), свидетельствующие о мощной расширяющейся оболочке, как у самых горячих звезд. Ширина линий соответствует скорости расширения 10–30 тыс. км/с.

уса оболочки) первоначальная энергия E_0 примерно поровну поделена между внутренней энергией и кинетической энергией оболочки. В момент выхода ударной волны на поверхность возникает кратковременная мощная вспышка жесткого УФ или даже мягкого рентгеновского излучения (в зависимости от радиуса звезды), но основная часть энергии высвечивается позднее, по мере ускорения диффузии излучения в процессе расширения оболочки (см. пояснение мелким шрифтом, приводимое ниже).

Можно считать, что начальная стадия расширения оболочки сверхновой происходит адиабатически, поэтому температура в ней спадает по закону $T(r)r = \text{const}^1$.

¹ Основная доля внутренней энергии в оболочке запасена в виде излучения, поэтому уравнение состояния соответствует $\gamma = 4/3$

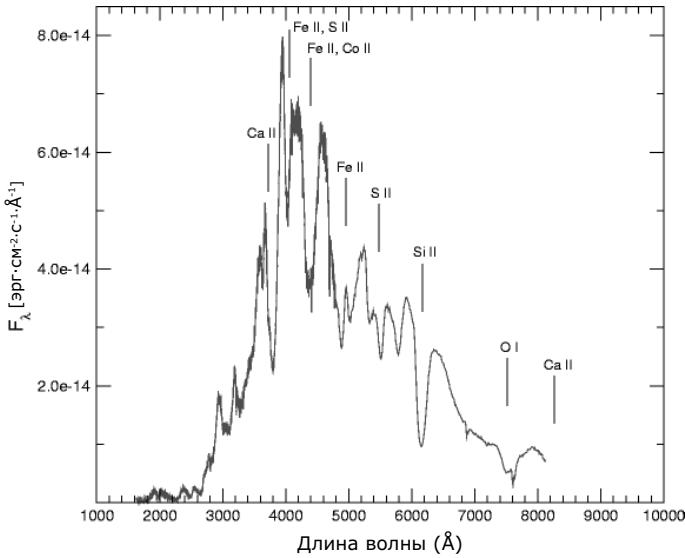


Рис. 9.4. Спектр сверхновой 1992А типа Ia, полученный космическим телескопом «Хаббл» вблизи максимума блеска. Линии водорода отсутствуют, но на фоне нетеплового континуума хорошо заметны линии поглощения тяжелых элементов (SiII, OI, CaII, MgII, FeII и т. д.). Из-за сильного поглощения в линиях тяжелых элементов спектр резко обрывается в УФ области.

Соответственно, быстро убывает запасенная внутренняя энергия: $E_{int}(t) = E_0(R_0/R(t))$. На начальных фазах оболочки расширяется свободно (внешняя среда не оказывает динамического сопротивления) по закону $R = vt$. При таком законе внутренняя энергия меняется со временем как $E_{int} = E_0(t/t_e)^{-1}$, где $t_e = R_0/vSN$ — время расширения. Зависимость кривой блеска от времени записывается как

$$L_{SN} = E_{int}(t_{SN})/t_{SN} = E_0 \frac{t_e}{t_{SN}^2},$$

где t_{SN} — характерная длительность кривой блеска.

Длительность кривых блеска сверхновых II типа определяется прежде всего временем выхода (диффузией) излучения из оптически непрозрачной расширяющейся оболочки. Рассмотрим простейший случай оболочки с постоянной непрозрачностью \varkappa . Средняя длина свободного пробега фотона в такой среде $\lambda = 1/\varkappa\rho$, оптическая толщина $\tau = R/\lambda$, а время диффузии излучения $\tau_{dif} \approx R^2/(c\lambda)$. Учитывая, что при свободном расширении $R(t_{SN}) = vSNt_{SN}$ и $\rho(t_{SN}) \approx M/R(t_{SN})^3$, найдем

$$t_{SN} \sim E^{-1/4} M^{3/4} \varkappa^{1/2},$$

$$L_{SN} \sim EM^{-1} \varkappa^{-1}$$

(т. н. зависимости Арнетта (1980)).

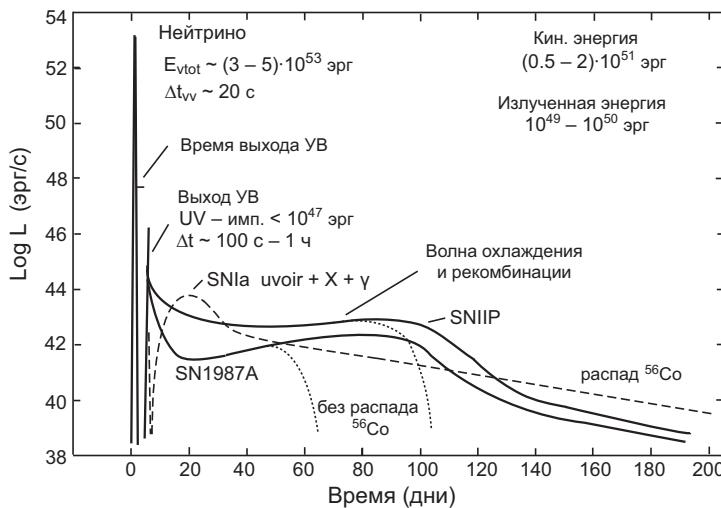


Рис. 9.5. Схема кривых блеска сверхновых различных типов. Указаны основные физические механизмы, ответственные за форму различных участков кривых блеска.

Таким образом, по длительности максимума кривой блеска можно оценить массу сброшенной оболочки, которая во всех случаях оказывается больше 8 масс Солнца. Это подтверждает, что сверхновые II типа связаны с эволюцией массивных звезд с протяженными водородными или гелиевыми (в случае сверхновых типа Ib/c) оболочками.

Дополнительным источником энергии свечения оболочки сверхновых II типа является рекомбинация водорода (выделяемая энергия – 13.6 эВ на один атом H) при расширении оболочки. При массе оболочки в $8-10 M_{\odot}$ выделяется порядка 10^{47} эрг. Из-за рекомбинационного излучения расширяющейся водородной оболочки на кривых блеска сверхновых II типа часто наблюдается плоский участок (плато) (т. н. сверхновые типа Пр). Ниже мелким шрифтом приводится пояснение процесса образования плато.

Когда температура наружных слоев расширяющейся оболочки падает ниже $T_I \approx 6000$ К, водород рекомбинирует, и непрозрачность вещества (обусловленная в основном рассеянием на свободных электронах) резко уменьшается. Возникает ионизационный фронт – вещество за фронтомнейтрально и почти прозрачно для излучения. При типичных плотностях длина свободного пробега в ионизованном веществе $\sim 10^{10}$ см много меньше радиуса оболочки $\sim 10^{15}$ см, поэтому можно считать, что

граница фотосферы сверхновой совпадает с ионизационным фронтом. Светимость «плато» определяется по формуле для непрозрачной фотосферы

$$L_p = 4\pi R_p^2 \sigma_B T_I^4. \quad (9.4)$$

Соотношения Арнетта легко обобщаются с учетом волны рекомбинации. Для этого в формулу для диффузии излучения достаточно подставить выражение для светимости плато. Получаемые зависимости имеют вид:

$$t_{SN} \sim E^{-1/6} M^{1/2} R_0^{1/6} \varkappa^{1/6} T_I^{-2/3},$$

$$L_{SN} \sim E^{5/6} M^{-1/2} R_0^{2/3} \varkappa^{-1/3} T_I^{4/3}$$

и подтверждаются детальными численными расчетами (Kasen, Woosley 2009).

По мере охлаждения ионизационный фронт движется внутрь оболочки (при этом для внешнего наблюдателя радиус фотосферы все равно возрастает, т. к. оболочка расширяется с большой скоростью). Уменьшение непрозрачности при рекомбинации электронов во внешних слоях облегчает высвечивание внутренней энергии. Когда рекомбинационный фронт достигает основания расширяющейся водородной оболочки, внутренняя энергия оказывается практически исчерпанной, и кривая блеска в конце «плато» резко обрывается. Дальнейшее свечение оболочки происходит за счет энергии распада радиоактивных элементов (в основном Ni и Co). Распад радиоактивных изотопов также поддерживает водород в ионизованном состоянии и увеличивает длительность «плато».

Важность сверхновых СНПр с плато на кривых блеска связана с тем, что их (вместе со сверхновыми Ia, см. ниже) можно потенциально рассматривать как *стандартные свечи*, т. е. независимо определять их абсолютную звездную величину M . При этом используется метод расширяющихся фотосфер (метод Бааде–Весселинка), суть которого сводится к следующему. Согласно формуле (9.4), светимость определяется радиусом фотосферы на момент наблюдений $R_p = v_{ph} t$ и ее температурой T_{ph} :

$$L_p = 4\pi v_{ph}^2 t^2 \sigma_B T_{ph}^4 \xi,$$

где t — время после вспышки, T_{ph} — температура фотосферы, определяемая по ее цвету, фактор $\xi = 0.5 - 2$ учитывает отличие спектра фотосферы от чернотельного и зависит в основном от полной светимости. Скорость фотосферы в момент t может быть получена из моделирования линейчатых спектров, а температура фотосферы должна быть постоянной вблизи $T_I \approx 6000$ К. Таким образом, спектральные наблюдения сверхновых Пр на стадии плато могут быть использованы для независимой калибровки их абсолютной светимости.

Важнейший источник энергии свечения оболочки сверхновой на стадиях после максимума блеска — радиоактивный распад изотопов группы железа $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$. Он наиболее важен у термоядерных сверхновых (типа Ia и некоторых ярчайших сверхновых Ic,

возникающих из наиболее массивных звезд), так как в них синтезируется наибольшее количество этих элементов. После максимума кривые блеска  II резко спадают и также выходят на режим экспоненциального уменьшения светимости за счет радиоактивных распадов. При распаде ^{56}Ni энергия выделяется в виде γ -излучения в линиях с энергиями в диапазоне 0.163–1.56 МэВ. Гамма-фотоны взаимодействуют с веществом посредством комптоновского рассеяния на электронах (при таких энергиях фотонов следует пользоваться сечением Кляйна–Нишины, $\sigma_{KN} \sim (3/8)\sigma_T(511\text{кэВ}/h\nu)$). При уменьшении энергии фотона E_γ до 100 кэВ (грубо, после 10 рассеяний) начинает преобладать фотопоглощение (на Ni и других тяжелых элементах), причем на более низких энергиях сечение поглощения возрастает (как E_γ^{-3}), и термализация происходит очень быстро. Энерговыделение за счет радиоактивного распада ^{56}Ni

$$L(t)_{Ni} \approx 9.7 \cdot 10^{42} \left(\frac{M_{Ni}}{0.1 M_\odot} \right) \exp(-t/\tau_{Ni}) \text{ эрг/с,} \quad (9.5)$$

где время полураспада $\tau_{Ni} \approx 7.6 \cdot 10^5$ с. На последующих стадиях подключается распад ^{56}Co

$$L(t)_{Co} \approx 1.4 \cdot 10^{42} \left(\frac{M_{Ni}}{0.1 M_\odot} \right) \exp(-t/\tau_{Co}) \text{ эрг/с,} \quad (9.6)$$

($\tau_{Co} \approx 113$ сут.) и других радиоактивных изотопов. Видно, что полный запас энергии в радиоактивном распаде может быть больше энергии рекомбинации. Таким образом, полная излученная энергия $\int L(t)dt$ составляет несколько процентов энергии взрыва E_0 . Заметим, что в результате коллапса железного ядра физические условия не позволяют синтезировать слишком много ^{56}Ni . Как показывает сравнение наблюдений и детальных расчетов кривой блеска SN 1987a, масса синтезированного при коллапсе никеля в этой сверхновой должна быть $M_{Ni} \sim 0.07 M_\odot$.

Отметим также, что из-за различных физических параметров предсверхновы  II типа (массы, радиусы, химический состав и т. д.) кривые блеска  II отличаются большим разнообразием, и их абсолютные звездные величины в максимуме блеска варьируются в широких пределах $M_{max,II} = -13.5^m \dots -18.5^m$.

9.2.2. Гиперновые и гамма-всплески

Коллапс железного ядра самых массивных звезд (с массой на главной последовательности $> 30 - 40 M_\odot$), по-видимому, приводит

к образованию черной дыры. Как следует из наблюдений двойных рентгеновских систем с черными дырами, массы последних лежат в широком диапазоне от 4 до 20 солнечных, в среднем около $10 M_{\odot}$. Предполагается, что при некоторых условиях (быстрое вращение, компактность предсверхновой) коллапс ядра массивной звезды может сопровождаться выделением энергии в узконаправленном конусе (джете). Если вещества внутри конуса мало (порядка массы планеты), оно может ускоряться давлением излучения до ультрарелятивистских скоростей, близких к скорости света.

При благоприятной ориентации джет может попасть на луч зрения наблюдателя, и при этом будет регистрироваться короткий мощный всплеск жесткого рентгеновского и гамма-излучения, которое образуется нетепловыми процессами (в первую очередь, синхротронным механизмом) в замагниченной плазме джета. Именно такой представляется наиболее вероятная модель космических гамма-всплесков — загадочных коротких (1–100 с) импульсов жесткого рентгеновского и гамма-излучения, наблюдавшихся в разных областях неба с частотой примерно раз в сутки.

Действительно, имеются наблюдательные факты, говорящие об ассоциации гамма-всплесков с мощными сверхновыми типа Ib/c. В спектрах сверхновых этих типов отсутствуют линии водорода и даже гелия, что свидетельствует о взрыве «голого» углеродно-кислородного ядра изначально очень массивной звезды, потерявшей к моменту коллапса водородную и гелиевую оболочки.

Данные говорят о том, что сверхновые, ассоциирующиеся с гамма-всплесками, имеют на порядок более высокую кинетическую энергию взрыва (до $\sim 10^{52}$ эрг). Поэтому их еще называют «гиперновые». Однако из наблюдений нельзя сделать однозначный вывод о том, что каждая сверхновая типа Ib/c сопровождается явлением гамма-всплеска.

Примечательно, что в отличие от обычных сверхновых, у которых основная энергия взрыва переходит в кинетическую энергию расширяющейся оболочки звезды, в источниках гамма-всплесков энергия порядка 10^{51} эрг (с учетом ширины конуса джета) превращается в излучение.

Детали такой эффективной переработки энергии коллапса ядра массивной звезды в электромагнитное излучение пока до конца не ясны, однако благодаря огромному энерговыделению гамма-всплески наблюдаются даже в галактиках с красными смешениями

порядка $z \approx 8$, т. е. существенно дальше самых ярких сверхновых типа Ia ($z \approx 1$).

Некоторая часть гамма-всплесков, по-видимому, связана не с коллапсом ядер массивных звезд, а со слияниями двойных нейтронных звезд, которые могут происходить даже в галактиках без звездообразования (Е-галактики).

9.2.3. Сверхновые типа Ia

В спектрах сверхновых Ia нет линий водорода. Кривые блеска носят универсальный характер, что свидетельствует об одинаковых свойствах предсверхновых этого типа. Наиболее реалистичной представляется модель термоядерного взрыва белого карлика с массой около M_{Ch} , поэтому такие сверхновые также называют «термоядерными». Причины потери гидростатической устойчивости белого карлика по мере приближения его массы к верхнему пределу уже обсуждались при анализе неустойчивости железных ядер звезд — это нейтронизация вещества в центре и эффекты ОТО (в отличие от обычных звезд, фотодиссоциация ядер здесь не важна, так как энергичных фотонов в центре белых карликов очень мало). Однако эта неустойчивость приводит не к коллапсу, а к термоядерному взрыву звезды.

Энергия, выделяемая при термоядерном взрыве белого карлика с массой около M_{Ch} составляет ок. $2 \cdot 10^{52}$ эрг, что вполне достаточно для объяснения энергетики ~~СИ~~ Ia. В этом случае масса оболочки должна быть порядка $1 M_{\odot}$ и скорости расширения $v \sim 10^4$ км/с, что действительно согласуется с анализом профилей линий в спектрах ~~СИ~~ Ia. Поскольку предсверхновая в этом случае — компактная звезда (радиус белого карлика перед взрывом порядка нескольких тысяч километров), тепловая энергия, выделяющаяся при термоядерном горении вещества белого карлика, состоящего в основном из смеси углерода и кислорода, быстро передается оболочке. Однако быстрое и практически адиабатическое расширение ~~СИ~~ оболочки ведет к ее ~~СИ~~-ному охлаждению (см. выше обсуждение ~~СИ~~ II). В отличие от ~~СИ~~ I, расширяющаяся (но еще непрозрачная) оболочка термоядерных ~~СИ~~ сразу же начинает разогреваться радиоактивным распадом образующегося при термоядерном горении ^{56}Ni . Процесс радиоактивного ~~СИ~~ изотопов группы железа определяет форму кривой блеска ~~СИ~~ Ia. Сначала блеск возрастает до максимума, который определяется условием равенства радиоактивного нагрева и диффузионного

охлаждения (примерно через $\tau_{max} = 1.25\tau_{Ni} \sim 11$ дней для $M_{Ni} = 0.5M_\odot$), а затем экспоненциально спадает, подпитываемый распадом радиоактивного кобальта. Светимость в максимуме при этом зависит только от массы выброшенного никеля, $L_{max} \approx 1.4 \cdot 10^{43}$ эрг/с для $M_{Ni} = 0.5M_\odot$. Эта светимость соответствует болометрической абсолютной звездной величине $M_{max,I} = -19^m.2$ с разбросом значений, не превышающим нескольких десятых зв. величин для звезд сходного химического состава.

Наблюдения ~~СН~~ Ia показали, что отклонение светимости в максимуме блеска от среднего значения коррелирует со скоростью спада блеска после максимума. Учет этого эффекта, называемого зависимостью Псковского–Филлипса, позволяет ~~проверить~~ точность оценки расстояний до этих сверхновых. Поэтому ~~СН~~ Ia в настоящее время используются как «стандартные свечи» для определения расстояний до далеких галактик. Самая далекая галактика, в которой зарегистрирована ~~СН~~ Ia (1997ff), имеет красное смещение $z = 1.7$, т. е. находится на расстоянии более гигапарсека от Земли.

Зависимость видимая звездная величина–расстояние для источников со стандартным энерговыделением используется для ~~проверки~~ космологических моделей. Так, из наблюдений далеких ~~СН~~ Ia в 1998 г. был сделан вывод, что наилучшая космологическая модель должна включать космологическую постоянную, которая на больших масштабах действует как своего рода «антитравитация» и заставляет Вселенную расширяться с ускорением (см. подробнее в главе 12).

9.2.4. Ярчайшие сверхновые

В последние годы были обнаружены несколько рекордно ярких сверхновых с абсолютной величиной в максимуме $M_R \approx -21.5$ (SN 2006gy, SN2007bi), объяснение свойств которых (спектры, форма кривой блеска) требует синтеза необычайно большого количества радиоактивного Ni (несколько масс Солнца). Эти ярчайшие сверхновые, по-видимому, связаны с эволюцией очень массивных звезды (свыше $100 M_\odot$). Такие звезды могут образовываться из обедненного тяжелыми элементами газа (например, звезды населения III на больших красных смещениях или звезды в карликовых галактиках с низким содержанием металлов) и иметь массы до нескольких сотен масс Солнца.

Эволюция таких массивных звезд происходит несколько иначе. Центральная температура в углеродно-кислородном ядре может превысить предел фоторождения электронно-позитронных пар ($kT > m_e c^2$, несколько млрд. К). Рождение пар фотонами приводит к уменьшению упругости радиационно-доминированного невырожденного газа, которая поддерживала гидростатическое равновесие звезды. Ядро звезды начинает сжиматься, но выделяемая гравитационная энергия расходуется на рождение новых пар. Гидростатическое равновесие теряется, и кислородное ядро очень массивной звезды коллапсирует еще до образования элементов группы железа.

Расчеты показывают, что в диапазоне начальных масс звезд 100–140 M_\odot начнутся сильные пульсации звезды, приводящие к значительной потере массы², и вспышка сверхновой может быть необычайно яркой из-за взаимодействия ударной волны со сброшенными ранее оболочками (этот модель описывает кривую блеска SN 2006gy). Для еще более массивных звезд коллапс кислородного ядра приведет к термоядерному взрыву огромной мощности (до 10^{52} эрг), в котором синтезируется до $10 M_\odot$ ^{56}Ni . Распад порожденным им радиоактивного кобальта-56 поддержит яркость сверхновой на высоком уровне в течение сотен дней (этот механизм описывает кривую блеска SN 2007bi). Термоядерные взрывы очень массивных звезд должны происходить без образования компактных остатков. На рис. 9.6 приведены кривые блеска в фильтре R ярчайших сверхновых в сравнении с кривой блеска гиперновой SN 1998bw (ассоциирующейся с гамма-всплеском GRB 980425) и ближайшей SN 1987a.

9.2.5. Остатки сверхновых и их взаимодействие с межзвездной средой

Сброшенная при вспышке сверхновой оболочка расширяется со сверхзвуковой скоростью в межзвездную среду, поэтому в системе отсчета, связанной с расширяющейся оболочкой, от контактного разрыва на границе оболочки в окружающую среду и внутрь отходят две ударные волны (УВ) (рис. 9.7). Внешняя УВ распространяется наружу по невозмущенной межзвездной среде, а обратная — идет по остатку сверхновой и разогревает газ остатка до очень высоких температур. Различают несколько стадий взаимодействия оболочки с окружающей средой.

²По-видимому, пульсационная неустойчивость отвечает за мощные вспышки у ярких сверхгигантов типа LBV (ηCar).

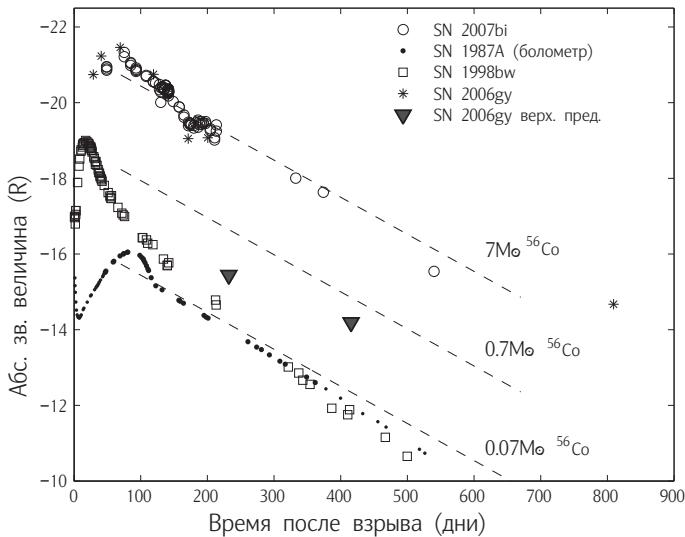


Рис. 9.6. Кривые блеска (фильтр R) ярчайших сверхновых SN 2006gy (тип II, пульсационная неустойчивость LBV) и SN 2007bi (тип Ic, термоядерный взрыв О ядра из-за образования пар) из очень массивных звезд. Для сравнения показана кривая блеска гиперновой SN 1998bw и болометрическая кривая блеска SN 1987а. Пунктирными линиями показан ожидаемый спад кривой блеска из-за распада для разных масс радиоактивного кобальта. Из работы Gal-Yam et al., 2009, Nature, 462, 624.

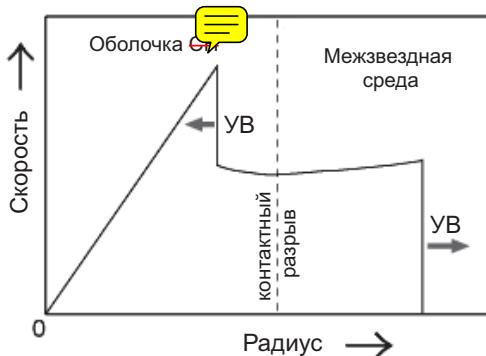


Рис. 9.7. Формирование ударных волн к центру звезды и от звезды при сверхзвуковом расширении остатка сверхновой в межзвездной среде.

Стадия 1. Свободный разлет.

На этой стадии оболочка движется по инерции, как если бы внешней среды не было вообще, $R(t) \sim t$. Излучение оболочки не влияет на ее динамику. Стадия заканчивается при «сгребании» массы окружающего вещества, примерно равной массе расширяющейся оболочки $M_0 = (4\pi/3)\rho_0 R^3$. Для $\rho_0 = 2 \cdot 10^{-24}$ г/см³ и $M_0 = 1M_\odot$ этот момент наступает при $R \approx 2$ пк, примерно через 100 лет после начала расширения. Единственный известный близкий остаток SN, который наблюдается на стадии свободного разлета, — SN 1987а в Большом Магеллановом Облаке. На рис. 9.8 приведена фотография остатка сверхновой 1987а, полученная космическим телескопом «Хаббл» через 8 лет после взрыва. Остаток сверхновой находится в центре и имеет форму несколько вытянутой вертикально туманности, что свидетельствует о несферичности взрыва. Диффузное кольцо вокруг остатка — рекомбинационное свечение газа, сброшенного взорвавшимся голубым сверхгигантом на предыдущих эволюционных стадиях, который был ионизован мощным УФ импульсом при вспышке сверхновой. Яркие пятна диффузного ободка — участки повышенной плотности в оболочке, сброшенной на стадии предсверхновой, свечение которых инициировано нагревом головной ударной волной от взрыва, движущейся со скоростью ~ 4500 км/с и достигшей кольца примерно через 8 лет после взрыва.

Стадия 2. Адиабатическое расширение.

Радиационные потери энергии из оболочки по-прежнему не влияют на ее динамику (отсюда название — адиабатическая стадия), так как температура газа за фронтом ударной волны очень высокая. Кинетическая энергия оболочки расходуется на нагрев газа за фронтом сильной УВ и на ускорение сгребаемого межзвездного газа. Когда масса этого газа много больше M_0 , движение оболочки довольно точно описывается автомодельным решением Л. И. Седова (1946) для сильного взрыва в среде. Можно получить зависимость поведения радиуса оболочки от времени из простых физических соображений (Л. Спитцер, Физические процессы в межзвездной среде, М.: Мир, 1981). Пусть тепловая энергия газа составляет долю K_1 от полной энергии E_0 , а давление p_2 непосредственно за фронтом УВ в K_2 раз больше среднего давления внутри оболочки. Для идеального га-

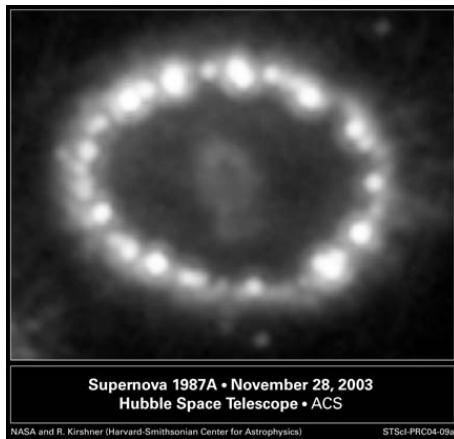


Рис. 9.8. Остаток вспышки SN 1987а в Большом Магеллановом Облаке через 17 лет после взрыва. Диаметр диффузного кольца примерно одна угловая секунда. Снимок с космического телескопа «Хаббл».

за с показателем адиабаты γ , $p = (\gamma - 1)\epsilon$, где ϵ — плотность энергии. Тогда

$$p_2 = K_2(\gamma - 1) \frac{K_1 E_0}{(4\pi/3)R_s(t)^3}. \quad (9.7)$$

Но в случае сильных ударных волн справедливо соотношение

$$p_2 = \frac{2\rho_1 u_1^2}{\gamma + 1} \quad (9.8)$$

между давлением сразу за фронтом p_2 , плотностью ρ_1 и скоростью втекания невозмущенного газа в УВ u_1 . Комбинируя эти уравнения и учитывая, что $u_1 = dR_s/dt$, получаем уравнение

$$\left(\frac{dR_s}{dt} \right)^2 = \frac{4\pi}{3} K_1 K_2 \frac{(\gamma^2 - 1)}{2} \left(\frac{E_0}{\rho_1 R_s^3} \right). \quad (9.9)$$

Точный газодинамический расчет дает для $\gamma = 5/3$ $K_1 = 0.72$, $K_2 = 2.13$, так что $K_1 K_2 = 1.53$.

Интегрируя последнее уравнение, получаем для скорости распространения УВ в этом режиме:

$$R_s(t) \sim \left(\frac{E_0}{\rho_1} \right)^{1/5} t^{2/5} \approx 0.31 \left(\frac{E_{51}}{n_1} \right)^{1/5} \left(\frac{t}{\text{годы}} \right)^{2/5} \text{ пк.} \quad (9.10)$$

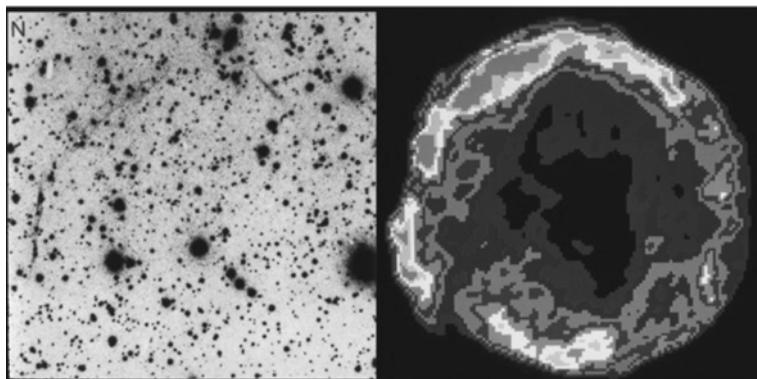


Рис. 9.9. Остаток вспышки SN 1572 (Тихо Браге) в красной области оптического спектра (5-метровый Паломарский телескоп, слева) и в радиодиапазоне (интерферометр VLA, справа).

Здесь в последнем равенстве $E_{51} \equiv (E_0/10^{51}\text{эрг}/\text{с})$ — начальная энергия взрыва, n_1 — концентрация атомов в невозмущенной межзвездной среде ($\sim 1 - 100 \text{ см}^{-3}$ в различных астрофизических ситуациях), $\rho_1 = 1.26 m_H n_1$ для солнечного химического состава межзвездной среды.

Поскольку температура за фронтом сильной ударной волны для идеального газа падает со временем, то начиная с некоторого момента (радиуса оболочки) становятся важными процессы радиативного охлаждения УВ, и адиабатическое приближение нарушается.

Заметим, что уже в конце стадии свободного разлета развивается обратная УВ, распространяющаяся внутрь оболочки (в системе координат, связанной с фронтом УВ), но продолжающаяся двигаться наружу в лабораторной системе. Поскольку тепловое излучение плазмы пропорционально квадрату плотности, именно обратная УВ дает наибольший вклад в рентгеновское излучение молодых остатков сверхновых. Наблюдения рентгеновскими космическими обсерваториями «Chandra» и XMM «Ньютон» показали хорошее согласие с теоретическими моделями остатков сверхновых умеренных возрастов.

Большинство известных остатков SN наблюдаются именно на адиабатической стадии. Оптические снимки и радиоизображения молодого остатка SN Ia Тихо Браге (1572 г.) приведены на рис. 9.9. Радиоизлучение имеет синхротронную природу (свечение релятивистич-

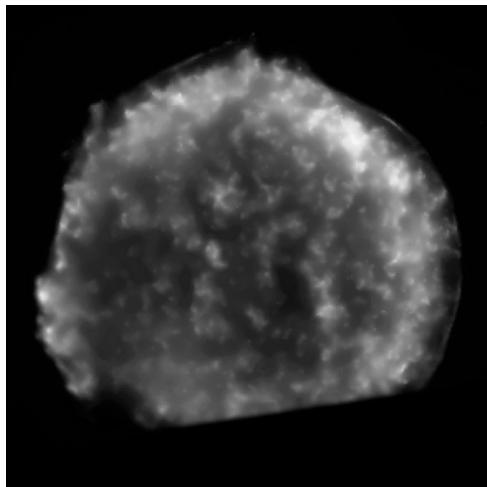


Рис. 9.10. Остаток вспышки SN Тихо в рентгеновской области. Снимок рентгеновским телескопом «Chandra» (NASA).

вистских электронов, ускоренных за фронтом УВ, в магнитном поле газа, сжатом ударной волной). На рис. 9.10 показан снимок того же остатка SN Тихо в мягком рентгеновском диапазоне, сделанный рентгеновским телескопом «Chandra». Внешний резкий край остатка сформирован головной УВ, разогревшей межзвездную среду за фронтом до температур порядка 20 млн. градусов. Внутренние области остатка разогреты обратной УВ до температур порядка 10 млн. градусов. Излучение тепловое.

Стадия 3. *Стадия снегоочистителя* (англ. «snow-plow»).

Наступает после охлаждения газа оболочки, когда температура падает ниже $\approx 6 \cdot 10^5$ К и плазма начинает интенсивно высвечивать запасенную тепловую энергию (напомним, что при понижении температуры до $\approx 10^5$ К функция охлаждения горячей разреженной плазмы резко возрастает из-за появления электронных оболочек вокруг ядер тяжелых элементов, см. главу 4). УВ при этом оказывается практически изотермической (показатель адиабаты газа $\gamma \rightarrow 1$). Оболочка становится тонкой и относительно холодной, поскольку радиальная скорость газа, через который прошла УВ, меньше скорости движения фронта по среде, и газ, поджимаемый давлением го-

рячей среды изнутри, долго остается вблизи фронта УВ. Переход к этому режиму происходит при радиусе оболочки

$$R_c \approx 24 \left(\frac{E_{51}}{n_1} \right)^{1/3} \text{ пк.}$$

Движение УВ поддерживается за счет запасенного в оболочке импульса $M(dR_s/dt) = const$, где $M = 4\pi/3\rho_1 R_s^3$ — масса газа внутри фронта УВ. УВ сгребает окружающий газ и передает ему свой импульс, так что ситуация похожа на сгребание снега снегоочистителем. Однако в отличие от первой стадии, расширение оболочки к этому времени уже сильно замедляется, т. к. из сохранения импульса следует $dR_s/dt \sim R_s^{-3}$ (а не $R_s^{-3/2}$, как в случае адиабатического разлета, см. (9.9)). При этом, как показывают расчеты, $R_s \sim (R_{ct})^{2/7}$.

Разреженный горячий газ внутри оболочки практически не остынет за время ее существования (из-за низкой плотности и высокой температуры) и дополнительно поддерживает расширение оболочек на поздних стадиях. По прошествии $\sim 10^4$ – 10^5 лет после начала расширения меры эмиссии оболочек сверхновых уменьшаются настолько, что они становятся практически неразличимыми на фоне излучения межзвездной среды.

В действительности, значительная неоднородность плотности межзвездной среды, магнитные поля, различные неустойчивости (тепловые неустойчивости, неустойчивость Рэлея–Тэйлора при расширении горячего газа в холодном, неустойчивость фронта УВ) и другие астрофизические факторы значительно усложняют обрисованную выше схематичную картину эволюции остатков сверхновых. В некоторых типах остатков (т. н. плерионы) основная энергия в оболочку продолжает поступать в процессе ее расширения в виде релятивистских частиц, рожденных быстровращающейся нейтронной звездой с сильным магнитным полем — пульсаром, образующимся в результате коллапса. Хорошо известный пример молодого остатка сверхновой с пульсаром — Крабовидная туманность, остаток вспышки SN 1054 г. в созвездии Тельца. Более детальное изложение и сопоставление с наблюдательными данными см. в упомянутой монографии Т. А. Лозинской.

КОМПАКТНЫЕ ЗВЕЗДЫ И ИХ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ

Как было выяснено в предыдущих главах, эволюция обычных звезд сводится к термоядерному горению водорода (главная последовательность) и более тяжелых элементов (стадии после главной последовательности) в ядре звезды. Горение водорода происходит дольше всего, время жизни звезды после главной последовательности не превышает 10% от времени горения водорода.

Конечные стадии эволюции звезд сопровождаются большой потерей массы оболочки звезды в виде звездного ветра (особенно на стадиях красного гиганта и сверхгиганта), достигающей $\approx 10^{-5} M_{\odot}$ в год. Конечные продукты эволюции зависят от физических условий в центре звезды к моменту завершения термоядерных реакций. Эти условия полностью определяются начальной массой звезды на главной последовательности и ее начальным химическим составом.

В зависимости от начальной массы звезды солнечного химсостава (типичного для звезд дисковой составляющей Галактики), после завершения термоядерной эволюции в звездных недрах могут возникнуть три типа компактных остатков: белые карлики (БК), нейтронные звезды (НЗ) и черные дыры (ЧД) (см. Таблицу 10.1).

Следует отметить существующую неопределенность в точных границах, различающих эти случаи, т. к. детали механизма взрывов сверхновых и образования компактных остатков пока неясны.

Таблица 10.1. Конечные продукты эволюции одиночных звезд

Масса на нач. гл. посл. (M_{\odot})	Компактный остаток, масса (M_{\odot})	Особенности образования
$0.08 < M \lesssim 0.5$	гелиевый белый карлик, $\lesssim 0.5$	Из одиночных звезд не образуются, т. к. время горения водорода при $M < 0.8M_{\odot}$ больше возраста Вселенной
$0.5 < M \lesssim 3$	C–O белый карлик, ~ 0.5	Загорание He в условиях вырождения, «гелиевая вспышка», возможно образование планетарной туманности после асимпт. ветви гигантов
$3 < M \lesssim 8$	C–O белый карлик, $0.5–1$	Горение He в невырожденных условиях, образование планетарной туманности после асимптот. ветви гигантов
$8 < M \lesssim 10$	O–Ne–Mg белый карлик, $\sim 1.2–1.3$	Горение C, O в вырожденных условиях, образование планетарной туманности после асимптот. ветви гигантов
$10 \lesssim M \lesssim 30$	нейтронная звезда, $\simeq 1.5$	Сверхновые типа II и Ib/c
$M \gtrsim 30$	черная дыра (?), ~ 10	Сверхновые II, Ib/c, косм. гамма-всплески (?)

10.1. Белые карлики

В звездах с начальной массой до $\sim 8–10$ солнечных термоядерная эволюция ядра, масса которого меньше критической массы Чандraseкара, не доходит до образования элементов группы железа. В зависимости от начальной массы, она останавливается на стадии гелиевого или углеродно-кислородного вырожденного ядра. Термоядерное горение в вырожденном веществе носит взрывной характер (см. выше, раздел 6.4), при этом возросшая температура может частично снять вырождение и энерговыделение станет менее интенсивным из-за восстановления отрицательной теплоемкости. Поэтому на стадии слоевого источника вокруг вырожденного (C–O)-ядра оболочка звезды — красного (сверх)гиганта может сбрасыватьсь из-за тепловых неустойчивостей, развивающихся на границе сло-

евого источника и вырожденного ядра. При этом звезда находится на стадии асимптотической ветви гигантов в правой верхней части на диаграмме Герцшпрунга–Рессела. В результате быстрого истечения оболочки вокруг вырожденного ядра образуется эмиссионная планетарная туманность, «подсвечиваемая» очень горячим ($T_{eff} \sim 10^5$ К)proto-белым карликом. Механизм свечения туманности — рекомбинационный, как в областях НII, но в планетарных туманностях наблюдаются эмиссионные линии от ионов с более высокими потенциалами возбуждения из-за более высокой температуры подсвечивающего излучения.

Оставшееся после истечения оболочки горячее вырожденное С–О ядро звезды постепенно остывает и превращается в белый карлик. Энергия свечения белого карлика — тепловая энергия, запасенная в колебаниях ионов. Излучая фотоны с поверхности, белый карлик постепенно остывает, его эффективная температура падает, а так как радиус белого карлика около 10^4 км, характерное время остывания достигает 10 млрд. лет. Самые старые и холодные белые карлники имеют эффективную температуру около 2000 К. В таких холодных карликах положительно заряженные ионы образуют кристаллическую решетку (кристаллизация начинается уже при температурах порядка 10 000 К)¹.

С точки зрения механического равновесия, силе тяжести в белых карликах противостоит градиент давления вырожденного электронного газа (свойства вырожденного электронного газа подробно обсуждались выше в разделе 6.2). Подчеркнем роль кулоновских сил: гравитация действует на «тяжелые» протоны, а из-за принципа Паули создается огромное давление вырожденных электронов, которое передается протонам именно через электрические поля частиц.

10.1.1. Белые карлники в двойных системах.

Катализмические переменные и новые звезды

Качественно новая ситуация может возникнуть, если белый карлик входит в состав тесной двойной системы — под действием притягивающих сил возможно перетекание вещества с соседней звезды, что приведет к увеличению его массы. При приближении к чандрасекаровскому пределу в центре белого карлика начинается термоядер-

¹Кулоновские силы играют определяющую роль также и в маломассивных звездах («коричневые карлники») с $M < 0.08 M_\odot$, в которых горение водорода невозможно. По сути дела, это гигантские планеты-«Юпитеры». См. подробнее в разделе 5.8.2

ное горение, приводящее к взрыву (модель сверхновой типа Ia). Для O–Ne–Mg белых карликов нейтронизация вещества может начаться раньше термоядерного горения и возможен коллапс в нейтронную звезду.

Наличие белых карликов в составе тесных двойных систем (ТДС) проявляется себя у очень широкого класса переменных звезд, называемых взрывными (или катализмическими) переменными. Эти переменные включают в себя новые звезды, повторные новые звезды, карликовые новые звезды, вспыхивающие звезды типа U Близнецов, переменные типа AM Гекулеса и др. Основная отличительная черта взрывных переменных — наличие регулярных или нерегулярных вспышек различной амплитуды. Орбитальные периоды взрывных переменных лежат в диапазоне от десятков минут до десятков часов, что говорит о характерных размерах систем от долей до нескольких радиусов Солнца. В этих двойных системах первичный (более массивный) компонент является C–O белым карликом с массой порядка $0.5–1 M_{\odot}$, а вторичный (менее массивный) — звездой главной последовательности или слегка проэволюционировавшим субгигантом околосолнечной массы, заполняющим полость Роша. Обмен масс поддерживается благодаря медленному сближению звезд, что связано с уменьшением орбитального момента импульса двойной системы из-за замагниченного звездного ветра от нормальной звезды, посредством которого момент импульса передается окружающей среде. Для самых тесных систем с орбитальным периодом менее 2 часов орбитальный момент уменьшается из-за излучения гравитационных волн (см. Приложение А.4).

Физические причины вспышек у различных подклассов взрывных переменных различны. Единичные мощные вспышки, характерные для новых звезд, связаны с термоядерным взрывом вещества, накопленного на поверхности белого карлика при акреции со второго компонента. Расчеты показывают, что явление новой звезды возникает только в определенном диапазоне масс белых карликов и темпов акреции вещества на его поверхность. При очень низких темпах перетекания вещество постепенно вырождается и присоединяется к белому карлику, а при очень высоких — вещество остается невырожденным, и горение может носить перманентный, а не взрывной характер. Для явления новой звезды существенно, что в накопленной массе вещества происходит вырождение, рост температуры не сопровождается увеличением давления и расширением оболоч-

ки, что приводит к термоядерному взрыву (см. раздел 6.4). Калорийность термоядерного горения водорода составляет менее процента от энергии покоя вещества ($\sim 0.007c^2$ эрг/г), а гравитационный потенциал на поверхности белого карлика $GM/R \sim 10^{-4}c^2$, то есть гравитационная энергия на грамм вещества почти в сто раз меньше. Это означает, что при взрывном термоядерном горении частицы приобретают скорость намного выше параболической на поверхности белого карлика, поэтому продукты взрыва образуют гравитационно не связанную с ним оболочку, которая постепенно рассеивается в межзвездной среде. Отметим, что существенную роль в расширении оболочки новой звезды играет энергия ($\sim 10^{46}$ эрг), выделяющаяся при бета-распаде радиоактивных изотопов ^{13}N , ^{14}O , ^{15}O и ^{17}F , образующихся в ходе CNO-цикла.

Массы оболочек новых звезд малы, порядка 10^{-7} – $10^{-8} M_\odot$; такая масса набирается на аккрецирующем белом карлике за характерное время в 50–100 лет, так что, по сути дела, все новые звезды являются повторными. Спектроскопический анализ оболочек новых звезд показывает присутствие атомов Ne, Na, Mg, Al, что, по-видимому, свидетельствует об эрозии самого белого карлика при взрыве. Поэтому не исключено, что увеличения массы белых карликов в новых звездах не происходит. Рост массы до значений, близких к пределу Чандraseкара, возможен только при специфических режимах перманентного горения. Считается, что подобные двойные системы (с ними связывают так называемые сверхмягкие сверхкритические рентгеновские источники) могут быть предшественниками сверхновых звезд типа Ia.

Регулярные вспышки, наблюдавшиеся у повторных и карликовых новых звезд, не связаны с термоядерным горением вещества на поверхности белого карлика, на который перетекает газ со второй звезды. Они являются результатом неустойчивого перетекания массы в аккреционном диске вокруг компактной звезды (белого карлика в случае катализических переменных). Аккреционные диски в тесных двойных системах обсуждаются в конце этой главы.

10.2. Нейтронные звезды

Первая статья с упоминанием возможности сверхплотного состояния материи была опубликована Л. Д. Ландау в 1932 г. вскоре после открытия нейтрона. На возможность образования сверхплот-

ных нейтронных звезд при коллапсе ядер массивных звезд, сопровождающихся вспышками сверхновых, указывали астрономы В. Бааде (*W. Baade*) и Ф. Цвикки (*F. Zwicky*) в 1934 г. Теоретическая заметка Л. Д. Ландау о нейтронных звездах была опубликована в 1938 г. Одиночные нейтронные звезды были открыты как радиопульсары только в 1967 г. Э. Хьюишием (*A. Hewish*) и Дж. Беллом (*J. Bell*). Их продолжают открывать в радио и гамма-диапазоне, и на конец 2010 г. их число превысило 2000. Нейтронные звезды, входящие в состав тесных двойных систем, были открыты как компактные рентгеновские источники первым специализированным рентгеновским спутником «Ухуру» в 1972 г. Общее число нейтронных звезд в Галактике оценивается в $10^8\text{--}10^9$, из них радиопульсаров (молодых нейтронных звезд) — порядка 10^5 . Число известных рентгеновских источников с нейтронными звездами в Галактике составляет несколько сотен и также быстро растет с увеличением чувствительности рентгеновских телескопов. Рентгеновские источники с нейтронными звездами также наблюдаются в ближайших галактиках.

В большинстве случаев нейтронные звезды образуются в результате коллапса ядер массивных звезд с массой на главной последовательности больше $8\text{--}10 M_\odot$. Как обсуждалось выше, коллапс ядра массивной звезды сопровождается вспышкой сверхновой II типа или типа Ib/c. Энергия, освобождаемая при этом, по порядку величины совпадает с гравитационной энергией связи нейтронной звезды,

$$\Delta E_g \approx \frac{GM_{NS}^2}{R_{NS}} \sim 0.1M_{NS}c^2 \approx 10^{53}(\text{эрг}) \left(\frac{M_{NS}}{M_\odot} \right),$$

(в численной оценке мы положили $R_{NS} = 10$ км) и в основном уносится нейтрино (см. предыдущую главу).

Специфическое свойство нейтронных звезд — сверхвысокая плотность, порядка ядерной ($\rho_0 \approx 2.8 \cdot 10^{14}$ г/см³), однако, в отличие от атомного ядра, в котором нуклоны удерживаются благодаря сильным взаимодействиям между кварками, в нейтронной звезде нуклоны удерживаются вместе гравитационными силами (этим определяется минимальная масса НЗ $\sim 0.1M_\odot$). Как уже отмечалось в разделе 9.1, внутри НЗ вырожденные нейтроны не распадаются: из-за высокой плотности β -распад нейтрона запрещен принципом Паули, так как образующемуся электрону нет «места» в фазовом пространстве координат и импульсов из-за сильного вырождения электронного газа.

Из наблюдений следует, что НЗ обладают сверхсильным магнитным полем. Из-за вмороженности магнитного поля в космическую плазму, при сжатии вещества сохраняется поток магнитного поля через выделенный контур: $\Phi \sim BR^2 = const$. Так, при сжатии звезды типа Солнца, со средней напряженностью магнитного поля на поверхности $B_0 \sim 1$ Гс, до размеров НЗ 10 км, получаем $B_{ns} = B_0(R_\odot/10\text{км})^2 \sim 5 \cdot 10^{11}$ Гс. Такие огромные и даже более высокие значения действительно подтверждаются анализом наблюдаемых свойств радиопульсаров и рентгеновских пульсаров.

Многие НЗ входят в состав двойных систем. В тесных двойных системах с нейтронными звездами возможны уникальные явления. При перетекании вещества на НЗ с сильным магнитным полем ($> 10^{10}$ Гс) наблюдается феномен *рентгеновского пульсара* (см. 10.4). Если магнитное поле НЗ не столь большое, как указано выше, вещество на поверхности нейтронной звезды накапливается (заметим, что оно находится в вырожденном состоянии), и при превышении некоторого критического значения плотности и температуры на поверхности НЗ происходит термоядерный взрыв. Эти взрывы наблюдаются в виде регулярных *рентгеновских барстеров* (или вспыхивающих рентгеновских источников). Подчеркнем, что в отличие от новых звезд (взрыв на поверхности белого карлика), в рентгеновских барстерах продукты вспышки образуют расширяющуюся атмосферу, которая не отделяется от звезды в виде оболочки, а вновь сжимается. Причина тому — в 1000 раз более глубокий гравитационный потенциал на поверхности нейтронной звезды $GM_{NS}/R_{NS} \approx 0.1c^2$, что более чем на порядок больше удельной энергии, выделяемой в термоядерных реакциях синтеза. Более подробно об этом см. в монографиях С. Шапиро, С. Тьюколски «Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды», М.: Мир, 1985, т. 2; В. М. Липунов, «Астрофизика нейтронных звезд», М.: Наука, 1987.

10.2.1. Внутреннее строение НЗ

Массы НЗ с разной степенью точности измеряются в тесных двойных системах, но главный результат состоит в том, что в отличие от белых карликов, разброс масс НЗ, измеренных наиболее точными методами, достаточно мал: $\langle M_{NS} \rangle = 1.35 \pm 0.1M_\odot$ (хотя теоретически допустимый диапазон масс НЗ 0.1–3 M_\odot). Этот факт, по-видимому, связан с фундаментальными законами коллапса звездных ядер, детали которого до конца не выяснены. В 2010 г.

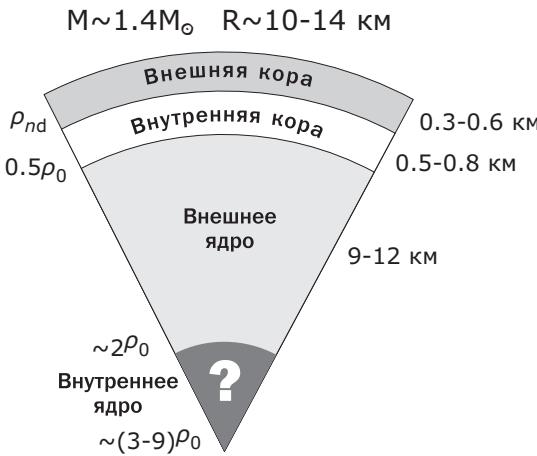


Рис. 10.1. Схема внутреннего строения нейтронной звезды. Обозначения: $\rho_0 = 2.8 \cdot 10^{14}$ г/см³ — ядерная плотность, $\rho_{nd} = 4 \cdot 10^{11}$ г/см³ — плотность образования нейтронных капель.

по релятивистским эффектам измерена масса радиопульсара PSR J1614-2230 в двойной системе с белым карликом, которая оказалась $\sim 2M_\odot$ (Demorest et al. 2010). По-видимому, эта нейтронная звезда значительно увеличила свою начальную массу в результате обмена масс на предшествующих стадиях эволюции двойной системы.

Радиус НЗ измерить гораздо сложнее. Например, его можно оценить по максимальной рентгеновской светимости рентгеновских барстера, предполагая ее равной эддингтоновскому пределу, и наблюдаемой эффективной температуре ($L_x = 4\pi R^2 \sigma_B T_{eff}^4$); неопределенность в расстоянии до источника не позволяет непосредственно оценить L_x из наблюдений. В принципе её можно вычислить, зная массу НЗ ($L_{Edd} \sim M$), но в маломассивных рентгеновских двойных системах с барстераами массы НЗ определяются не очень надежно.

Другой способ определения радиуса — по наблюдению гравитационного красного смещения z_g линий излучения вблизи поверхности нейтронной звезды ($1 + z_g = 1/\sqrt{1 - R_g/R}$, $R_g = 2GM/c^2$ — гравитационный радиус НЗ с массой M). И в этом случае требуется знание массы M . Поэтому радиусы НЗ, выводимые из современных наблюдений, измеряются недостаточно точно и лежат в пределах от 10 до 15 км.

В отличие от масс, которые в двойных пульсарах измеряются по релятивистским эффектам с рекордной точностью в доли процентов, внутреннее строение НЗ (особенно ее центральных частей) известно с большой степенью неопределенности из-за отсутствия лабораторных данных о свойствах вещества в сверхплотном состоянии. В зависимости от состояния вещества по модельным расчетам внутри НЗ выделяют четыре основных зоны (рис. 10.1).

1. Внешняя кора. $\Delta R = 300\text{--}600$ м, $\rho < \rho_{nd} \approx 4 \cdot 10^{11}$ г/см³. Величина ρ_{nd} соответствует плотности, при которой газ свободных нейтронов начинает приобретать свойства жидкости. Внешняя кора состоит из сильно вырожденных электронов (представляющих почти идеальный Ферми-газ) и ядер (ионов). Уравнение состояния во внешней коре известно достаточно хорошо.

2. Внутренняя кора. $\Delta R = 500\text{--}800$ м, $\rho_{nd} < \rho < 0.5\rho_0$, где ρ_0 — ядерная плотность. Верхняя граница соответствует плотностям, при которых отдельные атомные ядра уже не могут существовать. Во внутренней коре электроны находятся в состоянии ультрарелятивистского вырожденного газа, а ядра обогащены нейтронами и занимают значительный объем. Свободные нейтроны образуют сильно вырожденную Ферми-жидкость, которая может быть сверхтекучей. Вблизи границы с внешним ядром в слое в несколько сотен метров атомные ядра становятся слабо связанными; в некоторых моделях возможны фазовые переходы к несферическим ядрам (т. н. «ядерная паста») в виде цилиндров («макароны»), пластин («лазанья») и т. д. Детали структуры внутренней коры плохо известны.

3. Внешнее ядро. $0.5\rho_0 < \rho \lesssim 2\rho_0$. Вещество во внешнем ядре представляет собой однородную материю из сильно вырожденных нейтронов, протонов, электронов и возможно мюонов. Электроны и мюоны образуют почти идеальные ферми-газы, а нуклоны — сильно неидеальные ферми-жидкости, которые могут быть сверхтекучими и сверхпроводящими. Уравнение состояния известно сравнительно неплохо, но точность резко уменьшается с ростом плотности.

4. Внутреннее ядро. $2\rho_0 < \rho \lesssim 20\rho_0$. Состав точно не известен из-за плохого знания физики сильных взаимодействий и эффектов взаимного влияния частиц в сверхплотном веществе. Возможный состав — нуклонно-гиперонное вещество, или более экзотические возможности (пионный конденсат, кварковое вещество). Уравнение состояния во внутреннем ядре является фундаментальной физической проблемой.

10.2.2. Оценки масс НЗ

Теоретически возможный нижний предел массы НЗ почти не зависит от уравнения состояния и находится вблизи значения $0.1 M_{\odot}$. Современные численные расчеты коллапса приводят к массам нейтронных звезд порядка $1M_{\odot}$, и неизвестно, существует ли в природе механизм образования нейтронных звезд с массой вблизи минимально возможного значения. Максимальная масса НЗ (т. н. *предел Оттенгеймера–Волкова*) известна лишь приблизительно, ее точное значение определяется выбранным уравнением состояния. Максимальные массы для разных уравнений состояния отличаются примерно в 1.5 раза — от $\approx 1.5M_{\odot}$ для «мягких» уравнений состояния до $\approx 2.5M_{\odot}$ — для «жестких». Быстрое вращение (центробежные силы) может увеличить этот предел на 25%. За исключением самых малых масс, теоретические радиусы НЗ лежат в пределах от 10 до 14 км. Компактность НЗ требует учета эффектов ОТО (они растут пропорционально R_g/R) при рассмотрении как внутреннего строения НЗ, так и процессов, происходящих в ее окрестностях. Как и в случаях с БК, если НЗ входит в состав тесной двойной системы с переносом массы, превышение предельной массы (Оттенгеймера–Волкова) приведет к коллапсу, предположительно с образованием черной дыры.

Массы НЗ в принципе могут быть (иногда достаточно точно!) определены из астрономических наблюдений. Существует несколько методов определения масс НЗ.

1. Массу одиночной НЗ можно оценить только косвенно, измеряя спектр рентгеновского излучения с ее поверхности. Определяя по спектру эффективную температуру T_{eff} , из соотношения $L = 4\pi R^2 \sigma_B T_e^4$ вычисляют радиус (если расстояние до НЗ известно). По соотношению масса–радиус можно оценить массу НЗ. Метод используется для нескольких известных близких НЗ.

2. Если НЗ находится в двойной системе, можно определить ее массу, изучая движение по орбите. Наиболее точные измерения возможны, когда НЗ является пульсаром (радио или рентгеновским). Тогда частота прихода импульсов модулируется орбитальным движением, и по кривой лучевых скоростей, как в случае обычных двойных звезд, можно восстановить параметры кеплеровского движения (период P_b , амплитуду лучевых скоростей пульсара K_p , эксцентриситет орбиты e , большую полуось орбиты пульсара в проекции на

картинную плоскость $x_p = a_p \sin i = K_p \sqrt{1 - e^2} (P_b / 2\pi)$, и по ним определить функцию масс второго компонента (см. главу 7):

$$f_c = \frac{(M_c \sin i)^3}{(M_p + M_c)^2} = \frac{x_p^3 4\pi^2}{GP_b^2}.$$

Измерение лучевых скоростей второй звезды, в свою очередь, дает возможность определить функцию масс пульсара f_p . Таким образом удастся определить отношение масс компонентов $M_c/M_p = (f_c/f_p)^{1/3}$. Когда второй компонент пульсара — оптическая звезда, ее массу можно оценить по спектральному классу. В ряде случаев удается найти возможный угол наклонения орбиты i и таким образом получить оценку массы НЗ. Именно так были оценены массы НЗ в рентгеновских двойных системах и радиопульсаров в паре с нормальной звездой или с белым карликом (см. рис. 10.2).

Однако в случае радиопульсаров в паре с другой НЗ (известно несколько таких систем) массы компонентов удалось измерить гораздо точнее. Орбитальные периоды у таких двойных систем порядка нескольких часов или дней (то есть это очень тесные пары!). В этих системах современные радиоастрономические методы регистрации времени прихода отдельных радиоимпульсов (т. н. *тайминг* пульсаров) позволяют измерять релятивистские эффекты в движении компонентов. К ним относятся: 1) угловая скорость поворота линии апсид $\dot{\omega}$ (поворот большой оси орбиты), который происходит из-за отличия силы притяжения между телами от закона обратных квадратов; 2) поперечный эффект Доплера и гравитационное красное смещение в поле второго компонента M_c ; 3) гравитационное запаздывание импульсов пульсара в поле тяжести второй звезды (т. н. задержка Шапиро, зависит от массы второго компонента и наклонения орбиты $\sin i$) и 4) темп векового уменьшения орбитального периода из-за излучения гравитационных волн \dot{P}_b .

В тесных двойных радиопульсарах эти релятивистские эффекты намного сильнее, чем в других тесных двойных системах. Например, темп поворота перигелия Меркурия в Солнечной системе составляет около 43 угловых секунд за столетие, а в двойном пульсаре Халса–Тэйлора PSR 1913+16 $\dot{\omega} \simeq 4.23$ градуса в год! Таким образом, измерение пяти дополнительных параметров дополняет (и фактически переопределяет) систему уравнений для определения 7 параметров орбиты ($M_p, M_c, a, e, i, \omega, T_a$, см. главу 7). Это позволяет не только с большой точностью определить массы компонентов, но

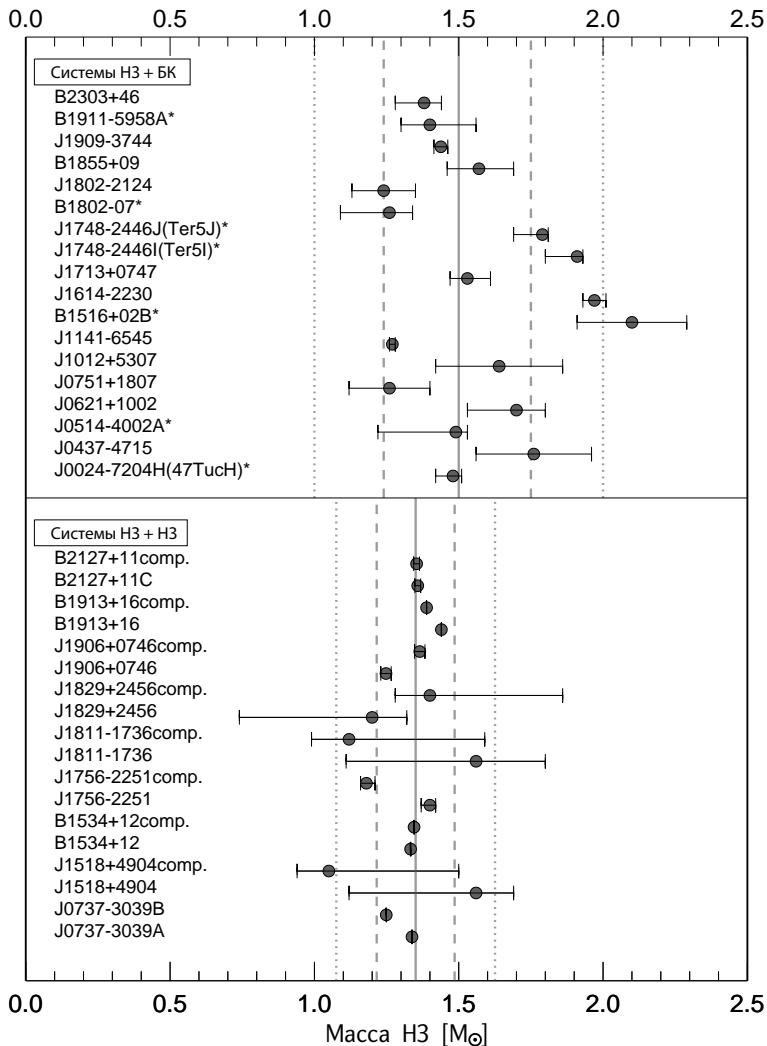


Рис. 10.2. Массы Н3 в двойных радиопульсарах с нейтронными звездами (нижняя часть рисунка) и белыми карликами (верхняя часть рисунка). Горизонтальные линии показывают неопределенность(68%) оценок. Сплошные вертикальные линии показывают среднюю массу Н3 ($1.35 M_{\odot}$ в системах Н3+Н3 и $1.50 M_{\odot}$ в системах Н3+БК. Вертикальные пунктирные и точечные линии указывают границы 68% и 95% доверительных интервалов распределения масс Н3 в этих системах. Из работы B. Kiziltan, A. Kottas, S.E. Thorsett (arXiv:1011.4291).

и проверять различные теории гравитации, которые предсказывают несколько различные зависимости релятивистских параметров от элементов орбиты.

Первый двойной пульсар такого типа, PSR 1913+16, обнаруженный в 1975 году, изучается уже более 30 лет, и эффекты ОТО в нем подтверждены с точностью лучше 0.1%. Надежно установлено вековое уменьшение периода этого пульсара из-за излучения гравитационных волн.

За открытие и высокоточные многолетние наблюдения двойного пульсара PSR 1913+16, которые внесли существенный вклад в фундаментальную физику, астрофизикам Дж. Тэйлору (*J. Taylor*) и Р. Халсу (*R. Hulse*) была присуждена Нобелевская премия по физике 1993 г. Заметим, что точность измерений масс двойных радиопульсаров со временем возрастает, и есть надежда, что через 5–10 лет с помощью высокоточного тайминга можно будет достаточно аккуратно измерить момент инерции НЗ, пропорциональный MR^2 . Это позволит оценить радиус нейтронной звезды и, таким образом, уточнить уравнение состояния сверхплотной материи.

Сводка динамически измеренных масс НЗ в двойных радиопульсарах (данные на конец 2010 г.) приведена на рис. 10.2. Минимальная надежно измеренная масса НЗ — у компонента двойного радиопульсара PSR J0737-3039 ($1.250 \pm 0.010 M_{\odot}$). Максимальная — у пульсара PSR J1640-2230 ($1.97 \pm 0.04 M_{\odot}$). Средняя масса НЗ близка к $1.5 M_{\odot}$, однако массы пульсаров (как и нейтронных звезд в целом), по-видимому, никогда не превышают $2.5\text{--}3 M_{\odot}$.

10.3. Свойства пульсаров

Рассмотрим более подробно одиночные врачающиеся нейтронные звезды с сильным магнитным полем. Это наиболее хорошо изученный класс нейтронных звезд.

10.3.1. Основные свойства

Пульсирующие радиоисточники (пульсары) были открыты в 1967 г. (Э. Хьюиш (*A. Hewish*), Нобелевская премия по физике 1974 г.) Основные наблюдаемые свойства этих объектов следующие.

1. Короткие периоды пульсаций, 0.0015–8 с. Отсюда сразу можно оценить нижний предел плотности вещества нейтронных звезд. Действительно, предельный период вращения звезды с массой M и

радиусом R может быть найден из условия равенства центробежной силы на экваторе силе притяжения, $P_{lim} = 2\pi\sqrt{\frac{R^3}{GM}}$. Тогда оценка плотности по наблюдаемому периоду вращения даст

$$\rho > \frac{12\pi}{P^2 G} \sim 6 \cdot 10^{12} (\text{г}/\text{см}^3) \left(\frac{P}{0.01 \text{с}} \right)^{-2}. \quad (10.1)$$

Предельно короткие наблюдаемые периоды вращения радиопульсаров (около 1.5 мс) соответствуют ядерной плотности вещества $\sim 10^{14} \text{ г}/\text{см}^3$.

2. Замедление пульсаций с темпом $dP/dt \equiv \dot{P} \approx 10^{-15} \text{ с}/\text{с}$. Это свойство интерпретируется как торможение вращения нейтронной звезды. В таком случае полный темп потери энергии вращения

$$\frac{dE}{dt} = I\omega\dot{\omega} \approx 4 \cdot 10^{37} (\text{эрг}/\text{с}) \left(\frac{I}{10^{45} \text{ г см}^2} \right) \left(\frac{\dot{P}}{10^{-15} \text{ с}/\text{с}} \right) \left(\frac{P}{0.01 \text{ с}} \right)^{-3}. \quad (10.2)$$

Формально это очень высокий темп потери энергии, много больше солнечной светимости ($\sim 4 \cdot 10^{33}$ эрг/с). Вращательная энергия нейтронной звезды уносится главным образом потоком релятивистских частиц, вырываемых с поверхности сильнейшим электрическим полем в области полярных шапок.

3. Задержка времени прихода импульсов на разных частотах. Этот эффект связан с распространением радиоизлучения в ионизованной космической плазме (мера дисперсии, см. главу 4). Изменяя задержку времени прихода импульсов пульсара на разных частотах и оценивая из других наблюдений электронную концентрацию межзвездной среды (в среднем по Галактике $n_e = 0.03 \text{ см}^{-3}$), по величине меры дисперсии оценивают расстояния до пульсаров. Это наиболее распространенный способ определения расстояний до нейтронных звезд. Точность этой оценки невелика (примерно фактор 2), т. к. плохо известно распределение концентрации ионизированной плазмы вдоль луча зрения.

4. Огромная яркостная температура и поляризация радиоизлучения. Если источник виден под телесным углом Ω , а принимаемый от него поток излучения на частоте ν есть $F_\nu [\text{эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})]$, то яркостная температура T_b в рэлей–джинсовском пределе определяется из соотношения:

$$2kT_b \left(\frac{\nu}{c} \right)^2 = F_\nu \Omega, \quad (10.3)$$

где $\Omega \approx \pi(R_*/r)^2$ и r — расстояние до источника, R_* — его радиус. Для пульсара в Крабовидной туманности $R_* = 10$ км и $r = 2$ кпс и при характерном радиопотоке в среднем импульсе около 1 Ян ($= 10^{-26}$ Вт/($\text{м}^2 \cdot \text{Гц}$)) на частоте ~ 1 ГГц яркостная температура получается 10^{26} К. Очевидно, ни одно тело не может иметь такую температуру. Для объяснения радиоизлучения пульсаров привлекаются нетепловые механизмы. Наиболее вероятен плазменный механизм излучения релятивистских электронов в магнитном поле НЗ, который также объясняет сильную поляризацию радиоизлучения.

10.3.2. Торможение вращения пульсаров

Основная идея, объясняющая феномен замедления вращения пульсара (Пачини, Сальвати, 1967; Острайкер, Ганн, 1967) — потери энергии вращения замагниченной нейтронной звездой. Запас энергии вращения НЗ очень велик: $E_r = I\omega^2/2 \sim 10^{49}$ эрг (порядка тепловой или гравитационной энергии Солнца $GM_\odot^2/R_\odot \sim 3 \cdot 10^{48}$ эрг). Можно рассмотреть два механизма потери энергии вращения пульсаров — генерацию низкочастотного электромагнитного излучения и ускорение потоков релятивистских частиц (релятивистский «пульсарный ветер»).

В простейшей модели рассматривается вращающийся магнитный диполь в вакууме с дипольным моментом $\mu(t) = \mu_0 e^{i\omega t}$. Как известно из электродинамики, потери энергии на магнитодипольное излучение

$$Q = \frac{2}{3} \frac{\ddot{\mu}^2}{c^3} \approx \frac{2}{3} \omega^4 \frac{\mu_0^2}{c^3}, \quad (10.4)$$

или с учетом соотношения $\mu_0 \approx B_s R^2$, где B_s — напряженность магнитного поля на поверхности шара радиуса R :

$$Q \approx \omega^4 \frac{B_s^2 R^6}{c^3} \sim 3 \cdot 10^{31} (\text{эрг}/\text{с}) \left(\frac{P}{1 \text{ с}} \right)^{-4} \left(\frac{B_s}{10^{12} \text{ Гс}} \right). \quad (10.5)$$

Но это полный темп потери энергии вращения НЗ. Низкочастотное магнитодипольное излучение, связанное с вращением пульсара, не может распространяться в межзвездной плазме, если его частота много меньше частоты плазменных колебаний

$$\nu_{md} = \frac{\omega}{2\pi} \ll \nu_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}} \sim 10^4 \text{ Гц},$$

поэтому должен существовать механизм переработки энергии вращения в электромагнитные волны более высоких энергий.

Важная величина, характеризующая пульсар — понятие светового цилиндра — поверхности, на которой скорость твердотельного вращения с частотой ω достигает скорости света:

$$r_l = \frac{c}{\omega} = 5 \cdot 10^9 \text{ (см)} \left(\frac{P}{1 \text{ с}} \right).$$

Генерация электромагнитных волн происходит за световым цилиндром, определяющим границу волновой зоны. Внутри светового цилиндра (в ближней зоне) магнитное поле нейтронной звезды dipольное, $B(r < R_l) = B_s(r/R)^3$, а вне его носит характер электромагнитной волны. Световой цилиндр ограничивает область замкнутых силовых линий магнитосферы пульсара, которые заполняются плазмой и вращаются как твердое тело с частотой вращения НЗ. Часть силовых линий, однако, остаются незамкнутыми, пересекают световой цилиндр и уходят на бесконечность. Область на поверхности НЗ, из которой уходят открытые силовые линии, называется поллярной шапкой и ее размер $R_0 \simeq R\sqrt{\omega R/c}$.

Однако плазма, неизбежно заполняющая магнитосферу пульсара, экранирует низкочастотное магнитодипольное излучение. Поэтому более реалистичной является модель пульсара, в которой потеря энергии вращения нейтронной звезды связана с тормозящим действием электрических токов, протекающих в магнитосфере в области открытых силовых линий, входящих в пульсар в области поллярных шапок. В этом случае потери вращения НЗ связаны в основном с излучением релятивистских частиц, рождающихся в ее магнитосфере (см. ниже). Оценка теряемой энергии по порядку величины совпадает с (10.5).

Из выражения $dE_r/dt = -Q$ получается закон убывания частоты вращения пульсара от времени:

$$I\omega\dot{\omega} \sim -B_s^2 R^6 \omega^4 / c^3,$$

откуда

$$\dot{\omega} \sim -B_s^2 \omega^3$$

или, выражая через наблюдаемые величины (период вращения пульсара и его производную \dot{P}),

$$\dot{P}P = (2\pi)^2 B_s^2 R^6 I^{-1} c^{-3}. \quad (10.6)$$

Таким образом, измеряя только период пульсара P и его первую производную, можно непосредственно оценить напряженность магнитного поля B_s вблизи поверхности нейтронной звезды. Подставляя характерные величины ($I \approx 10^{45}$ г см 2 , $R = 10$ км), находим:

$$\frac{B_s}{10^{12} \text{ Гс}} \approx \sqrt{\left(\frac{P}{1 \text{ с}}\right) \left(\frac{\dot{P}}{10^{-15} \text{ с/с}}\right)}. \quad (10.7)$$

Эта формула показывает, сколь велика напряженность магнитного поля вблизи поверхности пульсара. В таком сверхсильном магнитном поле изменяются свойства вещества и становятся существенными (и даже определяющими) квантовые эффекты (например, рождение электрон–позитронных пар), которые важны для описания физических процессов вблизи поверхности нейтронной звезды.

Для пульсаров удобно использовать диаграмму $P - \dot{P}$ (рис. 10.3). Как видно из этой диаграммы, оценки магнитных полей пульсаров, выполненные по формуле (10.7), лежат в широких пределах от $\sim 10^8$ до $\sim 10^{13}$ Гс. У нескольких одиночных НЗ (которые, однако, не излучают радиоволны, как обычные пульсары — их называют магнитарами) оценка поля по этой формуле приводит к значениям 10^{14} – 10^{15} Гс. Такие огромные магнитные поля приводят к появлению качественно новых явлений. Например, они способны своим давлением времени от времени буквально «взламывать» кору НЗ, приводя к грандиозному энерговыделению порядка 10^{41} – 10^{45} эрг, которое наблюдается в рентгеновском диапазоне в виде повторных мягких гамма-всплесков от таких НЗ.

Выражение (10.6) можно рассматривать как дифференциальное уравнение, описывающее торможение вращения пульсара. Решая его с начальным условием $P|_{t=0} \ll P(t)$, получаем оценку возраста пульсара по наблюдаемым величинам — периоду вращения P и первой производной периода \dot{P} :

$$\tau_d = \frac{1}{2} \left(\frac{P}{\dot{P}} \right). \quad (10.8)$$

Это время называют *динамическим возрастом* пульсара. Типичные значения возраста — сотни тысяч лет. Пульсар считается «старым», если его возраст $\tau_d \approx 10^6$ лет. Как полагают, на больших временных интервалах (порядка десятков миллиона лет и более) существенным

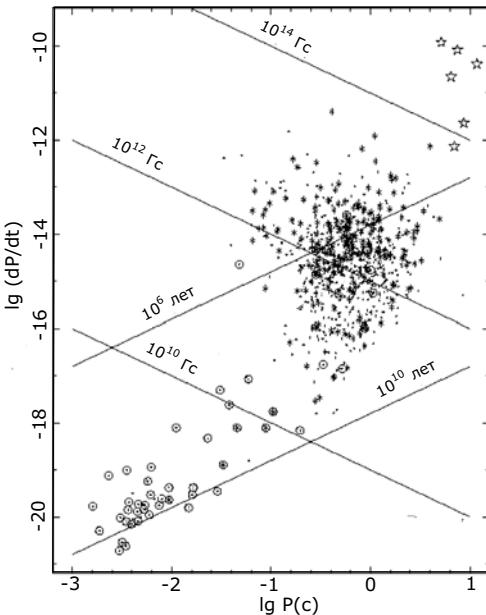


Рис. 10.3. Диаграмма $P - \dot{P}$ для радиопульсаров. Точки и крестики — одиночные пульсары, кружки — пульсары в двойных системах. Звездочки — т. н. «аномальные рентгеновские пульсары» — одиночные нейтронные звезды со сверхсильным магнитным полем (магнитары). Показаны линии равных магнитных полей (сверху/вниз — слева/направо) и равных динамических возрастов (сверху/вниз — справа/налево).

может оказаться омическое затухание магнитного поля нейтронной звезды (переход энергии магнитного поля в тепло).

В заключение поясним, как по современным представлениям происходит рождение релятивистской плазмы вблизи поверхности пульсара. Электродинамическое рассмотрение вращающейся НЗ с дипольным магнитным полем приводит к выводу, что в области полярных шапок НЗ возникает компонента электрического поля, параллельная силовым линиям магнитного поля. Напряженность электрического поля пропорциональна произведению индукции B_s и частоты вращения ω , и для характерного значения напряженности поля 10^{12} Гс достигает 10^{11} В/см, на два порядка выше напряженности поля в атоме водорода. Такое электрическое поле ионизует атомы и вырывает заряженные частицы с поверхности НЗ.

Максимальная энергия, до которой заряд в принципе может ускориться в магнитосфере пульсара, огромна:

$$E_{max} \sim eER_{NS} \sim 10^{19} \text{ эВ}$$

и соответствует энергии самых энергичных космических лучей. Однако процесс образования частиц высоких энергий вблизи поверхности НЗ более сложен. Заряд начинает ускоряться электрическим полем вдоль магнитной силовой линии (поперечная составляющая импульса отсутствует из-за синхротронных потерь). Из-за кривизны силовой линии появляется ускорение, приводящее к излучению энергичных гамма-квантов с характерной частотой $\omega_c \sim \gamma^3 v / r_c$, где $\gamma = E/m_e c^2$ — Лоренц-фактор релятивистского электрона, $v \approx c$ — его скорость, r_c — радиус кривизны силовой линии магнитного поля (изгибное излучение — разновидность синхротронного излучения релятивистской заряженной частицы, см. главу 4). Фотон в сильном магнитном поле рождает электрон–позитронную пару. В свою очередь, вторичные электроны вновь рождают фотоны изгибного излучения и т. д. Так возникает электрон–позитронная лавина в магнитосфере пульсара. Генерируемая таким образом плазма экранирует электрическое поле и заполняет пространство внутри замкнутых силовых линий магнитного поля, а часть этой плазмы, текущая вдоль открытых (незамкнутых) силовых линий, пересекает световой цилиндр и уходит на бесконечность. Именно в кинетическую энергию рожденных релятивистских частиц и перерабатывается почти вся энергия вращения нейтронной звезды.

Этот важнейший факт прямо подтверждается наблюдениями — полная светимость синхротронного излучения электронов Крабовидной туманности $\sim 10^{38}$ эрг/с в точности соответствует оценке темпа потерь энергии вращения центральной нейтронной звезды — пульсара: $dE_r/dt = -4\pi^2 I \dot{P} / P^3$ при наблюдаемых значениях периода $P = 0.033$ с и $\dot{P} \sim 10^{-13}$ с/с. Похожая ситуация наблюдается и в некоторых других молодых остатках сверхновых.

Неустойчивости в плазменном потоке ультрарелятивистских частиц внутри или вблизи светового цилиндра, движущихся вдоль открытых силовых линий практически со скоростью света, рождают низкочастотные радиоволны в узко定向ированном пучке. Именно это нетепловое радиоизлучение и наблюдается от пульсаров. Доля энергии, уносимая радиоизлучением, мала (около 10^{-4} — 10^{-6} от полных потерь вращательной энергии нейтронной звезды).

Физика магнитосфер пульсаров и механизмы радиоизлучения изложены в учебном пособии В. С. Бескина «Оссесимметричные стационарные течения в астрофизике», (Физматлит, 2006).

10.4. Рентгеновские пульсары

При наличии очень сильного магнитного поля нейтронной звезды (10^{12} – 10^{14} Гс) в тесной двойной системе возможен такой тип акреции на НЗ, при котором газ нормальной звезды, вмороженный в поле, падает вдоль линий индукции в область магнитных полюсов НЗ. Избыток момента импульса при этом передается звезде через магнитное поле. Скорости падения на поверхность НЗ порядка сотен тысяч км/с, и на небольшие области поверхности НЗ (сотни квадратных метров) обрушивается колоссальный поток вещества и энергии (порядка 100 кг/с на квадратный сантиметр). Температура плазмы в области падения при этом может достигать 10^9 – 10^{10} К. Выделяющаяся энергия излучается в форме жестких квантов, и на поверхности НЗ в районе магнитных полюсов образуются два горячих «рентгеновских» пятна. Сильное магнитное поле делает излучение этих пятен неизотропным. Поскольку магнитная ось в общем случае не совпадает с осью вращения, за время одного оборота НЗ вокруг оси далекий наблюдатель будет регистрировать один или два импульса рентгеновского излучения.

Такие импульсные рентгеновские источники получили название рентгеновские пульсары. Наблюдаемые периоды следования максимумов яркости рентгеновских пульсаров лежат в очень широких пределах — от нескольких мс до десятка минут. На месте рентгеновских источников в оптическом диапазоне всегда наблюдается нормальная звезда, как правило, также переменная, причем механизм переменности необычен: он связан с интенсивным прогревом одной стороны звезды ее горячим спутником. Оптическая звезда может быть как массивной молодой ОВ-звездой, так и старой звездой умеренной массы галактического гало. Если в своем орбитальном движении НЗ заходит за диск звезды, рентгеновские импульсы прекращаются до тех пор, пока НЗ вновь не выйдет из затмения. Продолжительность этой фазы, как и доплеровское изменение частоты импульсов при орбитальном движении НЗ, дают дополнительную информацию об орбитах звезд ТДС и их массах.

Светимость рентгеновских пульсаров составляет 10^{35} – 10^{39} эрг/с, так что наиболее мощные из них могут наблюдаваться даже в сосед-

них галактиках. Обычные пульсары, о которых шла речь выше (радиопульсары) также излучают рентгеновские импульсы (пульсар в Крабовидной туманности), но значительно более слабые, причем механизм их формирования совсем иной. Если радиопульсары излучают за счет энергии вращения НЗ, и поэтому медленно тормозят свое вращение (период со временем возрастает), то рентгеновские пульсары излучают энергию аккрецирующего потока, т. е. светят за счет гравитационной энергии падающего вещества. Передача момента импульса звезде приводит в этом случае к ускорению вращения, то есть к медленному сокращению периода между импульсами, что действительно наблюдается.

10.5. Черные дыры

Черные дыры (ЧД) звездной массы могут образоваться либо при аккреционно-индуцированном коллапсе нейтронных звезд в двойных системах, либо при коллапсе ядер массивных ($> 20-40 M_{\odot}$) одиночных звезд. Процесс их образования плохо изучен, даже на качественном уровне. До сих пор не ясно, сопровождается ли образование черной дыры сбросом оболочки (т. е. явлением сверхновой звезды). Полное число ЧД в Галактике может составлять несколько процентов от числа нейтронных звезд и достигать миллиона.

Физически ЧД представляет собой особенность пространства–времени, связанную с наличием *горизонта событий*, — условной поверхности, из-под которой никакая информация не может передаваться наружу. Образно говоря, горизонт событий аналогичен односторонней мембране, которая пропускает все в одном направлении и ничего — в обратном².

ЧД может характеризоваться только массой, моментом импульса и электрическим зарядом (т. е. сохраняющимися физическими величинами). В рамках ОТО, вне горизонта событий сферически-симметричных ЧД пространство–время описывается решением Шварцшильда (*K. Schwarzschild*, 1916). Если ЧД обладает отличным от нуля моментом импульса, пространство–время вне горизонта описывается решением Керра (*W. Kerr*, 1963), а если есть электрический заряд — решением Керра–Ньюмана. У черных дыр не может быть

²Из-за замедления времени в гравитационном поле ЧД процесс пересечения горизонта событий падающей в ЧД частицей принципиально ненаблюдаем с больших расстояний.

магнитного поля. В этом смысле ЧД устроена гораздо проще, чем обычная невырожденная или вырожденная звезда.

Горизонт событий невращающейся (шварцшильдовской) ЧД находится на т. н. гравитационном радиусе

$$R_g = \frac{2GM}{c^2} \approx 3 \text{ (км)} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \quad (10.9)$$

(формально на этом радиусе параболическая скорость частиц становится равной скорости света).

Найти ЧД из астрономических наблюдений непросто: одиночная ЧД не излучает энергию. Темп предсказываемого современной теорией квантового (хокинговского) испарения ЧД (*S. Hawking*, 1970) обратно пропорционален квадрату массы ЧД и для ЧД звездной массы ничтожно мал. За время существования Вселенной могут полностью «испариться» лишь ЧД с начальной массой менее 10^{15} г (масса большой горы на Земле). Маломассивные ЧД действительно могут существовать, но их происхождение не может быть связано с эволюцией звезд. Эффективность энерговыделения при свободном падении вещества на ЧД из межзвездной среды также мала, и все попытки найти одиночные ЧД пока безуспешны.

Однако, если ЧД входит в состав тесной двойной системы, при перетекании вещества с соседней звезды вокруг черной дыры (как и вокруг нейтронной звезды или белого карлика) образуется *акреционный диск*, вещество разогревается до высоких температур и может наблюдаться как яркий рентгеновский источник. Современными методами рентгеновской астрономии обнаружено свыше 20 кандидатов в ЧД — невидимых компонентов рентгеновских тесных двойных систем, масса которых больше $3 M_\odot$. Переменность излучения этих источников непериодическая. Они не являются рентгеновскими пульсарами или барстерами (периодически вспыхивающими рентгеновскими источниками из-за термоядерных взрывов накопленного на поверхности НЗ вещества), т. е. падающее вещество не направляется магнитным полем и не накапливается на твердой поверхности (подробнее в книге А. М. Черепашку и А. Д. Чернина, «Вселенная, жизнь, черные дыры», Век 2, 2007).

Источник нагрева газа при дисковой акреции — гравитационная энергия, освобождаемая в процессе движения по спирали в акреционном диске вокруг компактной звезды. Момент импульса вещества может отводиться силами вязкости (вероятнее всего,

связанной с турбулентностью плазмы) или посредством ударных волн, возникающих при взаимодействии струи вещества с диском. Большая часть энергии (основная светимость аккреционного диска) выделяется вблизи внутренней границы. В случае нейтронных звезд последняя определяется либо радиусом магнитосферы, с которой взаимодействует плазма диска, либо поверхностью НЗ, если давление ее магнитного поля не способно остановить падающую плазму. Если же центральным телом является ЧД, то внутренний радиус диска R_i определяется последней устойчивой круговой орбитой пробной частицы в поле тяготения черной дыры. Для невращающейся черной дыры $R_i = 3R_g$, для керровской черной дыры, имеющей максимально возможный момент импульса $J_{max} = GM^2/c$, $R_i = 3/2R_g$ (горизонт событий для такой ЧД равен $R_g/2 = GM/c^2$).

10.6. Эффективность акреции вещества на компактные звезды

В ньютоновском приближении при падении вещества с большого расстояния на тяготеющее тело массы M с радиусом R на грамм вещества выделяется гравитационная энергия

$$\epsilon \approx \frac{GM}{R} = \frac{c^2}{2} \frac{R_g}{R}, \quad (10.10)$$

здесь мы пренебрегли начальной потенциальной и кинетической энергией вдали от тяготеющего центра.

В соответствии с вириальным соотношением, при медленном радиальном движении газа в аккреционном диске вокруг компактной звезды только половина этой энергии расходуется на нагрев газа, а вторая — на увеличение его кинетической энергии при вращении по кеплеровской орбите вокруг центрального тела. Если у аккрецирующего объекта есть поверхность (нейтронная звезда, белый карлик), гравитационная энергия выделяется в виде тепла как в диске, так и при ударе о поверхность. Но у черной дыры нет поверхности — чтобы выделилась гравитационная энергия, требуются специальные режимы падения. Например, при строгом сферически-симметричном режиме падения на черную дыру эффективность энерговыделения полностью определяется физическими условиями в падающей плазме (плотность, температура, магнитное поле) и как правило очень низка, $\eta \ll 1$. Поэтому при сферически-симметричной акреции на

черные дыры гравитационная энергия в основном уносится вместе с газом под горизонт событий, не высвечиваясь.

В реальных астрофизических условиях падающий газ, в общем случае, обладает отличным от нуля моментом импульса $\mathcal{L} = \Omega r^2$, поэтому при движении в поле тяготеющего тела появляется центробежный барьер, $U_{eff}(r) = -\frac{GM}{r} + \frac{\mathcal{L}^2}{2r^2}$. Для его преодоления вещество должно отдать момент импульса. Для этого необходимо, чтобы (1) газ в диске вращался дифференциально и (2) существовал эффективный механизм вязкости между соседними слоями. Первое требование выполняется практически всегда, т. к. пробная частица с ненулевым моментом импульса движется в поле тяготения компактного объекта по кеплеровской орбите. При движении по круговой орбите с радиусом r тангенциальная скорость $v_\phi = \sqrt{GM/r}$, круговая частота $\omega(r) = \sqrt{GM/r^3}$, поэтому между соседними слоями в диске возникают отличные от нуля сдвиговые напряжения $\sigma_{r\phi} = r(\partial\omega/\partial r) = -3/2\omega$. Если коэффициент динамической вязкости η_d в газе отличен от нуля, то возникают вязкие напряжения (т. е. сила трения, действующая на единицу площади) $W_{r\phi} = \eta_d \sigma_{r\phi}$, пытающиеся выровнять угловую скорость вращения соседних слоев. В результате внутренние области теряют момент импульса, а внешние — приобретают. Механизм вязкости в аккреционных дисках окончательно не выяснен, однако наиболее вероятно, что вязкость связана с турбулентными движениями плазмы в дифференциально вращающемся газовом диске.

Таким образом, при наличии вязкости момент импульса передается вязкими напряжениями по радиусу вдоль диска наружу, при этом вещество во внутренней области диска начинает медленно приближаться к центральному телу. Этот процесс носит диффузионный характер. Из-за трения газ разогревается до высоких температур, и выделяемая гравитационная энергия перерабатывается в электромагнитное излучение. Такие газовые диски с вязкостью (в отличие, например, от колец Сатурна) возникают в двойных звездных системах при перетекании вещества с одной звезды на другую (например, при эволюционном расширении одной из звезд, см. главу 7).

Аккреционные диски также могут образоваться вблизи сверхмассивной черной дыры в центре активной галактики или квазара. Как источники энергии активных ядер галактик и квазаров они были впервые количественно рассмотрены Д. Линден-Беллом и Дж. Принглом (*D. Lynden-Bell, J. Pringle*) в 1969 г. Теория стационар-

ных аккреционных дисков вокруг компактных звезд в тесных двойных системах была разработана Н. И. Шакурой и Р. А. Сюняевым в начале 1970-х годов. Анализ показывает, что полная светимость аккреционного диска не зависит от механизма вязкости и определяется граничными условиями — темпом втекания вещества в диск \dot{M} , радиусом внутренней границы диска R_i и значением удельного момента импульса на внутренней границе (предполагается, что внешний радиус диска много больше внутреннего, $R_{out} \gg R_i$).

Если вещество в диске движется по кеплеровской орбите вплоть до самой внутренней границы, его полная светимость

$$L_d = \frac{1}{2} \frac{GM\dot{M}}{R_i}, \quad (10.11)$$

т. е. в соответствии с теоремой вириала составляет ровно половину выделяемой гравитационной энергии. Другая половина идет на увеличение кинетической энергии частиц. Иными словами, удельная светимость диска должна быть равна гравитационной энергии связи частицы на внутренней границе диска. Действительно, в ньютоновском случае эта энергия есть $\mathcal{E}_b = -(1/2)GMm/R_i$, где m — масса частицы. При аккреции на черную дыру внутренний радиус диска определяется последней устойчивой кеплеровской орбитой, радиус которой равен $3R_g$ в случае невращающейся ЧД. При меньших расстояниях до тяготеющего центра орбита перестает быть замкнутой и пробная частица падает на тяготеющий центр за время свободного падения. При темпе аккреции $\dot{M} \equiv dM/dt$ мощность выделяемой энергии может быть переписана в виде

$$L_d = \eta \dot{M} c^2, \quad (10.12)$$

где $\eta = 1/4(R_g/R_i)$ — эффективность энерговыделения. В аккреционных дисках вокруг компактных релятивистских объектов (НЗ, ЧД) эта величина рекордно высока: от $\eta \simeq 0.06$ при аккреции на шварцшильдовскую черную дыру или на нейтронную звезду солнечной массы с радиусом около 10 км и до $\eta \simeq 0.42$ при аккреции на керровскую черную дыру.

Для сравнения: в химических реакциях (горение дров, взрыв тротила) $\eta \sim 10^{-9}$, в термоядерных реакциях (водородная бомба, недра звезд) $\eta \simeq 0.007$. Можно сказать, что аккреционные диски — очень эффективные природные «машины» по переработке гравитационной энергии в излучение.

Характерная температура внутренних частей диска, в которых происходит основное выделение энергии, может быть оценена по закону Стефана–Больцмана $L_d \approx 2\pi R_i^2 \sigma_B T^4$. Эта оценка предполагает оптически толстый излучающий диск с эффективной площадью излучающего кольца $2\pi R_i \Delta R$ с шириной $\Delta R \approx (1/2)R_i$, а фактор 2 учитывает излучение в обе стороны. При аккреции с темпом $\dot{M} \sim 10^{-8} - 10^{-9} M_\odot/\text{год}$ на белые карлики ($R_i = R_{WD} \sim 0.01 R_\odot$) эффективная температура внутренних частей диска может достигать ста тысяч К, и основное энерговыделение происходит в УФ области. При аккреции с таким темпом на более компактные нейтронные звезды с $R_{NS} \simeq 10$ км и на черные дыры звездных масс с $R_i = 3R_g \sim 10(\text{км})(M/M_\odot)$ область основного энерговыделения приходится уже на рентгеновский диапазон.

Поэтому большинство наблюдаемых рентгеновских источников в Галактике представляет собой тесные двойные системы, в которых происходит аккреция вещества с соседней (чаще всего невырожденной) звезды на нейтронные звезды или черные дыры. Большое разнообразие явлений, связанных с аккреционными дисками, объясняется различиями в параметрах аккрецирующих компактных звезд (масса, радиус, наличие магнитного поля, вращение и т. д.). Существенную роль играют также присущие дискам тепловые неустойчивости, которыми объясняют (квази)периодические изменения блеска и вспышки в катализмических переменных (в них аккреция происходит на белые карлики), как и вспышки рентгеновских новых (аккреция на черные дыры звездной массы). Более подробно эти вопросы обсуждаются в монографии В. М. Липунова «Астрофизика нейтронных звезд» (М.: Наука, 1987).

10.7. Эддингтоновский предел светимости при аккреции на компактные релятивистские объекты

Выше в главе 5 при рассмотрении роли давления излучения в массивных стационарных звездах нам уже встречалось понятие эддингтоновского предела светимости, при превышении которого сила светового давления превосходит силу гравитационного притяжения. Как мы видели, при аккреции газа на компактные звезды в двойных системах возникает мощное излучение со светимостью, зависящей от массы центрального тела M .

Рассмотрим плазму на расстоянии r от звезды со светимостью L . Пусть источник излучения изотропен и стационарен. Тогда на расстоянии r поток излучения $F = L/(4\pi r^2)$. Фотоны взаимодействуют с электронами плазмы (томсоновское рассеяние) и оказывают давление с силой $F_r = (F/c)\sigma_T$, где $\sigma_T = (8\pi/3)(e^2/m_e c^2)^2 \sim 6.7 \cdot 10^{-25}$ см² — томсоновское сечение рассеяния фотона на электроне (в нерелятивистском приближении $h\nu \ll m_e c^2$). Сила притяжения со стороны центрального тела массы M , действующая на тяжелые протоны в рассматриваемом элементе объема плазмы, есть $F_g = GMm_p/r^2$. Из-за кулоновских сил давление света, действующее на электроны, передается всему элементу плазмы, при этом равновесие $F_g = F_r$ возможно при критическом значении светимости (т. н. эддингтоновский предел)

$$L_{Edd} = \frac{4\pi G M m_p c}{\sigma_T} \approx 10^{38} (\text{эрг}/\text{с}) \left(\frac{M}{M_\odot} \right). \quad (10.13)$$

Это выражение аналогично полученному ранее для звезд. Замечательно, что L_{Edd} определяется только массой центрального тела и механизмом непрозрачности падающего вещества (в рассмотренном примере полностью ионизованной плазмы — томсоновским рассеянием на электронах). При $L > L_{Edd}$ давление излучения сильнее гравитационного притяжения, падение вещества на тяготеющий центр невозможно, и давление излучения приводит к оттоку вещества от источника.

Применим эти рассуждения к дисковой аккреции на компактные объекты. Светимость аккреционного диска $L_a = (1/2)G M \dot{M} / R_i = \eta \dot{M} c^2$, где R_i — внутренний радиус аккреционного диска (напомним, что он равен $3R_g$ в случае шварцшильдовской черной дыры). Отсюда максимальный темп стационарной аккреции, при котором она еще возможна (т. е. не останавливается давлением излучения),

$$\dot{M}_{cr} = \frac{L_{Edd}}{\eta c^2} \simeq 10^{-8} M_\odot / \text{год} \left(\frac{M}{M_\odot} \right). \quad (10.14)$$

При превышении этого значения часть падающего вещества будет отбрасываться давлением излучения, формируя своеобразный «звездный ветер» от диска.

Классический пример двойной системы, в которой реализуется сверхкритическая аккреция на компактный объект — SS433, массивная двойная звезда, от которой наблюдаются узконаправленные

струи вещества (джеты), движущиеся со скоростью 0.26 с. Двойные системы с релятивистскими струями получили название *галактических микроязаров*. Компактные звезды у большинства из них имеют массу больше $3M_{\odot}$ и являются надежными кандидатами в черные дыры. По-видимому, близкая к критической акреция на черную дыру всегда сопровождается образованием релятивистских джетов, однако механизм их формирования до конца не выяснен.

10.8. Задача

Оценить минимальную массу нейтронной звезды. Считать нейтронную звезду состоящей только из вырожденных нейtronов.

Решение. Нейтронная звезда может рассматриваться как гигантское ядро, нейтронны в котором удерживаются силами гравитации. Из эксперимента известно, что для преодоления притяжения ядерных сил требуется затратить энергию ~ 8 МэВ на один нуклон (энергия связи ядер элементов группы железа). В нейтронной звезде роль ядерных сил, удерживающих нейтроны, играет сила гравитации. Это означает, что устойчивое состояние нейтронов в гигантском ядре возможно, если энергия притяжения, приходящаяся на 1 нейтрон, больше 8 МэВ. Отсюда условие на минимальную массу НЗ записывается в виде $GM_{min}m_n/R \sim 8$ МэВ. Замечая, что энергия связи НЗ с массой около 1.4 массы Солнца $\sim 0.15Mc^2$, а масса покоя нейтрона около 1 ГэВ, получаем $0.15(M_{min}/1.4M_{\odot}) \sim 8\text{МэВ}/1000\text{МэВ}$, находим $M_{min} \sim 0.08M_{\odot}$. Эту оценку можно немного уточнить, если учесть увеличение радиуса НЗ по мере уменьшения ее массы — $R(M) \sim M^{-1/3}$ (как у вырожденного белого карлика). Приведенная оценка очень близка к значению, полученному из расчетов. Заметим, что минимальная масса НЗ практически не зависит от плохо известного уравнения состояния.

При уменьшении массы до минимальной нейтронная звезда становится неустойчивой из-за возможности бета-распада свободных нейтронов $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$. Расчет показывает, что процесс денинейтронизации всей звезды происходит за доли секунды. Основная часть выделяемой при этом энергии уносится нейтрино. Похожий процесс может происходить на конечной стадии слияния двух НЗ звезд в тесной двойной системе. Возможное проявление — короткие (< 1 с) гамма-всплески (С. И. Блинников и др. 1984).

11.1. Звездные скопления и наша Галактика

Галактики представляют собой гигантские звездные «острова», своего рода структурные единицы Вселенной, в которых сосредоточено основное количество существующих в природе звезд и холодного газа. Все объекты внутри галактики находятся в движении относительно общего центра масс идерживаются вместе суммарным гравитационным полем. Галактику, в которой находится солнечная система, как и все звезды, доступные наблюдению невооруженным глазом или в небольшой телескоп, называют нашей Галактикой (пишется всегда с большой буквы) или галактикой Млечный Путь.

Звездные системы, состоящие из большого количества звезд, были известны задолго до открытия галактик. Это гравитационно связанные звездные скопления внутри нашей Галактики¹.

Различают два типа звездных скоплений — рассеянные (или открытые) и шаровые скопления. Некоторые рассеянные скопления (например, Плеяды) хорошо видны невооруженным глазом. Шаровые скопления находятся на больших расстояниях (от нескольких килопарсек до десятков килопарсек), и для того чтобы увидеть даже ярчайшие из них, требуется телескоп. Если рассеянные скопления наблюдаются преимущественно вблизи полосы Млечного Пути, то шаровые, наоборот, избегают Млечный Путь (эффект межзвездно-

¹ В общем случае, звездные системы могут и не быть гравитационно связанными. Известны разреженные группировки молодых звезд спектральных классов O, B или типа T Тельца, называемые звездными ассоциациями. Они рождаются в областях высокой концентрации межзвездного газа и довольно быстро распадаются в гравитационном поле Галактики.

го ослабления света) и почти все сосредоточены в одной полусфере неба с центром в созвездии Стрельца, где располагается центр нашей Галактики.

Масса звездного скопления может быть оценена по теореме вириала на основании измерения размера и дисперсии скоростей звезд относительно среднего значения. Она составляет 10^3 – $10^4 M_{\odot}$ для наиболее крупных рассеянных скоплений и 10^5 – $10^6 M_{\odot}$ — для шаровых. При этом характерные размеры для наиболее крупных скоплений обоих типов измеряются десятками парсек. Рассеянные скопления содержат значительно меньше звезд и, следовательно, более разрежены. Сила гравитации, удерживающая звезды вместе, у них более слабая, и поэтому лишь немногие рассеянные скопления доживают до возраста в миллиард лет, не распадаясь.

Большие различия между скоплениями иллюстрируют сложность процесса формирования и эволюции галактических структур. Звезды, входящие в каждое скопление, имеют близкий возраст, а значит, образовались в результате единого процесса². Именно по этой причине скопления оказались очень удобными для проверки теорий звездной эволюции, поскольку они дают возможность сравнивать светимость и цвет звезд разных масс, но одного возраста.

Возраст звезд определяется по их спектру и светимости путем сопоставления их положения на диаграмме Герцшprunga–Рессела с теоретически построенными изохронами (т. е. кривыми, описывающими положение звезд равного возраста), а химсостав — по эквивалентным ширинам линий поглощения в спектрах или (более грубо) — по цвету старых звезд-гигантов, который коррелирует с относительным содержанием металлов. Как оказалось, звезды рассеянных скоплений имеют возраст до 1–2 миллиардов лет (как правило, значительно меньше) и нормальный (т. е. близкий к солнечному) химсостав. Среди них много систем, где образование звезд еще продолжается или завершилось сравнительно недавно (10^7 – 10^8 лет назад). Самые яркие звезды рассеянных скоплений — это, как правило, звезды спектральных классов В или А, и лишь в самых молодых скоплениях еще сохранились голубые сверхгиганты (класса О).

Что касается шаровых скоплений, то они расположены, в основном, во внутренней области Галактики, концентрируясь к ее центру. Их возраст превышает 12 миллиардов лет, а содержание в звездах

² Есть редкие исключения, например, шаровое скопление ω Центавра, где было две или несколько вспышек звездообразования.

элементов тяжелее гелия в десятки и сотни раз ниже, чем в Солнце. Последнее свидетельствует о том, что в эпоху образования шаровых скоплений Галактика только формировалась, и тяжелые элементы еще не успели возникнуть в звездах и попасть в межзвездную среду. Самые яркие звезды шаровых скоплений — это звезды с массой, близкой к массе Солнца, которые успели проэволюционировать до стадии красного гиганта (напомним, что звезды с массой менее $\approx 0.8M_{\odot}$ не успевают сойти с главной последовательности за хаббловское время).

С помощью космического телескопа «Хаббл» (диаметр зеркала — 2.4 м) в скоплениях удалось увидеть и большое количество старых звезд очень низкой светимости — белых карликов. В рентгеновском диапазоне в некоторых шаровых скоплениях найдены также уникальные объекты, связанные с тесными двойными системами старых звезд. Речь идет о самых быстрых природных «волчках» — миллисекундных пульсарах, вращающихся со скоростями порядка четверти или трети скорости света (см. главу 10).

Большая часть звезд Галактики, включая Солнце и ближайшие к нему звезды, не принадлежит ни к каким скоплениям и сосредоточена в галактическом диске толщиной несколько сотен парsec, который мы видим на небе «изнутри» как полосу Млечного Пути, и который содержит основное количество звезд и газа в Галактике. Свет Млечного Пути значительно ослаблен межзвездным поглощением, но его самая яркая часть находится там, где располагается центр (ядро) Галактики и, предположительно, гигантская черная дыра с массой ≈ 4 млн. масс Солнца (созвездие Стрельца). Расстояние до центра 7–8 кпк (21–24 тысячи св. лет), а общий диаметр звездного диска — не менее 30 кпк. Средняя пространственная концентрация звезд в диске падает с расстоянием от центра Галактики, и в окрестностях Солнца одна звезда в среднем находится на объем 5–10 pc^3 . Самый многочисленный класс звезд — красные карлики с массой в несколько раз меньше солнечной.

Если бы мы имели возможность взглянуть на Галактику со стороны, то увидели бы систему клочковатых спиральных ветвей в звездном диске, вытянутую звездную перемычку — бар во внутренней области диска и выделяющуюся по яркости центральную часть, где концентрация звезд максимальна. Находясь вблизи плоскости звездного диска, мы можем видеть его только «с ребра», при этом центральная часть выделяется как «вздутие» (балдж) (рис. 11.1).

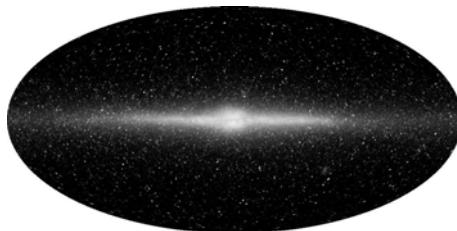


Рис. 11.1. Развертка нашей Галактики в галактических координатах, восстановленная по изображениям в ближнем ИК-диапазоне спектра, полученным космическим аппаратом COBE (NASA).

Наша Галактика относится к гигантским спиральным системам, содержащим большое количество межзвездного газа с различной температурой (от нескольких К до 10^6 К) и областей звездообразования, расположенных преимущественно в спиральных ветвях. В спиральных же ветвях находятся самые массивные газовые конденсации — гигантские молекулярные облака, масса которых в некоторых случаях достигает $10^6 M_{\odot}$. С межзвездным газом хорошо перемешана пыль, составляющая по массе немногим меньше 1% от суммарной массы газа. Изучать Галактику изнутри во многих отношениях сложнее, чем исследовать другие галактики — как из-за эффектов проекции, так и из-за того, что Солнце находится на расстоянии всего нескольких парсек от галактической плоскости, и высокая концентрация пыли сильно ослабляет излучение, препятствуя наблюдению слабых или далеких объектов в видимом диапазоне, особенно если направление на них близко к плоскости диска.

Звезды, как и газ, участвуют во вращении Галактики, обладая, помимо этого, еще и собственными, случайными скоростями. Соотношения между скоростью вращения и случайными скоростями во многом определяют форму и структуру как нашей, так и других галактик. Орбитальная скорость Солнца в Галактике составляет 210–230 км/с (оценка зависит от принятого расстояния до центра Галактики), а его скорость относительно совокупности ближайших звезд диска, вращающихся вместе с Солнцем вокруг центра Галактики (то есть случайная составляющая скорости Солнца), — около 20 км/с. Звездный и газовый состав, характер внутренних движений и другие свойства Галактики достаточно типичны для спиральных галактик, и будут рассматриваться вместе со свойствами других галактик в последующих разделах.

11.2. Основные характеристики галактик

Идея о том, что наша Галактика имеет конечные размеры, и существуют другие сходные с ней звездные острова, высказывалась учеными и философами еще в середине XVIII в. (Э. Сведенборг в Швеции, И. Кант в Германии, Т. Райт в Англии). Естественно было предположить, что такими «внешними» галактиками являются светлые туманные пятна низкой яркости с размытыми очертаниями, которые во все возрастающем количестве открывались астрономами по мере увеличения размеров используемых ими телескопов. Первый список (каталог) обнаруженных туманностей содержал координаты более чем ста объектов (Ш. Мессье, Франция, 1781 г.). Позднее, в конце XIX в. выяснилось, что природа этих туманностей не одинакова, некоторые из них оказались газовыми облаками, некоторые разделялись (разрешались) на звезды при телескопических наблюдениях, но в большинстве случаев звезды были не различимы.

В середине XIX в. была впервые обнаружена спиральная структура туманностей (lord Росс, Великобритания). Однако внегалактическая природа туманностей, не разделявшихся на звезды, долгое время оставалась неочевидной, и, поскольку расстояние до них было неизвестным, нельзя было исключить того, что перед нами просто далекие звездные скопления. На помощь пришла фотография, давшая возможность документально фиксировать изображения галактик и ярчайших звезд в наиболее близких из них.

В начале XX в. с помощью новых больших телескопов обсерватории Маунт Вильсон (США) впервые удалось обнаружить изображения очень слабых звезд на фотографиях нескольких туманностей, но поскольку тип и светимость этих звезд была неизвестной, проблема расстояния оставалась. В 1923–1924 гг. американский астроном Э. Хаббл на 2.5-метровом телескопе этой обсерватории нашел в нескольких туманностях знакомый тип звезд высокой светимости — цефеид, регулярно меняющих свой блеск. Расстояние до цефеид уже умели определять по зависимости периода изменения их яркости от средней светимости (глава 6). Полученные оценки расстояний убедительно показали, что эти звездные системы действительно находятся далеко за пределами нашей Галактики. С этого времени стало возможным говорить об открытии мира галактик.

В 1929 г. Эдвин Хаббл обнаружил существование линейной зависимости между скоростями удаления от нас галактик и расстоянием до них, которое он измерял по видимым звездным величинам

ярчайших звезд. Эта зависимость, впоследствии подтвержденная по большому числу галактик, отражает происходящее расширение Вселенной, при котором средние расстояния между галактиками непрерывно возрастают со временем. Зависимость Хаббла имеет простой вид: $D = V_r/H_0$, где D — расстояние, $V_r = c\Delta\lambda/\lambda$ — доплеровская (лучевая) скорость системы, а H_0 — постоянная Хаббла, современные оценки которой составляют 70–75 км/(с·Мпк). Это соотношение известно как закон Хаббла, и оно положено в основу наиболее часто используемого метода определения расстояний до галактик. В научных работах, как правило, указывают, к какому значению H_0 привязаны расстояния, поскольку от его выбора зависят многие количественные оценки, относящиеся к галактикам.

Отдельную проблему представляет определение расстояний до наиболее близких галактик (в пределах нескольких мегапарсек). Скорости их собственных движений, имеющие случайный характер, оказываются сопоставимыми с «хаббловскими» скоростями, что «зашумляет» зависимость Хаббла, особенно если галактики образуют гравитационно связанные группы, не подверженные космологическому расширению. В этом случае расстояния оцениваются по отдельным объектам: чаще всего по ярчайшим звездам (цефидам, голубым сверхгигантам или красным гигантам) или ярчайшим шаровым скоплениям. Расстояния, определяемые по отдельным объектам внутри галактик, используются также и для калибровки зависимости Хаббла, то есть для определения H_0 . Но для многих сравнительно близких галактик, скорость удаления которых не превышает нескольких сотен километров в секунду, оценка расстояния до сих пор остается неуверенной.

Галактики являются системами более высокого порядка по сравнению со звездными скоплениями, входящими в их состав. Они отличаются от последних в тысячи раз большими размерами, и хотя минимальная масса наблюдаемых карликовых галактик близка к максимальной массе шаровых скоплений, средняя плотность звезд в галактиках на несколько порядков ниже.

Основные наблюдаемые составляющие галактик включают:

- 1) нормальные звезды различных масс и возрастов, часть которых объединена в звездные скопления;
- 2) компактные остатки проэволюционировавших звезд (белые карлики, нейтронные звезды и черные дыры звездных масс);

3) сравнительно холодная газопылевая среда, пронизываемая крупномасштабным магнитным полем (атомарный и молекулярный газ, области ионизованного газа, межзвездная пыль), и, наконец,

4) разреженный ионизованный газ с температурой 10^5 – 10^6 К, который заполняет локальные полости («пузыри») внутри диска, а также образует горячее газовое гало.

Характерная светимость галактик в различных областях спектра и основные источники излучения приведены в таблице 11.1 (светимость в оптическом диапазоне принята за единицу). Светимость галактик с наиболее активными ядрами может быть более чем на порядок выше указанной в таблице за счет излучения ядра и прилегающих к нему областей.

Гамма- и рентгеновское излучение не проходит сквозь атмосферу и исследуется с использованием космических обсерваторий. То же относится и к далекому ИК-излучению, хотя в отдельных спектральных интервалах, сильно ослабленное атмосферой, оно все же может наблюдаться и с Земли на высокогорных обсерваториях.

Поскольку звезды и газопылевая среда состоят из атомов, их совокупность называют барионной составляющей галактик. Однако галактики включают в себя и иную материю, не проявляющую себя по излучению. Это так называемая темная, или скрытая масса, преобладающая на периферии галактик, а также сверх массивные черные дыры с массами от нескольких сотен тысяч до нескольких миллиардов M_\odot в ядрах галактик.

Следует подчеркнуть, что физические параметры галактик, получаемые из наблюдений, зависят от принятого расстояния или принятой постоянной Хаббла:

оценка светимости L пропорциональна D^2 или H_0^{-2} ;

оценка линейного размера d пропорциональна D или H_0^{-1} ;

оценка массы галактики M , определяемая по динамике звезд или газа, пропорциональна D или H_0^{-1} ;

оценка массы газа M_{gas} по его излучению пропорциональна D^2 или H_0^{-2} ;

оценка периода вращения T пропорциональна D или H_0^{-1} ;

оценка скорости внутренних движений V не зависит от D или H_0 .

Большинство других величин определяется комбинацией перечисленных. Например, поверхностная яркость диска пропорциональна L/d^2 и поэтому не зависит от принятого расстояния. То же относится и к поверхностной плотности газа, пропорциональной

Таблица 11.1. Основные источники излучения в галактиках по отношению к оптической светимости

Диапазон	Относительная светимость	Основные источники излучения
Гамма	$< 10^{-4}$	Активные ядра нек. галактик; источники, дающие одиночные короткие всплески излучения, по-видимому, связанные с компактными звездами (нейтронными звездами, черными дырами)
Рентген	$10^{-3} \div 10^{-4}$	Аккреционные диски тесных двойных звездных систем; горячий газ, иногда заполняющий большую часть объема галактики; активные ядра
Оптика	1	Звезды различной температуры: (OB-сверхгиганты и горячие звезды горизонтальной ветви – в голубой и УФ-области, звезды типа Солнца – в видимом диапазоне; сверхгиганты, гиганты и карлики классов K-M – в красной и ближней ИК-области); околозвездные пылевые диски – в ближней ИК области; эмиссионное излучение газа в областях НII – от УФ до ИК
Далекий ИК (FIR)	$0.5 \div 2$	Межзвездная пыль, нагретая светом звезд (гл. обр. в областях звездообразования); в нек. галактиках – активные ядра и пыль, содержащаяся в оклоядерных дисках, охваченных звездообразованием
Радио	$10^{-2} \div 10^{-4}$ (для радио- галактик $10^{-3} \div 1$)	Синхротронное излучение релятивистских электронов, рождающихся в галактическом диске или в активном ядре галактики; остатки Сверхновых, тепловое излучение областей НII, эмиссионные радиолинии НI и различных молекул межзвездного газа

M_{gas}/d^2 . Однако средняя поверхностная плотность диска, пропорциональная отношению его массы, определенной по скорости вращения $M_d \sim v^2 d$, к площади ($\sim d^2$), будет меняться как D^{-1} .

Определение размера и массы галактик требует уточнения, поскольку у галактик нет резких границ, и в большинстве случаев нельзя сказать, где она кончается. Чаще всего под размером понимают фотометрический размер, ограниченный определенным уровнем яркости в пределах условно выбранной «пороговой» изофоты. В большинстве случаев этот уровень привязывается к изофоте 25 зв. величины с квадратной секунды дуги в голубом (В) диапазоне (для сравнения: яркость темного ночного неба — около 22 зв. вел. с кв. сек., то есть более чем вдесятеро выше). Стандартное обозначение такого изофотного диаметра — D_{25} . Этот порог яркости примерно соответствует внешним областям галактик на хороших фотографических снимках, хотя слабое продолжение галактики можно проследить и дальше от центра.

Скорость вращения галактики или галактического диска, и ее зависимость от радиуса $V(R)$ — одна из самых важных характеристик галактики. Как правило, скорость вращения диска достигает максимума на расстоянии нескольких килопарсек от центра, после чего мало меняется. Максимальная скорость вращения коррелирует с интегральной светимостью дисковых галактик или массой диска (зависимость Талли–Фишера). Эта зависимость широко используется для оценки расстояний до галактик, особенно ближайших, находящихся на расстоянии нескольких мегапарсек, для которых метод красных смещений ненадежен.

Для описания свойств галактик широко используются смешанные фотометрическо-динамические характеристики: отношения массы к светимости M/L и массы газа к интегральной массе M_{gas}/M . И то, и другое отношение обычно выражается в солнечных единицах. Первое отношение характеризует звездный состав и, прежде всего, содержание маломассивных звезд, для которых $M/L \gg 1$, а также темной массы в галактике. Как правило, если светимость измеряется в полосах B или V , интегральное значение (в пределах ее оптического радиуса) $M/L \approx 2 \div 10$ солнечных единиц. Второе отношение — M_{gas}/M — сильно зависит от типа галактики и обычно лежит в пределах $10^{-3} \div 10^{-1}$, в среднем возрастая от E к Irr -галактикам.

Для некоторых карликовых галактик $M_{gas}/M > 0.5$, т. е. большая часть вещества находится в форме межзвездного газа. Такие галактики лишь с некоторой натяжкой можно называть звездными системами. Обнаружены и отдельные межгалактические газовые обла-

Таблица 11.2. Важнейшие интегральные характеристики галактик

Параметр	Основной метод измерения	Интервал значений	Примерное значение для Галактики
Диаметр D_{25}	фотометрия	5–50 кпк	30 кпк
Радиальная шкала диска R_0	фотометрия	1–7 кпк	3 кпк
Толщина звездного диска	фотометрия дисков, наблюдавшихся «с ребра»	0.3–1 кпк	0.7 кпк
Светимость L	фотометрия	10^7 – $10^{11} L_\odot$	$5 \cdot 10^{10} L_\odot$
Масса M_{25} в пределах D_{25}	измерение скоростей газа и/или звезд по эффекту Доплера	10^7 – $10^{12} M_\odot$	$2 \cdot 10^{11} M_\odot$
Относительная масса газа M_{gas}/M_{25} в пределах D_{25}	измерение интенсивностей линий нейтрального и молекулярного газа	0.1%–30%	2%
Скорость вращения V внешних областей галактик	измерение скоростей газа и/или звезд по эффекту Доплера	50–300 км/с	220 км/с (для окрестности Солнца)
Период обращения внешних областей галактик	измерение скоростей газа и/или звезд по эффекту Доплера	10^8 – 10^9 лет	$2 \cdot 10^8$ лет (для окрестности Солнца)
Масса центральной черной дыры	измерение скоростей звезд и газа вблизи ядра; эмпирическая зависимость от центральной дисперсии скоростей звезд; метод эхо-картирования	$3 \cdot 10^5$ – $3 \cdot 10^9 M_\odot$	$4 \cdot 10^6 M_\odot$

ка (облака $H I$), которые по размерам и массе сопоставимы с карликовыми галактиками. Но подобные объекты, почти или совершенно «невидимые» в оптике, редко встречаются и плохо изучены.

Интервалы наблюдаемых значений важнейших интегральных характеристик галактик приведены в таблице 11.2. В редких случаях наблюдаются галактики, параметры которых выходят за указанные пределы.

11.3. Структура галактик

Большинство галактик можно отнести либо к дисковым, либо к эллиптическим. Выделяется еще обширный класс карликовых галактик, свойства которых исключительно разнообразны. Их светимости могут быть в десятки и сотни раз ниже, чем у нашей Галактики, но по структуре они также тяготеют либо к эллиптическим, либо к дисковым галактикам, хотя не всегда можно четко разделить их. Дисковые галактики удобно представить состоящими из нескольких отдельных компонентов, отличающихся различным пространственным распределением яркости или плотности, но резкой границы между компонентами может и не существовать. Три самых главных «барионных» составляющих — это звездный диск, газопылевой диск (внутри звездного), и сфероидальный звездный компонент, наиболее яркая внутренняя часть которого называется балдж (англ. *bulge* — вздутие), а внешняя — звездное гало. В гало могут выделяться отдельные звездные потоки, связанные с разрушением карликовых галактик, влетевших в массивную галактику. Граница между балджем и гало условна. На обычных фотографиях галактик звездное гало, как правило, не выделяется из-за низкой яркости.

Если звездные компоненты наблюдаются по оптическому излучению, то о присутствии газопылевого слоя (диска) можно судить по наличию темных пылевых прожилок на фотографиях, свидетельствующих о концентрации межзвездной пыли, и по областям ионизованного водорода, обладающих эмиссионным спектром. Особенно четко газопылевой диск проявляется в галактиках, ориентированных «с ребра», где он выглядит как темная полоса, пересекающая галактику по большой оси. В рентгеновской, далекой ИК и радио областях спектра межзвездная среда уже сама является источником излучения.

В зависимости от соотношения между яркостями или размерами перечисленных компонентов галактики относят к тому или иному морфологическому типу. Те из них, в которых дисковые компоненты слабоконтрастны или совсем не обнаруживают себя, называют эллиптическими (E), остальные галактики относят к дисковым. Те, в свою очередь, подразделяются на линзовидные (S0), спиральные (S) и неправильные (Irr). Диски галактик S содержат спиральные ветви (в некоторых случаях они вырождаются в кольца). Галактики S0 по своей структуре не отличаются от S, за исключением того, что в них отсутствует четкий спиральный узор, что в первую оче-

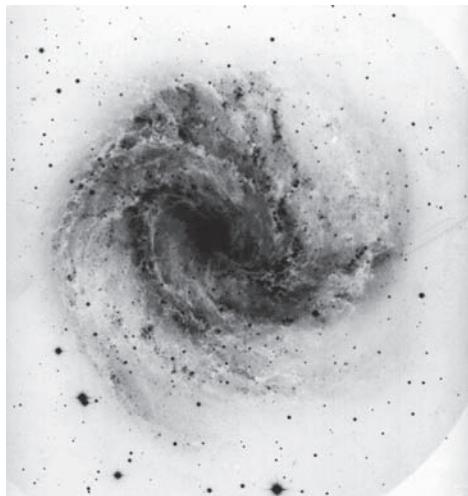


Рис. 11.2. Вид спиральной галактики M83 (негатив).

редь связано с низким содержанием газа в диске. Причина этого может быть различной. Некоторые галактики S0 практически полностью успели израсходовать газ, выбросив остатки из диска галактики в процессе интенсивного звездообразования, другие — лишились его в результате «выметания» лобовым давлением со стороны межгалактического газа, в котором они движутся или когда-то двигались с большими скоростями (в сотни км/с). Возможны и другие механизмы перехода спиральных галактик в линзовидные. Причина отсутствия спиральных ветвей у I rr -галактик иная, связанная, по-видимому, с более низкой плотностью звездных дисков. В целом, связь структуры и классификации галактик можно представить в виде таблицы 11.3.

Исходя из степени «гладкости» (кличковатости) спиральных ветвей, а также в зависимости от того, являются ли ветви туго закрученными или раскидистыми, и какова относительная светимость балджа и диска, спиральные галактики принято разделять на подтипы Sa, Sb, Sc и Sd с промежуточными значениями: S0a, Sab, Sbc и Scd. Вдоль этой последовательности ветви становятся более кликоватыми, более «раскрытыми», а относительная светимость балджа в среднем уменьшается. Если перечисленные критерии плохо согласуются между собой, то при классификации галактик обычно

Таблица 11.3. Основные элементы структуры галактик различных типов

	E	S0	Sa-Sd	Irr
Сфериодальный компонент	Галактика целиком	Есть	Есть	Очень слаб
Звездный диск	Нет или слабо выражен	Есть	Основной компонент	Основной компонент
Газопылевой диск	Нет	Нет или очень разрежен	Есть	Есть
Сpirальные ветви	Нет	Нет или слабо контрастные	Есть	Нет
Активные ядра	Встречаются	Встречаются	Встречаются	Нет

предпочтение оказывают первому фактору (гладкость ветвей). Яркие локальные области в спиральных ветвях, создающие впечатление «ключковатости», связаны с областями звездообразования, поэтому классификация спиралей на подтипы качественно отражает интенсивность этого процесса в галактике. Но следует иметь в виду, что разбиение на подтипы — это не физическая, а чисто морфологическая классификация, определяемая «на глаз», причем часто зависящая от качества изображения и спектрального диапазона, в котором она получено. Поэтому классификация спиральных галактик достаточно условна, и во многих случаях морфологический класс галактики по оценкам различных авторов отличается более чем на один подтип. Связь морфологического типа спиральных галактик с их физическими параметрами, бесспорно, существует, но лишь на статистическом уровне.

При наличии вытянутого образования в центральной части — бара (перемычки) — в обозначении галактик появляется буква B, например: SB0, SBc. Нашу Галактику по совокупности данных обычно относят к типу SBbc. Бары состоят из звезд и газа и относятся к дисковой подсистеме. Спиральные галактики с четко выраженным баром составляют около трети общего числа. Но часто барывает слабоконтрастным, и его сложно обнаружить из-за локальных флуктуаций яркости диска, связанных с неоднородным распределением пыли и областей звездообразования. Когда появилась возможность исследовать изображения большого числа спиральных галактик в ближнем ИК диапазоне, где влияние пыли и молодых звезд на яркость значительно ниже, чем в видимом свете, то выяснилось, что к бар-галактикам можно отнести более двух третей спиралей.



Рис. 11.3. Спиральная галактика «Сомбреро» (тип Sa) с мощным балджеем, диск которой виден почти с ребра.

Далеко не все галактики четко вписываются в приведенную классификационную схему. Так, существует несколько разновидностей карликовых галактик со светимостью ниже $10^9 L_\odot$, со своими особенностями внешнего вида и структуры. Некоторые из них характеризуются малыми размерами и высокой поверхностной яркостью, так что с большого расстояния их изображения мало отличаются от звездных, некоторые же, наоборот, выглядят как объекты очень низкой поверхностной яркости, и их трудно однозначно классифицировать как дисковые или сфероидальные системы. Даже спиральные галактики далеко не всегда можно четко отнести к тому или иному подтипу. Так, у нескольких процентов галактик структура асимметрична и сильно искажена взаимодействием с соседними галактиками, что затрудняет их классификацию (взаимодействующие галактики, сливающиеся галактики).

В большинстве случаев азимутально усредненное распределение поверхностной яркости $I(R)$ в широком, но конечном интервале радиальной координаты R достаточно хорошо аппроксимируется простым законом (закон Серсика), содержащим три свободных параметра:

$$\ln(I/I_0) = -(R/R_0)^{1/n},$$

где I_0 — центральная яркость, R_0 — радиальная шкала диска, а n — параметр Серсика. Для дискового компонента обычно $n \approx 1$ (чему

соответствует экспоненциальный закон падения яркости), а для балджей галактик различных типов $1 < n < 4$, возрастая (в среднем) с ростом относительной светимости балджа. Балджи невысокой светимости часто сильно сплюснуты, имеют радиальный профиль яркости, близкий к экспоненциальному, и похожи на утолщенные диски (их часто называют псевдобалджами). Для эллиптических галактик, как и для ярких балджей, которыми обладают галактики S0–Sa, обычно $n \approx 4$ (закон, найденный Вокулером и носящий его имя).

Закон Серсика является чисто эмпирическим, не вытекающим из какой-либо физической модели. Однако в численных моделях удается воспроизвести наблюдаемые радиальные профили яркости звездных компонент как результат динамической эволюции галактик. Так, оказалось, что при слиянии двух сопоставимых по массе звездных систем образуется одна система с распределением плотности, близким (после интегрирования по лучу зрения) к закону Вокулеру ($n = 4$). Поэтому гигантские эллиптические галактики вполне могли сформироваться путем слияния двух или нескольких дисковых галактик миллиарды лет назад.

Экспоненциальное спадание яркости, а следовательно, и плотности диска ($n = 1$) — это результат его динамической эволюции. Оно воспроизводится в численных моделях, в которых формирование звездного диска из первоначального диска, состоящего в основном из газа, контролируется двумя взаимно обусловленными процессами: перераспределением момента импульса внутри вращающегося газового диска, вызванным вязкостью межзвездного газа, и превращением газа в звезды (Дж. Прингл). Угловая скорость вращения диска всегда падает с удалением от центра, так что вследствие вязкости момент импульса газа передается от центра диска наружу, вызывая перераспределение плотности газа. Оба процесса — переход газа в звезды и обмен моментами импульсов между массами газа — при этом должны иметь близкие характерные времена развития (темпер перехода газа в звезды пропорционален эффекту вязкости, которая обусловлена турбулентным движением газа в дифференциально вращающемся диске). Однако возможны и другие объяснения наблюдаемого распределения вещества в дисках.

Важной и до конца не объясненной особенностью дисков является то, что центральная (вернее, экстраполированная на центр) яркость I_0 почти не коррелирует ни с размером, ни со светимостью галактики и для большинства наблюдаемых галактик заключе-

на в сравнительно узких пределах $21\text{--}22^m/\text{кв. сек}$ в диапазоне B^3 . Это свидетельствует о том, что центральная поверхностная плотность галактических дисков, обусловленная звездами, независимо от массы галактики, ограничена сверху определенным значением (несколько сотен M_\odot в столбике с площадью сечения 1 пк^2). Для сравнения: диск нашей Галактики в окрестности Солнца имеет поверхностную плотность $50\text{--}60 M_\odot/\text{пк}^2$, и на порядок более высокую — в центре Галактики.

Во многих галактиках высокой светимости, помимо основного диска, в центральной области наблюдается динамически обособленный газовоздушный диск с характерным диаметром 1–2 кпк. Как правило, такой околоводородный диск имеет эмиссионный спектр, что отражает наличие газа и активно происходящее в нем звездообразование. Околоядерные диски встречаются не только у спиральных, но и у линзовидных и эллиптических галактик. Часто такой околоводородный диск не компланарен основному диску. Во многих случаях околоводородный диск обладает собственной внутренней структурой (например, небольшим баром или тонкими спиральными ветвями). Его происхождение и особенности эволюции являются предметом изучения. Околоядерные диски могут играть большую роль в возникновении активных галактических ядер, однако их вклад в общую массу или светимость галактики всегда незначителен.

11.4. Движение газа и звезд

11.4.1. Столкновение звезд и время релаксации

Каждая звезда движется по своей (в общем случае, незамкнутой) траектории в гравитационном поле галактики. Движение звезд в любом элементе объема характеризуется, помимо средней (по времени) скорости вращения вокруг центра галактики, еще и собственными случайными скоростями отдельных звезд, или дисперсией скоростей, которая в общем случае различна по разным направлениям.

³Известен, однако, редко встречающийся тип галактик, центральная яркость диска которых на несколько звездных величин слабее. Их называют LSB-галактиками (от англ. *Low Surface Brightness*). Как и галактики нормальной яркости, они могут быть и гигантскими, и карликами по размеру или светимости. Диски некоторых из них даже в центральной части имеют яркость, существенно более низкую, чем яркость темного ночного неба, на фоне которого они наблюдаются. В некоторых LSB-галактиках, несмотря на крайне разреженную среду, все же имеются спиральные ветви и признаки слабого звездообразования.

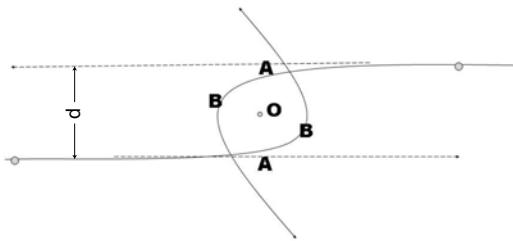


Рис. 11.4. Гравитационное «столкновение» двух звезд. Сплошные линии — траектории звезд одинаковой массы.

От соотношения между скоростью вращения и компонентами дисперсии скоростей во многом зависит форма и структура галактики.

Важным свойством звездных систем (как звездных скоплений, так и галактик) является бесстолкновительный характер движения звезд. Это связано с тем, что звезды расположены в пространстве очень редко. Так, в окрестности Солнца средняя концентрация звезд — менее одной звезды на кубический парсек ($n_* \lesssim 10^{-56} \text{ см}^{-3}$). В звездных скоплениях концентрация звезд на 1–3 порядка выше.

Столкновения — это не обязательно физический контакт, соприкосновения сблизившихся звезд (в таком случае говорилось бы о соударении). Две гравитационно не связанные материальные точки, притягивающие друг друга, будут двигаться по гиперболическим траекториям, и, пройдя на слишком近距离 друг от друга, сохранят суммарную полную энергию и суммарный импульс, изменив, однако, направление движения — то есть итог будет таким же, как для шаров, испытавших абсолютно упругий удар.

Оценим грубо эффективное сечение такого динамического «столкновения» для двух точек (звезд) одинаковой массы. Будем рассматривать сближение звезд в системе центра масс (рис. 11.4), в которой звезды на бесконечном расстоянии друг от друга имели скорость V_0 . Если бы звезды не испытывали взаимного притяжения, они двигались бы по прямым и на минимальном расстоянии d друг от друга находились бы в точках А–А. Из-за притяжения вектор скорости каждой из них меняется по величине и направлению. Полная энергия при этом остается постоянной:

$$E = 2(mV^2/2) - Gm^2/r = mV_0^2,$$

где r — текущее расстояние между звездами, а V_0 — скорость каждой из звезд до сближения (в бесконечности). Условно будем считать, что звезды испытали столкновение, сильно изменив направление движения, если их кинетическая энергия в момент максимального сближения удвоилась. Поскольку речь идет о порядковых оценках, введение строгого критерия для столкновений здесь не требуется. Заметим, что расстояние между звездами в момент максимального сближения $B-B$ не сильно отличается от d . Так как изменение кинетической энергии произошло за счет изменения энергии гравитационной, равной нулю на бесконечности, для изменения суммарной кинетической энергии двух звезд при их сближении можно записать:

$$\Delta(mV^2) = mV_0^2 \approx Gm^2/d,$$

откуда диаметр сечения столкновения точечных тел

$$d \approx Gm/V_0^2.$$

Тогда для площади сечения столкновений $S_c = \pi d^2/4$ будем иметь:

$$S_c = \pi G^2 m^2 / V_0^4. \quad (11.1)$$

Таким образом, сечение столкновений звезд растет обратно пропорционально четвертой степени их относительных скоростей! Чем меньше относительные скорости звезд, тем чаще они сталкиваются.

Оценим для примера характерное время t_c между столкновениями звезд в окрестностях Солнца, приняв во внимание, что средняя относительная скорость звезд около 20 км/с:

$$t_c \approx (n_* V_0 S_c)^{-1} = (n_* \pi G^2 m^2)^{-1} V_0^3 > 5 \cdot 10^{21} \text{ с},$$

или более 10^{13} лет, что на три порядка больше возраста Галактики.

Оценка изменится, но не принципиально, если в рассмотренном примере считать массу M одного из двух тел много большей массы m другого. Считая массивное тело неподвижным, а скорость (на бесконечности) приближающейся к нему частицы, равной V_0 , получим, что диаметр сечения будет в этом случае вчетверо больше.

Если массивное тело движется в среде, которую образуют звезды много меньшей массы, и имеет среднюю скорость V_0 относительно этой среды, то будет происходить бесстолкновительное изменение траекторий звезд в гравитационном поле тела. При этом каждая

звезда, сохраняя на бесконечности свою скорость по величине, теряет часть импульса вдоль направления V_0 , передавая его массивному телу. В итоге совокупное действие звезд, «обтекающих» со всех сторон массивное тело, приводит к его торможению, несмотря на отсутствие прямых соударений. Этот процесс торможения впервые был рассмотрен Чандraseкаром (1943 г.) и получил название *динамического трения*. Сила динамического трения зависит от массы M и относительной скорости V_0 «рассеивающего» тела, и определяется изменением импульса тела M за единицу времени, примерно равному MV_0/t_c :

$$F_t \approx -4\pi G^2 M^2 \rho V_0^{-2} \ln \Lambda, \quad (11.2)$$

где ρ — средняя плотность среды, а $\ln \Lambda \approx 3$ — фактор, учитывающий суммарное влияние звезд, включая далеких, направление движения которых изменяется лишь на небольшой угол (так называемый кулоновский логарифм). Динамическое трение может играть большую роль, например, в торможении звездных скоплений и массивных газовых конденсаций в ядерной области галактик, а также небольших спутников, влетевших внутрь галактики и движущихся в ее гало или диске.

Расчеты показывают, что звездные системы с хорошей точностью могут считаться бесстолкновительными. Концентрация звезд в пространстве настолько мала, что близкие прохождения звезд, заметно меняющие вектор их скорости, происходят крайне редко, поэтому парными сближениями звезд можно пренебречь. Лишь в наиболее плотных частях шаровых скоплений за счет того, что концентрация звезд там на три порядка больше, чем в окрестностях Солнца, сближения могут играть существенную роль, поскольку t_c в этом случае сопоставимо с возрастом скоплений. Заметим, что за время порядка t_c сближения звезд могут «перемешать» направления их скоростей, но для существенного изменения их энергии, то есть для выравнивания средних энергий звезд различных масс, этого недостаточно: здесь требуется не одно, а целый ряд столкновений, а, следовательно, еще большее время.

Как в случае упругих столкновений шариков с различными массами или электронов с протонами в плазме, так и при сближении звезд, столкновения звезд разной массы должны с течением времени статистически выровнять энергию их движения (маломассивные тела при обмене энергиями получают более высокие скорости). Равновесное состояние, к которому стремится система частиц при

обмене энергиями, соответствует максвелловскому распределению скоростей для частиц любой массы — по аналогии со скоростями теплового движения молекул газа. Характерное время, за которое это распределение из неравновесного становится близким к максвелловскому, называется временем релаксации. Очевидно, что если обмен энергиями происходит лишь при парных сближениях звезд, время релаксации должно на много порядков превосходить время существования звездных скоплений и галактик. Поэтому мы вправе ожидать, что наблюдаемое распределение скоростей звезд отражает лишь распределение скоростей облаков газа, из которых они возникли, и оно может быть далеким от равновесного. Для самых молодых звезд это действительно так. Однако реальная ситуация оказалась значительно сложнее и интереснее.

Измерения показали, что звезды, за исключением самых молодых, образуют в Галактике частично «прорелаксированную» систему: они имеют максвелловское распределение случайных скоростей, но с разными значениями дисперсии по различным осям (вдоль радиального, азимутального, и перпендикулярного плоскости диска z направления). Более того, дисперсия скоростей даже в одном и том же объеме пространства не одинакова для различных звезд: наблюдается систематический, хотя и замедляющийся, рост случайных скоростей с возрастом звезд, по крайней мере, в течение первых нескольких миллиардов лет их существования. В окрестностях Солнца за это время случайные скорости возрастают с 10 до ~ 50 км/с. Можно сказать, что звезды различных возрастов в галактиках образуют «звездный газ» с различной «температурой». Вспоминает вопрос, какой релаксационный механизм обеспечивает рост дисперсии скоростей звезд, если между ними не происходит столкновений.

Проблема релаксации не решена окончательно, но, по-видимому, для молодых звезд с низкой дисперсией скоростей решающую роль играют все же столкновения, только не друг с другом, а с очень массивными газовыми облаками. Эта гипотеза была предложена Спитцером и Шварцшильдом еще в 1950-х годах, когда еще не были открыты гигантские молекулярные облака с массой $10^5\text{--}10^6 M_\odot$. Но оказалось, что дело не только в этом. Если бы никаких массивных облаков не существовало, а звезды диска первоначально двигались по правильным окружностям, то все равно, уже за 1–2 оборота ситуация изменилась бы, и заметная часть энергии вращения перешла

бы в энергию случайных движений (конечно, с сохранением полного момента импульса). Численные модели вращающихся дисков прекрасно иллюстрируют этот процесс. Рост случайных скоростей связан в этом случае не со сближениями отдельных звезд, а с эффектами коллективного взаимодействия, то есть взаимодействия каждой звезды с совокупностью всех остальных.

11.4.2. Особенности движения звезд различных подсистем

Рассмотрим особенности движения звезд в различных подсистемах галактики. Совокупность звезд можно рассматривать как бесстолкновительную среду (бесстолкновительный газ), для каждого малого элемента объема которого удобно ввести усредненные кинематические характеристики: вектор средней скорости и значения дисперсии скоростей по различным направлениям. Введем для удобства ортогональную систему координат (R, ϕ, z) , где R — расстояние от центра, ϕ — азимутальный угол, отсчитываемый в плоскости диска вокруг центра галактики, а ось z направлена перпендикулярно плоскости диска. Обозначим компоненты скорости как V_r, V_ϕ, V_z , а компоненты среднеквадратичной дисперсии скоростей как C_r, C_ϕ, C_z . Для полной дисперсии имеем: $C = \sqrt{C_r^2 + C_\phi^2 + C_z^2}$. Если $C_r = C_\phi = C_z$, то звездный газ называют изотермическим. Азимутальная скорость V_ϕ является скоростью вращения звездной подсистемы. Чем больше дисперсия скоростей, тем меньшая доля кинетической энергии приходится на вращение, т. е. тем медленнее вращается подсистема. Самые медленно вращающиеся подсистемы в галактике — звездный балдже и гало, для звезд этих подсистем дисперсия скоростей сопоставима со скоростью вращения V_ϕ или даже превышает ее. Скорости вращения эллиптических галактик еще меньше и, как правило, составляют всего несколько десятков километров в секунду даже для массивных галактик. При этом, как выяснилось, скорость вращения заметным образом не коррелирует со степенью сплюснутости эллиптической галактики. Максимальной скоростью вращения, а, следовательно, минимальной дисперсией скоростей обладает подсистема наиболее молодых звезд в дисках галактик (их дисперсия скоростей $C \approx 10$ км/с). Но для основной массы звезд, образующих диски, дисперсия скоростей значительно выше: она составляет несколько десятков километров в секунду, медленно уменьшаясь с расстоянием от центра диска.

Кинематика газовой подсистемы имеет свои особенности. Для газа, заключенного в диске, как и для звезд диска, основным является движение вокруг центра масс галактики. Но, в отличие от звезд, газ представляет собой диссипативную столкновительную среду, энергия которой может как увеличиваться, так и уменьшаться. Прежде всего, это относится к энергии случайных движений (энергию движения по орбите изменить значительно сложнее). В отличие от звезд, характерное время между столкновениями облаков, как и между атомами газа в межоблачной среде, значительно короче динамического времени (т. е. времени обращения вокруг центра галактики). Неупругие столкновения атомов уносят часть кинетической энергии через нагрев и излучение, и если бы газ не продолжал получать энергию от звезд, например, в результате расширения звездных оболочек, областей НII или остатков сверхновых, дисперсия скоростей облаков стремилась бы к нулю, а траектории их движения — к круговым орбитам. Однако дисперсия скоростей облаков газа в галактиках C_g далеко не нулевая: даже вдали от мощных источников энергии, каковыми, в первую очередь, являются молодые звезды, она составляет 6–10 км/с, независимо от массы галактики.

Величина C_g , по-видимому, не случайно близка к скорости звука в межоблачном газе, температура которого близка к $10^4 K$: более быстрые, сверхзвуковые движения облаков порождают ударные волны и быстрее «гасятся». Такая скорость случайных движений относится как к атомарному, так и молекулярному газу. Исключением являются гигантские молекулярные облака, дисперсия скоростей которых, по-видимому, меньше, поскольку они образуются путем слияния более мелких облаков. И лишь вблизи мощных источников энерговыделения (области звездообразования, активное ядро) дисперсия скоростей газа может быть существенно выше.

Столкновительный характер газовой среды приводит к тому, что газ является динамически наиболее холодной подсистемой в дисковых галактиках, а следовательно, движется по орбитам, наиболее близким к круговым. Благодаря низкой дисперсии скоростей газ сильнее подвержен действию различных неустойчивостей и более активно реагирует на любое возмущение гравитационного потенциала. Спиральные ветви являются хорошим примером этого. Именно газ (и возникающие из него молодые звезды) делают ветви яркими и контрастными. В старом звездном диске спирали почти всегда слабоконтрастны.

Заметим, что и само существование дисков галактик (как, впрочем, любых других астрофизических дисков, например, протопланетных) говорит о столкновительном характере среды, из которой они возникли (в случае галактик — о ее газовой природе). Диск — это конфигурация, обладающая минимумом полной энергии (гравитационной + кинетической) при данном моменте импульса. Как следует из теоремы вириала, система, уменьшая полную энергию (в нашем случае — теряя энергию на излучение при столкновении газовых масс), должна уменьшать свою гравитационную энергию и увеличивать при этом кинетическую. Это означает, что газ протогалактики, если он первоначально занимал большой объем и обладал медленным вращением, постепенно должен был сконцентрироваться во вращающийся диск, каждый элемент которого движется по орбите, близкой к круговой. Установившаяся скорость вращения газа на данном расстоянии от центра для любого элемента газа при этом будет максимально возможной, а полная энергия — минимально возможной для имеющегося момента импульса. Миллиарды лет назад звездообразование превратило рождающийся диск галактики из газового в звездный. Остатки газа сконцентрировались на «дне» потенциальной ямы, образуемой гравитационным полем звездного диска вблизи его плоскости, где мы и наблюдаем слой динамически холодной межзвездной среды.

11.4.3. Принципы измерения скоростей вращения галактик

Скорость газа в различных областях галактических дисков, как правило, оценивается по доплеровскому смещению эмиссионных линий (обычно используются H_α , H_β , [NII], [SII], [OIII] — в оптике и H I и CO — в радио). Скорость вращения звездного диска, балджа или E-галактики определяется по абсорбционным линиям звезд или их совокупности в выбранном спектральном интервале. Для того чтобы получить скорость, относящуюся ко внутренним движениям в галактике, из измеренных значений вычитается скорость V_0 галактики как целого, обычно отождествляемая со скоростью центральной области (ядра). За исключением ближайших галактик, эта системная скорость отражает хаббловское расширение Вселенной и значительно превосходит скорости внутренних движений.

Ниже будем считать, что распределение вещества в галактиках имеет осесимметричный характер. В большинстве случаев это предположение вполне приемлемо, хотя встречаются и сильные отклоне-

ния от симметрии, например, в области массивного бара или у сильно взаимодействующих галактик. На периферии галактик звездные и газовые диски могут заметно искривляться, что также усложняет задачу при переходе от лучевой скорости к скорости вращения.

Зависимость скорости вращения от расстояния до центра галактики называют *кривой вращения*. Из наблюдений непосредственно оценивается лишь скорость V_r вдоль луча зрения, поэтому переход от лучевой скорости к скорости вращения в данной точке диска требует учета эффектов проекции. Так, если диск расположен «плашмя», то проекция скорости вращения на луч зрения равна нулю, и оценить ее не представляется возможным. Геометрическое место точек тонкого диска, равноудаленных от центра галактики, для наблюдателя выглядит как эллипс с отношением осей $b/a = \cos i$, где i — угол наклона оси галактики к лучу зрения ($i = 90^\circ$ для диска, видимого с ребра).

Пусть известна лучевая скорость V_r некоторой точки вращающегося диска. Для получения оценки скорости вращения необходимо знать, помимо i , еще и угол φ между линией, соединяющей данную точку с центром и большой осью эллипса галактики, а также положение и скорость центра галактики (системную скорость) (см. рис. 11.5). Таким образом, для перехода от V_r к V_φ требуется задать пять параметров галактики: две координаты центра (относительно произвольной точки изображения), системную скорость галактики V_0 , и углы ориентации диска (угол наклона диска i и угол ориентации большой оси эллипса, относительно которой определяется угол φ). Если галактика выглядит осесимметричной, то задача упрощается, поскольку положение центра галактики и углы ориентации могут быть найдены из распределения яркости диска, то есть на основе фотометрических наблюдений (хотя в принципе их можно найти, как и все пять неизвестных параметров, решая систему уравнений для лучевых скоростей различных точек на диске галактики). В таком случае, для получения кривой вращения достаточно проследить изменение лучевой скорости вдоль щели спектрографа. Обычно стараются ориентировать щель спектрографа таким образом, чтобы она пересекала изображение галактики вдоль ее большой оси ($\varphi = 0$). Тогда

$$V_\varphi(R) = |V_r(R) - V_0| / \sin i,$$

где l — расстояние от центра галактики вдоль щели. Перевод радиуса R от угловых единиц в линейные осуществляется через известное

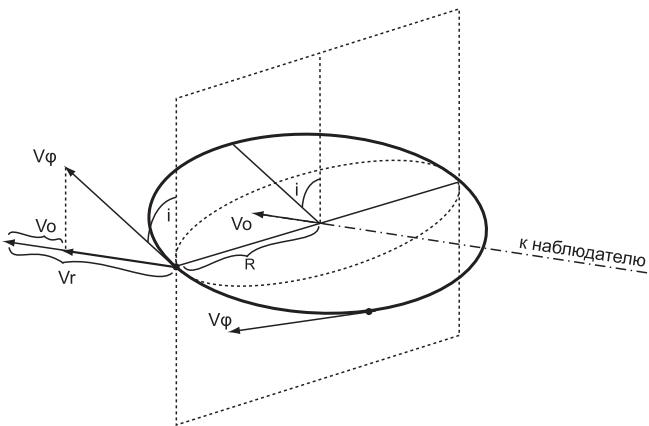


Рис. 11.5. Связь скорости вращения с наблюдаемой (лучевой) скоростью для точки на большой оси галактики. Здесь i — угол наклона плоскости диска к картинной плоскости (пунктирная рамка), перпендикулярной направлению на наблюдателя, эллипс — орбита радиуса R в плоскости галактики, прямая, проходящая через центр — большая ось галактики для наблюдателя, V_0 — лучевая скорость центра галактики, V_ϕ — скорость ее кругового вращения на радиусе R . В точке на большой оси наблюдаемая лучевая скорость V_r складывается из скорости V_0 и проекции V_ϕ на луч зрения, откуда

$$V_r = |V_r - V_0| / \sin i.$$

расстояние D до галактики. Большая часть измеренных кривых вращения галактик получена именно таким образом.

Однако наиболее полную информацию о движении газа в галактиках дает анализ полей скоростей — совокупности измерений лучевых скоростей для большого числа точек по диску галактики. Для этого обычно используют интерферометр Фабри–Перо, который ставится на выходе телескопа в параллельном пучке света. Область спектра галактики, содержащая выбранную спектральную линию, «вырезается» светофильтром, после чего излучение проходит через две параллельные полупрозрачные пластины с зеркальным покрытием. Интерференционная картина создается при сложении пучков света, испытавших различное число отражений при прохождении пластин. Свет любой длины волн может пройти через пластины интерферометра только под определенными углами к нормали, которые соответствуют условиям максимумов (разность

хода равна целому числу длин волн). Галактика — это протяженный объект, и от разных ее областей свет падает на пластины интерферометра под немно~~г~~^у различными углами. Поэтому в фокальной плоскости объектива, расположенного~~у~~^и пластины интерферометра, возникнет система интерференционных колец (линий равного наклона) высокого порядка интерференции, образуемых излучением в спектральной линии, наложенном на изображение галактики в непрерывном спектре. Если спектральная линия излучается лишь в отдельных областях галактики, будут наблюдаться «обрывки» колец — там, где они пересекают эмиссионные области на изображении галактики. В оцифрованном виде изображение выводится в компьютер вместе с изображениями таких же колец от лабораторного источника с известной длиной волны излучения. Доплеровское изменение длины волны спектральной линии, пропорциональное скорости газа вдоль луча зрения, определяется по изменению радиусов интерференционных колец относительно колец от лабораторного источника и измеряется при компьютерной обработке изображения. Меняя разность хода лучей, проходящих через пластины (обычно путем механического пошагового изменения расстояний между ними), можно покрыть измерениями всю галактику. В итоге получают дискретные оценки, заполняющие так называемый «куб данных» (X, Y, λ): две координаты в картинной плоскости и длина волны или доплеровский сдвиг. Таким образом можно оценить скорости газа по всему полю галактики и, оценив или задав необходимые параметры, перейти к скоростям вращения.

Второй способ получения поля скоростей — использование многоканального спектрального приемника (мультизрачкового спектрографа), в котором изображение галактики разбивается на отдельные маленькие участки (пиксели), и свет от каждого из них по отдельному каналу (например, световолокну) подается на вход дифракционного спектрографа. И при том, и при другом подходе может быть получена информация о лучевых скоростях газа в сотнях или тысячах областей галактики.

Радионаблюдения газа в линиях НI (длина волны 21 см) или молекулярных линиях (миллиметровый или сантиметровый диапазоны) также позволяют, используя интерферометрические методы, получить двумерную картину распределения лучевых скоростей, которая после обработки дает кривую вращения. Радионаблюдения НI имеют то преимущество, что позволяют измерить скорость

газа на таких больших R , где оптические эмиссионные линии слишком слабы для обнаружения. Для целого ряда галактик удалось проследить кривую вращения $V(R)$ до расстояний более $10R_0$ (R_0 — фотометрическая радиальная шкала диска с экспоненциальным падением яркости), в то время как оптические измерения редко простираются дальше $3R_0$ от центра. Благодаря этому, удалось получить более длинные кривые вращения, что важно для оценки массы галактики и темного гало. Недостатком радиоизмерений $V(R)$ является, как правило, более низкая разрешающая способность по сравнению с оптическими методами — из-за большой длины волны радиолинии. Поэтому для внутренней области галактики, в которой $V(R)$ изменяется наиболее быстро, радиокривые часто оказываются более «сглаженными» по сравнению с оптическими.

При переходе от измерения лучевых скоростей к скорости вращения серьезную проблему представляет существование областей, где скорость газа заметно отличается от круговой. Как правило, они бывают связаны со спиральными ветвями, баром (из-за нарушения осевой симметрии), или областями интенсивного звездообразования. В отдельных случаях локальные отклонения от круговых движений достигают $50 \div 100$ км/с.

11.4.4. Кривые вращения галактических дисков

Наблюдения показали, что кривые вращения в большинстве случаев возрастают почти «твердотельно» в центральной области, после чего выходят на очень длинные плато или (реже) проходят через пологий максимум и медленно падают к периферии. Однако более чем в половине случаев на кривой выделяются отдельные локальные максимумы. Некоторые из них отражают локальные некруговые движения газа, а некоторые, симметрично расположенные относительно центра, связаны с особенностями распределения массы в галактике, то есть с ее структурой. Так, оптические наблюдения с хорошим пространственным разрешением показывают, что гигантские галактики часто имеют динамически выделенные окологалактические диски размером 0.3–2 кпк, отличающиеся более высокой угловой скоростью, а иногда — и другим углом наклона к лучу зрения по сравнению с основным диском⁴.

⁴Динамически обособленные окологалактические диски часто выделяются также более высоким содержанием металлов в звездах, что говорит о связи динамических свойств звездных систем с их химической эволюцией (О. К. Сильченко).

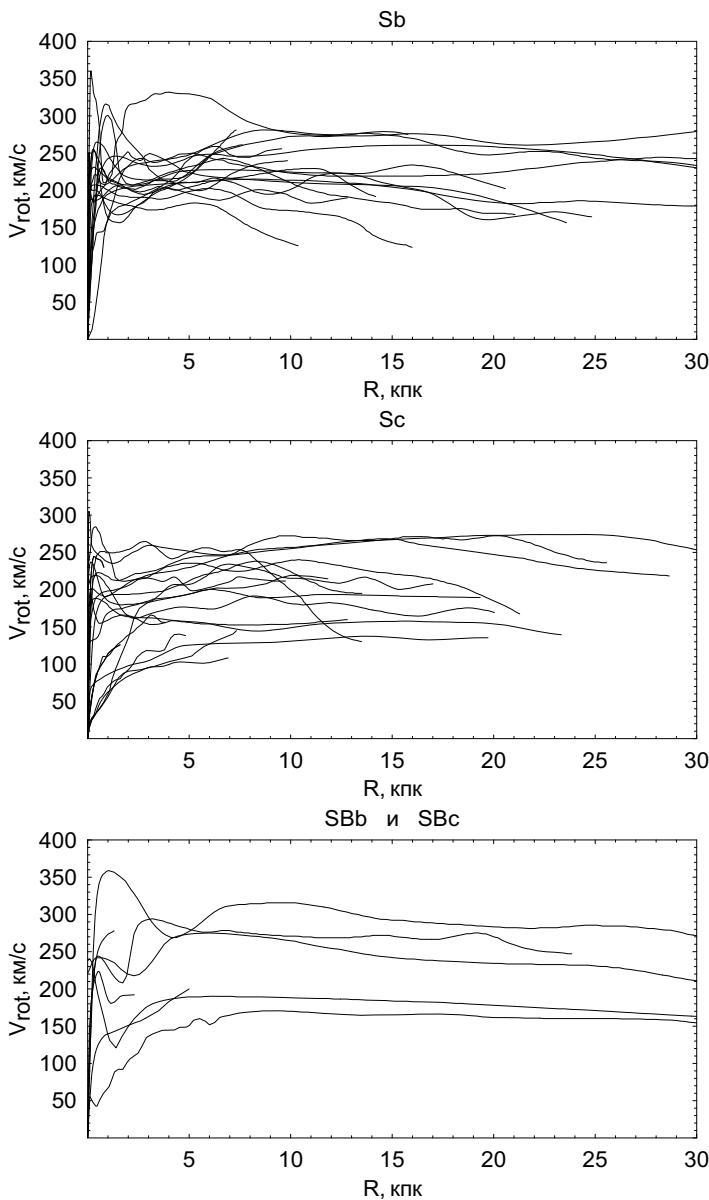


Рис. 11.6. Примеры кривых вращения спиральных галактик различных морфологических типов (по Sofue et al, 2001).

Максимальная измеренная скорость вращения галактик — около 500 км/с. Но объекты с $V > 300$ км/с встречаются крайне редко. В среднем, скорость вращения дисков на плато кривой вращения падает от $S0$ к Irr-галактикам (для последних $V \approx 100\text{--}150$ км/с). Для карликовых галактик $V \approx 10\text{--}100$ км/с.

Форма кривой вращения бывает различна даже для внешне похожих галактик. Однако общая закономерность прослеживается достаточно отчетливо: в галактиках с мощным балджем кривая $V(R)$ раньше достигает «насыщения» (плато). Это связано с тем, что благодаря балджу плотность вещества в центральной области более высокая, и поэтому скорость вращения быстро возрастает с расстоянием от центра.

У Irr-галактик и небольших по светимости S -галактик, не содержащих заметного сфероидального звездного компонента, $V(R)$, как правило, медленно возрастает с расстоянием от центра, и лишь на самой периферии диска выходит на «плато».

Кривые вращения получены для тысяч галактик, хотя для большинства из них скорость прослеживается лишь по одномерным спектральным разрезам, и точность определения кривой невелика. Однако для значительно большего числа галактик максимальная скорость вращения определена как параметр, тесно связанный со спектральной шириной $\Delta\lambda_H$ линии НI (или СО) в интегральном излучении галактики: чем шире интервал скоростей газа во врачающемся диске, тем сильнее доплеровское уширение линии. Для скорости вращения газа будем иметь очевидное соотношение:

$$V \approx \frac{\Delta\lambda_H}{2 \sin i} \cdot \frac{c}{\lambda}. \quad (11.3)$$

Недостатком такой оценки является чувствительность к присутствию некруговых движений, расширяющих линию, и зависимость результата от характера радиального распределения плотности газа в диске.

11.4.5. Скорость вращения и круговая скорость

Скорость вращения и круговая скорость — это не синонимы. Круговой скоростью называют скорость V_c , необходимую для движения частиц по окружностям (независимо от того, есть ли такие частицы в галактике) под действием гравитационного притяжения

к центру. Приравнивая центростремительное ускорение гравитационному, можно записать:

$$\frac{V_c^2}{R} = -g_r = \frac{\partial \Phi}{\partial R}, \quad (11.4)$$

где Φ — гравитационный потенциал. В общем случае, на газ с плотностью ρ_g могут действовать также силы, связанные с радиальным градиентом давления P . Поэтому скорость вращения

$$V^2 = R \left(\frac{\partial \Phi}{\partial R} + \frac{\nabla P}{\rho_g} \right). \quad (11.5)$$

Полагая $P = \rho_g C_s^2$, где $C_s = \text{const}$ — скорость звука, получаем

$$V^2 - V_c^2 = C_s^2 \frac{d \ln \rho_g}{d \ln R}. \quad (11.6)$$

Величина $\frac{d \ln \rho_g}{d \ln R}$ обычно порядка 1. Для газа $C_s \approx 6\text{--}10$ км/с, и $(C_s/V)^2 \ll 1$, поэтому различием между V и V_c можно пренебречь, за исключением особых случаев, например, при наличии резких градиентов плотности вблизи ядра, где V мало, или для галактик крайне низкой массы, где V_c и C_s сопоставимы.

Приведенное выше уравнение пригодно не только для газа, но и для бесстолкновительной звездной системы. Можно показать, что в этом случае величина C_s будет относиться к радиальной дисперсии скоростей звезд ($C_s = C_r$), а ρ_g — к плотности звездного населения ρ_* на данном R . Для старых звездных дисков, где $C_r \geq 50$ км/с, различие между V и V_c может быть существенным. Для эллиптических галактик с медленным вращением $\frac{V^2}{V_c^2} \ll 1$, поэтому из (11.6) следует:

$$V_c^2 \approx -\frac{R}{\rho_*} \frac{d(\rho_* C_r^2)}{dR}. \quad (11.7)$$

Равновесие этих галактик обусловлено балансом между потенциальной энергией и энергией хаотических движений звезд. Скорость $V_c(R)$ здесь не скорость вращения галактики (она может не вращаться), а скорость, которую должна иметь пробная частица на круговой орбите. Ее можно рассматривать как параметр, характеризующий массу галактики $M(R)$ внутри данного радиуса: для сферической галактики

$$V_c^2(R) = G \cdot M(R)/R. \quad (11.8)$$

11.4.6. Связь распределения масс в галактике с кривой вращения

Пусть нам известна зависимость круговой скорости от радиуса $V_c(R)$, а градиентом давления газа можно пренебречь, так что $V_c(R)$ равна наблюдаемой скорости вращения $V(R)$. Обратимся к уравнению (11.4), связывающему $V(R)$ с гравитационным потенциалом Φ . Поскольку распределение потенциала отражает распределение масс в галактике, это уравнение можно использовать для оценки плотности галактики на данном R или массы, заключенной в пределах определенного радиуса. Однако основная проблема заключается в том, что заданный градиент потенциала на данном R можно получить для самых различных распределений массы в галактике. Поэтому, не зная общей структуры галактики, по кривой вращения нельзя получить ни точного значения массы, ни однозначной оценки плотности. Выбор оптимальной модели опирается как на известную форму кривой вращения, так и на общие представления о структуре, следующие из наблюданного распределения яркости. Рассмотрим для примера две простые модели распределения вещества.

A. Сферически-симметричная модель. В этой модели полную массу, заключенную внутри поверхности данного радиуса, можно рассчитать для круговой скорости движения на данном R (поскольку результирующее влияние гравитации внешних слоев при сферическом, или, в общем случае, эллипсоидальном распределении вещества равно нулю): $M(R) = V^2(R)RG^{-1}$. В таком случае для объемной плотности на данном R будем иметь:

$$\rho(R) \equiv \frac{1}{4\pi R^2} \frac{dM}{dR} = \frac{1}{2\pi RG} \left(V \frac{dV}{dR} + \frac{V^2}{2R} \right). \quad (11.9)$$

Для любой кривой вращения это уравнение позволяет однозначно определить радиальное распределение плотности. Заметим, что при $V \sim R^{-1/2}$ выражение в скобках равно нулю, и, следовательно, $\rho(R) = 0$ (за исключением точки $R = 0$). Это случай кеплеровской кривой вращения, когда вся масса системы сосредоточена в центре (как в солнечной системе).

Если распределение плотности представить в форме $\rho(R) \sim R^{-n}$, то, решая обратную задачу, получим:

$$\frac{d\Phi(R)}{dR} = \frac{GM(R)}{R^2}, \quad M(R) = \int_0^R 4\pi R^2 \rho(R) dR, \quad (11.10)$$

$$V(R) \sim R^{1-n/2}.$$

Отсюда следует, что для однородного шара ($n = 0$) имеет место линейная зависимость $V(R)$ (твердотельное вращение), а плоское кривое вращения требует $n = 2$. Это — т. н. псевдоизотермическая модель, близкая к модели самогравитирующего шара, составленного из массивных частиц с одинаковой дисперсией скоростей во всех точках.

Сферически-симметрическая модель удовлетворительно описывает распределение плотности в галактике только тогда, когда масса диска много меньше массы сферических компонентов. Тем не менее, она вполне пригодна для грубой оценки полной массы, заключенной в пределах радиуса R . В общем случае, масса, найденная в рамках этой модели, будет являться верхним пределом:

$$M(R) \leq \frac{V^2 R}{G}.$$

Б. Модель плоского диска. Для плоских (дисковых) подсистем вычисление распределения гравитационного потенциала является более сложным. В системе, где линии равной плотности — это сферы или эллипсоиды, на каждую точку действует только масса, заключенная внутри сферы (эллипса), проходящей через нее. Но для диска это не так. Даже в случае осесимметричного диска создаваемый им потенциал (а, следовательно, и круговая скорость) на данном расстоянии от центра зависит от массы не только внутри данного радиуса, но и за его пределами. При моделировании галактик часто используется приближение тонкого диска с экспоненциальным распределением поверхностной плотности по радиусу:

$$\sigma(R) = \sigma_0 \exp(-R/R_0),$$

где R_0 — радиальная шкала диска (обычно несколько кпк). Кривая вращения $V(R)$ такого диска, вычисленная через распределение потенциала, может быть выражена через модифицированные функции Бесселя I_n , K_n нулевого и первого порядков по аргументу $y \equiv R/2R_0$:

$$V^2(R) = 4\pi G \sigma_0 R_0 y^2 [I_0(y)K_0(y) - I_1(y)K_1(y)]. \quad (11.11)$$

В этой модели кривая $V(R)$ плавно возрастает от нуля до максимального значения

$$V_m = 0.623(GM/R_0)^{1/2} = 0.623(2\pi G \sigma_0 R_0)^{1/2} \quad (11.12)$$

на $R = R_m = 2.151R_0$, после чего медленно спадает. Интегральная масса диска

$$M_d = 2\pi G \sigma_0 R_0^2 \simeq 1.2 \frac{V_m^2 R_m}{G}. \quad (11.13)$$

Потенциальная энергия самогравитирующего диска

$$W = 2\pi \int_0^\infty \Phi(R) \sigma(R) R dR \approx -11.6 G \sigma_0^2 R_0^3. \quad (11.14)$$

Полная кинетическая энергия диска, в соответствии с теоремой вириала, равна $|W|/2$.

Различный характер распределения вещества в диске может привести к самой различной форме кривой вращения: плоской, растущей или падающей с радиусом.

Полученные выражения вполне пригодны для оценки массы и плотности реальных галактик, в которых во внутренней области доминирует диск. Но, в общем случае, требуется учет вклада других составляющих в градиент потенциала. Поэтому модели галактик, как правило, бывают многокомпонентными. Потенциалы аддитивны, а следовательно, если $\Phi_n(R)$ — распределение потенциала n -го компонента, то суммарный потенциал $\Phi(R) = \sum_n \Phi_n(R)$, или $\partial\Phi(R)/\partial R = \sum_n (\partial\Phi_n(R)/\partial R)$. Следовательно,

$$V(R) = \left(\sum_n V^2(R) \right)^{1/2}. \quad (11.15)$$

Иными словами, суммируются квадраты круговых скоростей, обусловленные различными компонентами галактики.

Минимальное количество параметров, описывающих каждый компонент, равно двум: один определяет плотность (например, плотность в центре), другой — линейный масштаб (например, R_0). Поэтому введение большого числа компонентов в модель оправдано только в том случае, если имеется независимая информация об их эффективных радиусах, степени сплюснутости и радиальном изменении плотности; в противном случае область допустимых параметров окажется слишком большой.

В типичной дисковой галактике балдж диктует форму кривой вращения во внутренней области $R < R_0$ (обычно 1–3 кпк), темное гало — в области $R > 2 \div 3 R_0$, а диск — в интервале 1–2 R_0 .

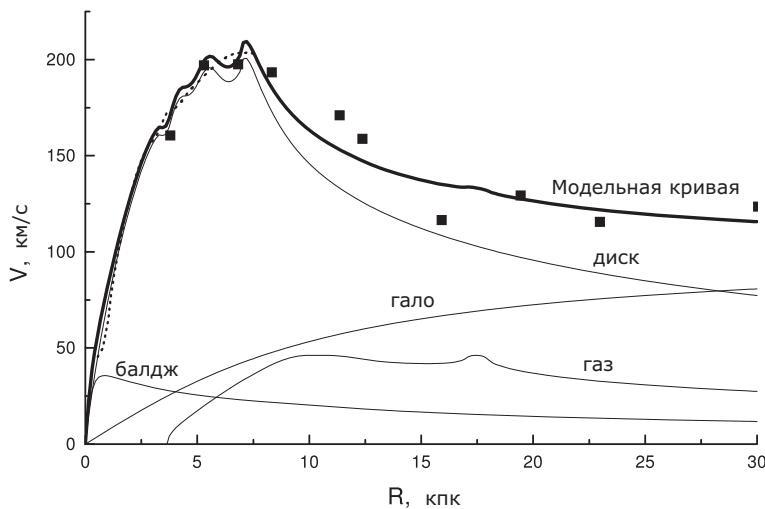


Рис. 11.7. Моделирование кривой вращения галактики NGC 157. Показаны четыре компонента, обусловленные диском, балджем, газом и темным гало. До $R \approx 7$ кпк кривая вращения получена по оптическим измерениям (точки), а во внешней области — по радиоданным (квадратики) (Ryder, Zasov et al., 1998).

Такой раздел влияния облегчает выделение отдельных компонентов по форме кривой вращения.

Для галактик, содержащих большое количество газа (например, некоторых I rr -галактик), необходим учет еще одного компонента — газового диска, распределение поверхностной плотности вдоль радиуса которого берется непосредственно из наблюдений.

Пример моделирования кривой вращения для спиральной галактики с нетипично низкой концентрацией гало показан на рис. 11.7. Здесь учтены четыре компонента галактики. В более сложных моделях галактик может приниматься во внимание возможная несферичность балджа и гало, конечная толщина диска, гравитационное (азимутально зависимое) поле бара или контрастных спиральных ветвей.

11.4.7. Проблема темного гало

При интерпретации кривых вращения дисковых галактик исследователи столкнулись с неожиданной проблемой: форма кривой

вращения во внешних областях галактик, как правило, не соответствует ожидаемой при, казалось бы, естественном предположении, что плотность вещества меняется вдоль радиуса пропорционально яркости звездного диска, то есть, что локальное отношение массы к светимости диска примерно одинаково на различном расстоянии от центра. Для внутренних областей галактик, в пределах 2–3 радиальных шкал R_0 , этого противоречия обычно не возникает. Однако, если исходить из распределения яркости диска, то можно ожидать, что, начиная с некоторого расстояния $R \approx 2R_0$, скорость его вращения должна уменьшаться с удалением от центра, в то время как наблюдения почти никогда этого не демонстрируют. Учет массы газа не решает проблемы, поскольку его слишком мало. Для того, чтобы объяснить высокую скорость вращения внешних областей галактических дисков, приходится предположить, что на больших расстояниях от центра галактики решающую роль играет дополнительная масса, то есть нечто помимо звезд и газа. Это «нечто» получило название темной массы или темного гало галактики. Не только форма кривой вращения, но и максимальная скорость вращения оказывается больше, чем ожидаемая, исходя из звездного состава галактики. Иными словами, масса галактики в пределах достаточно большого радиуса, оцененная по скорости вращения, оказывается более высокой (иногда в несколько раз), чем найденная по светимости звездного населения. Часто недостающую массу называют скрытой массой галактики, хотя это название не очень удачно: раз она все же обнаруживает себя по гравитационному полю, значит, не совсем скрыта...

Оценки массы диска, балджа и темного гало различных галактик показали, что в пределах оптических границ галактики на долю звезд и газа обычно приходится около половины полной массы, причем это соотношение меняется в пользу темного гало по мере возрастания расстояния от центра, в пределах которого оценивается полная масса. Измерения скоростей движения спутников галактик и галактик, образующих пары, подтвердили, что темное гало может простираться в несколько раз дальше оптической границы, то есть полностью доминировать там, где звезд уже практически нет. Интегральная масса галактики с учетом этих далеких областей может оказаться в 5–10 раз больше, чем суммарная масса видимого вещества в ней. Так, по данным Карабенцева и Макарова (2007), среднее отношение массы пар галактик к их суммарной светимости в инфракрасном К-диапазоне (2.2 мкм), определенное по более чем 500 па-

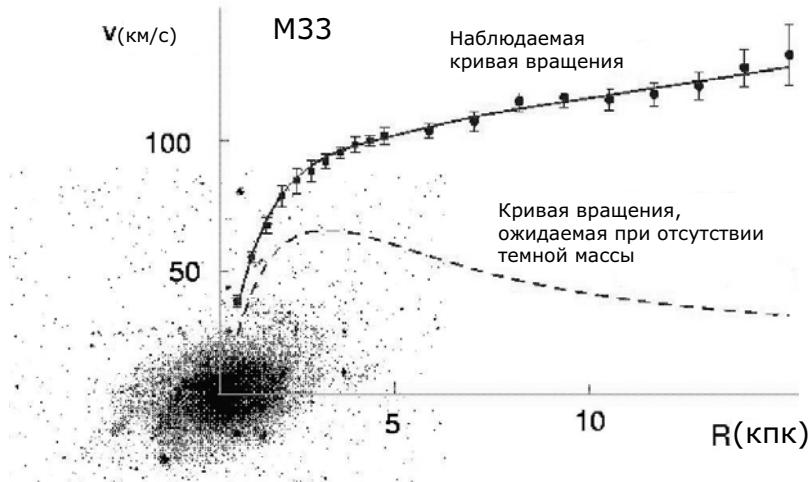


Рис. 11.8. Влияние темного массивного гало на кривую вращения галактик (на примере M33).

рам, оказывается очень высоким: около 11 солнечных единиц, а для групп — ещё более чем вдвое выше. Для сравнения: модели чисто звездного населения дают значения M/L_K , не превышающие 1.5–2 единицы.

Независимым образом к выводу о существовании массивных гало в галактиках привели и оценки массы или поверхностной плотности галактических дисков, полученные из условия их гравитационной устойчивости (подробнее об этом см. ниже).

Для гигантских эллиптических галактик свидетельством темной массы является существование горячего газа с температурой в миллионы градусов, заполняющего объем галактики. Если бы в таких галактиках не было ничего, кроме звезд и газа, то создаваемое ими гравитационное поле оказалось бы недостаточным для удержания столь сильно нагретой среды. Нужна еще дополнительная, темная масса, по-видимому, той же природы, что и темное гало в галактиках с вращающимися дисками.

Присутствие темной материи характерно для галактик всех типов, но в различных пропорциях по отношению к светящемуся веществу. В среднем, чем ниже яркость (или поверхностная плотность) дисков, тем большую роль играет масса темного вещества.

Природа темной массы остается неясной. Рассматривалось очень большое количество возможных претендентов на роль темной или практически темной массы. Очевидно, что она не может состоять из релятивистских частиц — они не удержались бы в галактиках. Это не может быть и разреженный газ — при большой массе его излучение было бы зафиксировано в рентгеновском диапазоне (если он горячий) или в радиолиниях. Не проходят и гипотезы о труднообнаружимых остатках звездной эволюции — нейтронных звездах или черных дырах звездных масс. Для их образования потребовалось бы громадное количество массивных звезд. Если принять во внимание, что они быстро эволюционируют с потерей вещества, выбрасывая газ, обогащенный тяжелыми элементами, то современная межзвездная среда имела бы совсем иной химсостав.

Труднее проверить предположение о существовании очень большого количества маломассивных звезд или тел планетного типа, которые, давая определяющий вклад в массу, тем не менее почти не излучают света. Но и с этим вариантом, по-видимому, приходится расстаться: для объяснения темной массы внутри таких галактик, как наша, подобных тел должно быть очень много, значительно больше, чем обычных звезд, и это можно было бы обнаружить по эффекту микролинзирования. Так называется эффект отклонения света далеких звезд гравитационным полем небольших тел, в непосредственной близости от которых (на расстоянии в тысячи доли угловой секунды) проходит траектория лучей. В этом случае тело, даже если оно не излучает света, проявит себя как своего рода гравитационная линза, как бы фокусируя световой поток, проходящий на определенном расстоянии от звезды, увеличивая тем самым на некоторое время ее видимую яркость. Поскольку ожидаемые гравитационные линзы должны двигаться с теми же скоростями, что и обычные звезды, эффект микролинзирования будет продолжаться недолго — от нескольких часов до нескольких суток, недель или месяцев — в зависимости от массы «линзы». За это время видимая яркость звезды должна сначала заметно возрасти, а затем возвратиться на прежний уровень (причем синхронно во всех цветовых диапазонах), и оставаться в дальнейшем постоянной. Чтобы поймать такое случайное событие, нужно непрерывно, от ночи к ночи, отслеживать яркость миллионов звезд, отмечая малейшие изменения и отсеивая подавляющее большинство событий, где возрастание яркости носит не разовый характер, а связано с процессами на самой звезде.

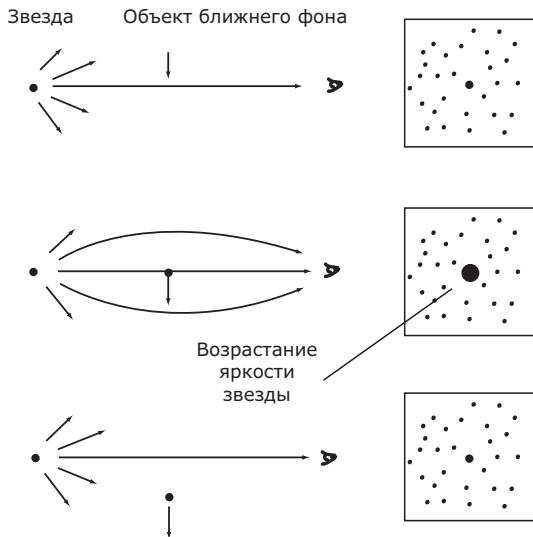


Рис. 11.9. Схема, иллюстрирующая усиление блеска звезды при гравитационном микролинзировании.

Многолетние поиски таких эффектов в направлении на богатые звездами поля в Большом и Малом Магеллановом Облаке и в балдже нашей Галактики привели к обнаружению реальных случаев микролинзирования, но не в таких количествах, какие требуются для объяснения темной массы (международные проекты MACHO, OGLE, EROS). Достаточно большого количества тел с массами меньшими, чем у звезд, не было обнаружено. Характерная масса объектов, вызывающих эффект микролинзирования, как оказалось, всего в два–три раза меньше, чем у Солнца. Это просто маломассивные звезды низкой светимости, и их учет не сильно изменил существующие оценки массы звездного населения.

Предполагается, что несветящееся вещество в галактиках может быть связано с массивными элементарными частицами, еще не открытыми в физических лабораториях. Эти частицы должны заполнять весь объем галактики, двигаясь в ней примерно с теми же скоростями, что и звезды, и взаимодействовать с обычным барионным веществом через гравитационное поле. Сокращенное название, которые получили эти гипотетические частицы — WIMPs (англ. *Weakly Interacting Massive Particles*). Делаются попытки их лабораторного обнаружения.

11.4.8. О гравитационной устойчивости звездных дисков

Дисперсия скоростей старых звезд, составляющих основную массу звездных дисков галактик, измеряется десятками км/с. Поскольку звезды образуют бесстолкновительную среду, они не могут терять энергию на неупругие столкновения, как атомы газа, и, если звездная система находится в равновесном состоянии, то дисперсия скоростей звезд может либо оставаться постоянной, либо возрастать со временем. Возникает вопрос: существуют ли реально действующие механизмы, которые могут увеличить дисперсию скоростей, и чем определяется ее конечное значение? Почему нет галактик, диск которых состоял бы из звезд с такой же низкой дисперсией скоростей, как у облаков газа, из которых они рождаются? К примеру, планеты врачаются вокруг Солнца по почти круговым орбитам, образуя своего рода тонкий диск из отдельных частиц. Почему же звездные диски динамически «нагреты»?

Численным методом можно смоделировать галактику, совокупность звезд которой образует тонкий диск, сообщив каждой «звезде» начальную скорость, соответствующую круговой орбите в общем гравитационном поле. Но уже через один-два оборота диск неизвестно изменится. Произойдет перестройка орбит «звезд» и возрастание дисперсии их скоростей. При определенных начальных условиях диск может вообще потерять осевую симметрию, и в нем возникнет вытянутая долгоживущая конфигурация — бар. В случае планет перестройка орбит не происходит (по крайней мере, за миллиарды оборотов вокруг Солнца). В планетной системе гравитационное поле определяется не планетами, а центральной массой — Солнцем, и воздействие планет друг на друга хотя и обнаружимо, но очень мало. В галактиках нет центрального тела или скопления тел, определяющих гравитационное поле во всем диске, и коллективные эффекты — влияние собственной гравитации диска на движение составляющих его отдельных звезд — является определяющим.

Причина роста дисперсии скоростей звезд диска, которая первоначально могла быть низкой, — это та же гравитационная (джинсовская) неустойчивость, которая приводит к сжатию газовой среды и рождению звезд, но только в интересующем нас случае она развивается в бесстолкновительном диске. Динамически холодный диск, газовый или звездный, находящийся в равновесном состоянии, всегда будет неустойчив к малым гравитационным возмущениям. Но совокупное действие двух факторов — вращения среды и дисперсии

скоростей — могут обеспечить ее устойчивость. Задача нахождения условий устойчивости для вращающегося диска имеет четкое математическое решение лишь при введении некоторых упрощений. Так, диск считается тонким (толщина много меньше характерных размеров, в пределах которых развивается линейная стадия неустойчивости), а длины волн возмущений — меньше характерного радиального размера областей, в пределах которых можно пренебречь изменением параметров диска (плотности, скорости вращения, дисперсии скоростей). При этом отклонения от круговой скорости считаются малыми по сравнению со средней скоростью вращения на данном радиусе (а значит, отклонения траекторий движения звезд или облаков газа от круговых орбит малы по сравнению с радиусом орбит).

Последнее условие обычно называют *эпциклическим приближением*, поскольку на «языке орбит» это означает, что движение звезды можно представить как сумму двух движений: по окружности, лежащей в плоскости диска, и вдоль малого эллипса (эпцикла), центр которого движется по окружности со скоростью, в среднем равной круговой (аналогия с геоцентрической птолемеевской схемой движения планет по кругам и эпциклам вокруг Земли). Если выбрать систему отсчета, равномерно вращающуюся со средней угловой скоростью звезды, то в этой системе звезда будет совершать радиальные и азимутальные колебания, описывая в плоскости диска небольшие эллипсы с размерами, много меньшими расстояния до центра галактики. Частота этих колебаний \varkappa называется эпциклической частотой. Она представляется простым выражением (см. вывод в Приложении, раздел А.5):

$$\varkappa = 2\Omega \sqrt{1 + \frac{R}{2\Omega} \frac{d\Omega}{dR}},$$

где $\Omega = V(R)/R$ — угловая скорость (в инерциальной системе координат). Для вращения со скоростью V , слабо меняющейся вдоль радиуса (что обычно имеет место на большей части диска) $\Omega \sim R^{-1}$, и $\varkappa \approx \sqrt{2}\Omega$.

При низкой дисперсии скоростей звезд диск оказывается неустойчивым. Как показывают теоретические расчеты, при указанных выше упрощениях самыми неустойчивыми оказываются возмущения с длинами волн

$$\lambda_{cr} = \frac{2\pi^2 G \sigma_*}{\varkappa^2},$$

где σ_* — поверхностная плотность тонкого диска. Развитию более длинноволновых возмущений мешает вращение диска (момент импульса сжимающейся области препятствует уменьшению ее радиуса), а более коротковолновых — радиальная дисперсия скоростей (благодаря случайнм скоростям звезды успевают «уйти» из области небольшого размера прежде чем она сожмется). При развитии гравитационной неустойчивости расстояния между соседними уплотнениями должны быть примерно равны λ_{cr} .

Критическое значение радиальной дисперсии скоростей C_r , при которой стабилизируются радиальные возмущения плотности любой длины волны в тонком бесстолкновительном изотермичном диске с поверхностной плотностью σ_* , составляет (по Тоомре)

$$C_{cr} = C_T \approx \frac{3.4G\sigma_*}{\kappa}. \quad (11.16)$$

Диск устойчив к радиальным возмущениям, когда параметр Тоомре $Q_T = \frac{C_r}{C_T} > 1$. Для тонкого газового диска численный коэффициент в (11.16) заменяется с 3.4 на π .

Пример. Оценим для звездного диска в окрестности Солнца значения λ_{cr} и C_T . Используем следующие параметры: $R = 8$ кпк, $V = 220$ км/с, $\kappa = \sqrt{2}V/R$, $\sigma \approx 60M_\odot/\text{пк}^2 \approx 1.2 \cdot 10^{-2}$ г/см². Получаем: $\kappa = 1.3 \cdot 10^{-15} \text{с}^{-1}$, $\lambda_{cr} \approx 9 \cdot 10^{21}$ см (около 3 кпк), $C_T \approx 20$ км/с. У старых звезд диска наблюдается почти вдвое большая дисперсия радиальных скоростей.

Аналитически получены приближенные решения и для более общих случаев, в частности, учитывающие стабилизирующее влияние конечной толщины диска и рост нерадиальных возмущений, к которым диск менее устойчив, чем к радиальным. Однако одновременный учет этих факторов, как и учет неоднородности диска и влияния его различных зон друг на друга делает задачу аналитически неразрешимой в общем виде. Тем не менее, различные модели дисков можно проверить на устойчивость и проследить, к чему приводит развитие неустойчивостей, используя современные методы численного моделирования. Поэтому для каждой конкретной модели условие устойчивости можно уточнить, рассчитывая динамическую эволюцию диска, то есть рассматривая изменение его формы и кинематических параметров со временем.

В общем виде, критическое значение радиальной дисперсии скоростей, при котором диск становится локально устойчивым к лю-

бым гравитационным возмущениям, а не только к радиальным, можно записать в следующем виде:

$$C_{cr} = Q_c C_T = Q_c \frac{3.4G\sigma_*}{\varkappa}, \quad (11.17)$$

где Q_c — параметр устойчивости. Его значение на данном расстоянии от центра зависит сложным образом от геометрических и кинематических параметров диска, а также тех начальных условий, с которых началась его динамическая эволюция. Многочисленные трехмерные численные модели бесстолкновительных дисков с сильно различающимися параметрами показали, что значения Q_c практически всегда больше единицы, и составляют 1.5–2 во внутренней области галактики, где значителен вклад гравитационного поля балджа, и ~ 3 — на расстоянии нескольких радиальных шкал плотности от центра.

Дисперсия скоростей старых звезд, составляющих основную массу диска, может быть оценена из спектральных наблюдений галактик. В этом случае, используя критерий устойчивости (11.17), несложно определить, каков верхний предел локальной плотности диска, совместимый с его устойчивостью на том или ином расстоянии R , и определить таким образом максимальный вклад диска в кривую вращения галактики. Это дает возможность независимым образом оценить долю массы галактики, которая приходится на диск и на темное гало. Результаты показали, что для многих галактик масса диска в пределах нескольких значений радиальной шкалы R_0 действительно уступает массе недисковых компонентов (балдж + темное гало), подтверждая, что недостающая темная масса заключена в гало, а не в диске.

11.4.9. Дисперсия скоростей и толщина галактических дисков

Рост дисперсии радиальных скоростей звезд неизбежно приводит и к росту дисперсии азимутальных скоростей. Несложно понять, почему эти две величины меняются одинаковым образом. Представим себе, что звездам, вращающимся по круговым орбитам, придан импульс в радиальном направлении. Звезды начнут колебаться относительно первоначально круговой орбиты с эпциклической частотой. Однако вследствие сохранения удельного момента импульса $V_\varphi R$ с той же частотой будет колебаться и азимутальная скорость звезд: они будут отставать от невозмущенного диска, удаляясь от

центра, и опережать его, двигаясь к центру. Для стационарного диска $C_r/C_\varphi = 2\Omega/\varkappa$ (формула Б. Линдблада).

Ситуация с дисперсией «вертикальных» скоростей C_z более сложная. Очевидно, что чем меньше C_z , тем более тонким является диск. Может ли он быть сколь угодно тонким? Благодаря какому процессу звезды, первоначально двигавшиеся в плоскости тонкого диска, могут получить скорость в перпендикулярном направлении, если сами звезды редко сближаются друг с другом, и нет никаких возмущающих тел, находящихся вне плоскости?

Роль такого процесса играет неустойчивость диска к изгибным возмущениям, то есть тоже коллективное взаимодействие отдельных звезд с диском в целом.

При малых возмущениях плоскости диска, скажем, при появлении на нем небольшого локального искривления, движение звезд через это искривление будет приводить к его росту вследствие возникающей центробежной силы, причем тем более быстрому, чем выше скорость звезд. «Вертикальная» компонента скорости будет возрастать, пока звезды не перестанут реагировать на «неровности» диска в своем движении. В итоге, чем больше скорость движения звезд в плоскости диска, тем сильнее диск «разогревается» и в вертикальном направлении. Джинсовская и изгибная неустойчивости как бы дополняют друг друга. Действительно, рост дисперсии скоростей в плоскости диска подавляет первую и инспирируют вторую неустойчивость, а гравитационное поле диска, наоборот, способствует росту возмущений в плоскости диска и противодействует изгибным возмущениям.

Математически рост изгибных возмущений в бесстолкновительном диске (при сильно упрощающих предположениях) был впервые рассмотрен А. Тоомре (1966), и более подробно — В. Поляченко и И. Шухманом (1977). Однако, как и в случае неустойчивости в плоскости диска, развитие изгибной неустойчивости в неоднородных дисках и на нелинейной стадии прослеживается лишь в численных экспериментах.

В итоге развития обеих неустойчивостей, возрастают все три компоненты дисперсии скоростей звезд, пока диск не достигнет устойчивого равновесного состояния. При этом, как показывают численные модели, отношение C_z/C_r составляет 0.4–0.7, в зависимости от расстояния от центра и параметров диска, что согласуется с имеющимися оценками, полученными из наблюдений.

Дисперсия скоростей C_z определяет такой важный параметр диска как его толщину, а следовательно и объемную плотность (отношение поверхностной плотности к толщине). Полутолщина диска характеризует то расстояние от плоскости диска, на которое могут «подниматься» звезды со среднеквадратичной скоростью C_z , и поэтому она зависит от градиента потенциала (ускорения) по z -координате.

Равновесная толщина самогравитирующего диска определяется из уравнения Пуассона, имеющего для бесконечного плоского диска вид:

$$\frac{d^2\Phi}{dz^2} = -4\pi G\rho_*(z), \quad (11.18)$$

и уравнения гидростатического равновесия

$$\frac{d}{dz}(\rho_* C_z^2) = -\frac{d\Phi}{dz}\rho_*(z). \quad (11.19)$$

Считая дисперсию скоростей облаков $C_z^2 = const$ и дифференцируя последнее уравнение по z , получаем из уравнения Пуассона:

$$\frac{d}{dz}\left(\frac{1}{\rho_*}\frac{d\rho_*}{dz}\right) = -\frac{4\pi G\rho_*}{C_z^2}. \quad (11.20)$$

Решение этого уравнения имеет вид:

$$\rho_*(z) = \rho_{*0} \operatorname{sech}^2\left(\frac{z}{z_0}\right), \quad (11.21)$$

где ρ_{*0} — плотность в плоскости диска, а полутолщина диска

$$z_0 = \frac{C_z}{(2\pi G\rho_{*0})^{1/2}}. \quad (11.22)$$

Интегрируя $\rho_*(z)$ по z -координате, нетрудно получить, что поверхностная плотность диска $\sigma_* = 2\rho_{*0}z_0$, поэтому из предыдущего уравнения следует:

$$z_0 = \frac{C_z^2}{\pi G\sigma_*}. \quad (11.23)$$

Диск нашей Галактики, образуемый старыми звездами, имеет полуторшину $z_0 \simeq 300$ пк на том расстоянии, где находится Солнце, и утолщается на периферии.

Помимо основного диска и тонкого диска, образуемого газом и молодыми звездами, в нашей и, вероятно, в большинстве S и Irr-галактик существует «толстый» диск, для которого $z_0 \geq 1$ кпк.

Его наблюдают у галактик, диски которых повернуты к нам ребром. Толстый диск характеризуется более высокой дисперсией скоростей звезд и представляет собой еще один элемент структуры галактических дисков, однако его динамическое влияние на галактику, как правило, мало (в окрестности Солнца на долю толстого диска приходится лишь несколько процентов полной массы диска). Однако в Irr-галактиках толстый диск, по-видимому, сопоставим с тонким по поверхностной плотности. Пример нашей Галактики и нескольких других, в которых исследовался толстый диск, показывает, что он состоит из старых звезд, а по химическому составу звезд занимает промежуточное положение между гало и основным диском. По-видимому, его образование связано с определенным этапом в ранней эволюции дискового компонента галактики.

Сопоставим относительную толщину диска, т. е. степень его сплюснутости $\frac{z_0}{R_0}$, с относительной массой диска в галактике $\frac{M_d}{M_t}$, где $M_d \sim \sigma R_0^2$ — масса диска, а $M_t \sim V^2 R_0 / G$ — полная масса галактики в пределах фиксированного радиуса, выраженного в единицах радиальной шкалы диска R_0 . Будем считать, что радиальная дисперсия скоростей $C_r = Q_c C_T$ определяется условием устойчивости диска к возмущениям в его плоскости, где среднее значение Q_c для диска $\approx 1.5\text{--}2$. Тогда, учитывая, что полутолщина диска $z_0 \sim C_z^2 / \sigma$, а C_z пропорциональна C_r , и принимая во внимание, что $C_T \sim \sigma / \varkappa$ (см. предыдущий раздел), получаем:

$$\frac{z_0}{R_0} \sim \frac{C_z^2}{\sigma R_0} \sim \frac{\sigma}{R_0 \varkappa^2} \sim \frac{\sigma R_0^2}{V^2 R_0} \sim \frac{M_d}{M_t}. \quad (11.24)$$

Таким образом, можно ожидать, что если дисперсии скоростей звезд по R и z координатам близки к критическим значениям для устойчивости диска, то наиболее тонкими галактиками должны являться галактики с наиболее низкой относительной массой диска. Этот вывод, конечно, очень упрощен, но тем не менее он хорошо согласуется как с результатами построения численных трехмерных моделей N тел бесстолкновительных дисков, так и с измерениями относительной толщины диска для спиральных галактик, наблюдаемых «с ребра». Однако не все галактики следуют найденной закономерности. Среди линзовидных и, по-видимому, неправильных галактик много галактик с «перегретыми» дисками, где дисперсия скоростей превышает соответствующие критические значения.

Среди механизмов, увеличивающих дисперсию скоростей звезд, и, как следствие, толщину гравитационно устойчивого звездного диска, в первую очередь следует назвать рассеяние звезд на массивных газовых облаках, а также «разогрев», связанный с падением на галактику мелких спутников. Сильное гравитационное воздействие на звезды диска со стороны соседних галактик также может привести к увеличению толщины диска, что действительно наблюдается (Ф. Комбес, Т. В. Решетников). При эффективном действии всех этих механизмов дисперсия скоростей звезд, как и толщина дисков, может быть выше тех минимальных значений, которые требуются для их устойчивого равновесного состояния. Однако в большинстве случаев дисперсия скоростей звезд, составляющих основную массу диска, по-видимому, близка к минимальному значению, обеспечивающему его устойчивость к гравитационным и изгибным возмущениям.

11.4.10. Бары галактик

Бар, или перемычка — это элемент структуры диска. Бары, которые достаточно контрастны, чтобы быть хорошо заметными на фотографиях, существуют примерно у трети всех галактик, и встречаются в галактиках самых различных типов — от S0 до Irr. Бар — это устойчивое равновесное образование, сохраняющееся в течение многих оборотов галактики. Он вращается как целое с некоторой угловой скоростью, обычно несколько меньшей, чем угловая скорость диска в области, которую он занимает. В галактиках сравнительно небольшой массы (пример: Большое Магелланово Облако) центр бара может не совпадать с центром вращения галактики (Засов, Хоперсков, 2002).

Присутствие баров отражается не только на распределении яркости и звездной плотности, но и на поле скоростей газа и звезд в галактике. В системе отсчета, вращающейся вместе с баром, звезды, образующие бар, движутся по эллиптическим орбитам. При этом бар вращается как целое в ту же сторону, что и диск. Межзвездная среда в своем движении в гравитационном поле галактики, «возмущенном» присутствием бара, может испытывать сильное сжатие при встрече с баром. Действительно, на фотографиях галактик часто хорошо заметны пылевые прожилки, идущие параллельно оси бара и указывающие на фронт сжатия, за которым плотность и непрозрачность межзвездной среды резко возрастает. Движение межзвезд-

ного газа в случае массивного контрастного бара имеет особенно сложный характер. В частности, возникают радиальные потоки газа вдоль бара к центру галактики, приводящие к концентрации газа во внутренней области диска. Этот процесс очень важен для формирования окологидерных дисков.

Формирование баров, как, впрочем, и волновых спиральных структур, часто связанных с баром в одно целое, можно рассматривать как нелинейную стадию развития неустойчивых низкочастотных мод звездного диска (В. Поляченко, Е. Поляченко, 2004). Одним из механизмов зарождения баров и их эволюция, по-видимому, **не единаковы**. Существует по крайней мере два механизма, способствующих образованию баров. Первый — крупномасштабная гравитационная неустойчивость диска (барообразующая неустойчивость, или бар-мода). Она реализуется при быстром вращении диска, когда скорость вращения значительно превосходит дисперсию скоростей. Второй механизм — неустойчивость радиальных орбит — наоборот, реализуется при медленном вращении диска, когда основной компонентой скорости является радиальная скорость. Угловая скорость вращения звезд в диске в этом случае должна быть низкой.

Рассмотрим оба механизма образования подробнее.

а) Барообразующая неустойчивость. Образование бара во вращающихся дисках — энергетически выгодный процесс. Некоторым аналогом барообразующей неустойчивости диска в механике несжимаемых самогравитирующих тел является неустойчивость однородных эллипсоидов вращения при достижении их энергии вращения определенного критического значения ~~от модуля гравитационной энергии~~. При этом происходит деформация эллипса, переход от осесимметричного эллипса Маклорена к эллипсу Якоби: энергетически выгодным оказывается изменение формы от сплюснутого двухосного эллипса к вытянутому трехосному.

Развитие барообразующей неустойчивости в диске галактики могло иметь место миллиарды лет назад, причем как в звездном, так и в более холодном газовом диске. Острайкер и Пиблс (1973) получили приближенный критерий устойчивости вращающегося диска к бар-моде:

$$\frac{E_{rot}}{|W|} < 0.14, \quad (11.25)$$

где E_{rot} и W — энергия вращения и потенциальная энергия диска. Если это неравенство не выполняется, то образуется бар. Числен-

ное моделирование наглядно подтверждает картину возникновения бара в динамически холодных быстро вращающихся дисках за 1–2 оборота диска. Критическое отношение энергий, при котором диск становится устойчивым к образованию бара, полученное в численных моделях, зависит от параметров модели, но обычно не выходит за пределы 0.14–0.20. Этим значениям соответствует превышение случайных (пекулярных) скоростей звезд над скоростью вращения. Казалось бы, в таком случае галактик без баров вообще не должно было бы существовать, поскольку в дисках галактик дисперсия скоростей меньше скорости вращения. Отсюда следует, что в галактиках барообразующая неустойчивость стабилизируется не высокой дисперсией скоростей, а иным путем. Устойчивость осесимметричного диска может быть обеспечена присутствием массивного сферического компонента (балдж + темное гало). Его учет увеличивает $|W|$ системы, и она оказывается устойчивой к бар-моде даже при преобладании вращательного движения звезд.

В общем случае, два стабилизирующих фактора — поле сферического компонента и высокая дисперсия скоростей — действуют одновременно. Это означает, что чем больше относительная масса диска, тем больше он должен быть динамически «нагрет», чтобы сохранить осевую симметрию.

Хотя бары — долгоживущие образования, они медленно эволюционируют, гравитационно взаимодействуя с диском, балджем и темным гало галактики. Будучи неосесимметричными вращающимися образованиями, они вносят возмущения гравитационного поля, действующие на любой элемент диска или гало, имеющие периодический характер, что приводит к обмену и радиальному перемещению вещества. Со временем бары должны становиться более «размытыми» и разрушаться, увеличивая дисперсию скоростей звезд диска. При некоторых условиях бары могут возродиться снова, например, если существует приток газа, увеличивающий массу динамически холодного газозвездного диска, или если диск начинает испытывать действие асимметричной внешней силы со стороны близко подошедшей соседней галактики, которая перестраивает и упорядочивает вытянутые орбиты звезд и газовых облаков.

б) Неустойчивость вытянутых орбит. Эта неустойчивость впервые была рассмотрена независимо Д. Линден-Беллом и В. Л. Поляченко. Суть ее заключается в том, что звезды, движущиеся вокруг ядра галактики на близких вытянутых орbitах, воздействуют друг

на друга таким образом, что орбиты, прецессируя навстречу друг другу, сближаются. Происходит как бы гравитационное «слипание» вытянутых орбит, и в итоге образуется вытянутая структура — бар. Если эксцентриситет орбит мал, то «захвата» орбит не происходит. По-видимому, этот механизм образования бара эффективен во внутренней области диска, где звезды обладают значительной радиальной дисперсией скоростей.

В отличие от первой неустойчивости, гравитация диска как целиком здесь не принимает участие в образовании бара. Угловая скорость вращения бара, связанного с неустойчивостью вытянутых орбит, должна быть значительно меньше угловой скорости вращения звезд диска и определяться той скоростью, с которой эти орбиты прецессируют. Такие бары называют «медленными». Вопрос о частоте их возникновения пока остается открытым. Как показывают пока еще немногочисленные измерения угловой скорости баров, полученные по анализу полей скоростей в дисках галактик, большие бары галактик все же являются «быстрыми».

11.4.11. Принципы оценки масс Е-галактик

Особенность Е-галактик в том, что в них нет динамически холодных газовых или звездных компонентов (за исключением нередко встречающихся небольших околовядерных вращающихся дисков). Хотя вращение совокупности звезд, составляющих галактику, имеет место, скорости вращения за редким исключением значительно меньше круговых, поэтому даже для грубой оценки массы требуется знать дисперсию скоростей звезд на данном расстоянии от центра, как и общий характер радиального распределения плотности. Связь дисперсии скоростей с плотностью и массой внутри данного радиуса для невращающейся галактики рассматривалась ранее в разделе «Скорость вращения и круговая скорость». На практике оценка массы Е-галактик представляет достаточно сложную задачу, поскольку их далеко не всегда можно считать сферически симметричными, а значит, дисперсия скоростей звезд различна по разным направлениям. К тому же, наблюдения дают лишь усредненные значения дисперсии в проекции на луч зрения. Поэтому для того, чтобы получить общую картину распределения массы внутри Е-галактики, требуется построение самосогласованной модели, которая воспроизводит наблюдаемые значения дисперсии скоростей и поверхностной яркости на различном расстоянии от центра. Для более точной

оценки приходится учитывать ненулевую скорость вращения, также меняющуюся вдоль радиуса. На больших расстояниях от центра Е-галактик информацию о кинематике звездного населения дают измерения лучевых скоростей эмиссионных объектов — планетарных туманностей, происхождение которых связано со сбросом оболочек старыми звездами. Они выглядят как «узелки» исчезающие малого углового размера, выдающие свое присутствие по излучению в узких спектральных линиях.

Оценки показали, что отношения массы к светимости M/L_B в B -диапазоне в центральных областях Е-галактик в большинстве случаев составляют 5–10 солнечных единиц. Это в несколько раз выше, чем для спиральных или неправильных галактик с активным звездообразованием, но вполне совместимо с моделями проэволюционировавшего звездного населения Е-галактик. Роль темной массы здесь невелика, хотя и ощутима — обычно на ее долю приходится 20–50% от суммарной массы звезд в пределах эффективного радиуса галактики, содержащего половину ее полной светимости (Tortola et al., 2009). Однако на периферии галактик локальные значения M/L_B растут, и уже не согласуются с ожидаемыми для звездного состава, что говорит о сильном влиянии темного вещества, вклад которого в общую массу, как и в случае дисковых галактик, возрастает с удалением от центра галактики. Нагляднее всего присутствие темной массы проявляется в существовании горячих газовых корон с температурой порядка миллиона градусов, наблюдаемых по рентгеновскому излучению в Е-галактиках большой массы. Газ должен удерживаться в галактике ее гравитационным полем, поэтому по распределению температуры и плотности газа можно «прозондировать» гравитационное поле галактики. При отсутствии темной массы галактики быстро потеряли бы свои горячие короны. Моделирование газовых корон на основе данных рентгеновского излучения горячего газа показало, что масса гигантских Е-галактик достигает, а в некоторых случаях превышает $10^{12} M_\odot$, что может на порядок и более превосходить суммарную массу звезд и газа. У карликовых Е-галактик масса значительно скромнее, но и там преобладает несветящееся вещество. Интегральные значения M/L_B галактик оказываются порядка сотни солнечных единиц. Это означает, что в Е-галактиках доля массы, приходящаяся на темное вещество, еще выше, чем в S-галактиках, где массы темного вещества и звезд в пределах оптических границ, как правило, сопоставимы.

11.5. Физическая природа спиральной структуры

11.5.1. Спиральные ветви: наблюдаемые свойства

Большинство наблюдаемых галактик относятся к числу спиральных. Однако правильный, четкий и симметричный спиральный узор встречается довольно редко, и там, где он есть, число основных рукавов почти всегда равно двум. Такую структуру называют упорядоченной (по-английски *Grand Design*). Чаще всего спиральная структура несимметрична или состоит из отдельных коротких дуг, так что четкого узора не наблюдается, особенно на периферии галактик, где спирали обычно ветвятся и разбиваются на отдельные светлые участки, слабо связанные между собой. В этом случае структуру называют неупорядоченной, или *флоккулентной*. В одной и той же галактике практически всегда есть элементы и упорядоченной (*Grand Design*), и флоккулентной структуры, и даже в галактиках с четко выраженной двухрукавной структурой присутствуют элементы, которые не вписываются в общий симметричный узор.

Спиральный узор никогда не охватывает всего диска. На большом расстоянии от центра четкий спиральный узор исчезает, хотя диск продолжается дальше, и его можно проследить как фотометрически, так и по линии излучения НI 21 см. В центральной области галактики и/или на периферии диска спирали нередко вырождаются в кольцо, что объясняется резонансными эффектами, возникающими при орбитальном движении звезд. Спиральный узор обычно начинается не от самого центра галактики, а формируется на некотором расстоянии от него, причем в галактиках с баром (перемычкой) ветви, как правило, (но не всегда!) отходят от концов бара или от окружающего его звездного кольца.

Вид спиралей и их контрастность сильно меняются в зависимости от того, в каком диапазоне спектра наблюдается галактика. Наиболее яркими и контрастными ветви предстают в коротковолновой (ультрафиолетовой, голубой) области спектра, что связано с концентрацией в них голубых сверхгигантов. В красных и ближних инфракрасных лучах контрастность спиралей падает, поэтому они выглядят более гладкими, упорядоченными, и, если спирали, составляющие упорядоченный узор, слабые, часто именно в ИК области их бывает легче выделить на фоне «зашумленного» диска. В этом диапазоне излучение обусловлено в основном старыми звездами, создающими более однородное распределение яркости, а свет голубых

звезд сильно ослаблен. Заметим, что области активного звездообразования в спиральных ветвях хорошо видны и в ближнем ИК диапазоне благодаря красным сверхгигантам. Наконец, в далеком ИК диапазоне (20–100 мкм) ветви вновь выглядят яркими на фоне диска, поскольку излучение приходит от межзвездной пыли, нагреваемой звездами, которая, как и вся межзвездная среда, имеет наиболее высокую плотность в спиральных ветвях. Но особенно яркими и клочковатыми, богатыми мелкими деталями, спирали выглядят в эмиссионных линиях, излучаемых газовыми туманностями, и в инфракрасных линиях излучения молекул, находящихся в холодных облаках газа (в линиях полиароматических углеводородных соединений, самые сильные из которых приходятся на диапазон 6–20 мкм). В радиодиапазоне спиральные ветви хорошо заметны в линиях нейтрального водорода и простых молекул.

В оптическом диапазоне спектра ветви в спиральных галактиках выделяются более высокой яркостью, главным образом, благодаря концентрации в них молодых звездных комплексов и областей НII. В галактиках Sc и Sd спирали обычно выглядят просто как цепочки из наиболее ярких областей звездообразования. Помимо плотности молодых объектов, в спиральных ветвях значительно выше поверхностная плотность газопылевой среды (особенно молекулярного газа), а также плотность энергии магнитного поля и релятивистских частиц (об этом говорит усиление яркости синхротронного радиоизлучения). В Sb–Sd галактиках спиральные ветви прослеживаются по отдельным гигантским газовым комплексам, получившим название «сверхоблаков», и областям звездообразования.

Долгое время не было ответа на вопрос о том, как вращается спиральный узор галактик — внешними концами вперед (лидирующие спирали) или назад (отстающие спирали). Это не всегда просто определить, поскольку даже если измерена скорость вращения галактического диска, не очевидно, в какую сторону он вращается — по часовой стрелке или против, ~~поскольку~~ для этого надо знать, какая половина галактики ближе, а какая — дальше от нас⁵. Как показали исследования, за редкими исключениями, встречающимися у

⁵При достаточно большом угле наклона диска ближнюю сторону галактики от дальней можно отличить по асимметрии в распределении пылевых полос или общего ослабления яркости, обусловленного пылью в диске галактики. Но это не всегда удается сделать.

взаимодействующих галактик, спиральный узор является «отстающим», то есть спирали вращаются «концами назад».

Яркие и протяженные спирали встречаются лишь у галактик, в которых высокое содержание межзвездного газа сочетается с быстрым вращением диска. Эти два условия должны выполняться одновременно. В галактиках с медленным вращением (менее 100–150 км/с) спиральный узор наблюдается редко и не отличается четкостью. При малом количестве газа (диски S0-галактик) даже при быстром вращении диска спирали либо имеют низкий контраст, либо вообще отсутствуют. Все это говорит о том, что решающую роль в формировании спиралей играют «холодные» компоненты диска (газ, молодые звезды), дисперсия скоростей которых мала по сравнению с круговой скоростью.

Спиральный узор может проявлять себя не только по излучению или поглощению света, но и по полю скоростей газа или звезд. Наблюдения показывают, что скорости газа в спиралах заметно отличаются от круговых (на 10–30 км/с). Аналогичные, но меньшие по амплитуде движения, могут присутствовать и в старом звездном диске. Эти отличия от круговых скоростей, как правило, имеют регулярный характер, свидетельствующий об упорядоченных колебательных движениях газа (и звезд), накладывающихся на общее вращение диска. По сути, именно благодаря таким движениям и возникает волновая спиральная структура, а на обычных фотографиях галактик спирали проявляются как результат уже вторичного эффекта: усиленного звездообразования в более плотном газе.

11.5.2. Два типа спиральных ветвей

Тот факт, что спиральная структура наблюдается у большей части дисковых галактик, говорит о ее долговечности. В этом заключается основной парадокс: поскольку диски галактик вращаются дифференциально, а не как твердое тело, вращение неизбежно должно закручивать любой узор на диске и приводить к его исчезновению за 1–2 оборота. Однако этого не происходит. Возможны два варианта объяснения: либо спирали непрерывно исчезают и возобновляются, причем исчезают раньше, чем успели очень сильно «закрутиться», либо же спиральный узор вращается твердо, несмотря на дифференциальное вращение диска, так что угловые скорости узора и диска совпадают только на определенном расстоянии от центра. В первом случае говорят о «материальных» ветвях, во вто-

ром — о волновом спиральном узоре. Эти случаи не являются взаимно исключающими. Практически в любой спиральной галактике можно найти и многочисленные слабо упорядоченные короткие дуги «материальных» ветвей, и присутствие крупномасштабной волновой структуры в форме длинных спиралей или колец, хотя их относительная роль в разных галактиках различна.

«Материальные» спиральные ветви, по определению, «сцеплены» с вращающимся диском. Поскольку в спиральных ветвях концентрируется газ и молодые звезды, появление и исчезновение спиралей может быть связано со вспышками звездообразования в локальных областях диска, которые продолжаются доли периода оброта (менее 10^8 лет). Этот промежуток времени достаточен для того, чтобы успели проэволюционировать и погаснуть массивные звезды. За время их существования яркая область, содержащая молодые звезды, вытягивается дифференциальным вращением диска в короткую дугу. Непрерывно возникающие локальные вспышки звездообразования создадут множественность таких дуг. Их положение на диске будет не вполне случайным, они будут тяготеть друг к другу, поскольку звезды, появившиеся в одном месте, в состоянии стимулировать звездообразование в соседних областях (через расширяющиеся области НП, звездный ветер и вспышки сверхновых). В итоге, моментальная картина распределения ярких молодых звезд будет иметь вид флоккулентного спирального узора.

Такой механизм образования ветвей не должен, однако, сильно «задевать» распределение старых звезд, поскольку масса газа и молодых звезд, как правило, невелика, а их распределение в диске носит достаточно случайный характер. Поэтому флоккулентные ветви практически не возмущают гравитационное поле диска. Они почти исчезают при наблюдении в ближнем ИК диапазоне, где вклад молодых звезд в излучение мал. Но при этом в ИК свете даже в флоккулентных галактиках часто вырисовывается слабоконтрастная картина упорядоченных спиралей в старом звездном диске. Таким образом, газовая флоккулентная структура, отражающая распределение областей звездообразования, может не только существовать с регулярным спиральным звездным узором, но и определять внешний вид галактики.

Особый тип «материальных» спиралей — это длинные спиралевидные хвосты взаимодействующих галактик, возникающие при благоприятных условиях, когда гравитационное поле в диске одной

галактики возмущается полем соседней галактики, движущейся под небольшим углом к плоскости диска. Такие хвосты называются приливными, и они состоят из покидающих родительскую галактику звезд и газа. Долговечность этих образований связана с низкой скоростью движения вещества относительно галактики.

Другой тип спирального узора — волновые спирали, представляющие собой результат механических колебаний, распространяющихся в звездной и газовой подсистемах диска. Механизмы возбуждения этих колебаний могут быть различными, они связаны либо с гравитационной неустойчивостью звездного диска, либо с гидродинамической неустойчивостью газового слоя (в общем случае, могут «работать» оба процесса). Но в большинстве спиральных галактик решающая роль, по-видимому, принадлежит гравитационному механизму. Рассмотрим его подробнее.

Представление о существовании волн плотности в звездном диске было впервые развито в работах Б. Линдблада в 1960-е годы, а затем — рядом теоретиков — на языке гидродинамики и динамики бесстолкновительного гравитирующего звездного газа. Была показана возможность существования самоподдерживающихся спиральных волн плотности, имеющих постоянную угловую скорость Ω_p в диске, который вращается с угловой скоростью, меняющейся с радиусом. Распространение волны обусловлено самосогласованной замкнутой цепочкой процессов. В системе отсчета, вращающейся вместе со спиральным узором, это выглядит следующим образом: небольшой избыток плотности звездного диска в спирали (недостаток плотности между спиральными) создает возмущение гравитационного поля, которое возмущает поле скоростей звезд и, как следствие, меняет траектории звезд диска. В результате траектории звезд «сближаются» в области спирали, поддерживая тем самым исходный избыток плотности и связанное с ним возмущение потенциала на том же уровне. Спирали перемещаются по диску, но сам спиральный узор не размывается. Поскольку спиральный узор вращается относительно звездного диска, в каждый момент времени его будут образовывать и поддерживать разные звезды, так что можно говорить о волне сжатия, распространяющейся в диске. Дисперсия скоростей звезд невозмущенного диска при этом не должна быть значительно выше критической для гравитационной устойчивости (см. раздел 11.4.8), иначе случайные скорости звезд «замоют» всю картину. В случае большой дисперсии скоростей звезд также возможно существование волн

новых спиралей, только их распространение будет обусловлено уже гравитацией газа, а не звезд, поскольку газ в плоскости диска всегда представляет собой динамически более холодный компонент (характерное значение дисперсии скоростей газа в диске галактики — около 10 км/с).

Если спирали имеют волновую природу, то и плотность диска, и гравитационный потенциал, и скорости движения звезд испытывают волновые колебания, при которых линии, соединяющие точки, колеблющиеся в одной фазе, образуют спиральный узор, врачающийся с определенной угловой скоростью. Но доказать существование колебаний скоростей газа, согласованные по длинам волн и фазе с колебаниями плотности, оказалось нелегкой задачей, осложняющейся тем, что измерениям доступна только одна компонента скорости — вдоль луча зрения. Тем не менее, именно такие колебания удалось обнаружить по измерению полей скоростей газа в галактиках с хорошо развитой спиральной структурой, окончательно доказав тем самым их волновую природу (см., например, обзор А. М. Фридмана и О. В. Хоружева, «Природа», 1999).

Механические колебания возможны лишь при существовании положения устойчивого равновесия системы, что требует наличия сил упругости, противодействующих отклонению от равновесия. В бесстолкновительных звездных дисках распространение колебаний оказалось возможными только потому, что эти диски врачаются, и роль упругих сил играет сила Кориолиса. Простое аналитическое решение, описывающее распространение волн, получено только для туго закрученных ветвей, мало отличающихся по форме от окружности, и только для линейных колебаний тонкого диска, когда амплитуды изменения плотности, скорости вращения и потенциала значительно меньше их невозмущенных значений. Более сложные случаи, в том числе нелинейные колебания, распространяющиеся в дисках, обычно исследуются с использованием численных моделей. С их помощью, задав конкретные условия, можно проследить рост и эволюцию волн плотности, а также реакцию различных подсистем галактики на присутствие спиральных ветвей или бара.

Рассмотрим случай распространения линейных радиальных колебаний во вращающемся массивном диске. Механические колебания принято описывать дисперсионным уравнением, связывающим частоты колебаний ω с длиной волны и с параметрами, характеризующими свойства среды. Область положительных значений ω^2 соот-

ветствует гармоническим колебаниям, отрицательных — неустойчивому состоянию. Например, для звуковой волны в однородной среде дисперсионное уравнение имеет тривиальный вид: $\omega^2 = k^2 C_s^2$, где C_s — скорость звука, причем всегда $\omega^2 > 0$. Дисперсионное уравнение, описывающее линейные колебания частиц в тонком диске для чисто радиальных колебаний или туго закрученных спиралей, выглядит следующим образом:

$$\omega^2 = \kappa^2 + C_s^2 k^2 - 2\pi G \sigma_g |k|. \quad (11.26)$$

Здесь C_s — скорость звука (в случае газа) или радиальная дисперсия скоростей (в случае звезд), σ_g — поверхностная плотность газа, а $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число. Частота колебаний ω частицы, периодически пересекающей спиральную волну, зависит от модуля разности угловых скоростей диска Ω и спирального узора Ω_p :

$$\omega = m |\Omega_p - \Omega(R)| \quad (11.27)$$

(m — число спиральных рукавов в диске). Первый член в правой части дисперсионного уравнения описывает «упругость» среды, обусловленную вращением, второй — учитывает влияние дисперсии скоростей (облаков газа, звезд) на частоту колебаний, наконец, третий, отрицательный член учитывает действие гравитационной силы, стремящейся сдержать расширение среды, испытавшей сжатие, и тем самым замедлить колебательный процесс.

Распространение колебаний возможно только при действительных значениях частоты, т. е. в гравитационно устойчивом диске. Понадобится условие выполнения при $C_s \geq C_{cr} = \pi G \sigma_g / \kappa$. Ему соответствует $\omega^2 \geq 0$ для всех значений k . Это выражение для критического значения дисперсии практически совпадает с тем, которое встречалось в предыдущем разделе, когда речь шла о гравитационной устойчивости бесстолкновительного звездного диска (критерий Тoomре).

Хотя приведенное дисперсионное уравнение получено для газа, а для звезд оно имеет более сложный вид и не столь наглядно, зависимость частоты от волнового числа для колебаний звездного и газового дисков почти одинакова за исключением коротковолновых колебаний (области больших $|k|$). В этом случае гравитационный член в приведенном выше дисперсионном уравнении слабо влияет на частоту колебаний, и для звезд частота оказывается ниже, чем для газа. Поэтому в области коротких длин волн, когда расстояния между спиральными малы, звездный и газовый спиральный узоры могут

не совпадать. При $\Omega = \Omega_p$ частицы диска движутся вместе с волной ($\omega^2 = 0$). Радиус $R = R_c$, на котором этот резонанс имеет место, называется радиусом коротации.

Возмущенные радиальные и азимутальные скорости нагляднее всего проявляются вблизи коротации в системе координат, врачающейся с угловой скоростью спирального узора. Как было предсказано теоретически (А. М. Фридман), сложение возмущенных радиальных и азимутальных скоростей должно привести к антициклоническим замкнутым траекториям звезд и газа в области коротации, что было подтверждено измерениями скоростей газа в галактиках.

Два других резонанса соответствуют случаю $(\Omega_p - \Omega) = \pm\varkappa/m$. Первый случай $(\Omega_p - \Omega(R) < 0)$ принято называть внутренним (ILR), а второй $(\Omega_p - \Omega(R) > 0)$ – внешним (OLR) линдбладовским резонансом. Вблизи резонансов волна быстро становится нелинейной, и используемые здесь приближения не работают. В областях резонансов ILR и OLR происходит затухание волн плотности в звездном диске.

Поскольку межзвездный газ и спиральный узор в галактике, за исключением зоны коротации, имеют разную угловую скорость, газ проходит сквозь спиральные ветви с частотой ω (11.27), при этом диффузный газ и компактные облака реагируют на волну плотности по-разному (Пикельнер, 1970). Диффузный газ, как диссипативная среда, при входе в ветвь образует систему ударных волн, которая визуально проявляет себя как темная кромка вдоль спиральных рукавов, образуемая оптически непрозрачными облаками. Угловой момент газа (в пределах радиуса коротации) при каждом прохождении через спираль частично передается звездному диску, в результате чего газ медленно, за миллиарды лет, смещается в сторону центра галактики. Компактные облака, однако, ведут себя подобно звездам и беспрепятственно проходят через ветви, испытывая лишь возросшее внешнее давление, которое, впрочем, может стимулировать их сжатие с последующим рождением звезд.

Волны плотности могут возбуждаться в результате действия самых различных процессов, приводящих к возмущению гравитационного поля. Пока остается нерешенным вопрос, какой механизм ответственен за возбуждение спиральных волн в тех или иных галактиках, и почему эти волны не затухли за миллиарды лет существования галактик. Численное моделирование распространения спиральных волн подтверждает, что даже при $C_s \approx C_{cr}$ (11.17) спирали ис-

чезают через несколько оборотов (в масштабах галактик — менее чем через миллиард лет), а энергия их колебаний переходит в кинетическую энергию хаотических движений звезд диска.

Исследования позволили «нащупать» те возможные причины, которые способны продлить (но не до бесконечности) жизнь волновых спиралей. К ним относятся:

— поддержка колебаний диска вращающимся баром. Будучи неосесимметричным образованием, бар при вращении непрерывно возмущает гравитационное поле в прилегающих областях диска, и волна возмущений распространяется наружу, вовлекая в колебательный процесс наиболее холодные динамические подсистемы;

— сложный характер распространения волн, при котором они испытывают отражение от некоторой зоны диска (вблизи коротации), меняя направление движения на противоположное, проходят через центр и вновь движутся наружу. Этот цикл может сопровождаться «подкачкой» энергии колебаний (за счет энергии вращения диска);

— развитие гидродинамических (не гравитационных) неустойчивостей в газовом диске (А. М. Фридман). В этом случае «первичными» должны быть волны в газе, но при наличии достаточно массивного газового диска эти волны, создавая возмущение гравитационного потенциала, в свою очередь могут инициировать колебания плотности и взвездном диске;

— возбуждение волн, связанное с отклонением гравитационного поля, действующего на диск, от осевой симметрии (например, вследствие гравитационного возмущения со стороны соседних галактик или в результате трехосности темного гало).

Во всех перечисленных случаях решающую роль в долговечности спиралей играют холодные компоненты — газ, легко теряющий энергию, поскольку представляет диссипативную среду, и молодые звезды, которые рождаются из него. Однако запасы газа не вечны, и через миллиарды лет спиральные галактики станут редким украшением природы.

11.6. Межзвездный газ в галактиках

Поскольку свойства нашей Галактики типичны для гигантских спиралей, все то, что говорилось о межзвездной галактической среде (см. главу 4), может быть применимо и к другим дисковым галактикам. Не менее 97% по массе межзвездной среды приходится на

водород (70–75%) и гелий (25–28%). Поэтому свойства межзвездного газа обычно характеризуют тем, в каком состоянии находится водород: нейтральный газ (H), молекулярный газ (H_2), ионизированный газ H^+ с температурой около 10 тысяч К (его часто называют «теплым»), и горячий газ, температура которого выше на порядок и более (в этом случае многократно или полностью ионизованы даже атомы тяжелых элементов). Если горячий газ находится как в отдельных областях диска, так и за его пределами, то газ в остальных состояниях концентрируется вблизи плоскости диска.

Полное количество газа в диске галактики зависит от многих факторов, важнейшие из которых — звездообразование, сброс газа проэволюционировавшими звездами и аккреция на галактику извне. Состояние газа определяется в первую очередь источниками энергии, передаваемой газу. Этими источниками могут быть молодые звезды, ионизующие газ, сверхновые звезды и другие звезды, сбрасывающие газ в процессе эволюции, а в некоторых случаях — излучение ядра галактики, если оно находится в стадии высокой активности. Не менее важную роль играет плотность газа, поскольку от нее (и в меньшей степени — от содержания тяжелых элементов в газе) зависит способность газа охлаждаться, теряя энергию на излучение. Существенно также содержание межзвездной пыли, которая сильнее всего поглощает ультрафиолетовое излучение. Из-за пыли среда становится непрозрачной на отрезке длиной $l \approx (n_{dust}\sigma_{eff})^{-1}$, где σ_{eff} — эффективная площадь сечения пылинок. При сжатии любого объема среды с возрастанием концентрации пылинок n_{dust} длина свободного пробега l быстро уменьшается. Поэтому пыль экранирует внутренние области плотных облаков от нагревающей ионизации, что обеспечивает низкую температуру газа внутри них.

Основная масса газа в дисковых галактиках приходится на атомарный и молекулярный газ. Помимо вращения вокруг центра галактики и систематических движений, связанных с волнами плотности или ударными волнами, газ обладает неупорядоченными турбулентными скоростями, которые непрерывно порождают области локального уплотнения и разрежения газа, вследствие чего газовая среда неоднородна на всех масштабах. Росту неоднородности способствует и тепловая неустойчивость среды, благодаря которой газ образует облака, где плотность во много раз выше, а температура, соответственно, ниже, чем в межоблачной среде (см. главу 4.5). Наиболее плотные области газа являются одновременно и наиболее холод-

ными ($T < 10$ К). Это — ядра гравитационно связанных облаков, состоящих в основном из молекулярного водорода (и атомарного гелия) с примесью молекулярных соединений, та среда, в которой могут рождаться звезды. Грубый критерий «связанности» облаков — неравенство внешнего и внутреннего давления газа: если оценки показывают, что внутреннее давление $n_{in}kT_{in}$ значительно превосходит внешнее $n_{out}kT_{out}$, то это означает, что собственная гравитация облака достаточна, для того чтобы препятствовать его расширению.

Рассмотрим подробнее свойства газа в различных состояниях.

11.6.1. Холодный газ: нейтральный и молекулярный водород

Масса НI в галактиках достаточно уверенно оценивается по интенсивности линии $1421/(1+z)$ МГц = $21(1+z)$ см, где z — красное смещение галактики. Эта линия имеет конечную спектральную ширину, обусловленную внутренними движениями газа. Если регистрируемая в линии НI плотность потока от галактики или какой-либо ее части равна $F_\nu(\nu)$, то соответствующая масса НI составит

$$M_{HI} \approx 2 \cdot 10^5 M_\odot D^2 \int_\nu F_\nu(\nu) d\nu,$$

где D — расстояние в мегапарсеках, а $F_\nu(\nu)$ выражено в Янских⁶.

Оценка массы молекулярного газа представляет более сложную проблему. В таких галактиках, как наша, основное количество молекулярного газа заключено в массивных молекулярных облаках. Но самая распространенная молекула — Н₂ — не имеет линий, которые могли бы возбуждаться в холодном газе, поэтому исходными данными для определения массы газа, как правило, являются оценки интенсивности излучения других молекул, и прежде всего молекул СО, имеющих линии на длинах волн 1.3 мм и 2.6 мм (без учета лучевой скорости галактики, меняющей длину волны из-за эффекта Доплера). Чтобы оценить коэффициент перехода от интенсивности I_{CO} к полному числу молекул на луче зрения (он называется *фактором конверсии*), необходимо иметь независимые методы оценки массы молекулярного газа. Разработано несколько способов такой оценки, наиболее надежный из которых (но применимый только для нашей и ближайших галактик) — это оценка массы молекулярных облаков с использованием теоремы вириала, по измерениям разме-

⁶ 1 Янский = 10^{-26} [Вт/(м²·Гц)].

ра облаков R_{cl} и полуширины спектральных линий ΔV , характеризующей дисперсию скоростей газа в облаках: $M_{cl} \approx A(\Delta V)^2 R_{cl}/G$, где коэффициент $A \simeq 1$ учитывает характер радиального распределения газа. Полное число молекул вдоль луча зрения $N_{mol} = X \cdot I_{CO}$, где фактор конверсии X для молекулярных облаков в нашей и соседних галактиках примерно равен $2 \cdot 10^{20}$ (мол./ см^2), а наблюдаемая интенсивность I_{CO} линии 1.3 мм выражена в единицах [К·км/с]. Проинтегрировав N_{mol} по площади видимой поверхности галактики, можно получить полную массу молекулярного газа в ней.

Однако вопрос о том, насколько универсально найденное значение фактора конверсии, остается открытым. Очевидно, что оно должен зависеть от металличности газа, т. е. от содержания тяжелых элементов (C, O) по отношению к водороду. В среднем, металличность газа падает с уменьшением массы галактики и с удалением от ее центра. Поэтому одна и та же интенсивность линий CO соответствует более высокой плотности молекулярного газа в галактиках-карликах, чем в «нормальных» галактиках, а для центральных областей галактик высокой светимости ситуация скорее обратная.

При изменении плотности газа или прозрачности среды атомарный и молекулярный газ могут легко и быстро переходить из одной фазы в другую. Отношение H_2/HI устанавливается при равновесии процессов объединения атомов в молекулы и разрушения молекул коротковолновым (ультрафиолетовым) излучением в области $\sim 1000 \text{ \AA}$. Поэтому массивные звезды, рождающиеся в молекулярных облаках, быстро разрушают молекулы, и газ сохраняется молекулярным только там, куда не проникает ультрафиолетовое излучение. Большую роль в «молекуляризации» газа играет межзвездная пыль, хорошо перемешанная с газом, поскольку она эффективно поглощает излучение, разрушающее молекулы. Столь же важную роль играет самоэкранировка молекулярных облаков, когда внешние области облаков (или соседние облака) создают своего рода защитную оболочку, задерживая ультрафиолетовое излучение. Как показали наблюдения ультрафиолетовых полос поглощения H_2 , проведенные космическими обсерваториями «Коперник» и FUSE, газ находится преимущественно в молекулярном состоянии в тех областях, которые защищены слоем, содержащим не менее $\approx 5 \cdot 10^{20}$ атомов в столбце с площадью 1 см^2 , что эквивалентно $\sim 5 M_\odot/\text{пк}^2$. И лишь при отсутствии горячих звезд в ближайшей окрестности молекулярный газ может существовать и без защитной оболочки.

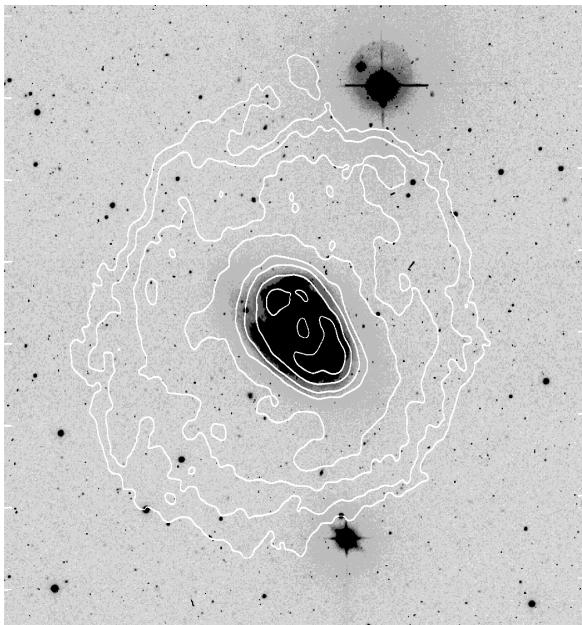


Рис. 11.10. Протяженный диск HI в спиральной галактике $NGC\;157$. Линии равной интенсивности излучения газа наложены на оптическое изображение галактики.

Заметим, что пыль не только экранирует газовые облака, но и является хорошим катализатором процесса «молекуляризации». Действительно, чтобы два атома нейтрального водорода, встретившись, образовали молекулу, необходим «отвод» избыточной энергии — в противном случае столкновение атомов будет упругим, и атомы не «сцепятся» в молекулу. Зато этот процесс эффективно происходит на поверхности пылинок, атомы которой принимают на себя избыточный импульс.

Типичные значения массы молекулярного газа составляют несколько миллиардов M_{\odot} для S-галактик и не превышают $\approx 10^7 M_{\odot}$ для E-галактик. В Irr-галактиках отношение M_{H_2}/M_{HI} ниже, чем в S, по-видимому, из-за более низкого содержания тяжелых элементов и интенсивного звездообразования, поскольку молодые массивные звезды — это мощные источники ультрафиолетового излучения, разбивающего молекулы на отдельные атомы. В нашей Галактике полная масса HI и H_2 сопоставимы. Наблюдения показа-

ли, что в спиральных галактиках масса молекулярного газа, как правило, в несколько раз меньше, чем атомарного, хотя редко встречаются и такие галактики, где большая часть газа «молекуляризована». Поскольку молекулы образуются в областях с наиболее высокой концентрацией атомов, отношение M_{H_2}/M_{HI} тем выше, чем выше давление газа. Это отношение значительно выше в спиральных ветвях галактик, где газ сжимается, проходя через волну плотности, и за короткое время может превратиться из атомарного в молекулярный. Гигантские молекулярные облака действительно наблюдаются в основном в спиральных ветвях. Но практически полная «молекуляризация» имеет место только в центральных, окoloядерных газовых дисках с высокой поверхностной плотностью газа, где молекулярный газ находится не только в массивных облаках, но и в межоблачной среде. Характерный размер окoloядерных молекулярных дисков — около 1 кпк. Поверхностная плотность газа в них — от нескольких сотен до нескольких тысяч $M_\odot/\text{пк}^2$ (для примера, в окрестностях Солнца суммарная плотность атомарного и молекулярного газа всего $10\text{--}12 M_\odot/\text{пк}^2$). Такой окoloядерный диск существует и в нашей Галактике.

Рассмотрим подробнее, как распределен атомарный и молекулярный газ в дисках галактик.

A. Распределение газа в плоскости диска.

Пример нашей Галактики показывает, что атомарный газ образует как облака, так и межоблачную среду, а основная часть молекулярного газа сконцентрирована в гигантских молекулярных облаках с массой $10^5 \div 10^6 M_\odot$. Ниже мы будем рассматривать лишь усредненные значения плотности газа.

Поверхностная плотность НI возрастает с приближением к центру медленнее, чем плотность звезд. Пик плотности НI (около $10 M_\odot/\text{пк}^2$) достигается либо в центре галактики, либо в пределах нескольких килопарсек от него. При более высокой поверхностной плотности атомарного газа межзвездная среда становится непрозрачной для ультрафиолетового излучения звезд на расстоянии, меньшем толщины газового диска, а давление — достаточное для перехода газа из атомарного в молекулярное состояние. Поэтому, если полная плотность газа существенно превышает этот порог, избыточная часть газа переходит в молекулярную стадию.

Хотя НI часто прослеживается до расстояния, превышающего оптический радиус $D_{25}/2$, за его пределами плотность газа быстро

падает. Однако известно немало примеров (особенно среди карликовых галактик), когда вся галактика «погружена» в протяженный диск или облако НI, в 3–5 раз превосходящее ее по размеру. Среди ближайших галактик разреженный атомарный газ окружает систему M 81+M 82, галактики M 83, NGC 6946, NGC 628.

Молекулярный газ сильнее, чем атомарный концентрируется к центру галактики (его поверхностная плотность спадает с радиусом примерно так же, как яркость звездного диска), поэтому на периферии галактических дисков молекулярный газ практически отсутствует. Расстояние от центра, в пределах которого газ находится преимущественно в молекулярном состоянии, определяется в первую очередь его давлением, которое оказывается не ниже некоторого порогового значения (порядка $P/k \approx 10^4 \text{ K}\cdot\text{см}^{-3}$).

До сих пор речь шла об усредненной плотности газа на данном расстоянии от центра. Но даже на одном радиусе распределение газа неоднородно. Прежде всего, как НI, так и более плотный молекулярный газ, концентрируются в спиральных ветвях. В малых масштабах (≤ 1 кпк) распределение НI и Н₂ неоднородно, и часто эти два состояния газа антикоррелируют по пространственному расположению, поскольку при образовании молекулярного газа в локальной области содержание НI в ней, естественно, уменьшается, а при разрушении молекул газ становится атомарным. В газовых дисках галактик с активным звездообразованием наблюдаются также многочисленные «дыры» в распределении НI размером в десятки и сотни парsec (полости, где атомарный газ отсутствует). Они заполнены горячим газом, что в большинстве случаев связано со звездным ветром от массивных звезд и взрывами сверхновых, приводящих к нагреву, ионизации и расширению окружающей среды.

Б. *Распределение газа вдоль z-оси, перпендикулярной плоскости диска.*

Атомарный и молекулярный газ образуют тонкие слои в плоскости основного звездного диска. Исключение составляют внешние области галактики, за пределами фотометрического диаметра D_{25} , где газовый диск уже нельзя считать тонким: из-за низкой плотности звездного диска потенциальная яма, образуемая его гравитационным полем, «мельчет», газовый слой становится толстым и часто искривляется (по-видимому, вследствие крупномасштабной изгибной неустойчивости, которая могла возбудить вертикальные колебания внешних областей диска еще миллиарды лет назад).

От толщины газового слоя зависит объемная плотность и давление газа. Рассмотрим, от каких параметров зависит сама толщина.

Запишем условие локального гидростатического равновесия для бесконечного газового диска с плотностью $\rho_g(z)$, находящегося внутри звездного диска с плотностью $\rho_*(z)$. Влиянием темного гало на толщину газового диска при этом пренебрежем (хотя оно может быть существенным на периферии диска).

$$\frac{dP_g}{dz} = -\rho_g \left(\frac{d\Phi_*}{dz} + \frac{d\Phi_g}{dz} \right), \quad (11.28)$$

где $d\Phi_*/dz$ и $d\Phi_g/dz$ — градиенты гравитационного потенциала (то есть ускорения вдоль z -координаты, обусловленные звездным и газовым дисками). Наиболее простое решение получается в том случае, когда собственным гравитационным полем газа можно пренебречь по сравнению с гравитационным полем звездного диска, а дисперсия скоростей (турбулентная скорость) газа много меньше дисперсии скоростей старых звезд. В этом случае можно считать, что слой газа находится внутри примерно однородного звездного диска с плотностью ρ_* .

Ускорение свободного падения вдоль z -координаты, обусловленное гравитацией звездного диска,

$$g_z = -\frac{d\Phi_*}{dz} = -4\pi G \rho_* z, \quad (11.29)$$

(прямое следствие из уравнения Пуассона для бесконечного диска).
Давление газа

$$P_g = \rho_g C_z^2, \quad (11.30)$$

где C_z — дисперсия z -компоненты скоростей газа. Для изотропного распределения случайных скоростей $C_z^2 = C_g^2/3$, где $C_g \simeq 10$ км/с — характерное значение дисперсии турбулентных скоростей.

При расчете толщины газового слоя следует также учитывать градиенты давлений магнитного поля ($P_B = B^2/8\pi$) и космических лучей вдоль оси z , поскольку оба эти компонента межзвездной среды связаны с газом и стремятся «расширить» газовый слой (в первом случае — вследствие «вмороженности» поля в газ, во втором — как результат столкновений атомов газа с космическими лучами). Их совокупное воздействие может увеличить давление межзвездной среды примерно в полтора–два раза.

Используя (11.28–11.30), уравнение равновесия можно записать в следующем виде:

$$\frac{d\rho_g}{\rho_g} = -\frac{4\pi G \rho_* z dz}{(1 + \alpha + \beta) C_z^2}, \quad (11.31)$$

где $\alpha \approx \beta \approx 0.25$ – 0.5 – коэффициенты, учитывающие вклад давления магнитного поля и космических лучей по сравнению с P_g . Решение уравнения (11.31) имеет вид:

$$\rho = \rho_0 \exp(-z^2/h^2), \quad (11.32)$$

где характерная полутолщина газового слоя

$$h = \frac{(1 + \alpha + \beta)^{1/2} C_z}{(2\pi G \rho_*)^{1/2}}. \quad (11.33)$$

Прямые измерения дисперсии скоростей газа (по профилям линий НI и молекулярным линиям) показали, что одномерная дисперсия (вдоль луча зрения) составляет ≈ 6 – 8 км/с и очень слабо зависит от радиуса R или от массы галактики (хотя вблизи ядра галактики она может быть существенно выше). Использование приведенных соотношений дает для окрестностей Солнца $h \approx 170$ – 200 пк.

Поскольку ρ_* падает с R , толщина газового диска должна расти с удалением от центра. Следовательно, объемная плотность ρ_g в плоскости диска падает с R быстрее, чем поверхностная плотность σ_H , и становится очень низкой на его периферии.

Слой молекулярного газа несколько тоньше, чем НI, но это связано скорее не с более низкой дисперсией скоростей, а с быстрым переходом молекулярного газа в атомарный при его удалении от плоскости диска.

11.6.2. Области НI в галактиках

Области ионизованного водорода выделяются по эмиссионному спектру и избыточной яркости в линиях водорода и других элементов. Наблюдения показывают, что области НI в галактиках можно разбить на три типа (таблица 11.4).

а) **Дискретные области НI в диске галактики.** Ярчайшие области НI заметны даже на фотографиях, полученных без фильтра – они расположены преимущественно в спиральных ветвях. В богатых газом Игг-галактиках одна или несколько областей НI обычно выделяются по своим размерам, доходящим до 1–2 кпк (для сравнения:

Таблица 11.4. Три типа областей НII в галактиках.

	Мера эмиссии	Источник возбуждения
а) Дискретные области НII в диске	$\sim 10^3$	ОВ-звезды
б) Диффузный фон	$\sim 10^2$	Звезды горизонтальной ветви и кванты Лайман-континуума, «просочившиеся» из областей звездообразования
в) Околоядерный диск + ядро	$10^3 - 10^4$	Два компонента: а) ОВ-звезды; б) ударные волны

туманность Ориона имеет диаметр ~ 5 пк). Ближайшая к нам сверхгигантская область НII — это область 30 Doradus в соседней галактике — Большом Магеллановом Облаке.

Наиболее надежные оценки массы ионизованного газа в областях НII в ближайших галактиках дают измерения теплового радиоизлучения, поскольку радиоволны на частотах больше 100 МГц практически не поглощаются межзвездной плазмой. Оказалось, что масса газа в самых больших областях НII достигает $\sim 10^6 M_\odot$. Для того, чтобы поддерживать такую массу в ионизованном состоянии, требуются, чтобы одновременно газ облучали сотни О-звезд.

б) **Диффузный фон НII**, особенно заметный в галактиках с большим количеством молодых звезд. Он может давать существенный вклад в интегральный эмиссионный спектр. Частично фон образован мелкими областями НII, не различимыми по отдельности, частично — слабым ионизующим излучением, «просачивающимся» из окрестностей горячих массивных звезд. Поскольку газовая среда неоднородна, несколько процентов ионизующего излучения остается непоглощенным. Это излучение ионизует газ на большом расстоянии от плоскости диска, либо совсем уходит из галактики.

в) **Околоядерные области**. В общем случае, эмиссионный спектр ядер галактик можно интерпретировать как сумму двух компонентов: рекомбинационного излучения, как в обычных областях НII, и излучения газа, атомы которого возбуждаются ударами (что говорит о наличии ударных волн или быстрых частиц, передающих энергию газу). Наиболее простым критерием преобладания той или иной компоненты является отношение интенсивностей близко расположенных

женных спектральных линий: [NII] $\lambda 6584/\text{H}_\alpha$, которое ≥ 0.7 для ударного возбуждения и < 0.7 для фотоионизационного.

Оба компонента могут быть пространственно разделены. Например, «ударный» спектр часто является следствием нетеплового излучения активного ядра, а фотоионизационный — связан с гигантскими областями звездообразования в центре галактики. Эти области, если они видны на изображениях галактики, называют «горячими пятнами».

Отдельного внимания заслуживает газ в активных ядрах галактик, спектры которых содержат очень широкие и яркие линии. Высокие скорости движения газовых масс (тысячи километров в секунду) приводят к доплеровскому расширению спектральных линий.

В спектрах галактик с низким содержанием газа (E и S0) ярких эмиссионных линий нет, хотя слабые линии в ядерных областях этих галактик часто присутствуют. Исключение составляют редко встречающиеся E-S0-галактики с нетипично большой массой HII ($\gtrsim 10^8 M_\odot$), в которых эмиссионные линии в центральной области достаточно ярки и свидетельствуют о существовании околяядерного газового диска с активным звездообразованием. Размеры таких дисков составляют несколько сотен парсек.

Для многих галактик удалось измерить вращение околяядерных дисков. Оказалось, что их плоскость не всегда совпадает с плоскостью симметрии галактики; имеются примеры, когда газ вращается в перпендикулярной плоскости или даже в противоположном направлении по сравнению со звездной составляющей галактики. Происхождение таких особенностей не ясно. Предполагается, что в подобных случаях газ попал в галактику со своим моментом импульса уже после ее формирования — либо в результате захвата и разрушения приливными силами спутника, богатого газом, либо при аккреции межгалактического газа.

11.6.3. Горячий газ и рентгеновское излучение галактик

Горячий газ излучает преимущественно в мягком рентгеновском диапазоне и наблюдается с помощью космических телескопов. В дисковых галактиках он концентрируется в области массивного балджа. В неправильных и карликовых галактиках горячего газа обычно слишком мало, чтобы его можно было обнаружить. Охлаждаясь, газ должен падать на диск или в центральную область галактики. Если газ заполняет галактику, то его температура соответ-

ствует вириальному соотношению между гравитационной и тепловой энергиами, когда средняя тепловая скорость атомов близка к круговой скорости, и, в зависимости от массы галактики, составляет 10^5 – 10^6 К. Но горячий газ присутствует и в локальных областях дисков. Его масса ничтожна мала по сравнению с массой более холодного газа, но он образует в дисках обширные полости с низкой плотностью размером до нескольких сотен парсек. Происхождение горячих полостей связано с активностью молодых звезд (звездный ветер и вспышки сверхновых), локально нагревающих газ. Эти полости расширяются со скоростями ~ 10 км/с, и в линии 21 см выглядят как «дыры» в распределении НI. Самые крупные «пузыри» могут успеть «подняться» над плоскостью галактики под действием архимедовой силы со стороны окружающего газа. Расширяясь, они «выпескивают» содержимое (горячий газ) в гало галактики. Со временем такой газ остывает, и часть его может вернуться в диск.

Для спиральных галактик с активным звездообразованием наблюдается пропорциональность между светимостями в рентгеновском диапазоне и в линии H_α, что непосредственно указывает на связь рентгеновского излучения с массивными звездами. Однако рентгеновское излучение исходит не только от горячего межзвездного газа. Существенная часть рентгеновского потока, особенно в жестком диапазоне, приходит от многочисленных точечных источников. Разделить рентгеновское излучение галактики на принадлежащее горячему газу и относящееся к многочисленным слабым точечным источникам, оказалось непростой задачей. По аналогии с рентгеновскими источниками нашей Галактики можно заключить, что точечные источники связаны с перетеканием вещества в тесных парах «звезда–компактный объект» (то есть с горячими аккреционными дисками).

В гигантских Е-галактиках ситуация иная. Здесь основным источником рентгеновского излучения является горячая газовая корона «оптической» галактики. Происхождение этого газа, как и газа в балджах галактик S–S0, связывается с проеволюционировавшими звездами (красными гигантами), сбрасывающими газовые оболочки, и с остатками сверхновых. Столкновения между отдельными «островками» сброшенного газа быстро термализуют среду, нагревая ее до температуры, при которой среднеквадратичные скорости протонов $(\overline{V_p^2})^{1/2}$ будут близки к среднеквадратичной скорости

звезд, заполняющих тот же объем. Последняя, в соответствии с теоремой вириала, равна

$$\overline{V_p^2} \approx \frac{GM}{R_g}, \quad (11.34)$$

откуда легко найти температуру газа:

$$T \approx \frac{m_p \overline{V_p^2}}{3k} \approx \frac{GMm_p}{3kR_g}. \quad (11.35)$$

Для типичных значений массы гигантских Е-галактик $M \sim 10^{45}$ г, $R_g \approx 10^{23}$ см имеем $T \approx 3 \cdot 10^6$ К.

Обнаружение рентгеновской обсерваторией «Эйнштейн» корон горячего газа с массой $\sim 10^9 M_\odot$ вокруг «нормальных» Е-галактик решило вопрос о том, куда девается в этих галактиках газ, непрерывно сбрасываемый эволюционирующими звездами. Он, как стало очевидным, в своей основной массе не уходит далеко от галактики.

Измерение температуры газа дает возможность оценить полную массу эллиптической галактики, способной его удержать. Оказалось, что эта масса должна быть почти на порядок выше, чем масса, содержащаяся в звездах (эффект скрытой или темной массы).

«Судьба» горячего газа короны определяется неоднозначно. При $n \approx 10^{-3}$ время остывания

$$t_{cool} \approx \frac{\frac{3}{2}kT}{\lambda(T)n^2} \approx 10^9 - 10^{10} \text{ лет} \quad (11.36)$$

(здесь $\lambda(T)$ – функция охлаждения газа, см. раздел 4.4). Поскольку это время сопоставимо или меньше возраста галактик, в наиболее плотных внутренних областях газ охлаждается и теряет равновесие, что приводит к появлению потоков с $T \approx 10^4$ К, падающих на центр галактики. Однако при достаточно большой частоте вспышек  – бежен нагрев газа до такой температуры, при которой будет происходить непрерывный «отток» его из галактики – галактический ветер. В настоящую эпоху этот процесс малоэффективен, но на ранней стадии эволюции галактик, когда в них шло особенно активное звездообразование, ситуация должна была быть иной. Звездный ветер и частые вспышки сверхновых приводили к интенсивному выбросу газа из галактик в межгалактическое пространство – вместе с тяжелыми элементами, которые к тому времени успели образоваться и попасть в межзвездную среду.

Чем меньше плотность звезд ρ_* , тем разреженнее горячий газ и тем медленнее он остывает (темперы охлаждения $\sim n^2$), а, следовательно, тем легче покидает галактику при нагреве взрывами сверхновых. Ближе к центру газ более плотен, и его труднее нагреть настолько, чтобы температура превысила значение, соответствующее теореме вириала. Поэтому газ может покидать галактику из ее внешних областей и в то же время находится в равновесии или «падать» на ядро в ее внутренней области.

11.6.4. Магнитные поля

Наиболее «яркое» наблюдаемое проявление магнитного поля — синхротронное радиоизлучение, рождающееся в дисках практически всех галактик, где идет хоть слабое звездообразование. Интенсивность радиоизлучения отражает индукцию (напряженность) магнитного поля, а по ориентации плоскости поляризации излучения определяется геометрия поля, если оно имеет упорядоченный характер. Прямая оценка магнитного поля может быть сделана по зеемановскому расщеплению радиолиний (например, мазерных линий OH).

Другим каналом информации о магнитном поле является фараадеевское вращение плоскости поляризации радиоволн, проходящих сквозь галактику. Оно проявляется на длинах волн, превышающих несколько см, и возникает при прохождении поляризованного радиоизлучения через газ с крупномасштабным магнитным полем. Характерная индукция поля в дисках галактик составляет от нескольких микрогаусс, как в нашей Галактике, до нескольких десятков микрогаусс в галактиках, содержащих много газа. Магнитное поле имеет как крупномасштабную, упорядоченную, так и мелкомасштабную, хаотичную составляющую, — там, где поле «запутано» движениями газа. Неупорядоченные поля дают в результате усреднения неполяризованное радиоизлучение, и не вызывают фараадеевского вращения. Магнитные индукции этих двух составляющих поля — упорядоченной и неупорядоченной, как правило, сопоставимы. В среднем, плотность энергии магнитного поля вблизи плоскости диска по порядку величины близка к плотности энергии хаотических движений газа ($\approx 10^{-12}$ эрг/см³).

Магнитное поле в галактиках имеет очень сложную геометрию силовых линий. Поле концентрируется к плоскости диска, где магнитная индукция максимальна, однако оно охватывает весь диск га-

лактики, а вертикальными движениями газа может локально выноситься за его пределы. И в нашей Галактике, и в других спиральных галактиках магнитное поле вмороожено в газ и следует его движением. Как и следует ожидать, ярче всего (не считая активных ядер и релятивистских выбросов из них) в радиодиапазоне «светят» спиральные ветви, где концентрируется газ вместе с вморооженным в него полем, а также многочисленные остатки сверхновых. Однако в области спиральных ветвей упорядоченный компонент поля может быть слабее выражен, чем между спиральными, что объясняется более сложным характером движения газа. Для объяснения спиралевидной, а не полностью смазанной дифференциальным вращением картины упорядоченных магнитных полей в галактике, требуется динамо-механизм усиления поля.

Наблюдения показали, что мощность синхротронного радиоизлучения дисков галактик хорошо коррелируют со светимостью галактик в далеком ИК диапазоне, которая отражает темп звездообразования (см. следующий раздел). Это объясняется тем, что основные источники релятивистских электронов, излучающих в магнитных полях (сверхновые звезды, массивные звезды с аккрецирующими компонентами в тесных парах), связаны с короткоживущими, а, следовательно, с недавно родившимися звездами. Благодаря обратной связи между массивными звездами и межзвездной средой звездообразование увеличивает плотность связанных между собой энергетических составляющих среды (энергии турбулентных движений газа, космических лучей и магнитных полей), и в итоге растет интенсивность радиоизлучения галактики. Наиболее сильное поле (до 50–100 микрогаусс) наблюдается в галактиках или их отдельных областях, охваченных вспышкой звездообразования.

Поскольку молодые звезды одновременно поддерживают турбулентное движение газа, «запутывающее» линии магнитного поля, темп звездообразования сильнее коррелирует с напряженностью неупорядоченного магнитного поля, а, следовательно, с интенсивностью неполяризованного компонента радиоизлучения.

11.7. Звездообразование в галактиках

11.7.1. Общие сведения

Формирование галактических дисков еще не завершилось, и процесс рождения звезд из межзвездного газа продолжается. Звездооб-

разование — это наиболее масштабный процесс в галактиках. Именно он формирует контрастные спиральные ветви, подпитывает энергией все компоненты межзвездной среды, определяет цвет и спектр галактики.

Структура галактики, ее светимость, химический состав звезд и газа — все это результат определенной «истории» звездообразования — от начала формирования галактики до наших дней.

Как и в нашей Галактике, в других звездных системах прямым свидетельством происходящего звездообразования является присутствие массивных короткоживущих звезд и связанных с ними объектов: молодых звездных систем (скоплений, ассоциаций), областей НII, сверхновых типа Ib/c и II. Непосредственные наблюдения отдельных молодых звезд и их группировок возможны лишь для ближайших галактик. Однако в большинстве случаев об активно происходящем звездообразовании приходится судить по косвенным признакам. К таковым, прежде всего, относятся :

- высокая светимость галактики в эмиссионных линиях, возникающих в областях ионизованного водорода. Наиболее часто в качестве индикатора звездообразования используется интенсивность линии $H\alpha$, поскольку она относится к наиболее ярким линиям в оптическом диапазоне, и менее подвержена поглощению пылью по сравнению с более коротковолновым излучением;⁷

- повышенная мощность излучения галактики в ультрафиолетовой и голубой областях спектра, непосредственно связанная с присутствием молодых горячих звезд;

- повышенная мощность излучения в далеком ИК диапазоне, где максимум в спектрах галактик приходится на 60–200 мкм; это излучение межзвездных пылинок, нагретых до температуры 20–30 К. Основным источником энергии, нагревающей пыль, является голубое и ультрафиолетовое излучение молодых горячих звезд в областях звездообразования. Вдали от этих областей пыль также «светится», но значительно слабее, слегка нагреваясь излучением старых звезд диска; максимум в спектре этой холодной пыли приходится на более длинные волны, соответствующие более низкой температуре (< 15 К);

⁷ Приведем для примера широко используемую формулу Кенниката (Kennicutt, 1998), связывающую темп звездообразования со светимостью галактики в линии $H\alpha$ (в [эр/с]), исправленной за поглощение: $SFR_{H\alpha} \approx 7.9 \cdot 10^{-42} L_{H\alpha} [\text{M}_\odot/\text{год}]$.

- повышенная мощность теплового и синхротронного излучения в радиоконтинууме; оба компонента радиоизлучения связаны с активностью массивных звезд, которые нагревают и ионизуют газ (тепловое излучение), а также вспыхивают как сверхновые, поставляя релятивистские электроны в межзвездную среду, где они излучают радиоволны в магнитном поле (синхротронное излучение);
- повышенная мощность рентгеновского излучения диска, связанного с горячим газом.

Между потоком в линии H_{α} , потоком в далеком ИК диапазоне, а также тепловым и нетепловым радиоизлучением существуют тесные корреляции, подтверждающие, что ионизация газа, нагрев пыли и образование релятивистских электронов имеют один источник: активность массивных звезд. К сожалению, исходя из многочисленных, но косвенных признаков существования массивных звезд, невозможно получить непосредственно количественную оценку темпа звездообразования (обозначим его SFR) для звезд всех масс. Для этого необходимо задаться определенной моделью «перекачки» энергии молодых звезд в излучение в той или иной области спектра и распределением числа рождающихся звезд по массам, т. е. начальной функцией масс (НФМ) звезд.

Темп звездообразования $SFR \equiv dM_*/dt$ определяет полную массу рождающихся звезд в единицу времени (год). Но перечисленные выше индикаторы характеризуют, прежде всего, количество наиболее массивных звезд. Так, SFR, определенный по эмиссионным линиям, относится преимущественно к О-звездам, по FIR-излучению — к звездам в более широком интервале масс (звезды классов O–B–A). Что касается звезд с массой меньше солнечной ($M < M_{\odot}$), то они настолько слабо проявляют себя при рождении, что включить их в оценку SFR можно лишь путем экстраполяции распределения относительного числа звезд по массе, то есть оценивая или принимая определенный вид НФМ. В любой звездной системе чем меньше масса звезд, тем их больше по количеству. Поскольку основная масса звездного населения галактик приходится на звезды менее массивные, чем Солнце, это составляет серьезную проблему при оценке темпов звездообразования. Пример нашей и близких к нам галактик показывает, что в широком интервале звездных масс — от массы Солнца и выше — НФМ хорошо описывается степенным законом $dN \sim M^{-\alpha}dM$, где $\alpha \simeq 2.3 \div 2.5$. Начальная функция масс с $\alpha = 2.35$ известна как НФМ Сальпитера (E. Salpeter,

1955), она широко используется при моделировании звездного населения. Однако наблюдения звезд нашей Галактики показали, что число звезд с массой меньшей, чем у Солнца, растет с уменьшением M несколько медленнее, чем предсказывает НФМ Сальпитера, что обычно учитывается при оценке SFR.

Таким образом, для оценки темпа образования звезд используется определенная модель звездного населения. Исходными данными при выборе модели являются спектры и светимости звезд в зависимости от их возраста, массы и химического состава, а также форма НФМ. Большую проблему при этом представляет учет ослабления излучения межзвездной пылью, которое особенно значительно в УФ области спектра. В принципе, относительное количество молодых звезд можно оценить путем моделирования оптического спектра галактики, представляя его как сумму спектров звезд различной массы и возраста и рассматривая содержание пыли как один из параметров модели. Но на практике для определения SFR часто ограничиваются оценками интенсивности излучения в непрерывном УФ спектре, либо в эмиссионных линиях, возбуждаемых УФ излучением, а для учета ослабления света пылевой средой используется наблюдавшее значение интенсивности в далеком ИК диапазоне. Для этого интенсивность ИК излучения после умножения на определенный нормировочный коэффициент суммируется с интенсивностью непрерывного УФ спектра или эмиссионных линий. Здесь исходными являются предположения о том, что УФ излучение связано с молодыми звездами (при очень слабом звездообразовании это не так), а поглощенная пылью энергия пропорциональна наблюдаемой интенсивности в далекой ИК области.

Имеющиеся оценки показывают, что типичные значения SFR в галактиках составляют $1 \div 10 M_{\odot}/\text{год}$ для спиральных галактик и $\ll 1 M_{\odot}/\text{год}$ для галактик E-S0 (за очень редкими исключениями). Сравнение оценок SFR, выполненных различными методами и различными авторами, показывает, что они для одной и той же галактики могут отличаться в 2–3 раза, как правило, вследствие принятия в модельных расчетах различных НФМ, различных эволюционных треков звезд и использования различных способов оценки поглощения излучения. Но даже если бы эти оценки были абсолютно точны, они все равно не совпадали бы, поскольку при использовании различных индикаторов звездообразования  относились бы к звездам различного возраста, условно считающимися «молодыми». Так, ин-

тенсивность эмиссионных линий и теплового радиоизлучения определяется количеством наиболее массивных звезд и дает «текущий» темп звездообразования за средний интервал времени в несколько миллионов лет, УФ излучение зависит от присутствия звезд с возрастом в несколько десятков миллионов лет, а далекое ИК излучение, которое также отражает SFR в наблюдаемую эпоху, обусловлено не только самыми массивными звездами, но и звездами умеренных масс, поэтому оценки светимости в далеком ИК диапазоне L_{FIR} характеризуют темп звездообразования за последние $\approx 10^8$ лет. Что касается «голубых» показателей цвета ($B-V$, $U-B$), то здесь время усреднения $\sim 10^9$ лет. Поэтому, сравнивая различные методы оценок dM_*/dt , можно получить информацию об истории звездообразования за последний миллиард лет.

11.7.2. Физические процессы, управляющие звездообразованием

В каждый текущий момент в процессе звездообразования в любой галактике существует ничтожно малая часть межзвездного газа, а именно, только газ, находящийся в недрах молекулярных облачков, который сжимается под действием своей тяжести, сохраняя при этом низкую температуру. Звездообразование практически всегда происходит в дисках галактик и носит характер локальных вспышек, сравнительно коротких по времени, продолжительностью от нескольких миллионов до нескольких десятков миллионов лет. Области, охваченные звездообразованием, могут иметь самые различные размеры — от десятков парсек до нескольких сотен парсек. Наиболее крупные области звездообразования носят название молодых звездных комплексов (Ю. Н. Ефремов) и присутствуют в галактиках всех типов, в которых происходит рождение звезд. Комплексы выделяются главным образом по концентрации ОВ-звезд и межзвездного газа, и в одной галактике их может быть несколько десятков.

Звездные комплексы очень неоднородны по плотности, и внутри них, как правило, находятся более мелкие скопления молодых звезд и ассоциаций с разбросом возрастов в несколько миллионов лет. Звездные комплексы, целиком охваченные звездообразованием, встречаются очень редко. Их принято называть **сверхассоциациями**. Примеры сверхассоциаций: комплекс 30 Doradus в Большом Магеллановом Облаке, где находится область НП гигантских размеров, которая даже получила собственное имя («Тарантул»), и яр-

чайшая часть спиральной ветви Туманности Андромеды, вошедшая в каталог NGC как отдельный объект (NGC 206). Если можно было бы перенести отдельно взятую ассоциацию в межгалактическое пространство, то этот объект был бы классифицирован как карликовая неправильная галактика со вспышкой звездообразования.

Со звездными комплексами ассоциируются гигантские газовые комплексы, располагающиеся (в спиральных галактиках) преимущественно в спиральных ветвях. Масса газа в них порядка $10^7 M_\odot$, что существенно превышает массу тех звезд, которые они порождают. Газ внутри комплексов может наблюдаться в самых различных формах — от холодных молекулярных облаков до полностью ионизованных областей. Сложный характер звездообразования в комплексах связан с их неоднородностью: распределение газа носит иерархический характер, когда мелкие (и более плотные) структурные образования являются частью более крупных (и разреженных), а те, в свою очередь, частью еще более крупных структур. Наиболее плотные образования быстрее остывают, становятся гравитационно связанными и непрозрачными для излучения, нагревающего газ. По мере затухания внутренних турбулентных движений наиболее плотные области становятся гравитационно связанными и сжимаются, образуя молекулярные облака и холодные ядра внутри них, внутри которых и зарождаются звезды.

Через несколько десятков миллионов лет после начала звездообразования большая часть газа уходит из комплекса, наиболее яркие звезды гаснут, неустойчивые звездные системы распадаются, и комплекс «растворяется» среди более старых звезд. Считается, что большая часть звезд диска — это успевшие постареть и «перемешаться» звезды некогда существовавших и распавшихся молодых звездных систем.

Таким образом, процесс превращения газа в звезды можно условно разделить на несколько этапов: формирование крупномасштабных газовых комплексов, либо образование более мелких областей с повышенной плотностью газа благодаря столкновениям газовых масс, появление в них гравитационно связанных молекулярных облаков, сжатие наиболее плотных и холодных участков этих облаков (их «ядер») до возникновения звезд, нагрев газа молодыми звездами и вспышками сверхновых и, наконец, уход газа из областей звездообразования, приводящий к прекращению этого процесса и распаду «рыхлых» молодых звездных систем. Продолжительность пер-

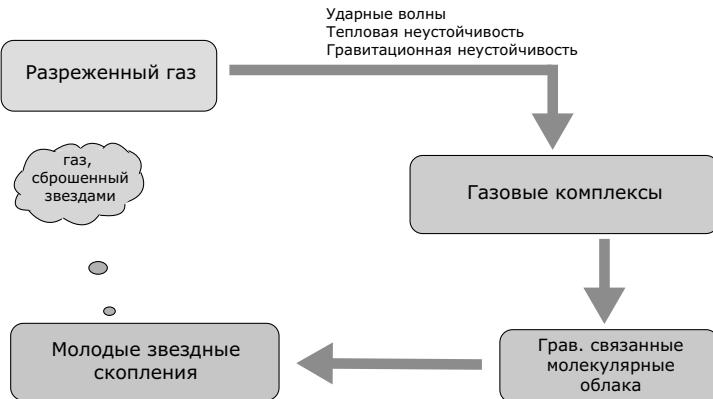


Рис. 11.11. Схема звездообразования в галактиках.

вого этапа сопоставима с периодом оборота вокруг центра галактики (или со временем пересечения промежутка между спиральами) – около 10^8 лет. Раз начавшись, активная фаза звездообразования длится несколько десятков миллионов лет. Наконец, примерно такое же время требуется для разрушения комплексов⁸. При этом звездообразование, завершившись в одной области галактики, может, порождая волны сжатия в газе, ускорить начало того же процесса в соседних областях диска.

Сложность создания физической картины процесса звездообразования связана с двумя факторами: во-первых, с его зависимостью от многих параметров газовой среды (плотность, давление, химический состав, магнитное поле, момент импульса, характер и скорости внутренних движений), а во-вторых, с существованием (и сложностью расчета) обратной связи в системе «газ–звезды–газ», обусловленной воздействием появившихся звезд на газовую среду, в которой они рождаются. Причем эта обратная связь может быть как положительной (стимулировать образование звезд), так и отрицательной (тормозить этот процесс), все зависит от соотношения между темпом передачи энергии газу и скоростью его остыивания. Основной «канал» обратной связи – это взрывы сверхновых и расширение их газовых остатков, а также отток газа, вызванный интен-

⁸ Тем не менее, слабые следы комплексов можно проследить в течение значительно большего времени – по повышенной концентрации уже не связанных между собой звезд сходного возраста, например, цефеид.

сивным звездным ветром от молодых массивных звезд. Взрыв одной сверхновой типа II приходится на несколько сотен возникших звезд. Это означает, что через несколько миллионов лет после начала звездообразования в молодом скоплении или комплексе произойдет серия вспышек. Существенная доля энергии, выделяющаяся при взрыве сверхновой, передается окружающей среде. В итоге возникают расширяющиеся области горячего разреженного газа и ударные волны, распространяющиеся по межзвездному газу. Эти ударные волны играют роль положительной обратной связи в процессе звездообразования — они сжимают уже существующие сравнительно плотные области газа, ускоряя их остывание и дальнейшее сжатие, стимулируя тем самым рождение звезд. Здесь важно иметь в виду, что в условиях межзвездного пространства сильное сжатие газа, например, ударной волной, может привести лишь к кратковременному нагреву непосредственно за фронтом волны, за которым следует быстрая потеря тепловой энергии на высвечивание (темперы потери энергии пропорциональны квадрату концентрации частиц!) с последующим остыванием и сжатием, что стимулирует рождение звезд. Однако очень мощная вспышка звездообразования приводит к обратному результату: она нагревает и выбрасывает газ из комплекса, и поэтому образование звезд приостанавливается.

Из-за упомянутой выше обратной связи звездообразование на достаточно больших пространственных масштабах может быть саморегулирующимся процессом. Уменьшение количества молодых звезд приведет к уменьшению энергии, передаваемой газу, в результате турбулентные движения будут затухать, а средняя плотность газа — возрастать, вызвав, в конечном счете, новый всплеск звездообразования. Аналогичным образом, процесс резкого увеличения числа молодых звезд через некоторое время (десятки миллионов лет) сам себя погасит из-за нагрева газа и его ухода из области звездообразования. В локальных областях гигантских галактик или в карликовых галактиках в целом такая обратная связь может обусловить автоколебательный режим звездообразования.

В таких галактиках как наша, газ, благодаря энергии, полученной от молодых звезд, может подниматься над областями активного звездообразования, удаляясь от плоскости диска на килопарсек и более, образуя явление т. н. галактических фонтанов. Затем газ частично остывает и падает назад к плоскости диска в форме облаков HI, либо смешивается с горячим газом гало, хотя и остается в га-

лактике. Но в карликовых галактиках, где потенциальная «яма» гравитационного поля более мелкая, при мощных вспышках звездообразования происходит интенсивный отток газа, надолго или навсегда покидающего галактику, унося вместе с собой возникшие в звездах тяжелые элементы. Поэтому в маломассивных галактиках интенсивное звездообразование может привести к быстрому уменьшению количества межзвездного газа, а содержание металлов в сохранившемся газе и звездах останется низким, что подтверждается наблюдениями.

Анализ наблюдений показал, что темпы звездообразования на данном расстоянии от центра галактики зависят в первую очередь от средней плотности или давления газа. Важную роль при этом могут играть также и угловая скорость вращения галактики, и наличие спиральных ветвей, и содержание тяжелых элементов в газе (их отсутствие резко уменьшает концентрацию свободных электронов и, как следствие, темп охлаждения газа). Однако достаточно строгих количественно рассчитанных схем, связывающих условия возникновения и характер эволюции звездообразования со свойствами газовой среды и галактики в целом пока не создано. Тем не менее, разрабатываются численные модели процесса, учитывающие как плотность и кинетические характеристики газа, так и развитие тепловых и крупномасштабных гравитационных неустойчивостей, и, конечно, воздействие молодых звезд на межзвездную среду.

Очевидно, что действие различных факторов, влияющих на звездообразование, не одинаково в плотной среде молекулярных дисков, в области спиральных ветвей, и на далекой периферии галактик, где средняя плотность газа на один–два порядка ниже, чем в окрестности Солнца, газовый диск гравитационно устойчив, а редкие очаги звездообразования все равно присутствуют. Процессы, стимулирующие образование в областях низкой плотности, плохо известны. В принципе, ими могут быть любые возмущения газового слоя: наличие спиральных ветвей низкой амплитуды, локальные вспышки сверхновых, или гидродинамические возмущения газового слоя при прохождении сквозь него карликовых спутников или шаровых скоплений.

Из перечисленных этапов самым продолжительным является первый (формирование гравитационно связанных молекулярных облаков), поэтому основные факторы, влияющие на темп звездообразования, действуют именно на этом начальном отрезке времени.

Зависимость скорости этого процесса от плотности газа обусловлена тем, что с возрастанием плотности:

- газ быстрее остывает, что облегчает формирование любых уплотнений (облаков);
- облака газа, как и турбулентные потоки, чаще сталкиваются между собой и, поскольку столкновения не абсолютно упруги, это приводит к сжатию и быстрому остыванию газа, а также к уменьшению относительных скоростей между отдельными неоднородностями и ускорению их слияния;
- среда становится локально непрозрачной для ультрафиолетовых лучей (из-за пыли), экранируя газ от источников излучения, падает его температура, что при достаточном давлении среды ускоряет формирование холодных молекулярных облаков.

Между темпом звездообразования и полным количеством газа в галактике (молекулярного + атомарного) существует хорошо выраженная взаимосвязь. Чем выше масса газа в галактике, которая равна $M_g \approx 1.4(M_{HI} + M_{H_2})$, тем в среднем больше молодых звезд в ней наблюдается⁹. То же относится и к локальным областям внутри галактики, если их размеры существенно больше размеров отдельных областей, охваченных звездообразованием (сотни парсек). Однако эта зависимость носит лишь статистический характер: при той же массе газа количество молодых звезд в ~~личных~~ галактиках может отличаться более чем на порядок, ~~прежде всего у карликовых систем~~, где звездообразование носит особенно ярко выраженный вспышечный характер. Следовательно, количество (плотность) газа в галактике не является единственным параметром, определяющим интенсивность процесса рождения звезд.

Для описания результирующего влияния различных факторов на образование звезд удобно ввести понятие *эффективности звездообразования*. Под эффективностью звездообразования β будем понимать темп рождения звезд в расчете на единицу массы газа:

$$\beta = (dM_*/dt) \cdot (1/M_g).$$

Величина, обратная β , имеет размерность времени, и по своему смыслу является промежутком времени, за который запасы газа, если они не пополняются, уменьшаются в e раз. Оценки β показали, что эта величина слабо зависит от массы газа в галактиках, и для

⁹Коэффициент 1.4 учитывает содержание гелия и более тяжелых элементов.

спиральных галактик составляет $\approx 10^{-9} \div 10^{-10}$ лет $^{-1}$, хотя для Irr-галактик она, как правило, в несколько раз ниже, чем для спиралей. Самая высокая эффективность наблюдается в галактиках, где происходит вспышка звездообразования. Вспышки не могут быть продолжительными: характерное время исчерпания газа для них составляет $10^8 \div 10^9$ лет. Самая низкая эффективность — на периферии дисковых галактик и в галактиках низкой яркости: там время исчерпания газа, как правило, превышает 10^{10} лет.

Понятие эффективности звездообразования может быть приложено как к галактике в целом, так и к ее локальным, но достаточно протяженным областям, чтобы сгладить сильные мелкомасштабные флуктуации в распределении молодых звезд и газа по диску. Для локальных оценок удобно массу газа и SFR относить к единице площади диска. Как показали наблюдения близких галактик, эффективность звездообразования слабо зависит от плотности газа там, где газ в основном молекулярный. Это обычно относится к внутренней области галактики, где поверхностная плотность газа превышает $10M_{\odot}/\text{пк}^2$, и означает, что темпы звездообразования в расчете на единицу площади диска пропорциональны поверхностной плотности H_2 . Корреляция SFR с плотностью атомарного газа при этом очень слабая. Однако во внешних областях галактических дисков, где основная масса газа принадлежит атомарному водороду (НI), ситуация иная: эффективность звездообразования быстро падает с поверхностной плотностью НI (Лерой и др., 2008). Поэтому зависимость оказывается нелинейной, если плотность молодых звезд сравнивать с суммарной массой газа (атомарного + молекулярного). Основная причина падения эффективности звездообразования на больших расстояниях от центра галактики — уменьшение объемной плотности газового слоя. Давление газа становится низким, и, как следствие, уменьшается доля молекулярного газа, который участвует в формировании гравитационно связанных облаков. Примечательно, однако, что, как показали наблюдения галактик в УФ диапазоне спектра (космическая обсерватория GALEX (NASA)), слабое звездообразование или редкие локальные области, содержащие молодые звезды, иногда присутствуют на очень большом расстоянии от центра галактики, сопоставимом или даже превышающим обычно принимаемый оптический радиус, что говорит о существовании больших флуктуаций плотности газа даже при его низкой средней плотности.

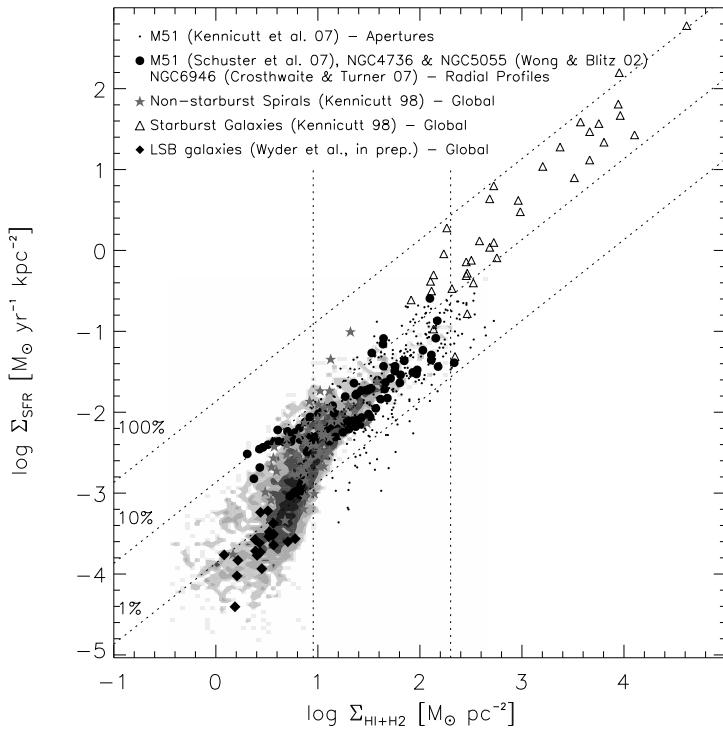


Рис. 11.12. Наблюдаемая зависимость между поверхностной плотностью водорода (атомарного + молекулярного) и темпом звездообразования для различных галактик. Параллельные наклонные пунктирные прямые — линии фиксированной эффективности звездообразования. Слева для каждой прямой указана доля газа, которая переходит в звезды за 10^8 лет. Вертикальные пунктирные линии отмечают границы областей с различными свойствами газа: при плотности $< 10 M_\odot/\text{пк}^2$ основная масса газа приходится на НI, и эффективность звездообразования падает, а при плотности $> 200 M_\odot/\text{пк}^2$ молекулярные облака должны «перекрываться» в проекции. Самая высокая эффективность наблюдается в галактиках, где происходит вспышка звездообразования (треугольники вверху), самая низкая — в галактиках низкой яркости (ромбики внизу). (По Bigiel, Leroy et al., 2008).

Высокая эффективность звездообразования означает более благоприятные условия для рождения звезд в данной системе, но если в галактике наблюдаемое звездообразование слабое, то это еще не означает, что его эффективность низка; возможно, что в галактике весь газ уже почти исчерпан.

Поясним это на простом примере.

Пусть эффективность звездообразования β не меняется со временем. Тогда, с учетом того, что звезды за короткое время (по сравнению со временем исчерпания газа), возвращают в межзвездную среду часть своей массы r (по оценкам $r \approx 0.3\text{--}0.4$ ¹⁰), будем иметь:

$$\frac{dM_*}{dt} = \frac{dM_g}{dt} \frac{1}{1-r} = -\beta M_g, \quad (11.37)$$

откуда

$$\frac{d(\ln M_g)}{dt} = -\beta(1-r). \quad (11.38)$$

Интегрируя уравнение по времени от 0 до T , где T — возраст диска, и считая, что в начале эволюции $t = 0$ весь диск с массой M_d был газовым, получаем для «текущего» времени $t = T$:

$$\left. \frac{dM_*}{dt} \right|_{t=T} \equiv \beta M_g(T) = \beta M_d \exp[-\beta(1-r)T]. \quad (11.39)$$

Обозначим β_r величину $\beta(1-r)$. Полученная зависимость SFR от β_r проходит через максимум $(dM_*/dt)_{max} = M_d/eT(1-r)$ при $\beta_r = 1/T$ (см. рис. 11.13). Это означает, что если наблюдаемый возраст диска галактики $T < \beta_r^{-1}$, то чем выше β , тем интенсивнее образование звезд. Однако, если возраст диска галактики $T > \beta_r^{-1}$, то ситуация становится обратной. В этом случае, чем выше эффективность звездообразования, тем ниже его современные темпы, отнесенные к полной массе диска M_d , и причина этого в том, что большая часть газа уже перешла в звезды. В точке максимума, которая соответствует самому высокому темпу звездообразования в расчете на единицу массы диска, $\beta_r = T^{-1}$, и относительная масса газа в диске составит

$$\left(\frac{M_g}{M_d} \right)_{max} = \exp(-\beta_r T) = e^{-1} \approx 0.37. \quad (11.40)$$

Заменив отношение M_g/M_d отношением поверхностных плотностей σ_g/σ_d , получаем тот же вывод — если доля газа меньше $e^{-1} \approx 0.37$ (для спиральных галактик это справедливо почти всегда), то чем выше эффективность звездообразования, тем ниже его

¹⁰Эта величина зависит от начальной функции масс звезд.

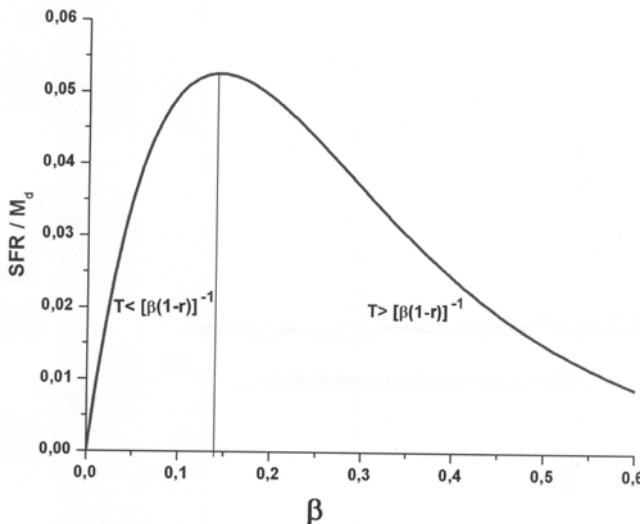


Рис. 11.13. Зависимость темпа звездообразования, нормированного на полную массу диска, от эффективности звездообразования β для фиксированного возраста диска $T \approx 10^{10}$ лет при условии, что β не меняется со временем. Размерность по обеим осям — 10^{-9} лет $^{-1}$.

наблюдаемые темпы в расчете на единицу поверхностной плотности диска. Обратная ситуация может иметь место в областях с низкой эффективностью звездообразования, например, на периферии галактических дисков, сохранивших много газа, или в богатых газом галактиках низкой поверхностной яркости.

Рассмотренная выше упрощенная модель эволюции звездообразования в диске галактики иллюстрирует то обстоятельство, что между темпом звездообразования, его эффективностью и относительным содержанием газа в диске нет однозначного соответствия. Однако сделанное предположение о постоянстве эффективности звездообразования может не выполняться, если условия звездообразования сильно меняются в процессе эволюции, или если окажется значительной акреция газа или выброс газа из галактики. Поэтому, в общем случае, история галактики имеет более сложный характер. Самый важный фактор, который не учитывает рассмотренная выше простая модель, это акреция газа на диск, которая должна была быть особенно сильной на стадии формирования диска. В то далекое время масса галактики росла за счет падения на нее межгаг

лактического газа, как и за счет поглощения спутников или слияния более мелких галактик в единую систему. Непосредственно оценить современный темп акреции газа на нашу или другие галактики — задача очень сложная, и прямые наблюдения дают лишь верхнюю оценку в несколько десятых долей масс Солнца в год в современную эпоху. Однако это относится к холодному газу, который легче обнаружить. Есть основания предполагать (вытекающие из теоретических моделей эволюции звездных дисков), что для многих гигантских галактик темпы акреции достигают одной или нескольких масс Солнца в год, что сопоставимо с темпами звездообразования в них. В таком случае акреция может в течение долгого времени поддерживать этот процесс примерно на одном уровне.

Два основных фактора, которые приводят к возрастанию эффективности звездообразования на данном расстоянии от центра, это:

а) наличие ударных волн (или просто сильных волн сжатия) на различных пространственных масштабах, увеличивающих плотность газа и, как следствие, ускоряющих его охлаждение и последующее образование и сжатие холодных облаков, а также

б) гравитационная (или, в общем случае, магнито-гравитационная) неустойчивость газового слоя на масштабах порядка килопарсека или более.

Оба эти фактора ответственны за повышение эффективности звездообразования в спиральных ветвях галактик.

11.7.3. Волны сжатия

В мелких масштабах (сотни парсек и менее) ударные волны, сжимающие газ, возникают при расширении «пузырей» горячего газа вокруг молодых звездных группировок, при взрывах сверхновых, и как результат сверхзвуковых турбулентных движений газа, которые также могут энергетически подпитываться взрывами звезд. Появление новых очагов рождения звезд в свою очередь порождает новые волны сжатия и способствует распространению звездообразования по газовому диску галактики — по аналогии с распространением лесного пожара, где каждое горящее дерево с некоторой вероятностью поджигает соседнее. При определенной вероятности «поджига» соседнего дерева и определенном темпе вырастания новых деревьев устанавливается квазистационарный режим «горения». Аналогичная ситуация может иметь место и при распространении звездообразования в дисках галактик.

Помимо локальных областей сжатия газа, в галактиках распространяются крупномасштабные волны, связанные со спиральными волнами плотности, которые сжимают газ, входящий в спиральную ветвь, и тем самым синхронизируют звездообразование вдоль фронта. В реальных галактиках сильная неоднородность межзвездной среды приводит к более сложной картине: вдоль спирали появляется целая сетка переплетающихся фронтов сжатия, которые выдают свое присутствие ростом непрозрачности среды, связанной с увеличением плотности газа за фронтом. На изображениях галактик хорошо заметно, что вдоль спиральных ветвей (как правило, по их внутренней кромке) концентрируются многочисленные пылевые прожилки. Возникают гравитационно связанные молекулярные облака. В процессе их быстрой эволюции несколько процентов массы газа переходит в звезды, их активность разрушает облака частично или полностью, так что при выходе из спиральной ветви газ вновь становится в основном атомарным.

Звездообразование в спиральных ветвях усиливается не только потому, что в них выше плотность газа, но и потому, что эффективность звездообразования β за фронтом волны сжатия также выше. Однако наблюдения близких спиральных галактик показали, что возрастание эффективности в спиральных рукавах оказалось небольшим, и оно в значительной степени компенсируется его уменьшением между спиральными ветвями, поэтому наличие спиральной структуры слабо отражается на характере звездообразования в галактике в целом.

Дополнительным механизмом, сжимающим газ и увеличивающим эффективность звездообразования в дисковых галактиках богатых скоплений, может служить динамическое (ρV_g^2) и статическое ($\rho kT/m$) давление со стороны горячего межгалактического газа с плотностью ρ , окружающего галактики (см. раздел 11.9.4).

Ударные волны в газовой среде, стимулирующие процесс звездообразования, возникают также при сильных приливных взаимодействиях в тесных системах галактик. Возмущающая сила со стороны близкой галактики вызывает некруговые движения газа, неизбежно приводящие к росту дисперсии скоростей облаков и их более частым столкновениям. Усиление темпов звездообразования в сильно взаимодействующих, особенно взаимопроникающих системах, заметно проявляется в возрастании мощности излучения эмиссионных линий и повышении светимости L_{FIR} в далекой ИК области.

Ближайшая галактика, центр которой охвачен мощной вспышкой звездообразования — неправильная галактика M 82 в Большой Медведице. Несмотря на ее небольшую массу, интегральные темпы звездообразования в ней в несколько раз выше, чем в нашей Галактике. Но самая высокая интенсивность звездообразования (а также его эффективность) наблюдается у взаимопроникающих или сливающихся галактик. Газ сильнее всего сжимается в той области, где происходит столкновения двух газовых дисков, как в известной системе *Antennae*. Увеличение плотности газа и вспышка звездообразования может иметь место и на более позднем этапе, когда в результате перераспределения газа формируется плотный молекулярный диск вокруг ядра галактики. Поверхностная плотность газа в таких дисках достигает $10^4 M_\odot/\text{пк}^2$ (как в известной галактике NGC 6240). Темпы звездообразования в околовядерных дисках могут измеряться сотнями солнечных масс в год, а темпы исчерпания газа в областях звездообразования — не превышать 10^8 лет, что говорит о нестационарности процесса. Из-за высокой непрозрачности плотных газопылевых дисков основная энергия галактик со вспышкой звездообразования излучается не в видимой, а в далекой ИК области спектра.

Одновременно высокие значения β и SFR в галактике свидетельствуют либо о том, что галактика еще молодая ($T < \beta_r^{-1}$), либо о вспышке звездообразования. Первый вариант, в принципе, приемлем для некоторых карликовых галактик, сильно «обедненных» металлами, хотя в большинстве случаев и у них удается найти косвенные свидетельства существования старого звездного населения (например, присутствие в спектре следов звезд умеренного возраста). Поэтому в большинстве случаев причиной высокой SFR является все же вспышка звездообразования (т. е. кратковременное возрастание β) в старой звездной системе. За редчайшими исключениями, наблюдения галактик на небольших красных смещениях не противоречат представлению об их большом возрасте (10–13 миллиардов лет), независимо от их морфологического типа и современного темпа звездообразования. И лишь в отдельных случаях можно заключить, что мы, вероятно, наблюдаем первую в истории галактики волну активного звездообразования. Отличить рождающуюся галактику от галактики с мощной вспышкой звездообразования, которая во много раз увеличила ее светимость, нелегко, поэтому обычно говорят о «кандидатах» в молодые галактики. Признаки молодости галактики достаточно очевидны: интенсивное звездообразование и

при этом очень большие запасы неизрасходованного газа (НІ), имеющего иррегулярную структуру, поскольку еще только идет процесс формирования галактики, отсутствие указаний на существование старых звезд, и очень низкое содержание тяжелых элементов, образующихся в процессе звездной эволюции. Один из примеров таких «кандидатов» — карликовая галактика I Zw 18.

11.7.4. Гравитационная неустойчивость газового диска

Если вращающийся газовый диск является гравитационно неустойчивым, то в нем могут развиваться крупномасштабные неоднородности, приводящие к образованию массивных газовых комплексов. Вращение диска является фактором, стабилизирующим диск относительно крупномасштабных гравитационных возмущений, и таким образом уменьшающим эффективность звездообразования.

Как отмечалось выше (раздел 11.4.8), критическое значение для поверхностной плотности тонкого вращающегося слоя газа, при котором он еще может быть гравитационно устойчивым, равно

$$\sigma_{g,c} = \frac{C_s \varkappa}{Q_c \pi G}. \quad (11.41)$$

Для галактических дисков параметр устойчивости Q_c составляет 1.5–2, эпциклическая частота $\varkappa \approx 10^{-15}$ с⁻¹, а скорость звука $C_s \approx 6\text{--}10$ км/с.

В 1970-е годы впервые была выдвинута идея, что распределение газа в дисках галактик следует зависимости $\sigma_{g,c}(R)$ (Квирк, 1972). Дальнейшие исследования показали, что различие между наблюдаемой и критической плотностью газа хотя и реально, но редко превышает фактор 2, что сопоставимо с точностью определения $\sigma_{g,c}$, и лишь на периферии диска газ имеет большой запас устойчивости¹¹. Тем не менее, слабое звездообразование продолжается, хотя и с очень низкой эффективностью, и далеко от центра, в отдельных «островках», где плотность газа значительно выше окружающей. Рождение звезд в условиях низкой средней плотности газа обусловлено либо локально меньшей дисперсией скоростей газа, либо другими процессами, увеличивающими плотность газа, которые не связаны с крупномасштабной неустойчивостью.

¹¹Отношение между наблюдаемой и критической плотностью газа зависит от принятого расстояния до галактики. Поэтому условие, согласно которому плотность газа не превышает критического значения для устойчивости и обычно близка к нему, можно использовать для уточнения расстояний до галактик (Засов, Бизяев, 1996).

В диске долгое время (миллиарды лет) может поддерживаться плотность газа на уровне, близком к критическому ($\sigma_g \approx \sigma_{g,c}$) — как из-за низких темпов звездообразования, так и в результате пополнения запасов межзвездной среды при аккреции межгалактического газа или газа, сброшенного старыми звездами галактики на заключительных стадиях их эволюции. При плотности, превышающей критическую, но близкой к ней, развитие гравитационной неустойчивости в газовом диске должно приводить к образованию неоднородностей с характерным масштабом

$$\lambda \approx \frac{2\pi^2 G \sigma_{g,c}}{\varkappa^2}$$

(см. раздел 11.4.8). Для величин σ_g и \varkappa , наблюдаемых в галактиках, λ составляет несколько сотен парсек во внутренней области диска и более 1 кпк на его периферии, если плотность газа там еще не опускается под критический уровень. Предполагается, что сжатие таких неоднородностей и приводит к появлению «сверхоблаков» в богатых газом галактиках.

Наконец, если σ_g значительно больше $\sigma_{g,c}$, то развитие неустойчивости должно привести к быстрому росту крупномасштабных неоднородностей в диске и возрастанию скоростей хаотических движений газа до критического значения C_s . Это, в свою очередь, будет усиливать звездообразование вследствие сжатия газа при столкновениях газовых масс. По-видимому, такой режим бурного звездообразования имел место в молодых галактиках, при высокой плотности газа формирующегося диска. В них часто наблюдаются гигантские области, охваченные звездообразованием, так что с большого расстояния галактики выглядят как скопления из нескольких крупных ярких сгустков (как видно из приведенной выше формулы, $\lambda \sim \sigma_{g,c}$).

Условие гравитационной устойчивости накладывает ограничение на массу газа в галактике

$$M_g(R_{max}) \leq \int_0^{R_{max}} 2\pi R \sigma_{g,c}(R) dR, \quad (11.42)$$

где R_{max} — радиус газового диска, в пределах которого $\sigma_g \approx \sigma_{g,c}$.

Принимая скорость вращения примерно постоянной вдоль радиуса (что, как правило, недалеко от истины, за исключением самых

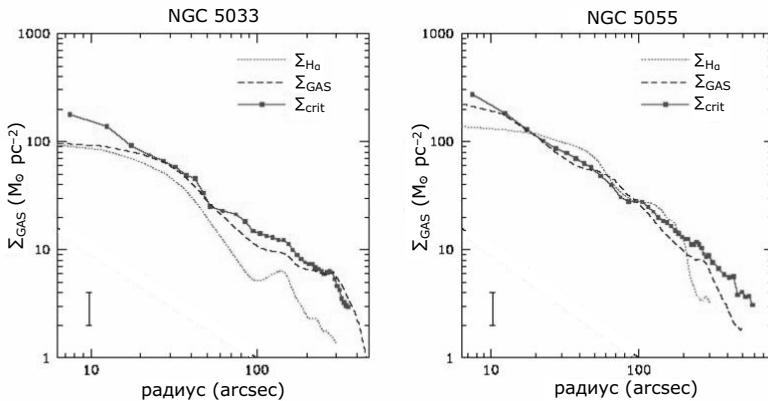


Рис. 11.14. Радиальные зависимости: а) яркости в линии H_{α} ($\Sigma_{H_{\alpha}}$), которая пропорциональна локальному темпу звездообразования, б) поверхностной плотности газа (Σ_{gas}), и в) критической плотности газа (Σ_{crit}) для двух спиральных галактик (по Wong, Blitz, 2002).

внутренних областей диска) и считая, что радиус R_{max} близок к оптическому радиусу R_{opt} диска, получим для $Q_c \approx \sqrt{2}$, см. (11.41):

$$M_g \leq 2 \frac{C_s V}{G} R_{opt}. \quad (11.43)$$

Это соотношение позволяет объяснить, почему относительная масса HI падает с ростом скорости вращения (от Irr до Sa-галактик). Считая, что масса галактики $M \approx V^2 R_{opt}/G$, а $C_s \approx 10$ км/с, из предыдущего уравнения имеем:

$$\frac{M_g}{M}(R_{opt}) \leq \frac{2C_s}{V} \approx \frac{20}{V[\text{км/с}]}. \quad (11.44)$$

Здесь $M_g \approx 1.4(M_{HI} + M_{H_2})$ включает все элементы, тяжелее Н.

Если $\sigma_g \simeq \sigma_{g,c}$, т. е. газовый диск близок к границе устойчивости, то внешнее воздействие (например, сильное гравитационное возмущение со стороны близкой галактики) может спровоцировать рост неустойчивости диска и, как следствие, вызвать вспышку звездообразования в нем. Это дополнительный механизм усиления звездообразования во взаимодействующих галактиках, помимо прямого столкновения газовых масс двух взаимопроникающих галактик.

11.8. Ядра галактик

11.8.1. Общие сведения

Термин «ядро галактики» может иметь два смысла: ядро как центральная, выделяющаяся высокой яркостью, наиболее плотная область галактики (для близких и далеких галактик эта область будет иметь разные линейные размеры), и ядро как исчезающее малая (по сравнению с размером галактики) область, где сконцентрирована большая масса вещества (звезды, газ, неизлучающая материя) и могут разыгрываться процессы, сопровождающиеся выделением большого количества энергии, не объясняющиеся суммарной активностью отдельных звезд. В последнем случае ядра называют активными. Ниже мы будем использовать именно второй вариант термина, используя для первого варианта термин «околоядерная область».

Об особенностях эмиссионного спектра и кинематики околоядерных областей говорилось в разделе 11.6.2. В гигантских спиральных галактиках (в том числе в нашей Галактике) околоядерные области диаметром 1–2 кпк обычно содержат как звезды, так и плотные диски молекулярного газа, в которые погружены очаги звездообразования. Большое количество пыли делает эти диски практически непрозрачными для оптических лучей. В некоторых случаях околоядерные диски имеют свою структуру, похожую на спиральные ветви или бары. Околоядерные диски наблюдаются и в некоторых E-галактиках, но отсутствуют в I_{rr}-галактиках, где концентрация вещества к центру наиболее низкая.

История формирования околоядерных областей имеет свои особенности, связанные с их центральными положением. Это — продукт длительной динамической эволюции галактики, продолжающейся и в настоящее время. Их формирование растянулось на миллиарды лет и происходит за счет газа, теряющего по тем или иным причинам момент импульса (например, при взаимодействии с существующим или некогда существовавшим звездным баром). Гигантские молекулярные облака и шаровые звездные скопления, возникшие в пределах нескольких килопарсек от ядра, также могли потерять момент импульса и постепенно «опуститься» к центру галактики благодаря динамическому трению о звездное население старого диска и сферического компонента галактики (см раздел 11.41). В самом центре спиральных и небольших эллиптических галактик во многих случаях находятся плотные ядерные гравитационно связанные

ные звездные скопления с массой порядка десяти миллионов масс Солнца, что превышает массу гигантских шаровых скоплений в галактиках. Массивное ядерное скопление наблюдается и в центре нашей Галактики. Звездный состав ядерных скоплений говорит о происходивших в них вспышках звездообразования, в процессе которых росла их звездная масса. В околовядерных областях и, в частности, в ядерных скоплениях, присутствуют звезды различных возрастов, но в большинстве своем они очень старые и имеют сравнительно высокое содержание металлов по сравнению с остальной галактикой, что говорит об особенностях их эволюции. Часто околовядерные области оказываются динамически выделенными, отличающиеся более высокой угловой скоростью по сравнению с прилегающими областями диска.

Наконец, в центре всех или большинства массивных галактик, как считается, находится сверхмассивная черная дыра, в основном сформировавшаяся в первый миллиард лет существования галактики. При определенных условиях она становится центром активности. Однако активные ядра наблюдаются не более чем у одного процента галактик. В остальных случаях ядро не активно, либо его активность находится на очень низком уровне. Такие галактики принято считать нормальными.

Первое обнаружение галактик с активными ядрами принадлежит американскому астроному К. Сейферту (1943). Он выделил небольшое число внешне нормальных спиральных галактик, у которых ядро выглядит как звездообразный объект и имеет необычный для галактики спектр, содержащий яркие и очень широкие эмиссионные линии. Подобные галактики (а они, как оказалось впоследствии, составляют около 1% от полного числа спиральных галактик) получили название сейфертовских.

Интерес к активности ядер резко поднялся с открытием в 1950-е годы радиогалактик, источник мощной энергии которых нельзя было объяснить активностью звезд, а позднее — с открытием квазаров — радиоисточников очень малого углового размера, на месте которых в оптике были обнаружены необычные звездоподобные объекты, заметно меняющие свою яркость и поэтому трудно отличимые от переменных звезд. Позднее оказалось, что далеко не все квазизвездные источники отличаются очень мощным радиоизлучением, но термин «квазары» часто используется независимо от их радиосвойств. Не сразу удалось понять, что квазары — это ядра га-

лактик на стадии наиболее высокой активности. Их эмиссионный спектр не поддавался расшифровке, пока не стало очевидным, что он содержит линии обычных элементов, но сильно сдвинутые в красную сторону (М. Шмидт, 1963 г.). Последнее сразу указало на внегалактическую природу таких объектов. Но при этом пришлось принять, что их излучение приходит из очень небольших областей с размером в световые дни или месяцы (иначе было бы невозможно объяснить их оптическую переменность). Тем не менее, мощность излучения квазаров настолько высока, что иногда в десятки раз превышает интегральную мощность всей совокупности звезд таких гигантских галактик, как наша: болометрическая светимость квазаров в исключительных случаях достигает 10^{47} эрг/с. Следы родительских галактик вокруг квазаров (причем, далеко не всех) были обнаружены лишь позднее. Среди них встречаются как спиральные, так и эллиптические галактики. В карликовых галактиках заметных ядер нет.

Большую стимулирующую роль в изучении ядер галактик и нестационарных процессов, связанных с их активностью, сыграли работы В. А. Амбарцумяна, который считал, что они играют основополагающую роль в образовании галактик и их систем. Со временем, однако, утвердилась иная точка зрения, согласно которой не активность ядра формирует галактику, а ядро образуется и растет (по мас-се) вместе с галактикой, и его текущий уровень активности зависит от непосредственного окружения. Ранняя мощная вспышка активности ядра, в свою очередь, могла влиять на формирование молодой «родительской» галактики, например, через нагрев, ионизацию или выброс газа из центральной области.

Характерная мощность выделения энергии в галактиках с активными ядрами составляет от 10^{41} – 10^{44} эрг/с для сейфертовских галактик до 10^{46} – 10^{47} эрг/с для наиболее мощных квазаров. Если выражать светимость активного ядра в единицах полной светимости всех звезд галактики L_* , то это примерно соответствует интервалу 10^{-3} – $10^2 L_*$. Основная энергия выделяется, как правило, в коротковолновой оптической области и в далекой ИК области, где излучает нагретая межзвездная пыль. У части ядер наблюдается также значительный избыток рентгеновского излучения.

Наблюдаемые признаки активности ядра и формы выделения энергии могут быть различными. Наиболее часто встречающимися проявлениями активности являются:

— быстрое движение газа со скоростями в тысячи километров в секунду, которое приводит к сильному уширению линий излучения в спектре ядра вследствие эффекта Доплера;

— излучение большой мощности в коротковолновых (оптической, ультрафиолетовой и рентгеновской) областях спектра, сконцентрированное в очень небольшой области размером менее светового года. Спектр его не похож на спектр абсолютно черного тела и имеет степенную форму ($F_\nu \sim \nu^n$, где $n \approx 0.6\text{--}0.8$). Излучение обычно имеет переменный характер без четко выраженного периода; характерное время заметного изменения светимости составляет от нескольких лет до нескольких дней или даже часов;

— выбросы струй (джетов) газа и высокоэнергичных частиц из активных ядер.

— высокая мощность радиоизлучения, связанного с выбросом релятивистских электронов из ядра, излучающих в магнитном поле (синхротронный механизм излучения).

По характеру проявления активности принято разделять галактики с активным ядром на сейфертовские галактики, радиогалактики, квазары и лацертиды.

Сейфертовские галактики — это спиральные галактики, в которых активное ядро наблюдается как звездоподобный, часто переменный по яркости объект, в центре галактики. Спектр ядра, как отмечалось выше, отличается наличием ярких и широких эмиссионных линий. Обычно выделяют два типа: *Seyfert 1* и *Seyfert 2*. Первые характеризуются особенно широкими линиями водорода (тысячи километров в секунду) и более сильным излучением в оптическом континууме и в рентгеновском диапазоне.

В окрестности сейфертовских ядер часто наблюдается интенсивное звездообразование в околовядерном газовом диске радиусом несколько сотен парсек (не путать с аккреционным диском вокруг черной дыры). Активность молодых звезд (нагрев газа и пыли, вспышки сверхновых) также вносит свой вклад в наблюдаемые особенности сейфертовских ядер, причем вклад массивных звезд в энергетику ядра не всегда легко отделить от вклада центрального, не звездного источника.

Радиогалактики — это галактики, с которыми связано интенсивное радиоизлучение, в тысячи и более раз превосходящее по мощности радиоизлучение нормальных галактик, таких, как наша. Радиоизлучение имеет синхротронную природу и связано с выбросом по-

токов релятивистских электронов из ядра. Мощные радиогалактики встречаются, как правило, среди массивных эллиптических. Форма самих радиоисточников различна: обычно это либо радиоизлучающая оболочка вокруг галактики, либо длинные «джеты» — выбросы из ядра в противоположных направлениях, хотя возможна их комбинация. В самом центре галактики потоки релятивистских частиц часто ~~наблюдаются~~, так как крошечные и неоднородные по яркости «парсековые» радиоджеты, направленные от ядра.

Любопытно, что во многих случаях отдельные детали (участки повышенной яркости) этих джетов удаляются от ядра с кажущейся сверхсветовой скоростью. Объяснение эффекта сверхсветовых скоростей достаточно простое, и сводится к геометрии: это результат того, что мы можем наблюдать перемещение только в проекции на плоскость, перпендикулярную лучу зрения. Если движение источника, удаляющегося от ядра, имеет околосветовую скорость в пространстве и направлено под небольшим углом к лучу зрения в сторону наблюдателя, то из-за эффекта запаздывания электромагнитных волн от источника его видимая скорость перемещения поперек луча зрения может превосходить скорость света (см. задачу 5 в конце этой главы). При движении в противоположную сторону такой эффект будет иметь противоположный знак, однако вероятность обнаружения удаляющегося источника меньше, поскольку доплеровское уменьшение частоты излучения, которое будет иметь место в этом случае, приводит также и к уменьшению его интенсивности.

Квазары по наблюдаемым особенностям похожи на ядра сейфертовских галактик, но превосходят последние по мощности выделения энергии на несколько порядков. Хотя название «квазары» — это сокращение от «квазизвездные радиоисточники», оно отражает лишь исторический путь их открытия. Большая часть квазаров не отличается мощным радиоизлучением. В тех случаях, когда можно рассмотреть родительскую галактику, чаще всего оказывается, что квазары ассоциируются с эллиптическими галактиками, в которых бывают заметны следы тесного взаимодействия (искажение формы, присутствие газа), что, по-видимому, является результатом происходящего слияния галактик.

*Лацертиды*¹² — выглядят как быстропеременные звезды с крайне

¹²Название этого класса происходит от объекта BL Lacertae (BL Ящерицы), исторически считавшегося оптической переменной звездой. Иногда также употребляют термин *блазары*.

слабыми спектральными линиями и частично поляризованным излучением. Они оказались редко встречающимся типом активных ядер гигантских эллиптических галактик, рассмотреть которые удалось только с помощью телескопа «Хаббл», поскольку свет галактик «тонет» в свете активного ядра. Предполагается, что особенности, характерные для лацертид, возникают при направлении джета почти точно на наблюдателя.

Галактики с активными ядрами довольно широко распространены и составляют несколько процентов от всех галактик высокой светимости. Однако между активными и спокойными ядрами галактик нет резкой границы, и слабые признаки активности можно найти в большинстве наблюдавшихся галактик высокой светимости. Ближайшая к нам галактика с активным ядром — радиогалактика Центавр А (NGC 5128), находящаяся на расстоянии около 5 Мпк, а самая близкая галактика Сейфerta — NGC 1068 (около 14 Мпк).

11.8.2. Структура активных ядер

Сложность интерпретации пространственной картины активного ядра связана с тем, что линейный размер активной области настолько мал, что не разрешается при телескопических наблюдениях. Все оценки размеров структурных деталей ядра — косвенные.

Различные спектральные линии образуются на различном расстоянии от центрального источника. Так, профили разрешенных спектральных линий, например, линий водорода (в отличие от более узких запрещенных линий) обычно можно представить состоящими из двух наложенных друг на друга компонентов: узкого (до 1000 км/с) и широкого (тысячи километров в секунду). Очевидно, что широкий компонент линий связан с более быстрым движением газа в непосредственной окрестности центрального источника, а более узкие линии (как разрешенные, так и запрещенные) рождаются в более разреженной среде, дальше от источника. При интерпретации спектральных особенностей рассчитывают модели формирования излучения активных ядер, добиваясь, чтобы они удовлетворительно описывали наблюдаемый спектр. Как всегда в подобных случаях, остается проблема однозначности выбора параметров модели. Однако чем точнее измерения и шире охватываемый спектральный диапазон, тем уже круг возможных вариантов.

Принято разделять три зоны активного ядра:

1. Источник континуума (предполагается, что он представляет собой аккреционный диск вокруг сверхмассивной черной дыры). Размер наиболее «яркой» части сопоставим с размером солнечной планетной системы (световые часы или дни). Коротковолновое оптическое и жесткое излучение связано с очень высокой температурой диска, доходящей во внутренних областях до 10^9 К¹³.

2. Область широких спектральных линий (BLR). Размер этой области — от нескольких световых дней до (в квазарах) нескольких световых месяцев. Излучение, тепловое по природе, рождается в потоках плотного газа, движущихся со скоростями в тысячи километров в секунду.

3. Область узких спектральных линий (NLR). Размер — световые месяцы. Газ по своим свойствам похож на газ, который наблюдается в областях НII вокруг молодых звезд, но имеет дисперсию скоростей в сотни километров в секунду. Эта среда постепенно переходит в неоднородный по плотности околоядерный газовый диск, простирающийся на сотни световых лет.

11.8.3. Сверхмассивные черные дыры

Единственный источник энергии, известный в физике, который мог бы долгое время «работать» с обычным веществом в ядре и обеспечивать наблюдаемый уровень энерговыделения — это акреция газа в гравитационном поле сверхмассивной черной дыры (СМЧД) с массой от сотен тысяч до нескольких миллиардов M_\odot . Все процессы разворачиваются в окрестности черной дыры. Свободно падающее на нее вещество разгоняется до околосветовых скоростей, и вблизи черной дыры его поток закручивается из-за наличия момента импульса в плотный и чрезвычайно горячий аккреционный диск. Энергия этого «волчка» и служит основным резервуаром энергии активного ядра. Именно в нем, а не в самой черной дыре, рождаются мощные потоки коротковолнового излучения, и благодаря его магнитному полю происходит ускорение до очень высоких энергий

¹³Напомним, что яркость непрозрачного теплового источника возрастает как T^4 . Наглядный пример: если сравнить излучение Солнца с излучением непрозрачного тела с температурой, скажем, в 10^8 К, то окажется, что светимость такого тела будет равна солнечной при диаметре всего около 4 м! Максимум в его спектре будет, однако, в гамма-диапазоне. Именно сверхгорячий аккреционный диск вокруг черной дыры является источником мощного коротковолнового излучения активного ядра.

протонов и электронов, которые выбрасываются в форме узких джетов перпендикулярно плоскости аккреционного диска¹⁴.

В целом, картина сходна с той, которая имеет место при аккреции вещества на черную дыру или нейтронную звезду в тесных двойных системах (см. раздел 10.5), однако энергетические масштабы здесь на много порядков выше. Основная энергия активного ядра — это преобразованная энергия вещества, выделяющаяся при его падении в глубокую потенциальную яму, созданную сверхмассивной черной дырой. Как и в случае акреции на компактные остатки звезд, в аккреционном диске вокруг СМЧД энергия падающего газа частично переходит в тепловую энергию, частично — в энергию вращения диска. В целом, выделяющаяся энергия оказывается в десятки раз выше, чем ядерная, заключенная в атомах падающего вещества, поскольку оно разгоняется в поле черной дыры до скоростей, сопоставимых со скоростью света.

Пока нет общепринятого объяснения, почему в одних случаях основная энергия ядра выделяется в форме оптического и инфракрасного излучения, в других — в форме радиоволн и потоков релятивистских частиц (тогда галактика называется радиогалактикой). Подчеркнем, что в большинстве галактик, в том числе и гигантских, активность ядра остается очень слабой (к последним относится и наша Галактика). Очевидно, что наблюдаемые проявления активности, связанной со СМЧД, зависят от темпов акреции газа на СМЧД, которая может происходить, только если момент импульса газа близок к нулю. Темпы акреции зависят от различных факторов, и в первую очередь от массы СМЧД и от плотности и распределения газовой среды в центре галактики. Наблюдаемые проявления активности ядра сильно зависят также от эффективности механизма формирования узких релятивистских джетов, и от того угла, который джеты (или аккреционный диск) составляют с лучом зрения.

Темпы падения газа на СМЧД не обязательно должны быть фантастически большими для обеспечения его энергетической «подкачки». К примеру, считая, что коэффициент переработки гравитационной энергии при акреции на черную дыру составляет около 10%, получаем, что для объяснения мощности излучения квазара с выхо-

¹⁴ Альтернативная модель основана на извлечении энергии вращения центральной черной дыры при наличии внешнего магнитного поля, создаваемого аккреционным диском — т. н. механизм Блэндфорда–Знаека. См. подробнее В. С. Бескин. «Осесимметричные стационарные течения в астрофизике». М.: Физматлит, 2005.

дом гигантской энергии 10^{46} эрг/с требуется темп аккреции 10^{26} г/с, или чуть больше $1 M_{\odot}$ /год. Для ядер галактик Сейферта достаточно в сотни раз меньшего темпа аккреции. А в таких слабоактивных ядрах, как ядро нашей Галактики, наблюдаемая активность может поддерживаться аккрецией звездного ветра близких к ядру звезд.

Для того, чтобы объяснить высокую активность ядер, масса черной дыры должна составлять миллионы и миллиарды масс Солнца, но для «пробуждения» ядра к активности большой массы черной дыры недостаточно, требуется доставка «топлива» — обычного газа с малым орбитальным моментом импульса, чтобы он мог образовать компактный и плотный аккреционный диск. Для этого должен существовать механизм, отбирающий у газа момент импульса, чтобы сначала газ мог попасть в центральную область галактики, а затем — чтобы небольшая часть этого газа с самым низким моментом импульса проникла в область аккреционного диска.

Теоретически рассматриваются самые различные физические схемы, объясняющие возможность попадания газа в окрестность черной дыры. Анализируются как варианты прямого падения на центр вещества, имеющего почти нулевой момент в силу случайных причин, так и варианты, когда газ приближается к ядру постепенно, по мере потери момента импульса. По-видимому, в разных случаях реализуются различные механизмы. Исключительно важную роль должно играть интенсивное звездообразование в плотном газе в окрестности ядерной области. Этот процесс неизбежно сопровождается неупорядоченными турбулентными движениями газа, при которых часть газа всегда будет обладать малым моментом и падать на ядро.

Рассматривается и такая схема, где вещество доставляется к самому центру галактики обычными звездами, которые случайно проходят на небольшом расстоянии от ядра. Они имеют шанс, хотя и очень малый, подойти на опасно близкое расстояние к сверхмассивной черной дыре, и в результате быть разрушенными приливными силами ее гравитационного поля, донеся таким образом газовое топливо до ядра. При большом количестве звезд, проходящих через центральную область галактики, такие шансы могут регулярно реализовываться.

Отметим одну особенность аккреции на СМЧД в ядрах галактик. Речь идет о возможности такого режима аккреции, когда энергия, выделяемая при трении между слоями газа, не успевает уноситься излучением из диска, а переносится вместе с газом ближе к

ЧД. Так как у черных дыр нет твердой поверхности, горячий газ из внутренних областей диска уходит под горизонт событий (застывает на горизонте и исчезает как источник излучения для бесконечно далекого наблюдателя), унося с собой часть полученной энергии. Такие течения газа вокруг ЧД называются *адвекционными* (от лат. *advection* — доставка). Возможная причина возникновения адвекции — образование в диске двухтемпературной плазмы, в которой температура ионов T_i много больше температуры электронов T_e , поскольку основное тепло, выделяющееся при трении слоев газа, переходит в кинетическую энергию хаотического движения тяжелых ионов, а легкие электроны быстро охлаждаются излучением. Время же выравнивания ионной и электронной температур в плазме без магнитного поля может оказаться больше времени прохождения элемента газа по радиусу аккреционного диска. По этой причине газ не успевает высветить запасенную тепловую энергию. Из-за высокой ионной температуры адвекционный диск становится геометрически толстым, оставаясь оптически прозрачным (в обычных аккреционных дисках без адвекции — все наоборот: диск геометрически тонок, но оптически непрозрачен).

Излучение адвекционных дисков связано, в основном, со свободно—свободными переходами электронов в оптически тонкой плазме ($\sim n_e^2 \sqrt{T_e}$) и может быть намного меньше, чем светимость аккреционных дисков ($\sim \dot{M}$). Этим, возможно, объясняется необычайно низкая светимость от источника Sgr A* в центре нашей Галактики — СМЧД с массой $\approx 4 \cdot 10^6 M_\odot$, хотя газа в центре Галактики достаточно. Но в целом проблема топливной подпитки черной дыры в ядрах галактик остается открытой.

11.8.4. Основные принципы определения масс СМЧД

Прямое подтверждение присутствия массивной черной дыры в галактике могут дать измерения скоростей движения звезд или газа в ее центре. Чем они ближе к черной дыре, тем больше должна быть их средняя скорость. Поскольку масса центральной черной дыры составляет очень малую часть массы галактики, вещество в галактике, в основном, движется так, как если бы черной дыры не существовало. Поэтому увеличение скоростей, связанное с присутствием последней, можно измерить, только наблюдая вещество очень близко к ядру. Так, получив оценки дисперсии скоростей звезд на расстоянии в несколько десятков парсек от центра галактики и построив

динамическую модель звездной системы, находящейся в динамическом равновесии, можно вычислить примерное значение массы, заключенной внутри этого радиуса. И если найденная масса окажется значительно больше, чем масса видимых звезд в этой же области (ее можно грубо оценить по наблюдаемой оптической светимости), то будут все основания считать, что обнаружена сильная концентрация массы, не связанная со звездами, и можно будет обоснованно предположить, что в ядре галактики находится сверхмассивная черная дыра. Такая оценка центральной массы, однако, не отличается большой точностью, поскольку завязана на априори принимаемую модель трехмерного (как правило, осесимметричного) распределения массы в центральной области галактики.

Технические возможности измерения скоростей вещества галактик на более близком расстоянии от центра появились недавно. Они привели к подтверждению существования массивных несветящихся компактных образований, интерпретируемых как СМЧД. Однако прямой способ оценки массы СМЧД применим только для близких галактик из-за ограниченности углового разрешения. Так, для того чтобы наблюдать область на расстоянии одного светового месяца от ядра, где ожидаемые скорости составляют порядка 1000 км/с, в галактике, удаленной на 100 Мпк, требуется разрешение лучше 1/100 угловой секунды. Тем не менее, для ряда галактик масса СМЧД оценена именно прямым методом — по скоростям движения газа. В некоторых случаях черную дыру удается «нащупать» не в оптических лучах, а с помощью радиоинтерферометра, измеряя скорости источников очень узких мазерных радиолиний в ядре галактики. Впервые доказать существование массивного компактного объекта и наглядно продемонстрировать наличие чудовищно высокой концентрации массы удалось только в середине девяностых годов — по наблюдениям вращения вокруг невидимого центра мазерных источников H₂O в ядре спиральной галактике NGC 4258 (Miyoshi et al., 1995). Нижний предел плотности вещества в ядре этой галактики был найден равным нескольким миллиардам масс Солнца на куб. парsec, что исключало любые интерпретации кроме СМЧД.

Наиболее убедительные оценки массы ($\sim 4 \cdot 10^6 M_{\odot}$) получены для черной дыры в ядре нашей Галактики. Многолетние наблюдения звезд вблизи самого ядра, проводившиеся на 8-метровом телескопе VLT, позволили измерить собственные движения звезд и восстановить их орбиты на расстоянии всего нескольких десятков све-

товых дней от ядра. Минимальное расстояние от центра масс, на котором проходят орбиты наблюдаемых звезд, составляет всего около 200 а. е., что уже приближается к размеру аккреционных дисков активных ядер. Более точные измерения верхнего предела радиуса центрального объекта в ядре нашей Галактики дают радиоинтерферометрические наблюдения. Так, радиоизображение области центра Млечного Пути с угловым разрешением $2 \cdot 10^{-4}$ секунды дуги, полученное на длине волны 3.5 мм методом радиоинтерферометрии со сверхдлинной базой, свидетельствует о том, что радиус области вокруг ЧД, в которой рождается излучение в этом диапазоне, составляет всего 12.6 гравитационных радиусов ЧД ($\sim 1.2 \cdot 10^{12}$ см). Планируются ~~и~~-наблюдения со сверхдлинной базой и на более коротких волнах (вплоть до 0.5 мм) со значительно лучшим угловым разрешением, что позволит экспериментально измерить размер горизонта событий СМЧД в центре нашей Галактики.

Еще один, не столь прямой метод оценки массы СМЧД, исходит из того предположения, что широкие спектральные линии соответствуют виральной скорости для той области, где они возникают. Но для оценки массы необходимо также знать размер излучаемой области. В принципе, его можно определить, базируясь на независимых оценках светимости в линиях излучения газа, и плотности газа, поскольку светимость спектральных линий пропорциональна произведению объема, занимаемого ионизованным газом, на квадрат его плотности. Такой способ дает лишь порядковую оценку массы. Но более надежным оказался метод, называемый *методом эхокарттирования* (англ. *reverberation mapping*). Он основывается на наблюдениях переменности оптического излучения ядра в непрерывном спектре и в широких линиях. Делается естественное предположение, что наблюдаемое излучение в непрерывном спектре меняется пропорционально мощности ионизирующей радиации, ответственной за формирование спектральных линий. Как было впервые показано А. М. Черепашуком и В. М. Лютым, в сейфертовских галактиках между изменением яркости в непрерывном спектре и линиях существует временной сдвиг Δt : увеличение яркости линии запаздывает по отношению к всплеску яркости ядра в континууме. Физическая природа этого запаздывания достаточна очевидна: при возрастании светимости центрального источника свету требуется некоторое время, чтобы дойти до области формирования линий и вызвать рост их яркости.

Как показали наблюдения, минимальное запаздывание имеет место для линий с высоким потенциалом возбуждения. Именно этого и можно было ожидать, поскольку излучение в таких линиях должно формироваться ближе к источнику. В первом приближении, размер области широких линий равен $c\Delta t$. Было замечено, что радиус R_{BL} области широких линий, определенный по запаздыванию, обратно пропорционален квадрату допплеровских скоростей газа ΔV_{BH} , определенных по полуширине профиля широких линий, что естественно объясняется, если скорости газа близки к кеплеровским (то есть подчиняются закону $V \sim R^{1/2}$) в гравитационном поле черной дыры. В таком случае, масса СМЧД может быть определена из простого вириального соотношения $M_{BH} = f \cdot \Delta V_{BH}^2 / G$, где $f \approx 3 - 5$ – безразмерный коэффициент, зависящий от принимаемого характера движения газа в области широких линий. Некоторую неопределенность в оценку вносит то, что мы не знаем, как газ распределен в рассматриваемой зоне, то есть образует ли он диск или подобие сферы, или несколько дискретных облаков, и насколько изотропны скорости излучающих облаков, которые определяют ширину спектральных линий. Все это снижает точность оценки массы СМЧД, но, тем не менее, метод эхо-картирования остается наиболее надежным после прямого измерения скоростей вращения газа в непосредственной окрестности черной дыры.

Среди галактик с измеренными массами черных дыр – как спиральные, так и эллиптические системы, как галактики с высокой активностью ядра (радиогалактика M 87), так и с довольно низкой (наша Галактика). Массы черных дыр оказались примерно такими, как и ожидалось – от нескольких миллионов M_\odot (наша Галактика) до нескольких миллиардов (гигантская эллиптическая галактика M 87). В маломассивных галактиках центральных черных дыр большой массы, по-видимому, нет.

Когда массы СМЧД были измерены для достаточно большого числа галактик, выяснилось, что их значения практически не зависят от того, какова масса диска галактики, или имеется ли у нее диск вообще, но тесно связаны с характеристиками сфероидальной системы: для спиральных галактик – это балдж, для Е-галактик – все звездное население галактики. Массы СМЧД составляют примерно 1/1000 от полной массы звездного сфероидального компонента. Наиболее тесная корреляция существует между массами СМЧД и дисперсией скоростей C_* звезд в центральной области: $M_{BH} \sim C_*^n$,

где $n \approx 4$. Само существование такой зависимости говорит о том, что более массивные черные дыры находятся в более «глубоких» потенциальных ямах, образуемых гравитационным полем сфероидальной составляющей. Примечательно, что одной и той же зависимости подчиняются и нормальные галактики, и галактики с высокой активностью ядра. По-видимому, галактики с активными ядрами — это обычные галактики, наблюдаемые в период, короткий по сравнению со временем их существования, когда в силу тех или иных причин черная дыра интенсивно аккрецирует падающий на нее газ. Наблюдаемый уровень активности зависит от темпа акреции газа, который достигает максимальных значений в тех галактиках, где масса СМЧД особенно велика (в квазарах, лацертидах и радиогалактиках). Не исключено, что черные дыры присутствуют в ядрах всех галактик высокой светимости, хотя их не всегда просто обнаружить.

Использование зависимости массы СМЧД от центральной дисперсии скоростей звезд дало возможность проводить косвенные определения M_{BH} по измерениям C_* . Но и эти оценки не всегда легко получить, если галактика находится слишком далеко, или если яркий свет ядра мешает выделить звездные (абсорбционные) спектральные линии.

И центральные черные дыры, и сфероидальные компоненты галактик, сформировались в основном на раннем этапе жизни галактик. О раннем формировании СМЧД говорит существование квазизвездных объектов на больших красных смещениях, а о раннем образовании эллиптических галактик и балджей спиралей — большой возраст входящих в них звезд. По крайней мере в случае наиболее массивных черных дыр, их основной рост должен быть очень быстрым — не более миллиарда лет, иначе трудно объяснить существование квазаров в еще «молодой» Вселенной, на красных смещениях $z \approx 4\text{--}6$. Упомянутая связь массы центральной черной дыры с параметрами сфероидального компонента говорит о том, что их формирование взаимосвязано. Черная дыра растет до тех пор, пока не иссякнет приток газа. По крайней мере две причины в состоянии уменьшить этот поток и остановить рост черной дыры. Во-первых, основная масса газа может перейти в звезды балджа при формировании центральной части галактики. Во-вторых, интенсивная акреция на черную дыру порождает высокую активность ядра (квазар), которая останавливает приток газа. Излучение активного ядра и выброс вещества из него при достаточной мощности процесса вымета-

ет газ из околоядерной области, что прекращает рост как сфероидального звездного компонента, так и черной дыры. Но медленный рост массы СМЧД из-за акреции вещества может продолжаться в течение всей жизни галактики.

Хотя при одном и том же значении M_{BH} уровень активности ядра может быть различным, должен существовать верхний предел светимости ядра, если она обусловлена стационарной акрецией. Он достигается, когда лучевое давление центрального источника, действующее на ионизованный газ через рассеяние на электронах, препятствует акреции. Это тот же предел светимости (эддингтоновский), что ранее был получен для массивных звезд ($L_{edd} \approx 10^{38} M/M_\odot$) эрг/с (см. раздел 10.7). В предположении сферически симметричной акреции эддингтоновский предел должен иметь место и для активных ядер (Э. Дибай). Сравнение масс и болометрических светимостей ядер показало, что это действительно имеет место. Из сотен галактик и квазаров, имеющих прямые или косвенные оценки M_{BH} , лишь немногие квазары переходят эддингтоновский рубеж. В этих случаях можно говорить либо о нестационарной акреции на СМЧД, либо о недооценке массы черной дыры. В абсолютном большинстве случаев светимость ядер активных галактик лежит в пределах $1 - 10^{-2} L_{edd}$, систематически возрастая от галактик Сейферта к квазарам. Слабая активность ядра нашей Галактики примерно соответствует $10^{-8} L_{edd}$.

11.9. Скопления галактик

11.9.1. Общие сведения

Неоднородности в пространственном распределении галактик проявляются в существовании систем галактик — пар, групп (от нескольких членов до нескольких десятков) и скоплений (от нескольких десятков до нескольких тысяч, а в отдельных случаях — еще большего числа). Скопления, в свою очередь, образуют ячеистую крупномасштабную структуру Вселенной (см. далее). Среди примерно 10 тысяч ближайших галактик, 10–20 % находятся в скоплениях или прилегающих к ним областях  около 10% образуют пары, и 5–10% сравнительно изолированы. Остальные галактики (более половины общего числа) принадлежат к группам галактик, таким как Местная Группа, к которой принадлежит наша Галактика и две ближайшие к ней спиральные галактики (M31, M33) со своими си-

стемами карликовых спутников (И. Д. Каракенцев, Д. И. Макаров). Доля галактик, которые можно считать действительно изолированными, еще меньше, и они представляют особый интерес, поскольку в их образовании и эволюции не играло никакой роли взаимодействие с соседними системами. В обширных пространственных пустотах (войдах) встречаются лишь редкие карликовые неправильные галактики с большим содержанием газа и низкой металличностью (С. А. Путильник), в то время как в группах и скоплениях их мало, и они обычно располагаются на периферии. Это означает, что формирование и эволюция галактик зависит от их окружения.

Известны многие тысячи скоплений галактик, разбросанных по всему небу. Как и звездные скопления, скопления галактик условно разделяют на два типа: рассеянные (неправильные, иррегулярные) и сферические (правильные, регулярные). Первые содержат меньше галактик, они слабо группируются к центру, форма скопления неопределенная. Сферические скопления имеют сравнительно симметричную форму, круглую или заметно вытянутую, они обладают более сильной концентрацией галактик в центре, число галактик в них значительно больше. Характерные значения эффективных радиусов R_e , в пределах которых содержится примерно половина членов, для тех и других скоплений составляют несколько мегапарсек.

Пример. Найдем среднее расстояние l между галактиками, если в пределах радиуса $R_e = 2$ Мпк содержится 2000 галактик. Предполагая сферическую симметрию, получаем $l \approx R_e (\frac{4}{3}\pi/2000)^{1/3} \approx 260$ кпк, что всего лишь вдвадцать раз превышает диаметр гигантских галактик.

Поскольку плотность галактик в центре скопления существенно выше средней, это означает, что в наиболее плотных областях средние расстояния между соседними системами сопоставимы с размерами гигантских галактик. Этот пример показывает, что, в отличие от звезд в звездных скоплениях, при анализе движения галактик их нельзя считать точками, между ними должны часто происходить сближения или прямые столкновения.

Внутри любого скопления всегда наблюдается хотя бы несколько гигантских эллиптических (E) или линзовидных (S0) галактик, хотя относительное число галактик этих типов сильно меняется от скопления к скоплению. Чем плотнее скопление, т. е. чем в среднем ближе друг к другу его члены, тем выше доля галактик E–S0. Доля спиральных галактик вне скоплений (без учета карликовых си-

стем) составляет около 80%, внутри скоплений — около половины, а в центральной части богатых скоплений они практически отсутствуют. Зато доля галактик E–S0 соответственно растет, так что в богатых скоплениях они преобладают.

Судя по спектрам звездного населения, галактики скоплений (как спиральные, так и эллиптические) — это такие же старые звездные системы, как и галактики, не принадлежащие к ним, хотя в каждой галактике могут находиться звезды различного возраста.

Расстояния до скоплений галактик определяют как среднее расстояние до галактик в центральной области скопления. Самое близкое к нам богатое иррегулярное скопление находится в созвездии Девы (Virgo), на расстоянии около 15 Мпк (по сути дела, наша Местная Группа находится в близкой окрестности скопления Virgo). В основном, оно содержит спиральные и неправильные галактики. Самая массивная галактика в этом скоплении — гигантская эллиптическая система M87 с активным ядром (радиогалактика Дева-А). Ближайшее регулярное скопление наблюдается в созвездии Волосы Вероники (лат. *Coma Berenices*, или просто Coma), содержащее более 10 тысяч галактик. Оно находится примерно в семь раз дальше, чем скопление Девы.

Важнейшей характеристикой скопления является дисперсия лучевых скоростей ее членов, в качестве которой обычно рассматривается среднеквадратичное отклонение лучевых скоростей ΔV_r от среднего значения для галактик скопления. Для крупных скоплений эта величина часто превышает тысячу километров в секунду. Галактики движутся внутри скоплений по самым различным направлениям. При этом во многих скоплениях, как, впрочем, и в группах галактик, наблюдаются отдельные группировки, то есть галактики плохо перемешаны: время релаксации для скоплений превосходит время существования галактик.

Характерное время пересечения скопления галактикой составляет $t = R_e/\Delta V$. Принимая $R_e \approx 3$ Мпк $\approx 10^{20}$ км, $\Delta V \approx 1000$ км/с, получаем $t \approx 10^{17}$ с, или ≈ 3 миллиарда лет. Поскольку эта величина в несколько раз меньше возраста галактик, средняя галактика успела несколько раз пересечь скопление. Тем не менее, на периферии скопления должно быть немало галактик, которые еще ни разу не побывали в плотной центральной области.

Скопления галактик можно рассматривать как самые крупные в природе гравитационно-связанные системы. Однако возраст скоп-

лений недостаточно велик для эффективного обмена энергией при сближениях галактик (за исключением галактик в самых плотных центральных областях регулярных скоплений). Поэтому скопления не являются равновесными прорелаксированными системами. Галактики, наблюдаемые во внешних областях скопления, могут еще только падать на него, и в этом случае они лишь через миллиарды лет пройдут через его центральную область. Так что процесс формирования скоплений до сих пор продолжается.

11.9.2. Газ в скоплениях галактик

Наличие межгалактического газа было обнаружено по рентгеновскому излучению скоплений, регистрируемому орбитальными космическими обсерваториями. Другим наблюдаемым проявлением горячей среды в скоплениях является эффект Сюняева–Зельдовича, приводящий к искажению спектра фонового радиоизлучения в направлении на скопления (см. следующую главу).

Чтобы газ заполнял какую-либо гравитационно-связанную систему, скорость отдельных атомов (или скорость звука в газе) должна быть близка к средней скорости относительного движения членов этой системы. При меньших скоростях газ будет падать на центр системы, при больших — покидать ее, поскольку гравитационное поле окажется не в состоянии его удержать. В случае массивных скоплений средние скорости галактик, равные 1–2 тыс. км/с, соответствуют температуре газа (водорода) $T = 400\text{--}600$ миллионов К. Такой газ излучает преимущественно в мягком рентгеновском диапазоне, механизмом излучения являются свободно–свободные переходы в нерелятивистской плазме. Таким образом, температура газа отражает глубину потенциальной ямы, образуемой гравитационным полем скопления, и поэтому ее оценка может быть использована для определения полной массы скопления.

Измерения рентгеновского излучения позволяют оценить две величины, характеризующие состояние газа и его массу: температуру, определяемую по форме спектра, и интенсивность излучения.

$$I_\nu \sim \int n_e^2(R) \lambda(T) dl ,$$

где $n_e(R)$ — зависимость концентрации электронов от расстояния до центра скопления, $\lambda(T)$ — функция охлаждения, характеризующая излучательную способность среды (см. главу 4), а интеграл берет-

ся вдоль луча зрения. Таким образом, наблюдения позволяют рас- считать модель скопления и определить зависимости $T(R)$ и $n_e(R)$. При этом, конечно, учитывается влияние на спектр рентгеновско- го излучения как красного смещения скопления, так и селективного поглощения в межзвездной среде нашей Галактики. Оказалось, что характерная концентрация ионов (электронов) межгалактического газа скоплений n_e меняется от $\approx 10^{-4}$ до $\approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ в централь- ной области. При этом на общее рентгеновское свечение межгалак- тического газа накладывается излучение горячих газовых корон ги- гантских галактик.

Время остывания газа, пропорциональное Tn_e^{-1} (см. главу 4), для внутренних областей скоплений сопоставимо с возрастом галактик, а это означает, что часть газа успевает охладиться. Действительно, во многих скоплениях в центральной области радиусом около 100 кпк температура газа понижена в 2–3 раза по сравнению с более дале- кими областями. Более холодный газ, сжимаемый давлением окру- жающей, еще не остывшей среды, увеличивает свою плотность, ста- новится неоднородным, охлаждается еще больше, и уже не может удержаться в равновесии в гравитационном поле скопления. Судьба такого газа не очень понятна. По-видимому, он образует так называ- емые охлаждающие потоки (англ. *cooling flows*) и падает на централь- ные галактики скопления, где он может либо охлаждаться дальше и превращаться в звезды, либо какое-то время накапливаться в галак- тике, поддерживая свою температуру благодаря вспышкам сверхно- вых в звездном гало.

Современные рентгеновские обсерватории (ХММ-«Ньютон», «Chandra») позволили проследить распределение яркости рентге- новского излучения в скоплениях, удаленных от нас до расстояний в несколько миллиардов световых лет (красное смещение $z > 1$). Исследования подтвердили наличие неоднородностей яркости (суб- структур в распределении горячего газа), свидетельствующих о том, что скопления еще далеки от полного динамического равновесия, и их формирование продолжается.

Можно было бы ожидать, что межгалактический газ — это тот первичный газ, который остался после формирования галактик. Но в этом случае он представлял бы собой практически чистую водо- родно-гелиевую плазму. Однако в рентгеновских спектрах скопле- ний были найдены линии излучения ионизованных атомов железа и некоторых других тяжелых элементов. Содержание тяжелых эле-

ментов в газе оказалось лишь в несколько раз меньше, чем у звезд типа Солнца. Это говорит о том, что межгалактический газ успел перемешаться с газом, который частично прошел ядерную переработку в звездах и, по-видимому, был выброшен из галактик на стадии бурного звездообразования в эпоху их молодости.

11.9.3. Оценка массы богатых скоплений

Полная масса скоплений, как и масса $M(R)$ внутри заданного радиуса R , несет важную информацию об особенностях формирования скоплений и о соотношении между темной и барионной массой во Вселенной. Вопрос о существовании скрытой массы как раз и возник впервые в результате противоречия между оценками масс, полученными по интегральной светимости галактик скоплений и по скоростям их относительного движения. В настоящее время используются три независимых метода оценки масс скоплений.

1. Оценка массы по дисперсии скоростей членов скопления.

Если известно среднеквадратичное значение лучевых скоростей галактик относительно средней скорости скопления ΔV_r , то, учитывая, что в рамках сферически-симметричного приближения модуль скрекднеквадратичной скорости $\Delta V = \sqrt{3}\Delta V_r$, полную массу скопления можно найти через теорему вириала: $M_{cl} \sim \alpha(\Delta V)^2 R_e/G$, где R_e — эффективный радиус скопления, а α — модельный коэффициент порядка единицы, зависящий от принимаемого характера изменения плотности с радиальной координатой R .

2. Оценка массы по распределению горячего газа. В простейшем случае считается, что газ находится в квазиравновесном состоянии, а распределение плотности обладает сферической симметрией. Тогда масса скопления $M(R)$ в пределах радиуса R может быть оценена из уравнения гидростатического равновесия:

$$\frac{dP}{dR} = \rho(R)g(R) = -nm \cdot \frac{GM(R)}{R^2},$$

где $g(R) < 0$ — ускорение свободного падения на данном R , $\rho = nm$, n и m — концентрация и средняя масса частиц газа, а давление $P = nkT$. Для решения уравнения задается определенная модель скопления и находятся параметры модели, описывающие зависимости $M(R)$, $\rho(R)$, $T(R)$, при которых объясняются наблюдаемые значения яркости рентгеновского излучения газа и форма его спектра на различных угловых расстояниях от центра скопления.

Грубую оценку массы скопления можно получить, как и для предыдущего случая, из теоремы вириала, полагая $(\Delta V)^2 = 3kT/m_p$, где T — средняя температура газа, определенная по форме спектра рентгеновского излучения.

3. Оценка массы по гравитационному линзированию. Данный метод пригоден только для тех скоплений, сквозь которые видныискаженные изображения более далеких галактик, «построенные» гравитационным полем скопления. Этот эффект, однако, довольно часто наблюдается — более чем в 20% богатых скоплений. Чаще всего изображения далеких галактик (одной или нескольких) сильно деформированы и вытянуты в дуги с вогнутостью к центру скопления, причем одна и та же галактика может разбиться на ряд изображений (см. рис. 11.15). Измерения красных смещений подобных дуг показывают, что это изображения галактик, находящихся в несколько раз (иногда более чем на порядок) дальше скопления. С эффектом линзирования света звезд на компактных объектах мы уже встречались раньше (см. главу 8), но в случае скоплений, играющих роль гравитационных линз, мы уже имеем дело не с точечными массами, а с массами, распределенными в пространстве, причем не всегда сферически симметрично. Поэтому общая картина изображений, построенных гравитационным полем скопления, оказывается более сложной. Ее анализ позволяет получить информацию о массе скопления в пределах различных расстояний от центра — независимо от природы этой массы.

Для оценки интегральных масс скоплений используют и так называемый метод слабого линзирования. Метод базируется на статистической оценке ориентаций видимых вытянутостей изображений большого числа слабых далеких галактик, наблюдаемых сквозь скопление. В отсутствии скопления ориентация галактик была бы хаотичной, но гравитационное поле скопления немножко растягивает изображения в тангенциальном направлении, внося некоторую упорядоченность в распределении направлений вытянутости галактик. Этот эффект действительно обнаруживает себя на статистическом уровне, и дает возможность проследить распределение темной материи в скоплениях галактик и вокруг них.

Массы скоплений, оцененные различными методами, составляют от $10^{13} M_\odot$ для небольших скоплений до $10^{15} M_\odot$ для гигантских систем. Все три метода подтверждают, что масса богатых скоплений многократно (иногда в десятки раз) превосходит суммарную массу

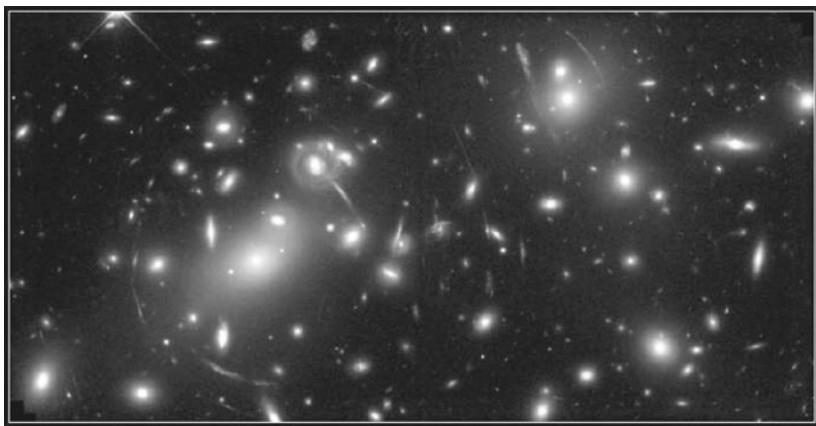


Рис. 11.15. Скопление галактик как гравитационная линза. Обрывки дуг представляют собой линзированные изображения более далеких галактик.
Снимок телескопа «Хаббл».

видимого вещества (звезд и газа), которое входит в состав наблюдаемых галактик. Масса рентгеновского газа, находящегося в межгалактическом пространстве, обычно сопоставима с полной массой всех галактик скопления, а в некоторых случаях и превосходит ее.

Однако даже такого количества межгалактического газа недостаточно для объяснения массы скопления: на долю газа обычно приходится не более 10–15% от полной массы. Неизбежен вывод о значительном преобладании темной небарионной массы в масштабах скоплений.

11.9.4. Особенности эволюции галактик в скоплениях

Выше уже упоминалась зависимость частоты встречаемости галактик различных морфологических типов от концентрации галактик в данном объеме пространства. Действительно, чем меньше среднее расстояние между галактиками, тем чаще встречаются галактики с почти прекратившимся звездообразованием, относящиеся к типам E и S0. Это говорит о влиянии окружения на эволюцию галактик. Свой отпечаток здесь накладывают как взаимодействие между близкими системами (приливные силы, поглощение одной галактики другой), так и наличие газовой среды, в которой движутся галактики. Рассмотрим сначала взаимодействие галактик при их сближении друг с другом.

Пример. Найдем характерное время t_c между столкновениями галактик, независимо движущихся в скоплении. В центральной области концентрация галактик n_g составляет несколько сотен объектов на 1 Мпк³. Примем $n_g = 300 \text{ Мпк}^{-3}$. При средней относительной скорости движения $\Delta V \approx 1000 \text{ км/с}$ радиус сечения взаимодействия R_c превышает величину GM/V^2 (см. раздел 11.4.1), справедливую для точечных масс, и близок к геометрическому размеру галактик (≈ 10 кпк). В этом случае $t_c = (\pi R_c^2 \Delta V n_g)^{-1} \approx 10^{10} \text{ лет}$. Эта оценка показывает, что за космологическое время ~ 14 млрд. лет существенная доля галактик, успевшая пройти через центральную часть скопления, должна была испытать тесное сближение.

Столкновения галактик приводят к обмену энергиями между ними, к приливной деформации либо к слиянию двух галактик в одну вследствие неупругого характера столкновений (часть кинетической энергии движения переходит при этом в энергию внутренних движений звезд галактик). Массивные галактики могут медленно наращивать массу за счет поглощения более мелких спутников, а лобовое столкновение двух спиральных галактик может при определенных условиях привести к их слиянию и превратить их в одну эллиптическую или линзовидную галактику, практически лишенную газа. Но чаще всего галактики скоплений проходят на некотором расстоянии друг от друга и расходятся практически не изменившимися. Дело здесь в высокой относительной скорости членов скоплений: чем с большей скоростью они встречаются, тем короче время активного гравитационного воздействия друг на друга, и поэтому тем оно слабее. Вот почему среди галактик пар и небольших групп галактик процент взаимодействующих систем значительно выше, чем среди галактик скоплений.

Процессы столкновений и приливного искажения формы более эффективно идут не в скоплениях, а в группах галактик, поскольку в них галактики обладают более низкими относительными скоростями движения, чем в скоплениях. Благодаря последнему обстоятельству, сблизившиеся галактики дольше находятся недалеко друг от друга, так что приливные силы успевают вызвать более существенные изменения структуры. Возникают приливные хвосты и перемычки, и в итоге галактики в компактных группах теряют часть своего вещества (как звезд, так и межзвездного газа), а через большой промежуток времени приливное взаимодействие должно привести галактики к слиянию.

Для скоплений наиболее эффективным является процесс поглощения гигантскими галактиками других галактик, проходящих через их звездное гало. При этом динамическое трение (см. раздел 11.4.1) заставляет влетевшую галактику терять энергию, двигаться по спирали к центру и, в конце концов, разрушаться. Предполагается, что гигантские эллиптические галактики с протяженным гало, часто наблюдаемые в центральных областях скоплений (так называемые cD-галактики) «выросли» именно за счет поглощения других. Масса таких галактик иногда достигает $10^{13} M_{\odot}$. Они часто обладают активными ядрами (см. раздел 11.8). Ближайшая галактика такого типа — M87, центральная галактика скопления в Деве.

Взаимодействие галактик с межгалактическим газом может принимать более разнообразные формы, особенно для спиральных галактик. Эти галактики содержат слой межзвездного газа вблизи плоскости диска, и небольшую массу горячего разреженного газа в балдже и гало, количество которого поддерживается сбросом газа старыми звездами в процессе их эволюции. Эффективность процессов взаимодействия внутригалактического и межгалактического газа становится очевидной, если сравнить между собой три оценки различных компонент давления:

— статическое тепловое давление межгалактического газа $P = nkT$, где $n = n_e + n_p$ — концентрация частиц ионизованного газа. При $n = 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ и $T = 10^7 \text{ К}$ имеем: $P \approx 10^{-12} \text{ эрг}/\text{см}^3$;

— динамическое (лобовое) давление на галактику со стороны набегающего потока межгалактического газа с $\rho \approx 10^{-27} \text{ г}/\text{см}^3$ и скоростью $V_g \approx 1000 \text{ км}/\text{с}$: $P \approx \rho V_g^2 \approx 10^{-11} \text{ эрг}/\text{см}^3$;

— характерное значение давления межзвездного газа там, где оно максимально: в плоскости диска галактики, (для определенности используем оценки, полученные для окрестности Солнца в нашей Галактике): $nkT \approx 10^{-12} - 10^{-13} \text{ эрг}/\text{см}^3$ (см. таблицу 4.1).

Разумеется, приведенные соотношения меняются как от галактики к галактике, так и внутри одной галактики. Но они наглядно показывают, что как статическое давление межгалактического газа, так и давление набегающего потока могут сильно менять свойства межзвездной среды в дисковых галактиках, если их давление будет сопоставимо или превышать давление невозмущенного газа.

Механизмы воздействия среды скопления на внутригалактический газ и последствия этого воздействия могут быть различными. Наиболее эффективными являются:

- выметание атомарного газа динамическим давлением, наиболее эффективное для внешних областей диска, где газ слабее удерживается галактикой (хотя в некоторых галактиках этот процесс, по-видимому затрагивает и внутренние области диска, где доминирует молекулярный газ);
- сжатие газового слоя внешним давлением, стимулирующее звездообразование и более быстрое исчерпание газа;
- «сдувание» разреженного газа, находящегося за пределами основного газового слоя, в результате которого прерывается акреция газа на диск и уносится газ, сбрасываемый звездами; как следствие, запасы газа в диске галактики перестают пополняться, и звездообразование быстрее приводит к исчерпанию газа.

Наблюдения подтверждают, что в значительной части спиральных галактик, находящихся во внутренних областях скоплений, имеет место недостаток газа (в несколько раз) по сравнению с его количеством в аналогичных по типу, скорости вращения и размеру галактиках вне скоплений.

По-видимому, быстрое исчерпание газа в спиральных галактиках вследствие звездообразования, «стимулированного» взаимодействием с окружающей средой, как и потеря газа из-за взаимодействия с межгалактической средой, являются теми причинами, которые приводят к превращению спиральных галактик в линзовидные в скоплениях. Действительно, как показывают наблюдения, в дальних скоплениях ($z > 0.4$), которые мы наблюдаем в прошлые эпохи из-за конечности скорости света, значительно выше доля галактик с более голубым цветом, то есть с активным звездообразованием; в них звездообразование либо продолжается, либо завершилось сравнительно недавно (эффект Бачлера–Омлера). В настоящее время эти активные в прошлом галактики, наверняка имевшие спиральные ветви, наблюдаются как линзовидные галактики скоплений.

Для центральных галактик скопления (как правило, это гигантские Е-галактики, часто обладающие активным ядром) важную роль в эволюции могут играть также потоки охлаждающегося межгалактического газа (см. выше) и непрерывный рост массы за счет поглощения менее массивных членов скопления.

Таким образом, особенности эволюции галактик в скоплениях приводят к преобладанию среди них галактик с низким содержанием газа и слабым звездообразованием, и к появлению отдельных галактик гигантской массы. Неправильные галактики и карликовые

галактики, богатые газом, наблюдаются в скоплениях редко, и, по-видимому, находятся на периферии скопления, еще не испытав ни одного прохождения через его центральную часть.

11.10. Задачи

1. Найти средние темпы звездообразования $\langle \text{SFR} \rangle$ за всю историю звездного диска Галактики. Принять возраст диска $T = 10^{10}$ лет. Считать, что радиальное распределение плотности диска является экспоненциальным со шкалой R_0 , а поверхностная плотность в окрестности Солнца на расстоянии $R_\odot = 7.5$ кпк $\approx 2.5R_0$ от центра $\sigma_\odot = 60M_\odot/\text{пк}^2$.

Решение. $\langle \text{SFR} \rangle = M_d/T$, масса диска $M_d = 2\pi R_0^2 \sigma_\odot \cdot e^{2.5} \approx 4 \cdot 10^{10} M_\odot$. Отсюда $\langle \text{SFR} \rangle \approx 4M_\odot/\text{год}$. Это примерно вдвое выше, чем оценка современных темпов звездообразования в Галактике.

2. Найти период T_z малых «вертикальных» колебаний звезды $z(t)$ относительно плоскости диска для окрестностей Солнца, где плотность диска ρ_* составляет $0.1 M_\odot/\text{пк}^3$.

Решение. Ускорение вдоль z -координаты $d^2z/dt^2 = -4\pi G\rho_* z$ (см. (11.28)). Нетрудно видеть, что это уравнение описывает гармонические колебания с частотой $\omega = (4\pi G\rho_*)^{1/2}$. Отсюда $T_z = \sqrt{\pi/(G\rho_*)}$. Переводя значение ρ_* из единиц $[M_\odot/\text{пк}^3]$ в единицы $[\text{г}/\text{см}^3]$, получаем: $T_z \approx 2.7 \cdot 10^{15}\text{с}$ или около 10^8 лет. Заметим, что с удалением от центра Галактики T_z возрастает, как, впрочем, и орбитальный период звезд. Эти два периода по порядку величины в широком интервале R близки друг к другу.

3. Оценить, как менялась масса областей, сжимающихся в результате гравитационной неустойчивости газового диска галактики по мере уменьшения его поверхностной плотности от начального значения $\sigma_{0g} \approx 50 M_\odot/\text{пк}^2$ до современного $\sigma_{1g} \approx 10 M_\odot/\text{пк}^2$, если плотность диска оставалась при этом близкой к критической. Диск считать тонким.

Решение. Длина волны наиболее быстро растущих возмущений в тонком диске

$$\lambda \approx \frac{2\pi^2 G \sigma_g}{\varkappa^2}.$$

Переводя значения поверхностных плотностей в физические единицы, получаем $\sigma_{0g} \approx 10^{-2} \text{ г}/\text{см}^2$, $\sigma_{1g} \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ г}/\text{см}^2$. Для величины $\varkappa \approx 10^{-15} \text{ рад}/\text{с}$ получаем, что масса газа, сжимающегося в резуль-

тате неустойчивости, выраженная в единицах массы Солнца, составит $M_g \approx \lambda^2 \cdot \sigma_g \approx 10^7 M_\odot$ для современного диска, и в 25 раз выше — в начале эволюции. Заметим, что во сколько раз изменилась λ , во столько же раз должна была измениться и дисперсия скоростей газа в равновесном диске. Отсюда следует, что потоки газа в молодом диске двигались примерно с теми же скоростями (≈ 50 км/с), какие в настоящую эпоху имеют старые звезды диска.

Более строгий анализ должен учитывать конечную толщину диска, стабилизирующую его, и наличие звездного компонента, также влияющего на устойчивость газового диска. Но качественно это не изменит результата: при более высоком содержании газа в диске его гравитационная неустойчивость должна приводить к появлению более массивных «сверхоблаков».

4^* . Оценить массу покоя m_0 , которая потребовалась бы нейтрино для объяснения темного гало Галактики ($M_{halo} \approx 10^{12} M_\odot$, $R_{halo} \approx 100$ кпк).

Решение. Существование темного гало, состоящего целиком из массивных нейтрино, означает, что нейтрино удерживаются собственным гравитационным полем (масса барионного вещества внутри гало много меньше, так что создаваемым им гравитационным полем можно пренебречь). Нейтрино — это фермионы (имеют полуцелый спин), поэтому задача может быть сведена к нахождению массы покоя нейтрино, при которой возможно было бы построить самогравитирующую «нейтринную звезду» с массой $M_{halo} \approx 10^{12} M_\odot$ и радиусом ~ 100 кпк. Будем следовать той же логике, что и при рассмотрении строения белых карликов. Единственным отличием будет то, что гравитации массивного «нейтринного газа» в этом случае будет противостоять давление этого же самого вырожденного нейтринного газа. Для гравитационного давления в центре гало имеем из уравнения гидростатического равновесия:

$$P_g \sim \frac{GM_{halo}}{R} \rho_\nu \sim GM_{halo}^{2/3} \rho_\nu^{4/3}.$$

(Здесь $\rho_\nu \sim M_{halo}/R^3$ — плотность нейтрино). Реликтовые нейтрино с малой массой в настоящее время имеют равновесное распределение с температурой около 2 К и должны быть нерелятивистскими, т. е. двигаться со скоростью порядка $v \ll c$. Низкая скорость позволяет им удерживаться в гравитационном потенциале галактик и их скоплений. Давление нерелятивистского Ферми-газа массивных

нейтрино $P_\nu \sim (\hbar^2/2m_\nu^{8/3})\rho_\nu^{5/3}$ (см. главу 5), и приравнивая его P_g получаем оценку (опуская числовые множители)

$$m_\nu \sim (\hbar^2/GM_{halo}^{1/3}R_{halo})^{3/8}.$$

После подстановки характерных значений, находим $m_\nu \sim 20$ эВ. Конечно, это весьма грубая оценка. Более аккуратный расчет, основанный на сохранении фазовой плотности нейтрино при гравитационных взаимодействиях и применении принципа Паули (Tremaine, Gunn, 1979) дает в несколько раз большее значение массы. Напомним, что современный верхний лабораторный предел на массу покоя электронного нейтрино — около 1 эВ. Массивные гало галактик нельзя создать из легких нейтрино. Пример, тем не менее, иллюстрирует применимость квантово-механических эффектов в галактических масштабах!

5. Объяснить эффект наблюдаемого «сверхсветового» движения выбросов из активных ядер галактик.

Решение. Наблюдаемое «сверхсветовое» движение получается при измерении видимого перемещения радиопятна квазара по небу. Пусть выброс направлен под углом θ к наблюдателю и скорость движения газа в нем будет $v < c$. Рассмотрим излучение двух световых импульсов в джете, разделенных временным интервалом Δt . За это время излучающий газ пройдет расстояние $d = v\Delta t$, а видимое перемещение источника в проекции на картинную плоскость будет $d \sin \theta = v\Delta t \sin \theta$. Из-за конечности скорости света время приема двух импульсов удаленным наблюдателем будет короче на величину $d \cos \theta/c$, т. е. интервал времени между сигналами на приемнике будет $\Delta t_O = \delta t(1 - (v/c) \cos \theta)$ (классический эффект Доплера). Поэтому измеряемая наблюдателем скорость видимого перемещения источника в картинной плоскости будет

$$v_{app} = \frac{v \sin \theta}{1 - (v/c) \cos \theta}.$$

Очевидно, она может быть больше скорости света. Максимальное значение v_{app} достигается при $\cos \theta = v/c$ и равно $v_{max} = v\gamma$, где $\gamma = 1/\sqrt{1 - (v/c)^2}$ — Лоренц-фактор движения газа в джете. При $v \sim c$ будут наблюдаться «сверхсветовые» движения радиоисточников.

ЭЛЕМЕНТЫ СОВРЕМЕННОЙ КОСМОЛОГИИ

Космология изучает физическое строение и эволюцию наблюдаемой части Вселенной в больших масштабах — сотни и тысячи мегапарсек, а также эволюцию Вселенной как единого целого. Данные наблюдений, используемые в космологии, получают из исследования внегалактических объектов и их систем в различных диапазонах длин волн, а также из измерений интенсивности и флуктуаций яркости фона неба, в том числе реликтового микроволнового излучения. Создаваемые *космологические модели* основаны на современных теоретических представлениях о свойствах пространства–времени (теория гравитации) и элементарных частиц и совокупности известных наблюдательных фактов о Вселенной с минимумом произвольных допущений.

Ниже мы рассмотрим наиболее разработанные космологические модели, основанные на общей теории относительности (ОТО), с учетом, где это требуется, космологической постоянной (А. Эйнштейн, 1917). Где необходимо, используется «стандартная модель» физики элементарных частиц, хорошо проверенная в экспериментах на современных ускорителях до энергий порядка 1 ТэВ. Мы ограничимся самыми общими представлениями о современной космологии, опуская сложные выкладки и детальное описание исторически важных, но уже устаревших представлений.

Наблюдательные данные последних десятилетий произвели настоящую революцию в наших представлениях о Вселенной. В первую очередь это относится к открытию ускоренного расширения

Вселенной (конец 1990-х гг.) по измерениям блеска далеких сверхновых типа Ia, которые в максимуме блеска могут быть использованы как «стандартные свечи» (т. е. источники с известной мощностью энерговыделения), и независимо — по измерениям угловых флюктуаций температуры реликтового фона на небе и по особенностям крупномасштабного распределения галактик.

В результате анализа имеющихся данных установлено, что энергия, заключенная в обычном веществе, из которого состоят все видимые астрономические объекты (барионы, электроны и другие элементарные частицы), составляет около 4% от средней плотности энергии во Вселенной. Примерно на четверть Вселенная состоит из вещества неизвестной природы, которое взаимодействует с обычным веществом только через гравитационное притяжение и, возможно, электрослабое взаимодействие («скрытая масса») и скучивается в масштабах галактик и скоплений галактик. Остальные ~ 75% плотности энергии во Вселенной приходятся на субстанцию пока непонятной природы, которую иногда называют «темной энергией» (англ. *«dark energy»*). В отличие от обычного вещества и скрытой массы, «темная энергия» не подвержена гравитационному скучиванию, а наоборот, в больших масштабах ее действие можно представить как своего рода всепроникающую антигравитацию, что и проявляется в современном ускоренном расширении Вселенной.

ОТО в ее «классическом» варианте обходится без такого понятия, как гравитационное поле, трактуя гравитацию как кривизну четырехмерного пространства–времени. Величина кривизны зависит как от плотности материи, так и от того, как происходит ее расширение. При этом даже при ненулевой плотности материи кривизна трехмерного пространства может оказаться нулевой. Действительно, из наблюдений флюктуаций реликтового излучения был сделан вывод, что пространственная геометрия Вселенной в масштабах миллиардов световых лет является евклидовой с точностью до нескольких процентов (!), то есть сумма углов треугольника любого размера вплоть до ~ 10^{28} см, стороны которого образованы световыми лучами (геодезическими линиями), равна 180° по крайней мере с точностью до нескольких градусов. Близость геометрии пространства к евклидовой ранее теоретически предсказывалась инфляционной теорией начальной стадии расширения Вселенной (см. ниже).

Важность космологии для физики в целом диктуется возможностью косвенно проверять фундаментальные физические теории, в

том числе, описывающие поведение частиц на энергиях вплоть до планковских значений ($\sim 10^{19}$ ГэВ) путем сравнения наблюдаемых данных с теоретическими предсказаниями. Общепризнано, что любая фундаментальная физическая теория должна как давать предсказания, которые могут быть проверены экспериментально, так и не входить в противоречие с имеющимися наблюдательными данными. История космологии наглядно иллюстрирует этот принцип.

12.1. «Краткий курс» истории космологии XX века

Очень схематично историю современной космологии можно проследить по датам важнейших наблюдательных и теоретических достижений:

1910–1922, В. Слайфер (США) — первые измерения красного смещения в спектрах небольшого числа галактик

$$z = \frac{\lambda_{obs} - \lambda_{em}}{\lambda_{em}},$$

где λ_{em} , λ_{obs} — излучаемая и наблюдаемая длина волны спектральной линии;

1916, А. Эйнштейн (Германия) — создание общей теории относительности;

1917 — введение космологической постоянной в уравнения ОТО для описания «стационарной» Вселенной;

1922–1924, А. А. Фридман (СССР) — получение нестационарных решений уравнений Эйнштейна (фридмановские космологические модели);

1929, Э. Хаббл (США) — открытие закона пропорциональности между скоростью удаления галактик и расстоянием до них $v = H_0 l$; скорость удаления галактики определяется по красному смещению и интерпретируется эффектом Доплера; первое измерение постоянной Хаббла;

1946–1949, Г. Гамов, Р. Алфер, Р. Херман (США) — выдвижение гипотезы «горячей расширяющейся Вселенной» (англ. «Big Bang»); предсказание существования изотропного реликтового излучения с равновесным (планковским) спектром и температурой несколько К;

1932–1975, Ф. Цвикки (США), Я. Эйнасто (Эстония), Дж. Острайкер (США) — предположение о существовании скрытой массы в галактиках и их системах и ее изучение различными методами;

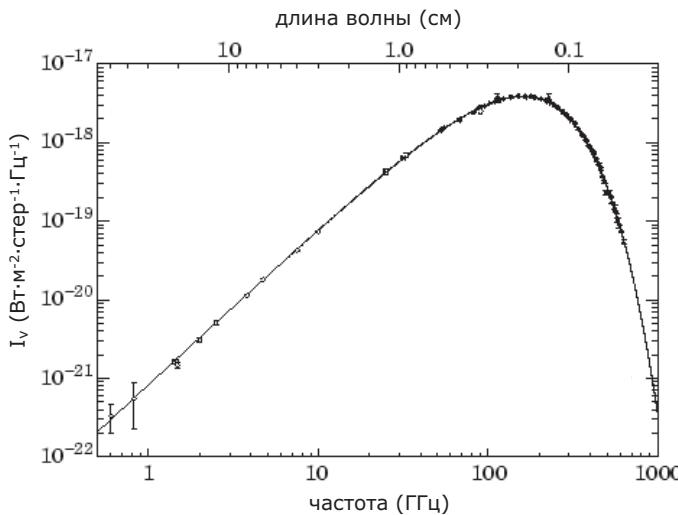


Рис. 12.1. Спектр интенсивности космического микроволнового (реликтового) излучения. Сплошная кривая – функция Планка для абсолютно черного тела с температурой $T = 2.726$ К. Получено по данным наземных наблюдений, с ракетных и баллонных экспериментов и космического эксперимента COBE.

1964, А. Пензиас, Р. Вилсон (США) – открытие изотропного космического микроволнового фона (реликтовое излучение) с температурой около 3 К. Последующее развитие теории горячей Вселенной. «Срастание» космологии ранней Вселенной с физикой элементарных частиц;

1979–80, А. Гус (США), А. А. Старобинский, А. Д. Линде, Д. А. Киржниц (СССР) – разработка гипотезы «инфляционной» (раздувающейся) Вселенной для решения парадоксов классической фридмановской космологии (идея впервые предложена Э. Б. Глинером (СССР) в середине 1960-х гг.);

1991–1993 – в космических экспериментах «Реликт-1» (СССР), COBE (США) впервые обнаружены флуктуации яркости реликтового излучения на уровне $\Delta T/T \lesssim 10^{-5}$ на угловых масштабах ~ 10 градусов;

1998 – уточнение формы хаббловских зависимостей «красное смещение–расстояние» для далеких сверхновых типа Ia; вывод о том, что современное расширение Вселенной происходит с ускоре-

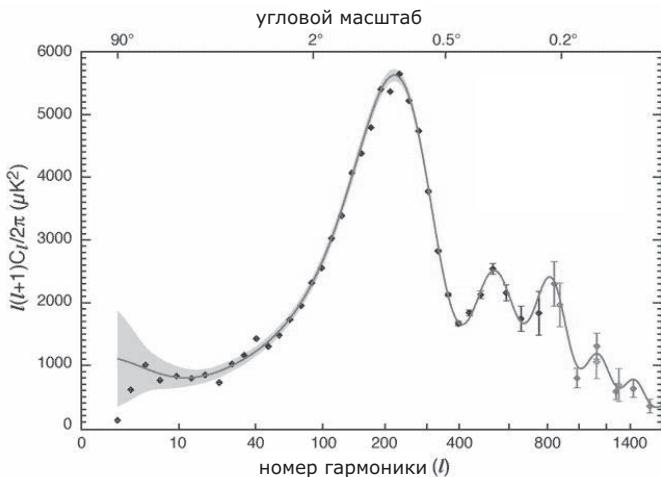


Рис. 12.2. Спектр флуктуаций реликтового излучения по данным космического эксперимента WMAP, наземного эксперимента CBI и баллонного эксперимента ACBAR. По горизонтали — номер угловой гармоники (мультиполя) и соответствующий ей угловой масштаб (сверху), по вертикали — нормированный спектр мощности флуктуаций. Сплошная линия — подгонка в модели с космологической постоянной и холодной скрытой массой (Λ -CDM). Положение первого пика вблизи угловой гармоники с номером $l \approx 200$ соответствует плоской геометрии пространственных сечений Вселенной (параметр $\Omega_{tot} = 1 \pm 0.015$).

нием, что указывает на существование положительной космологической постоянной в уравнениях ОТО (Эйнштейн, 1917) или, в другой интерпретации, необычного вида материи («темной энергии»), дающей основной вклад в современную плотность энергии Вселенной;

2000–2010 — измерение углового спектра флуктуаций реликтового микроволнового излучения в экспериментах BOOMERaNG, DASI, MAXIMA и WMAP. Открытие первого пика в спектре углового распределения амплитуд флуктуаций на масштабах около 1 градуса, предсказанного А. Д. Сахаровым в 1967 г. (т. н. «сахаровские колебания»). Доказательство плоской (евклидовой) геометрии пространственных сечений наблюдаемой Вселенной с точностью лучше 1% до красных смещений $z \sim 1100$ (эпоха рекомбинации). Указания на существование эпохи вторичной ионизации межгалактической среды на красных смещениях $z \sim 10$.

12.2. Крупномасштабная структура Вселенной

Наиболее глубокие снимки неба были получены космическим телескопом «Хаббл» с экспозицией 10^6 секунд в 2003–2004 гг. В поле глубокого снимка различимы тысячи галактик, самые слабые из которых имеют звездную величину $B \approx 30^m$. Современные подсчеты числа галактик с учетом данных глубоких обзоров дают оценку примерно $3 \cdot 10^5$ галактик $29\text{--}30^m$ на 1 кв. градус.

Структура Вселенной в больших масштабах изучается путем массового определения координат и красных смещений галактик в выбранных участках. В спектроскопическом обзоре 2dF (2 degree Field Galaxy Redshift Survey), охватывающем $\sim 5\%$ неба (около 2000 кв. град.) и выполненном на 3.9-метровом телескопе Англо-Австралийской обсерватории в 1997–2002 гг., были получены красные смещения свыше 220000 галактик со средним значением $z = 0.11$ (что примерно соответствует расстоянию 500 Мпк). Радиальное распределение галактик в двух противоположных секторах по данным обзора 2dF приведено на рис. 12.3. Отчетливо видно, что на больших масштабах галактики образуют своего рода ячеистую структуру с характерным размером порядка 100 Мпк. Внутри ячеек наблюдается дефицит галактик (т. н. пустоты, или «войды»). При переходе к масштабам сотен мегапарсек флуктуации плотности сглаживаются и распределение видимого вещества становится более однородным.

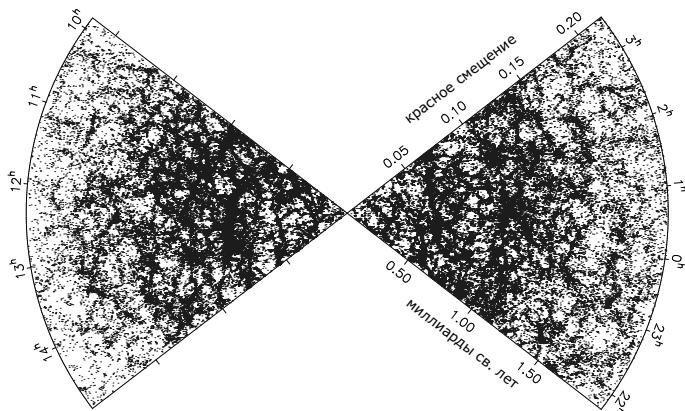


Рис. 12.3. Радиальное распределение ~ 220000 галактик в двух противоположных секторах. Из обзора 2dF Англо-Австралийской обсерватории.

12.3. Предельно далекие галактики и квазары. Ионизационное состояние межгалактической среды и эффект Гана-Петерсона

Поскольку из-за конечной скорости света галактики с большими красными смещениями z мы наблюдаем в далеком прошлом, их сравнение с более близкими галактиками позволяет исследовать ту эволюцию, которую претерпевает мир галактик в процессе расширения Вселенной. С гигантского расстояния сложно провести подробное исследование отдельных систем, но такие характеристики как спектр, размер или светимость могут быть определены. Наблюдения галактик с большими z на космической обсерватории им. Хаббла и крупных наземных телескопах подтвердили происходящие с ними изменения. Миллиарды лет назад галактики заметно отличались от современных. В них было больше молодых звезд, о присутствии которых можно судить по тем же признакам, что и в близких галактиках (эмиссионные линии, излучение в фиолетовой части спектра, инфракрасное тепловое излучение пыли и т. д.), чаще встречались галактики с мощными вспышками звездообразования. Среди галактик с $z > 3\text{--}4$ почти нет спиральных галактик и много галактик небольшого размера с интенсивным звездообразованием, имеющих голубой цвет (после поправки за красное смещение спектра), характерный для молодых систем, часто обладающих неправильной формой, или образующих взаимодействующие системы. Встречаются и массивные галактики с активными ядрами — в них уже успели сформироваться сверх массивные черные дыры с массами не менее миллиарда масс Солнца. Наиболее далекие галактики с $z > 5$ мы наблюдаем в начальную эпоху их активного формирования: возраст таких галактик меньше одного миллиарда лет, и они проходят этап образования звезд первого поколения. Галактик или квазаров с $z > 10$ не наблюдается. Создание физической картины процесса рождения галактик и их систем из первоначально почти однородной среды в рамках теории расширяющейся Вселенной — одна из важнейших задач современной космологии.

Поиски и исследования галактик с большим красным смещением представляют очень сложную задачу. Хотя для больших телескопов небо оказывается усыпано слабыми галактиками, часто едва отличимыми от точечных источников, выделить из сотен миллионов крошечных изображений наиболее далекие объекты непросто. До

сих пор количество галактик с красным смещением $z > 5$ составляет всего несколько десятков. Поиск объектов с большим z может проводиться по самой мощной эмиссионной линии водорода — ультрафиолетовой линии $Ly\alpha$, которую красное смещение сдвигает в оптический или даже ближний ИК диапазон. Такие объекты называют Лайман-альфа эмиттерами (LAEs). Но далеко не всегда эмиссионное излучение имеет достаточную мощность. Можно также искать галактики с большим красным смещением не по линиям, а по резкому падению интенсивности (скачку в непрерывном спектре) на длинах волн короче лаймановского предела (912\AA в системе, связанной с галактикой), возникающему из-за поглощения в нейтральном водороде, особенно сильного в галактиках, содержащих много газа (т. н. Lyman-Break Galaxies, или LBGs).

Наличие особенностей в спектре далеких галактик или квазаров (лаймановский скачок, линия $Ly\alpha$) позволяют провести грубую (предварительную) оценку красных смещений галактик в поле зрения телескопа (если они находятся в определенном интервале значений), получая не спектр каждого объекта, что является трудоемкой процедурой, а изображения всего поля через несколько специально подобранных светофильтров. Красные смещения, определенные таким путем, называются фотометрическими. Многие далекие галактики были обнаружены именно таким путем.

Облака нейтрального водорода, попадающие на луч зрения между галактикой и наблюдателем, приводят к появлению многочисленных линий поглощения между длинами волн $Ly\alpha$ (1216\AA) и лаймановским пределом Ly_c (912\AA) в виде частокола отдельных узких линий на разных красных смещениях (т. н. « $Ly\alpha$ -лес»). Это объясняется тем, что нейтральный водород (даже при малой концентрации) сильно поглощает излучение на резонансной частоте, соответствующей линии $Ly\alpha$ в системе координат, связанной с газовой средой. Излучение, изначально более коротковолновое, чем $Ly\alpha$, на пути к нам из-за расширения Вселенной увеличивает длину волны. Поэтому оно будет эффективно поглощаться на том расстоянии (красном смещении) от нас, где оно по длине волны сравняется с $Ly\alpha$.¹ Сече-

¹Разумеется, атом водорода, возбужденный на второй уровень при поглощении $Ly\alpha$ -кванта быстро переизлучит его, но в произвольном направлении, так что можно говорить о резонансном рассеянии квантов. Кроме того, происходит двухфотонное излучение с возбужденного резонансного уровня, в результате которого формируется непрерывный спектр в более длинноволновой области.

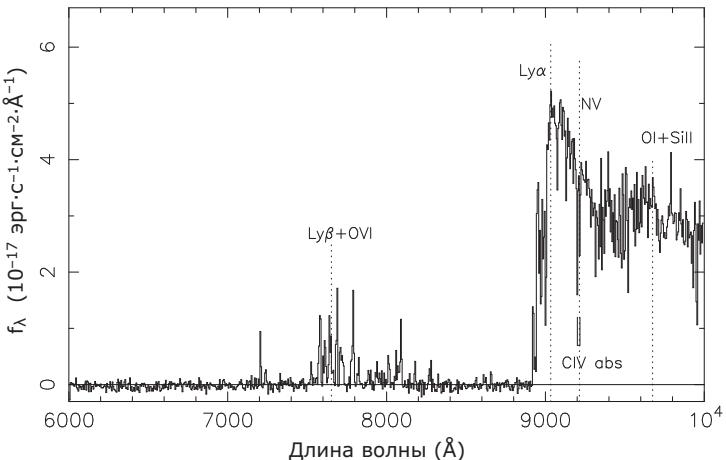


Рис. 12.4. Спектр далекого квазара с красным смещением 6.43, полученный на 10-метровом телескопе им. Кека из работы Fan et al. AJ 125, 1649 (2003). Отчетливо виден эффект Гана–Петерсона (подавление континуума на длинах волн короче $Ly\alpha$), свидетельствующий о наличии нейтрального водорода в межгалактической среде вокруг квазара.

ние поглощения в резонансной линии водорода $Ly\alpha$ очень большое, порядка $3 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2$, и расчет показывает, что малой доли нейтрального водорода ($x_{HI} \approx 10^{-3}$) в межгалактическом газе уже достаточно для создания большой депрессии в непрерывном спектре.

Если облака водорода, или водородные диски галактик, сквозь которых проходит излучение квазара, образуют дискретные линии поглощения, то межгалактическая среда, однородно распределенная на луче зрения между источником и наблюдателем и содержащая пусть даже небольшой процент нейтральных атомов водорода, будет «съедать» почти весь спектр на длинах волн более коротких, чем наблюдаемая линия $Ly\alpha$. Коротковолновая граница этой депрессии в спектре и величина оптической толщины зависят от красного смещения, ближе которого на луче зрения не встречаются атомы нейтрального водорода².

Описанное явление носит название *эффекта Гана–Петерсона* (Gunn, Peterson), который был теоретически рассмотрен в 1965 г. и обнаружен спустя почти 40 лет только после отождествления очень

²Оптическая толщина в центре линии $Ly\alpha$ $\tau_{GP,0} \approx 7.3 \cdot 10^5 x_{HI} ((1+z)/10)^{3/2}$ и быстро уменьшается в крыльях линии $\tau_{GP} \Delta v \approx (\Delta v / 600 \text{ км/с})^{-1} [(1+z)/10]^{3/2}$, где $\Delta v = c \Delta \lambda / \lambda$ – скорость, соответствующая интервалу длин волн $\Delta \lambda$.

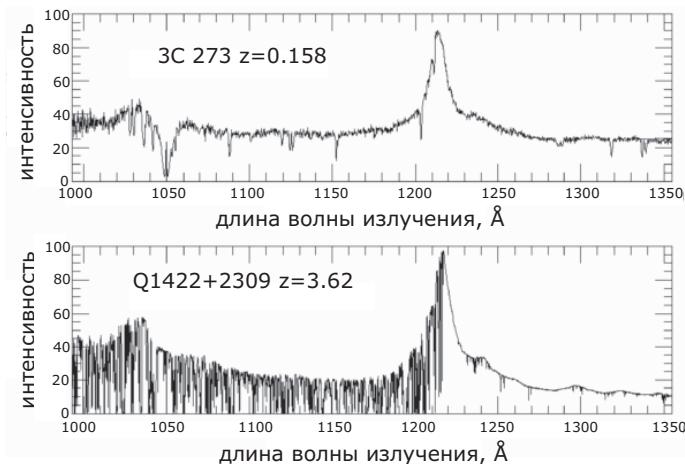


Рис. 12.5. Сравнение спектров близкого квазара 3С273 ($z = 0.158$) и далеко-го квазара Q1422+2309 ($z = 3.62$). По горизонтальной оси — длина волны в системе отсчета источника, по вертикальной — интенсивность излучения в условных единицах. Выделяется мощная широкая эмиссия $Ly\alpha$ (1216\AA). В спектре более далекого квазара виден Лайман-альфа лес линий поглоще-ния. Эффект Гана–Петерсона в обоих случаях отсутствует.

далеких галактик и квазаров. Эффект Гана–Петерсона наблюдается в спектрах квазаров с красным смещением $z > 6$ (см. рис. 12.4) и отсутствует у объектов с $z \leq 6$ (см. рис. 12.5). Отсюда был сделан вывод, что эпоха ионизации межгалактической среды УФ излуче-нием первых звезд и активных ядер галактик начинается на крас-ных смещениях $z \approx 6$, так что более близкие объекты окружены ионизованной межгалактической средой. Лайман-альфа лес возни-кает в отдельных облаках, которые окружены полностью ионизо-ванным газом и, по-видимому, связаны с периферийными областя-ми галактик или с группами галактик на разных красных смещени-ях. «Лес» обычно хорошо заметен в спектрах далеких объектов на $z = 2–6$ (см. нижний спектр на рис. 12.5).

В настоящее время широко обсуждается возможность существо-вания еще более ранней эпохи ионизации на красных смещениях $z \gtrsim 10$, соотвествующих эпохе массового рождения первого поко-ления звезд населения II в галактиках. Не исключено, что на таких красных смещениях из первичного водорода и гелия уже могли об-разоваться первые массивные звезды (т. н. звезды III населения). За-

дача обнаружения первичного нейтрального водорода на больших красных смещениях по линии 21 см ставится перед чувствительными радиотелескопами нового поколения (например, в проекте SKA).

12.4. Космологические модели

12.4.1. Космологический принцип

Подобно принципу постоянства скорости света (СТО) и принципу эквивалентности, который составляет основу ОТО, в основе современных космологических моделей лежит *космологический принцип*, согласно которому в больших пространственных масштабах во Вселенной нет преимущественных выделенных областей или направлений. Иногда этот принцип называют «принципом Коперника», который первым в новой истории отказался от геоцентрической системы мира. Он означает, что во Вселенной нет выделенных наблюдателей, и ее глобальные характеристики в фиксированный момент времени одинаковы во всех точках пространства.

Космологический принцип подтверждается астрономическими наблюдениями. Из них следует, что распределение материи во Вселенной в больших масштабах ($\gtrsim 100$ Мпк) можно считать *однородным и изотропным*. Последнее подтверждается тем, что с точностью до $\sim 10^{-5}$ (уровень относительных флуктуаций температуры реликтового фона) во Вселенной отсутствуют выделенные направления. Свойства однородности и изотропии оказывается достаточно, чтобы из всего многообразия возможных математических моделей, описывающих Вселенную как целое, выбрать весьма узкий класс однородных изотропных пространств (т. н. модели Фридмана–Робертсона–Уокера; см. подробнее в монографии С. Вайнберга «Гравитация и космология», М.: Мир, 1975, Гл. 13 и далее).

12.5. Однородные и изотропные космологические модели

12.5.1. Выбор системы координат

Расширение Вселенной не следует понимать как изменение всех существующих масштабов расстояний и размеров, в противном случае вместе с расстоянием до галактик изменялись бы и все эталоны длины, и расширение оставалось бы незамеченным. Расширение проявляется себя в систематическом уменьшении средней плотности

вещества в любой локальной области, в которой материя не связана гравитационными или иными силами. Так, космологическому расширению не подвержены ни отдельные галактики, ни их системы, при условии, что они являются гравитационно связанными.

Для математического описания изменения масштабов Вселенной можно использовать различные системы координат, и, естественно, выбирается та система, где уравнения имеют более простой вид. Сетку координат удобно выбрать таким образом, чтобы средние скорости разлета галактик в этой системе координат зависели только от расстояния, но не от направления (условие изотропности расширения). Последнее условие требует, чтобы яркость реликтового излучения в этой системе также не зависела от направления (с точностью до случайных флуктуаций, о которых речь шла выше). Как показали измерения яркости фонового излучения, Солнце, как и центр нашей Галактики, движется в такой системе со скоростью в несколько сотен километров в секунду — очень небольшой по космологическим масштабам. В ньютоновской механике для описания расширения было бы логично выбрать инерциальную систему координат с жесткими, недеформируемыми осями. Такую систему действительно можно использовать, но только локально, ограничив рассмотрение областью, где скорости расширения много меньше световых. Однако эту систему координат нельзя распространить на всю Вселенную, плотность материи в которой не равна нулю. Мало пригодна здесь и СТО, поскольку она не описывает гравитационные эффекты или связанные с гравитацией изменения топологических свойств безграничного пространства. Для этой цели пригодна лишь ОТО — основа современной космологии.

В ОТО изотропно расширяющуюся среду удобно рассматривать в системе координат, расширяющейся вместе с материей. В этом случае расширение Вселенной формально сводится к изменению масштаба всей координатной сетки, происходящей по определенному закону, а отдельные галактики при этом остаются как бы «вмороженными» в нее — с точностью до случайных скоростей собственных движений. Такую систему отсчета называют *сопутствующей*. Грубой двумерной моделью расширения в этом случае является растягиваемая резиновая пленка в форме плоскости или шара, на которой изображены точки — галактики и нанесена координатная сетка, расширяющаяся вместе с пленкой. В сопутствующей системе можно ввести время, которое будет единым для всех гипотетических на-

блудателей, имеющих фиксированные пространственные координаты, с какой бы скоростью они ни удалялись друг от друга. Для количественной оценки времени, по которому такие наблюдатели могли бы сверять свои часы, можно использовать, например, локальную плотность вещества, значение постоянной Хаббла или температуру реликтового фона, меняющиеся со временем одинаковым образом для всех наблюдателей ввиду равноправия всех областей Вселенной. Другой особенностью деформируемой системы координат является возможность существования сверхсветовых скоростей, с которыми очень далекие объекты удаляются друг от друга вследствие расширения Вселенной. Здесь нет противоречия с теорией относительности, поскольку скорость взаимного удаления двух любых тел — это не обязательно скорость их движения относительно какой-либо системы отсчета (например, два фотона, летящие вдоль одной прямой в противоположных направлениях, формально удаляются друг от друга или сближаются со скоростью $2c$). В каждой точке, неподвижной в сопутствующей системе, распространяющаяся электромагнитная волна все равно будет иметь предельно допустимую скорость в соответствии с теорией относительности.

Скорости далеких галактик, получаемых из додлеровской интерпретации их красного смещения, в космологии не рассчитывают и не интерпретируют по релятивистской формуле для эффекта Доплера. Скорость или расстояние до далекого объекта в расширяющейся Вселенной для заданного момента времени зависит как от выбранной системы отсчета, в которой они измеряются, так и от того, по какому закону происходит расширение Вселенной, то есть, как менялось расстояние между объектами за время движения фотона. Последнее в свою очередь связано с плотностью Вселенной и рядом других параметров. Таким образом, значения лучевых скоростей очень далеких галактик, а также расстояния до них оказываются зависящими от выбранной модели расширения Вселенной. Поэтому вместо этих двух параметров обычно используют один, однозначно связанный с ними, но измеряемый непосредственно и модельно независимый — красное смещение z . Значение $z = 0$ соответствует современной эпохе, а $z = \infty$ — моменту начала расширения³.

³ Термин «начало» требует уточнения. Мы везде будем подразумевать начало классического расширения, которое описывается установленными законами физики, применимыми с планковских времен. Вопрос о «предшествующих» стадиях в принципе может быть поставлен, но выходит далеко за рамки нашего рассмотрения.

12.5.2. Метрика Фридмана–Робертсона–Уокера

В современной космологии образование галактик и крупномасштабной структуры Вселенной рассматривается как результат развития малых флуктуаций плотности вещества (темной материи и барионной составляющей), которые возникли в очень ранней Вселенной из квантовых флуктуаций заполняющих Вселенную физических полей. Эти малые флуктуации рассматриваются на плавно эволюционирующем во времени гладком «фоне», который может быть описан однородными и изотропными космологическими моделями. Вся динамика Вселенной в этих моделях может быть сведена к обыкновенным дифференциальным уравнениям для масштабного фактора $a(t)$ — величины с размерностью длины, которая описывает изменение расстояний в однородно расширяющихся (или сжимающихся) пространствах. Например, в случае пространства с постоянной положительной кривизной с топологическими свойствами, схожими со свойствами поверхности сферы, $a(t)$ может быть истолкован как «радиус» сферы. В однородных и изотропных моделях интервал между двумя событиями может быть записан в виде:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) dR^2, \quad (12.1)$$

где c — скорость света, а dR^2 описывает геометрические свойства пространства (безразмерный элемент длины). Для 3-мерного евклидова пространства

$$dR^2 = dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 = dr^2 + r^2(\sin^2 \theta d\phi^2 + d\theta^2) \quad (12.2)$$

(в последнем равенстве от декартовых координат x_1, x_2, x_3 мы обычным образом перешли к сферическим r, θ, ϕ).

Несложно обобщить (12.2) на пространства с постоянной положительной (отрицательной) кривизной (см. Приложение D). В результате получаем:

$$dR^2 = \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(\sin^2 \theta d\phi^2 + d\theta^2), \quad (12.3)$$

где параметр $k = 0$ для плоского (евклидова) пространства с нулевой кривизной, $k = +1$ для однородного пространства с положительной кривизной и $k = -1$ для однородного пространства с отрицательной кривизной. В математике доказывается, что это единственно возможный выбор метрики однородных изотропных трехмерных пространств с постоянной кривизной. Интервал (12.1) с

элементом длины (12.3) и единственным зависящим от времени параметром $a(t)$ называют *метрикой Фридмана–Робертсона–Уокера*, по имени ученых, впервые применивших его для построения космологических моделей.

Далее мы обсудим только простейшие однородные и изотропные космологические модели Вселенной, впервые рассмотренные А. А. Фридманом в 1922–1924 гг. и заслуженно носящие его имя. В общем случае можно рассмотреть неоднородно расширяющиеся модели, масштабный фактор в которых меняется по-разному в разных направлениях, или квазифридмановские модели, которые учитывают локальные отличия от фридмановского расширения из-за гравитационного влияния возмущений материи. См., например, В. Н. Лукаш, Е. В. Михеева «Физическая космология», М.: Физматлит, 2010.

12.6. Кинематика Вселенной

12.6.1. Закон Хаббла

Безграничное пространство, однородно заполненное обычной материи, не может быть стационарным. Это утверждение строго следует из теории тяготения (не обязательно ОТО). Даже в рамках ньютоновской физики при любой плотности материи сфера с радиусом больше некоторого окажется гравитационно неустойчивой (по Джинсу). Для стационарности тяготеющего тела всегда требуется наличие градиента давления, противостоящего гравитационному сжатию, или вращение. Стационарность Вселенной можно теоретически допустить только при дополнительных предположениях о более сложном характере гравитационного взаимодействия.

Как отмечалось в предыдущих разделах, свидетельство нестационарности Вселенной было обнаружено Э. Хабблом в 1929 г. по наблюдению красного смещения в спектрах галактик с известным расстоянием. Он нашел, что чем дальше галактика, тем больше в среднем скорость ее удаления — Вселенная расширяется по закону

$$v = H_0 l \quad (12.4)$$

(закон Хаббла). В этом соотношении H_0 — коэффициент пропорциональности, который часто называют «постоянной Хаббла», а индекс «0» подчеркивает, что измерения делаются в современную эпоху. H_0 имеет размерность [км/(с·Мпк)], или [с^{-1}]. Численное значе-

ние H_0 , выведенное из различных современных наблюдений, составляет около 70 км/(с·Мпк). Современное значение H_0 является одним из основных параметров космологии. Время, определяемое обратной постоянной Хаббла, называется *хаббловским временем*:

$$t_H = \frac{1}{H_0} \approx 1.5 \cdot 10^{10} \text{ лет} \left(\frac{H_0}{70 \text{ км/(с · Мпк)}} \right)^{-1} \quad (12.5)$$

и является мерой возраста Вселенной. С точностью до множителя порядка единицы это то время, которое прошло с начала расширения Вселенной. Умножив его на скорость света c , получим т. н. *хаббловский радиус*

$$r_H = ct_H \approx 1.3 \cdot 10^{28} \text{ см} \left(\frac{H_0}{70 \text{ км/(с · Мпк)}} \right)^{-1}, \quad (12.6)$$

т. е. примерно 4000 Мпк. По физическому смыслу это расстояние характеризует размер современной причинно-связанной области (горизонт частиц) в наблюдаемой Вселенной в момент времени t . Никакой сигнал от областей «за горизонтом» пока не достиг нас.

В однородных космологических моделях закон Хаббла является простым следствием метрики Фридмана–Робертсона–Уокера (12.1). Действительно, физическое расстояние между какими-либо двумя близкими точками, покоящимися в сопутствующей системе координат, есть

$$dl = a(t)dR,$$

где $dR = \text{const}$ — элемент безразмерного расстояния (наглядный пример — долгота и широта фиксированных точек на поверхности сферы; физическое расстояние между точками (в см), однако, зависит от радиуса сферы). Дифференцируя $l = a(t) \int dR = a(t) \cdot R$ по времени, получаем

$$v = \frac{dl}{dt} = \frac{da}{dt}R = \left(\frac{\dot{a}}{a} \right) aR = Hl.$$

Таким образом, из условия однородности и изотропии мы получили закон Хаббла, причем параметр Хаббла есть зависящая от времени величина

$$H(t) \equiv \frac{\dot{a}}{a}, \quad (12.7)$$

которая, вообще говоря, может быть произвольным действительным числом.

Геометрический смысл параметра Хаббла прост — он определяет наклон касательной к функции $a(t)$ в точке t . Для характеристики поведения $a(t)$ часто используется еще один кинематический параметр, определяющий вторую производную по времени $\ddot{a}(t)$, — так называемый безразмерный *параметр замедления* q :

$$q = -\frac{\ddot{a}a}{\dot{a}^2}. \quad (12.8)$$

Положительный знак параметра q означает расширение с замедлением, отрицательный — с ускорением. Современные измерения дают отрицательное значение q , свидетельствующее об ускоренном расширении Вселенной в настоящее время. Если $q = \text{const}$, то можно записать $\dot{a}(t) \sim a^{-q}$, и тогда параметр замедления связан с параметром Хаббла соотношением $H(t) = a(t)^{-q-1}$. Значение $q = -1$ соответствует $H(t) = \text{const}$ и строго экспоненциальному режиму расширения $a(t) = a_0 \exp(t)$. Близкий к экспоненциальному режим расширения (также называемый расширением де Ситтера, по имени голландского астронома В. де Ситтера, впервые получившим такое решение из уравнений ОТО в 1917 г.) имел место на самых ранних стадиях эволюции Вселенной (т. н. инфляционная модель ранней Вселенной, см. ниже) и, по-видимому, происходит в настоящее время.

Конкретный вид функции $a(t)$ определяется всеми видами материи, заполняющей Вселенную, и находится из решения динамических уравнений теории тяготения, параметры которых оцениваются из наблюдений. Мы остановимся на них ниже.

12.6.2. Пекулярные скорости галактик

Выше при выводе закона Хаббла мы рассматривали абстрактные точки, покоящиеся в сопутствующей системе координат в расширяющейся Вселенной. В реальности таких тел не существует — все тела движутся из-за наличия локальных градиентов гравитационного потенциала, вызванного неоднородностями распределения материи внутри крупномасштабных ячеек. Поэтому говорят о *пекулярных скоростях* объектов относительно сопутствующей космической системы отсчета, описываемой метрикой Фридмана.

Наблюдаемые значения пекулярных скоростей v_p могут достигать нескольких сотен, а для членов скоплений — тысяч км/с. Например, солнечная система движется в сопутствующей системе координат с пекулярной скоростью около 370 км/с, а Местная группа галактик — со скоростью около 600 км/с (подробнее см. раздел 12.13). Однако чем дальше отстоят друг от друга галактики, тем менее значимы их относительные пекулярные скорости по сравнению со скоростями хаббловского расширения. Действительно, рассмотрим две точки космической координатной системы O_1 и O_2 . Пусть некая галактика с пекулярной скоростью v_p попадает из точки O_1 в O_2 за время dt , преодолев расстояние $dl = v_p dt$. Из-за расширения Вселенной пекулярная скорость галактики в точке O_2 будет $v_p(t + dt) = v_p(t) - dv$, где $dv = H(t)dl$ — скорость хаббловского расширения между точками O_1 и O_2 . Отсюда находим, что

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{dv_p}{dt} = H(t)v_p,$$

и с учетом соотношения $H(t) = \dot{a}/a$ получаем

$$v_p(t) \sim \frac{1}{a(t)},$$

т. е. с ростом масштабного фактора пекулярные скорости уменьшаются. (Физическим аналогом может являться уменьшение случайных (тепловых) скоростей молекул при адиабатическом расширении). Другими словами, относительный вклад пекулярных движений галактик все время уменьшается на фоне хаббловского расширения. Поэтому, несмотря на эти движения, можно рассматривать «собственные координаты» галактик как неизменные (ситуация напоминает колебания ионов в узлах кристаллической решетки).

Важным является вопрос о том, насколько точно красные смещения (скорости) галактик следуют закону Хаббла. Любые отклонения от этого закона отражают степень неоднородности Вселенной на соответствующих масштабах. Действительно, наблюдения показывают, что даже на одинаковом расстоянии от нас скорости галактик могут заметно отличаться, что приводит к дисперсии точек на хаббловской диаграмме «наблюданная скорость расширения — расстояние». Основная причина этой дисперсии — движение галактик в гравитационно связанных системах: парах, группах, скоплениях. Внутри них и вблизи них закон Хаббла не действует. Если

же хаббловскую диаграмму строить по одиночным галактикам или брать средние значения скоростей галактик, принадлежащих одной системе, то дисперсия окажется удивительно маленькой — всего несколько десятков километров в секунду, существенно меньше скоростей внутренних движений вещества в отдельно взятой галактике, и космологическое расширение четко прослеживается уже начиная с расстояний в несколько мегапарсек (см. Каракенцев и др., 2009, *MNRAS* 393, 1265). Столь низкая дисперсия скоростей свидетельствует о том, что отдельные неоднородности плотности, связанные с системами галактик, слабо влияют на динамику расширения Вселенной за пределами этих систем. Это согласуется с гипотезой о существовании однородно распределенной «темной энергии», гравитация которой в современную эпоху доминирует над гравитацией вещества и сглаживает создаваемые им флуктуации гравитационного поля, а также определяет ускоренный характер возрастания масштабного фактора.

12.6.3. Распространение света. Красное смещение

Основная информация от космических объектов получается из наблюдения электромагнитных волн (света). В сопутствующей системе координат галактики можно считать покоящимися (с точностью до пекулярных скоростей), а расстояния между ними постоянно возрастающими из-за расширения пространства.

Покажем, что длины волн колебаний, распространяющихся в таком пространстве, меняются со временем по тому же закону, что и масштабный фактор $a(t)$.

Свет в пространстве распространяется по геодезической и для него, как известно из специальной теории относительности, интервал равен нулю,

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) dR^2 = 0. \quad (12.9)$$

Без ограничения общности будем считать, что свет распространяется вдоль координаты r ($d\phi = d\theta = 0$). Тогда элемент метрики (12.3) есть просто $dR = dr/\sqrt{1 - kr^2}$, где $k = 0, +1, -1$ для пространства с нулевой, положительной или отрицательной кривизной, соответственно. Пусть свет был испущен в точке с координатой r_e в момент

времени t_e и принят в точке с координатой $r_o = 0$ в момент времени t_o . Из (12.9) следует, что

$$\int_{t_e}^{t_o} \frac{cdt}{a(t)} = \int_{r_e}^0 \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} = f(r_e).$$

При известных $a(t)$ и k это соотношение устанавливает связь между расстоянием до источника и временем распространения света от него к наблюдателю. Пусть второй гребень световой волны покинул точку r_e в момент времени $t_e + \delta t_e$ и достиг точки $r_o = 0$ в момент $t_o + \delta t_o$. Так как $\delta t_e, \delta t_o$ малы, расстояние за время излучения между источником и наблюдателем не изменилось:

$$\int_{t_e + \delta t_e}^{t_o + \delta t_o} \frac{cdt}{a(t)} = f(r_e).$$

В обоих уравнениях $f(r_e)$ характеризует (безразмерную) радиальную координату источника, которая остается постоянной. Масштабный фактор за интервалы времени δt_e и δt_o изменился мало (т. е. $a(t_e + \delta t_e) = a(t_e), a(t_o + \delta t_o) = a(t_o)$), и можно принять $f(r_e) = const$. Вычитая второе равенство из первого, находим

$$\frac{c\delta t_e}{a(t_e)} - \frac{c\delta t_o}{a(t_o)} = 0. \quad (12.10)$$

Но $c\delta t$ есть длина волны излучения, поэтому из (12.10) получаем определение *красного смещения* z через масштабный фактор $a(t)$:

$$z \equiv \frac{\lambda_o - \lambda_e}{\lambda_e} = \frac{a(t_o)}{a(t_e)} - 1. \quad (12.11)$$

В расширяющейся Вселенной $a(t_e) < a(t_o)$, поэтому в спектрах далеких галактик наблюдается именно красное смещение линий.⁴

⁴Подчеркнем, что физический смысл имеет именно *отношение* масштабных факторов в разные моменты времени, а не абсолютное значение масштабного фактора, выраженное в единицах длины. Например, в пространственно-плоской модели с нулевой кривизной в качестве масштабного фактора в любой момент времени может быть принята любая единица длины (обычно выбирают $a_0 = r_H = c/H_0$, т. е. Хаббардский радиус в наше время). В моделях с ненулевой кривизной появляется выделенный масштаб — радиус пространственной кривизны. Современные наблюдения, однако, дают лишь нижнюю границу возможного радиуса кривизны выше $\sim 10r_H$.

Длина волны излучения увеличивается при расширении, $\lambda \sim a$, соответственно энергия фотона $E = \hbar\omega \sim 1/a$ уменьшается при расширении. Отсюда можно найти поведение других важных физических величин в расширяющейся Вселенной. Например, с ростом масштабного фактора уменьшается температура равновесного излучения $T \sim E \sim 1/a$ (это видно, например, из пропорциональности средней энергии фотонов АЧТ температуре, см. (2.15)), импульс свободных частиц $p \sim 1/a$, в то время как длины любых волн (в т. ч. длина волны де Броиля свободных элементарных частиц) растут, $\lambda \sim a$.

Интерпретируя красное смещение как результат эффекта Доплера (см., однако, оговорку ниже), $\Delta\lambda/\lambda = v/c$, $v \ll c$, хаббловскую зависимость для малых z можем переписать в виде

$$z \simeq \frac{H_0 l}{c},$$

где H_0 — постоянная Хаббла, характеризующая скорость расширения Вселенной в настоящий момент времени, l — расстояние до объекта. Хотя в этом уравнении в явном виде не входит скорость удаления объектов друг от друга, для малых $z \ll 1$ оно тождественно «классическому» эффекту Доплера $z = v/c$. Эффект Доплера обычно рассматривается для тел, движущихся относительно друг друга в некоторой заданной «жесткими осями» системе координат. В расширяющейся Вселенной нельзя построить единую систему координат из жестких (не деформирующихся) осей, поэтому доплеровская интерпретация (как и вообще применение СТО) дает верный ответ только в малых областях пространства, и для объектов с большими красными смещениями не годится.

Подчеркнем еще раз, что наблюдаемой величиной в космологии является красное смещение z линий в спектрах далеких объектов или спектров в целом. Масштабный фактор на красном смещении z связан с масштабным фактором наблюдателя a_0 , соответствующим $z = 0$, соотношением

$$\frac{a_0}{a(z)} = 1 + z. \quad (12.12)$$

Связь времени распространения света до наблюдателя, находящегося по определению в точке с $z = 0$, с расстояний, соответствую-

ших красному смещению z , находится дифференцированием основного соотношения (12.12):

$$\frac{dz}{dt} = -H(z)(1+z), \quad (12.13)$$

где введен параметр Хаббла как функция красного смещения:

$$H(z) \equiv \frac{da(z)/dt}{a(z)}, \quad h(z) \equiv \frac{H(z)}{H_0}.$$

Интегрируя, находим время распространения света

$$\Delta t(z) = \frac{1}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{h(z')(1+z')} . \quad (12.14)$$

Ясно, что эта формула является чисто кинематической и не зависит от конкретной космологической модели. Однако чтобы практически определить время распространения света от источника с красным смещением z или время, прошедшее с момента начала расширения до момента излучения света объектом, нам недостает знания функции $h(z)$. Ее можно получить в рамках выбранной космологической модели или найти из наблюдений, сопоставляя красные смещения и расстояния до объектов, определенные тем или иным способом (что, впрочем, эквивалентно выбору космологической модели, оптимально описывающей наблюдения). Для этого, как мы сейчас увидим, требуется определить понятие расстояния до объекта.

12.6.4. Угломерное и фотометрическое расстояния

Понятие расстояния в расширяющейся Вселенной требует пояснения. Во-первых, надо уточнить, к какому моменту времени — моменту излучения или наблюдения — относится расстояние. Во-вторых, расстояние можно определять различными способами, например, по угловому размеру источника с известными размерами (угломерное расстояние d_a) или по принимаемому потоку излучения от источника с известной мощностью (фотометрическое расстояние d_l). Очевидно, что в плоском пространстве–времени все способы дадут один и тот же результат. Но Вселенная описывается искривленным пространством–временем (даже если трехмерное пространство евклидово!) с изменяющимся масштабным фактором, поэтому различные способы измерения дадут существенно различные значения расстояний уже при красных смещениях $z \sim 1$.

Угломерное расстояние

Определим угломерное расстояние как расстояние, вычисляемое по видимому угловому размеру объекта θ : $d_a = D/\theta$, где D — собственный размер объекта перпендикулярно к лучу зрения. Пусть свет был испущен в момент времени t_1 (это время задается условием, что свет принимается сегодня, т. е. при $a(t_0) = a_0$, на $z = 0$), а координата объекта была r_1 (считаем, что сопутствующая координата объекта не изменяется в ходе космологического расширения).

Считая угол θ малым, из элемента метрики находим, что $D = a(t_1)r_1\theta$, и таким образом

$$d_a = a(t_1)r_1. \quad (12.15)$$

Таким образом, угломерное расстояние определяется масштабным фактором в момент испускания сигнала. С учетом связи $a_0/a(t_1) = 1 + z$ (z — красное смещение, соответствующее времени испускания сигнала t_1) угломерное расстояние можно переписать через современное значение масштабного фактора a_0 и красное смещение:

$$d_a = \frac{a_0 r_1}{1 + z}. \quad (12.16)$$

Величина в числителе этой формулы $a_0 r_1 = d_m$ также имеет раз мерность расстояния и называется координатным или *метрическим расстоянием* до источника с координатой r_1 в момент *приема* сигнала. Например, современный размер причинно-связанной области (горизонта частиц, см. ниже) $l_h(z = 0) = a_0 r_h(z = 0)$ по определению является метрическим расстоянием.

Из этих рассуждений получаем зависимость угла, под которым виден источник с собственным размером D , от красного смещения

$$\theta = \frac{D}{d_a} = \frac{D}{d_m}(1 + z). \quad (12.17)$$

При $z \rightarrow \infty$ (свет испущен далеко в прошлом), масштабный фактор $a(t_1) \rightarrow 0$, и согласно (12.15) $d_a \rightarrow 0$, а видимый угловой размер по (12.17) $\theta \rightarrow \infty$. Из этого следует, что угол θ , под которым виден удаляющийся объект конечных размеров, в расширяющейся Вселенной с любой геометрией сначала уменьшается (как и в евклидовом пространстве), а начиная с некоторого значения z вновь возрастает. Наглядная аналогия этому, на первый взгляд парадоксальному, эффекту существует в двумерном мире с постоянной положительной кривизной с топологией поверхности сферы. Накинем координатную

сетку с полюсом в точке наблюдателя. Угловой размер источника в этой модели — это угол между двумя меридианами, идущими от концов источника к полюсу. Теперь будем перемещать источник от полюса к полюсу. Поскольку сам источник не меняет размеров, в таком пространстве максимум углермерного расстояния достигается, когда источник, удаляясь от наблюдателя, будет иметь минимальный угловой размер при пересечении «экватора» сферы. После этого угловой размер источника начнет возрастать (несмотря на его продолжающееся удаление от наблюдателя).

Таким образом, углермерное расстояние ведет себя немонотонно с ростом красного смещения. «Нужным» свойством монотонного возрастаия с красным смещением обладает т. н. фотометрическое расстояние.

Фотометрическое расстояние

Определим расстояние до объекта по-другому, потребовав, чтобы поток излучения от источника уменьшался как квадрат расстояния (при отсутствии поглощения), как это имеет место в евклидовой геометрии. Такое расстояние называют фотометрическим. Пусть источник имеет постоянную собственную изотропную светимость L , а принимаемый поток излучения от него F . Положим по определению фотометрическое расстояние до объекта

$$d_l = \left(\frac{L}{4\pi F} \right)^{1/2}. \quad (12.18)$$

Поток излучения от источника уменьшается из-за геометрического фактора, так как на момент приема сигнала излучение распределяется по поверхности сферы $4\pi(a_0 r_1)^2$, но из-за расширения Вселенной появляется еще и дополнительная зависимость от красного смещения $\sim 1/(1+z)^2$. Одна степень $(1+z)$ связана с уменьшением энергии каждого фотона из-за красного смещения, еще одна степень — с уменьшением частоты прихода отдельных фотонов из-за непрерывно возрастающего расстояния до источника (каждый испущенный фотон преодолевает большее расстояние, чем предыдущий). В итоге получаем для интегрального потока

$$F = \frac{L}{4\pi(a_0 r_1)^2(1+z)^2}$$

и, таким образом, по определению

$$d_l = a_0 r_1 (1 + z) = d_a (1 + z)^2. \quad (12.19)$$

Обратите внимание, что при $z \rightarrow \infty$, $d_l \rightarrow \infty$. В отличие от углеродного расстояния, фотометрическое расстояние монотонно растет с красным смещением при любом режиме расширения. Для малых значений красных смещений $d_l(z)$ иногда записывают в виде разложения Тэйлора:

$$d_l(z) = \frac{c}{H_0} [z + z^2 \left(\frac{1 - q_0}{2} \right) + \mathcal{O}(z^3)],$$

где q_0 — современное значение параметра замедления (12.8). Заметим, что линейное по z слагаемое в этом разложении и приводит к «классической» доплеровской интерпретации красного смещения, обсуждавшейся выше. В этом приближении различия между углеродным и фотометрическим расстоянием нет: $d_a = d_l = l$.

12.6.5. Хаббловские диаграммы

Зависимость фотометрического расстояния от красного смещения $d_l(z)$ является одним из основных инструментов для проверки современных космологических моделей. В важном частном случае плоской Вселенной ($k = 0$) можно наиболее просто найти связь между значением постоянной Хаббла на красном смещении z и фотометрическим расстоянием $d_l(z)$. При $k = 0$ из (12.9) для объекта с собственной координатой r_1 находим выражение

$$d_m = a_0 r_1 = a_0 \int_t^{t_0} \frac{cdt'}{a(t')} = \frac{d_l(z)}{1+z}. \quad (12.20)$$

Дифференцируя его по z с учетом соотношения для dz/dt (12.13), получаем зависимость $H(z)$, определяющую историю расширения Вселенной, от фотометрического расстояния $d_l(z)$:

$$H(z) = c \left[\frac{d}{dz} \left(\frac{d_l(z)}{1+z} \right) \right]^{-1}. \quad (12.21)$$

Таким образом, проследить историю расширения Вселенной можно, определяя фотометрические (или углеродные) расстояния до

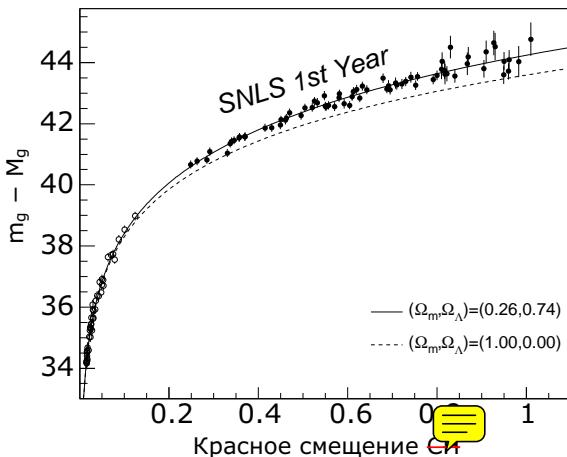


Рис. 12.6. Хаббловская диаграмма «модуль расстояния (т. е. разница между видимой и абсолютной зв. величинами) – красное смещение» для сверхновых SN Ia по наблюдениям проекта SNLS (Supernova Legacy Survey). Пунктир – ожидаемая зависимость для плоской Вселенной без «темной энергии». Данные свидетельствуют об ускоренном расширении Вселенной в настоещее время (преобладание «темной энергии» в динамике Вселенной).

(Из работы Astier et al. 2006, Astron. Astrophys.)

каких-нибудь однородных по своим свойствам объектов с известным красным смещением. Подходящими источниками могут быть термоядерные сверхновые типа Ia, поскольку мощность их излучения в максимуме блеска с достаточной точностью может рассматриваться как «стандартная свеча» с абсолютной звездной величиной $M_B = -19^m.3$ (рис. 12.6)⁵. Тест $d_a(z)$ для скоплений галактик будет рассмотрен ниже в разделе 12.12.

12.6.6. Горизонт частиц

Поставим вопрос: с каких расстояний можно в принципе принимать информацию от объектов в расширяющейся Вселенной, или иными словами, каков размер причинно-связанной области во Вселенной в заданный момент времени? *Горизонт (частиц)* опреде-

⁵Реально светимости SNIa в максимуме все же имеют заметный разброс значений, но его можно учесть, используя эмпирически найденную зависимость между светимостью и формой кривой блеска сверхновой (зависимость Псковского–Филипса).

ляется как поверхность гиперсферы, образованной совокупностью условных частиц, испустивших свет в момент времени t_0 , который принимается наблюдателем в момент времени t . Горизонт частиц соответствует красному смещению $z = \infty$. Радиальная координата r_h горизонта определяется из уравнение распространения света в метрике Фридмана–Робертсона–Уокера (12.9):

$$|r_h(t)| = \int_0^t \frac{cdt'}{a(t')} . \quad (12.22)$$

Физический размер горизонта частиц в момент времени t получается умножением значения сопутствующей координаты горизонта на масштабный фактор в момент приема сигнала t : $l_h(t) = a(t)r_h(t)$.

Как мы увидим ниже, важным частным случаем является степенная зависимость масштабного фактора от времени $a(t) = a(t_0)(t/t_0)^\alpha$ с показателем степени $\alpha < 1$ (т. е. расширение с замедлением). Например, в ранней Вселенной на радиационно-доминированной стадии $a(t) \sim \sqrt{t}$ (для любого знака кривизны пространства), в наиболее вероятной плоской модели Вселенной с современными параметрами на стадии доминирования вещества (при красных смещениях $z \gtrsim 1$) $a(t) \sim t^{2/3}$. В этих случаях из (12.22) находим

$$r_h(t) = \frac{ct_0}{a_0} \frac{(t/t_0)^{1-\alpha}}{1-\alpha}; \quad l_h(t) = \frac{ct}{1-\alpha},$$

т. е. радиус горизонта при степенном расширении с замедлением растет линейно со временем. В то же время, если масштабный фактор растет замедленно ($\alpha < 1$), то рано или поздно любая точка с произвольно большой координатой в расширяющейся таким образом Вселенной рано или поздно окажется внутри горизонта, т. е. внутри причинно-связанной области.

Другой важный частный случай — экспоненциальный рост масштабного фактора, который предположительно имел место на ранних стадиях расширения (модель инфляционной Вселенной) и, как показывают наблюдения, Вселенная будет асимптотически выходить на этот режим: $a(t) = a(t_0) \exp Ht$, $H = \text{const}$. В этом случае

$$r_h(t) = \frac{c}{a(t_0)H} (1 - e^{-Ht}),$$

то есть размер горизонта в сопутствующих координатах не может превысить некоторого конечного предела ($c/a(t_0)H$), задаваемого

начальными условиями a_0 и H . При таком режиме расширения две любые точки, сопутствующее расстояние между которыми r_{12} , за конечное время будут разнесены на расстояние больше, чем радиус горизонта: $l_{12}(t) = a(t)r_{12} = e^{Ht}r_{12} > l_h(t)$, т. е. выйдут из причинно-связанной области.

Эти вопросы будут более подробно обсуждаться в разделе 12.14.

12.6.7. Поверхностная яркость и парадокс Ольберса

Поверхностную яркость источника можно определить как поток излучения, принимаемый детектором от всего источника, отнесенный к телесному углу, который занимает источник на небе. По сути дела, это есть не что иное, как *интенсивность* его излучения (см. главу 2). В евклидовой геометрии телесный угол меняется с удалением от источника как $\omega \sim 1/r^2$, поток также уменьшается с расстоянием как $F \sim 1/r^2$, т. е. поверхностья яркость должна оставаться постоянной (теорема о сохранении интенсивности вдоль луча зрения). Какова ситуация в расширяющейся Вселенной? Выше мы показали, что линейный угловой размер источника изменяется как $\theta \sim 1/d_a \sim (1+z)/d_m$, т. е. телесный угол, под которым наблюдается источник, $\Delta\Omega \sim \theta^2 \sim (1+z)^2/d_m^2$. Интегральный же поток излучения $F \sim 1/(d_m^2(1+z)^2)$, откуда получаем

$$I(z) = \frac{F}{\Delta\Omega} \sim \frac{1}{(1+z)^4}. \quad (12.23)$$

Т. е. поверхностья яркость протяженных источников (например, галактик) должна быстро падать с красным смещением. Следует иметь в виду, что (12.23) справедливо для болометрического потока излучения. Поскольку любой приемник излучения имеет полосу пропускания конечной ширины, изменение поверхностия яркости зависит еще от спектра самого источника.

Важное практическое применение этой формулы состоит в объяснении знаменитого парадокса Ольберса (XIX в.), согласно которому в бесконечной Вселенной, заполненной звездами, все небо должно полностью перекрываться дисками звезд. Это противоречит известному факту, что ночью небо темное. Разрешение этого парадокса в рамках модели расширяющейся Вселенной тривиально — яркого свечения ночного неба нет из-за значительного ослабления интенсивности с красным смещением. Вторая причина — конечное время существования звездной Вселенной. Звезд и галактик не было

на больших красных смещениях (первые звезды образовались при $z < 20$), и по этой причине перекрытия неба дисками звезд нет.

12.7. Динамика Вселенной

Поведение масштабного фактора $a(t)$ или, что эквивалентно, $a(z)$ можно вывести из наблюдений, изучая зависимости принимаемый поток—красное смещение (хаббловская диаграмма) или угломерный размер—красное смещение от различных астрономических объектов, так как в выражение для потока или угломерного размера входит расстояние, зависящее от истории расширения Вселенной (см. пример на рис. 12.6 для далеких сверхновых типа Ia).

Ключевое соображение для теоретического определения $a(t)$ состоит в использовании законов гравитации для Вселенной, заполненной различными видами материи. Это было впервые сделано для однородных и изотропных космологических моделей в 1920-х гг. А. Эйнштейном, В. де Сitterом и А. А. Фридманом в рамках ОТО. Однако основные соотношения можно получить и в ньютоновской модели, рассматривая ограниченную часть Вселенной, где скорости расширения много меньше световых (Е. А. Милн).

12.7.1. Эволюция расширения. Критическая плотность

Сначала рассмотрим простейшие однородные и изотропные космологические модели без космологической постоянной. В силу однородности возьмем в пространстве произвольную ограниченную сферическую область и проследим за ее эволюцией. Внешние области никак не влияют на движение частиц, т. к. поле тяготения, создаваемое веществом вне сферы (при строгой сферической симметрии) тождественно равно нулю (Р. Толмен, 1934, доказательство в рамках ОТО).

Рассмотрим массу, заключенную внутри выделенного шара радиуса R : $M = (4\pi/3)R^3\rho$. Изменение плотности при расширении по закону $v = HR$ есть

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{3M}{(4\pi/3)R^4} \frac{dR}{dt} = -3H\rho. \quad (12.24)$$

Обратим внимание, что ни радиус, ни масса шара в конечный ответ не вошли. Уравнение (12.24) означает, что если плотность в однородной среде, расширяющейся по закону Хаббла, не зависела от ко-

ординат в начальный момент времени, то она не будет зависеть от координат и в последующие моменты времени.

Рассмотрим точку на границе области, расширяющейся по закону Хаббла $v = HR$. Уравнение движения записывается в виде:

$$\frac{d^2R}{dt^2} = -\frac{GM}{R^2} = -\frac{4\pi}{3}G\rho R. \quad (12.25)$$

Умножая (12.25) на dR/dt и интегрируя, получаем закон сохранения механической энергии

$$\frac{1}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 - \frac{GM}{R} = \text{const}. \quad (12.26)$$

В момент t_0 имеем $\frac{dR}{dt}|_{t_0} = H_0 R_0$, и из закона сохранения энергии находим

$$\begin{aligned} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 &= \frac{8\pi G \rho_0 R_0^3}{3R} - \frac{8\pi G R_0^2}{3} \left(\rho_0 - \frac{3H_0^2}{8\pi G} \right) = \\ &= G \frac{8\pi \rho_0 R_0^3}{3R} - R_0^2 H_0^2 \left(\frac{\rho_0}{\rho_{cr}} - 1 \right), \end{aligned} \quad (12.27)$$

где

$$\rho_{cr} = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \approx 2 \cdot 10^{-29} (\text{г}/\text{см}^3) h_{100}^2 \quad (12.28)$$

есть так называемая *критическая плотность* в момент t_0 (численно приведена критическая плотность в настоящее время, нормированная на значение постоянной Хаббла $h_{100} = H_0/100\text{км}/(\text{с}\cdot\text{Мпк})$).

Выражение для ρ_{cr} можно непосредственно получить из (12.26), принимая $\text{const} = 0$, т. е. нулевое значение полной механической энергии.

Из этих формул следует несколько важных выводов для простейших моделей.

1) История расширения. Так как в настоящее время $dR/dt > 0$ (Вселенная расширяется), первое слагаемое в (12.27) $\sim 1/R$ возрастает с уменьшением R , а значит в прошлом скорость расширения была больше (т. е. расширение со временем должно замедляться — очевидное свойство движения с учетом тормозящего действия гравитации), и в рассматриваемой модели в прошлом был такой момент, что $dR/dt \rightarrow +\infty$ и $R \rightarrow 0$ (сингularityность). В этой модели история расширения целиком определяется поведением первого слагаемого.

2) Будущее расширения целиком определяется знаком второго слагаемого в (12.27) (константа в законе сохранения энергии), т. е. соотношением $\Omega_0 \equiv \rho_0/\rho_{cr}$. Возможны три варианта:

- Если $\rho_0 > \rho_{cr}$ (т. е. $\Omega_0 > 1$), то второе слагаемое отрицательное, расширение тормозится и сменяется сжатием (т. к. первое слагаемое в (12.27) стремится к 0 при $R \rightarrow +\infty$). Это модель «закрытой Вселенной», в которой полная механическая энергия отрицательна.
- Если $\rho_0 < \rho_{cr}$ (т. е. $\Omega_0 < 1$), то второе слагаемое в (12.27) положительно, и расширение продолжается вечно с асимптотической скоростью $dR/dt = H_0 R_0 \sqrt{1 - \Omega_0}$ при $R \rightarrow +\infty$. Это модель «открытой Вселенной», в которой полная механическая энергия положительна.
- Если $\rho_0 = \rho_{cr}$ (т. е. $\Omega_0 = 1$), то расширение продолжается неограниченно, в пределе с асимптотически стремящейся к нулю скоростью. Это модель «плоской Вселенной», в которой полная механическая энергия равна нулю.

3) Важный частный случай: $\Omega_0 = 1$ (плоская Вселенная). В этом случае константа в уравнении энергии точно равна нулю,

$$\left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{8\pi G \rho_0 R_0^3}{3R} \quad (12.29)$$

$$\rho_0 = \rho_{cr}; \quad R|_{t_0} = R_0; \quad R|_{t=0} = 0.$$

Для изменения радиуса сферы получаем точное решение

$$R(t) = R_0 \left(\frac{t}{t_0} \right)^{2/3} \sim t^{2/3}, \quad (12.30)$$

$$t_0 = \frac{2}{3H_0}. \quad (12.31)$$

Из условия $\rho(t)R(t)^3 = const$ получаем для плотности зависимость

$$\rho(t) = \frac{1}{8\pi G t^2}. \quad (12.32)$$

Заметим, что в уравнении (12.27) второе слагаемое, пропорциональное $(\Omega_0 - 1)$, не играет роли при $R \rightarrow 0$, т. е. в начале расширения

независимо от параметра Ω_0 плотность падала по закону (12.32) $\rho \sim 1/t^2$, т. е. во всех случаях в начале расширения средняя плотность уменьшалась со временем по закону (12.32) для плоской Вселенной.

Современные астрономические наблюдения дают основания предполагать ускоренное расширение Вселенной, т. е. $d^2R/dt^2 > 0$. Это можно описать, введя в модель (уравнение (12.25)) силы отталкивания, действующие на больших расстояниях. Такой физический эффект оказывает, например, положительная космологическая постоянная, введенная А. Эйнштейном в 1917 г. для получения стационарных решений ОТО в применении ко всей Вселенной. Подчеркнем еще раз, что приведенные выше рассуждения относились к моделям Фридмана *без космологической постоянной*. Введение космологической постоянной меняет картину *качественно*: наблюдаемое сегодня ускоренное расширение Вселенной означает положительную вторую производную по времени от масштабного фактора. Однако в прошлом обязательно должен был существовать период, когда масштабный фактор $R(t)$ рос с замедлением (см. ниже). В то время космологическая постоянная (или «темная энергия») *не играла заметной динамической роли*.

12.7.2. Влияние давления

До сих пор мы рассматривали модель, в которой Вселенная заполнена материией без давления. Для обычного вещества плотность $\rho \ll \epsilon/c^2$ ($\epsilon = \rho c^2$ — плотность энергии), но для релятивистских частиц (фотоны, маломассивные нейтрино), энергия пропорциональна импульсу $E \approx pc$ (точное равенство имеет место для безмассовых частиц), давление $P = \epsilon/3$. Для обычного вещества плотность падает как куб масштабного фактора, $\rho \sim 1/V = 1/R^3$. Для релятивистских частиц при адиабатическом расширении плотность падает быстрее, т. к. уменьшается их концентрация ($\sim 1/R^3$) и уменьшается энергия каждого фотона из-за красного смещения ($\sim 1/R$), поэтому $\epsilon \sim 1/R^4$. Формальный вывод этого соотношения следует из 1-го закона термодинамики: если давление не равно нулю, оно совершает работу над соседними элементами $d(\epsilon V) = -PdV$; давление излучения $P = \epsilon/3$, откуда $\epsilon \sim V^{-4/3} = 1/R^4$. Поскольку для излучения в термодинамическом равновесии $\epsilon = a_r T^4$, температура равновесного излучения в расширяющейся Вселенной падает обратно пропорционально масштабному фактору: $T \sim 1/R$, что, впрочем, очевид-

но, так как изменившаяся функция Планка $B_{\nu(1+z)}$ останется той же планковской формулой, только для температуры не T , а $T(1+z)$. Значит температура равновесного излучения эволюционирует при адиабатическом расширении так же, как и частота, т. е. изменяется пропорционально красному смещению.

Эти простые рассуждения показывают, что, уходя в прошлое, мы должны рано или поздно начать учитывать влияние давления частиц P . Как было показано Толменом, в рамках ОТО учет давления сводится к замене плотности на плотность энергии ϵ , т. е. на сумму плотности и утроенного давления: (давление как бы создает добавочную плотность и само является источником гравитационного поля в ОТО).

Тогда уравнение движения (12.25) запишется как

$$\frac{d^2R}{dt^2} = -\frac{4\pi G}{3}R \left(\rho + \frac{3P}{c^2} \right), \quad (12.33)$$

а уравнение энергии (12.26) не изменится. Подчеркнем, что в ОТО при наличии давления ускорение при расширении зависит от суммы $\rho + 3P/c^2$, а потенциальная энергия по-прежнему определяется только плотностью вещества ρ . Из (12.33) следует, что если $P > 0$ (кроме самой начальной стадии расширения, см. ниже), то в ранней Вселенной эффективная плотность была больше из-за огромного давления релятивистских частиц и излучения, поэтому положительное давление на самом деле всегда *замедляет* расширение! Определяя, как и раньше, константу энергии из условия $dR/dt|_{t_0} = H_0 R_0$, получаем, что динамика расширения и при наличии давления всецело зависит только от величины полной плотности $\Omega_0 \equiv \rho_0/\rho_{cr}$.

Рассмотрим случай доминирования излучения, т. е. ту раннюю эпоху, когда плотность энергии целиком определялась излучением. Тогда $P = P_r = \epsilon_r/3$, $\epsilon_r = a_r T^4$, $\epsilon_r \sim V^{-4/3} = A/R^4$, где A некоторая постоянная. Уравнение энергии при этом имеет вид:

$$\frac{1}{2} \dot{R}^2 - \frac{G}{R} \frac{4\pi R^3}{3} \frac{A}{c^2 R^4} = const.$$

При малых R константа в правой части не важна (независимо от ее знака, т. е. при любом Ω_0), и решение этого уравнения стремится к $R(t) \sim \sqrt{t}$ при $R \rightarrow 0$.

12.8. Модели Фридмана с космологической постоянной

Как отмечалось выше, ускоренное расширение можно понять, если ввести дополнительное положительное слагаемое в уравнение движения (12.33) или считать, что выражение в скобках в этом уравнении отрицательно. Фактически, это две разные интерпретации одного и того же явления. Первая возможность реализуется в моделях Фридмана с космологической постоянной, а последняя — если предположить, что Вселенная заполнена некоторой субстанцией («температурной энергией») с отрицательным давлением (см. ниже). Пока неясно, какая из этих возможностей отвечает за наблюдаемое ускоренное расширение Вселенной; не исключено, что это два равноправных описания, или на самом деле природа устроена более сложно, и расширение должно описываться другими уравнениями. Космологическая постоянная Λ , введенная в уравнения ОТО А. Эйнштейном, представляется простейшей модификацией модели, поэтому ниже без вывода мы приводим основные формулы модели однородной изотропной Вселенной с положительной Λ .

Уравнение энергии:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} - \left(\frac{kc^2}{a^2}\right) + \frac{\Lambda c^2}{3}. \quad (12.34)$$

Уравнение движения:

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3} \left(\rho + \frac{3P}{c^2}\right) + \frac{\Lambda c^2}{3}. \quad (12.35)$$

Уравнение неразрывности:

$$\frac{d\rho}{dt} = -3H \left(\rho + \frac{P}{c^2}\right). \quad (12.36)$$

Замечания и частные случаи.

1. В уравнения Фридмана (12.34)–(12.36) не входят произвольные физические константы, т. е. при заданном знаке кривизны пространства ($k = \pm 1, 0$) и Λ эволюция происходит по определенному закону, зависящему только от связи давления и плотности (уравнения состояния) $P(\rho)$.

2. Обозначим $\dot{a}/a \equiv H$ — параметр Хаббла и поделим на H^2 обе части уравнения энергии (12.34). Вводя безразмерные переменные $\Omega_m = 8\pi G\rho/3H^2 = \rho/\rho_{cr}$, $\Omega_c = -(kc^2)/(a^2H^2)$, $\Omega_\Lambda = (\Lambda c^2)/(3H^2)$, записываем уравнение энергии, верное для любого момента времени, в компактном виде:

$$1 = \Omega_m + \Omega_c + \Omega_\Lambda . \quad (12.37)$$

Это уравнение характеризует относительный вклад трех компонент, связанных с веществом (Ω_m), кривизной пространства (Ω_c) и космологической постоянной (или «темной энергией») (Ω_Λ) в полную плотность энергии Вселенной.

3. Космологическая постоянная Λ имеет размерность [см^{-2}]. Современные наблюдения указывают на значение $\Omega_\Lambda \approx 0.7$. Это значит, что плотность энергии, связанная с современной космологической постоянной,

$$\epsilon_\Lambda = \Omega_\Lambda \rho_{cr} c^2 = \frac{\Lambda c^4}{8\pi G} \sim \rho_{cr} c^2 \sim 10^4 (\text{эВ} \cdot \text{см}^{-3}) .$$

Это более чем на порядок превышает среднюю плотность барионной материи. При $\Lambda = \text{const}$ плотность этой энергии не изменяется при адиабатическом расширении: $\epsilon_\Lambda = \text{const}$. Именно таким свойством обладает физический вакуум — наименее энергетическое состояние любых физических полей. Как показывается в квантовой теории, энергия вакуума складывается из неуничтожимых квантовых нулевых колебаний полей. Эффективное уравнение состояния для вакуума можно записать в виде $P_v = -\epsilon_v$, и если подставить это соотношение в первое начало термодинамики для адиабатического расширения $d(\epsilon_v V) + P_v dV = 0$, то получим $\epsilon_v = \text{const}$. Таким образом, физический вакуум мог бы играть роль космологической постоянной. Проблема, однако, состоит в чрезвычайной малости наблюдаемого значения ϵ_Λ по сравнению с теоретически ожидаемой величиной ϵ_v , которая должна быть на много десятков порядков(!) больше⁶. Эта проблема наблюдаемой малости энергии вакуума (если интерпретировать ускоренное расширение Вселенной моделями с космологической постоянной) известна в физике как *проблема космологической постоянной* и пока не решена.

⁶Например, записывая космологическую постоянную в естественных (планковских) единицах, $\Lambda \sim 1/l_p^2$ ($l_p = \sqrt{\hbar G/c^3}$ — планковская длина), плотность энергии оказывается $\epsilon_\Lambda \sim c^7/(8\pi G^2 \hbar) \sim 10^{126} \text{эВ} \cdot \text{см}^{-3}$.

4. Уравнение (12.35) можно переписать в виде ньютоновского уравнения движения точки на поверхности сферы радиуса $R = a$ (см. предыдущее рассмотрение), заключающей массу M :

$$\ddot{R} = -\frac{GM}{R^2} + \frac{\Lambda c^2}{3}R. \quad (12.38)$$

Здесь полная «гравитационная масса» $M = \frac{4\pi}{3}R^3(\rho + 3P/c^2)$ записана так, чтобы отражать упоминавшийся выше факт, что положительное давление создает дополнительное притяжение в ОТО. Из уравнения (12.38) следует, что частица на сфере испытывает как силу притяжения массой M , так и силу отталкивания $F_{rep} = \frac{\Lambda c^2}{3} R$, которая вызвана положительной космологической постоянной и возрастает с расстоянием. (В теоретически допустимом случае отрицательной космологической постоянной появилась бы дополнительная сила «притяжения», формально похожая на силу, обеспечивающую конфайнмент кварков в адронах). Из этого соотношения видно, что космологическая постоянная динамически влияет на характер расширения только при больших масштабных факторах.

5. Знак пространственной кривизны (т. е. гауссовой кривизны 3-мерной гиперповерхности в фиксированный момент времени) не изменяется в ходе эволюции Вселенной, хотя величина ее (если кривизна ненулевая), разумеется, зависит от времени. Подчеркнем, что кривизна пространства определяется полной плотностью энергии, которая включает в себя плотность всех видов материи, как видимой (барионной), так и невидимой (небарионной), имеющих положительное давление и являющихся источником гравитации, а также плотность «темной энергии» с отрицательным давлением, создающей своего рода «антагравитацию» в больших масштабах: $\Omega_c = 1 - (\Omega_m + \Omega_\Lambda)$. Современные наблюдения далеких сверхновых, а также измерения рентгеновских скоплений галактик, свойств крупномасштабной структуры и реликтового излучения дают $\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$ с точностью, лучше 10%, т. е. кривизна 3-мерного пространства мала (возможный радиус кривизны должен быть больше 10 хаббловских радиусов $c/H_0 \sim 10^{28}$ см, и, возможно равен бесконечности).

6. В наиболее интересном с точки зрения современных наблюдений случае плоской Вселенной ($k = 0$), заполненной гравитирующей материей (барионная составляющая плюс темная материя) с плотностью $\Omega_m = \Omega_b + \Omega_{DM}$ и космологической постоянной с плот-

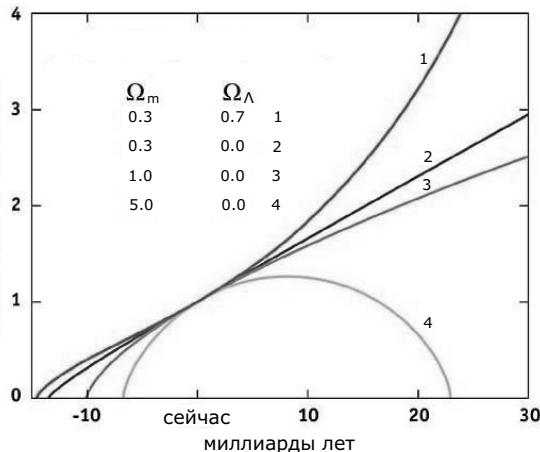


Рис. 12.7. Качественная зависимость масштабного фактора от времени для фридмановских моделей. Ω_m и Ω_Λ — доля плотности всей материи (видимой и невидимой) и темной энергии (космологической постоянной) в единицах критической плотности.

ностью Ω_Λ , имеем $\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$, и параметр Хаббла $H(z)$ определяется уравнением (12.34), которое можно переписать в виде:

$$H^2(z) = H_0^2(\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda). \quad (12.39)$$

7. В случае плоской Вселенной без космологической постоянной, заполненной веществом с уравнением состояния, параметризованным в виде

$$P = w\rho c^2, \quad (12.40)$$

уравнения Фридмана имеют решение

$$a(t) = a_0 \left(\frac{t}{t_0} \right)^{\frac{2}{3(w+1)}}. \quad (12.41)$$

Случай $w = 0$ описывает расширение с нулевым давлением (пыль), $a(t) \sim t^{2/3}$ (стадия доминирования вещества), случай $w = 1/3$ соответствует уравнению состояния газа из релятивистских частиц (например, безмассовые фотоны или массивные частицы, движущиеся с околосветовыми скоростями) и подходит для описания эволюции на радиационно-доминированной стадии (горячая Вселенная), $a(t) \sim t^{1/2}$. Отметим, что для всех уравнений состояния с $w > -1/3$

рост масштабного фактора происходит с замедлением ($\ddot{a} < 0$). Гипотетический случай $-1 < w < -1/3$ (получивший название «квинт-эсценция») приводит к расширению с ускорением ($\ddot{a} > 0$). Выделенный случай $w = -1$ соответствует уже знакомому нами уравнению состояния вакуума, к нему можно свести положительную космологическую постоянную (см. выше). Еще более гипотетическое уравнение состояния с $w < -1$ называют «фантомной энергией», оно обладает рядом парадоксальных с физической точки зрения особенностей. Из современных наблюдательных данных получают ограничение $w = -1 \pm 0.1..$

8. В плоской модели с отличной от нуля положительной космологической постоянной $\Lambda > 0$ для пылевидной материи с $P = 0$ имеется решение

$$a(t) \sim \left(\sinh \frac{3}{2} \sqrt{\frac{\Lambda}{3}} ct \right)^{2/3}, \quad (12.42)$$

которое гладко переходит от знакомого нам степенного закона роста ($a \sim t^{2/3}$), когда роль космологической постоянной динамически не важна, к стадии чисто экспоненциального расширения ($a \sim e^{\sqrt{\frac{\Lambda}{3}}t}$). Красное смещение z_{co} , на котором происходит смена режима ускорения на замедление, находится по формуле $1+z_{co} = [2\Omega_\Lambda/\Omega_m]^{1/3}$. Как отмечалось выше, наблюдательные данные по измерению расстояний до далеких сверхновых типа Ia, по крупномасштабной структуре Вселенной, а также анализ флуктуаций реликтового излучения, свидетельствуют в пользу плоской модели с $\Omega_\Lambda \approx 0.7$, откуда красное смещение, начиная с которого Вселенная расширяется с ускорением, $z_{co} \simeq 0.6-0.7$. Очевидно, это значение будет уточняться по мере накопления данных наблюдений. Качественный вид истории изменения масштабного фактора в современной модели расширения представлен на рис. 12.8.

Фотометрическое расстояние находится подстановкой (12.39) в кинематическое соотношение (12.21)

$$d_l(z) = (1+z) \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{\Omega_m(1+z')^3 + \Omega_\Lambda}}, \quad (12.43)$$

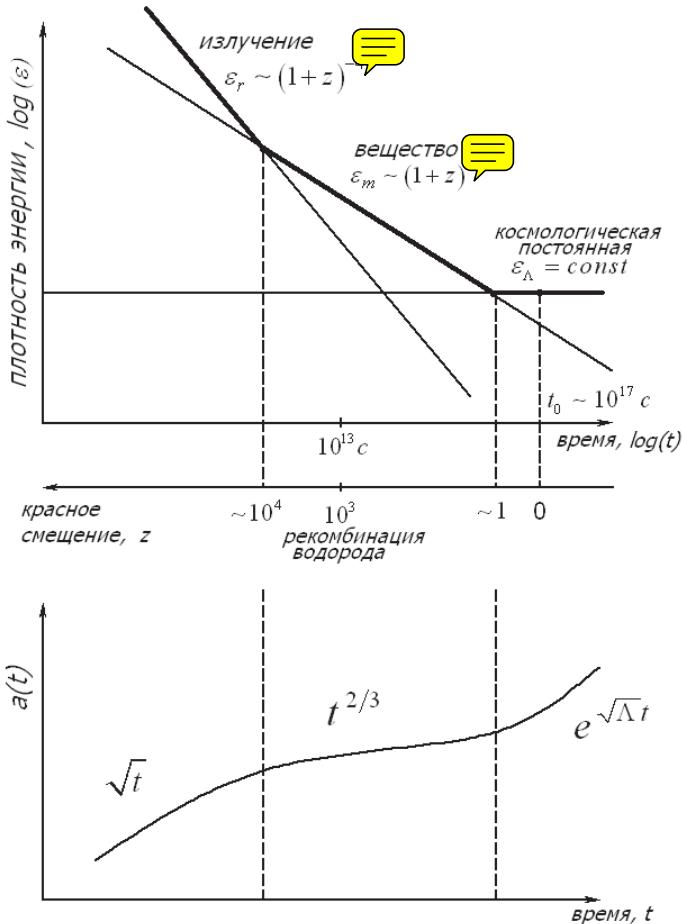


Рис. 12.8. Изменение плотности энергии различных компонентов Вселенной со временем, отсчитываемым от начала расширения. На нижнем графике – качественная зависимость масштабного фактора от времени в модели Вселенной с излучением, веществом и космологической постоянной $\Lambda > 0$.

а возраст Вселенной (время, прошедшее с начала расширения) на красном смещении z – подстановкой (12.39) в (12.14):

$$t(z) = \frac{1}{H_0} \int_z^\infty \frac{dz'}{(1+z')\sqrt{\Omega_m(1+z')^3 + \Omega_\Lambda}}. \quad (12.44)$$

Отсюда полный возраст Вселенной, соответствующий интервалу красных смещений $(0, \infty)$, получается равным

$$t_0 = \frac{2}{3H_0} \left[\frac{1}{2\sqrt{\Omega_\Lambda}} \ln \frac{1 + \sqrt{\Omega_\Lambda}}{1 - \sqrt{\Omega_\Lambda}} \right] > \frac{2}{3H_0},$$

где $\Omega_\Lambda = \Lambda c^2 / 3H_0^2 = 1 - \Omega_m$. Для $\Omega_\Lambda \simeq 0.7$, $H_0 = 70$ км/(с·Мпк) $t_0 \simeq 13.7$ млрд. лет и согласуется с измерениями возрастов звезд и галактик.

Полезное практическое приближение для возраста далеких объектов (с красным смещением $z \gg z_{co} \simeq 1$) в плоской Вселенной получается из формулы (12.44), если учесть, что на таких красных смещениях космологическая постоянная не оказывает динамического влияния на расширение Вселенной, и в формулах можно положить $\Omega_\Lambda = 0$. Тогда $a(t) \sim t^{3/2}$, $H(t) \simeq 2/(3t)$ и для стандартных параметров $\Omega_m = 0.3$ и $H_0 = 70$ км/(с·Мпк) получаем для времени, прошедшего с начала расширения до эпохи с красным смещением z :

$$t(z) \approx \frac{2}{3H_0\sqrt{\Omega_m}}(1+z)^{-3/2} \approx 7.7 \cdot 10^8 \text{ (лет)} \left(\frac{1+z}{10} \right)^{-3/2}.$$

Эта формула является хорошим приближением в интервале красных смещений от ~ 1 до ~ 100 . Первые же гравитационно-связанные объекты могли образоваться только после эпохи рекомбинации на красных смещениях $z \lesssim 20$.

12.9. Горячая Вселенная

Решение Фридмана приводит к $\rho \rightarrow \infty$ при $z \rightarrow +\infty$, $t \rightarrow 0$ (напомним, что на ранних стадиях $\rho(t) \sim 1/t^2$ независимо от давления, космологической постоянной и полной плотности Ω_0 !). С физической точки зрения обращение плотности в бесконечность не имеет смысла и говорит о том, что требуется более адекватное описание.

Физическое описание состояния материи при сверхвысоких плотностях и температурах базируется на определенных постулатах.

1. Остаются в силе основные физические принципы: сохранение барионного и лептонного числа и электрического заряда при взаимодействиях частиц, I-е и II-е начала термодинамики.

2. Если время установления равновесия между взаимодействующими частицами много меньше времени расширения, то можно счи-

тать, что расширение происходит адиабатически, $TdS = 0$, и энтропия Вселенной не изменяется. Это условие должно выполняться на всех стадиях расширения «ранней» Вселенной из-за высокой концентрации частиц.

3. Состояние равновесия вещества определяется энтропией и другими сохраняющимися величинами и *не зависит* от путей перехода к равновесию.⁷

Теория горячей Вселенной (англ. *Big Bang*, в русском переводе «Большой взрыв») была развита в 1940-х гг. в работах Гамова, Дикке, Алфера и Хермана, рассмотревших состояние вещества, при котором плотность энергии излучения ϵ_r намного больше плотности энергии вещества $\epsilon_m = \rho_m c^2$. Их идея состояла в объяснении наблюдаемого в настоящее время химического состава вещества ядерными реакциями в ранней Вселенной. Фактически они предсказали наличие реликтового микроволнового излучения с температурой в несколько К, оставшегося от эпохи, когда горячее вещество (плазма) было непрозрачно для излучения и находилось с ним в состоянии термодинамического равновесия. Открытие микроволнового фонового (реликтового) излучения в 1965 г. подтвердило правильность концепции горячей Вселенной.

Как мы показали выше, при адиабатическом расширении Вселенной температура равновесного излучения $T \sim 1/a \sim (1+z)$, а плотность обычного нерелятивистского (барионного) вещества $\rho_b \sim 1/a^3 \sim (1+z)^3$, поэтому отношение $T^3/\rho_b = const$ в ходе расширения. Это важнейшая сохраняющаяся величина в расширяющейся Вселенной, т. к. она пропорциональна отношению концентрации равновесных фотонов $n_\gamma \sim T^3$ к концентрации барионов n_b , и с точностью до численного коэффициента это отношение можно принять в качестве энтропии излучения, приходящейся на один барион.

Выражая n_b через критическую плотность и долю барионов в общей плотности Ω_b ,

$$n_b = \frac{\rho_{cr}}{m_p} = 1.124 \cdot 10^{-5} \Omega_b h_{100}^2 \text{ см}^{-3},$$

⁷ В термодинамически равновесном состоянии на радиационно-доминированной стадии безразмерная удельная энтропия, отнесенная к одному бариону, пропорциональна отношению концентраций фотонов n_γ к концентрации барионов n_b : $s \sin n_\gamma / n_b$. При адиабатическом расширении $s = const$, поэтому измеряя сегодня эту величину из наблюдений, мы получаем важнейший параметр горячей Вселенной на ранних стадиях расширения.

(где h_{100} — современное значение постоянной Хаббла в единицах $100 \text{ км}/(c \cdot \text{Мпк})$) и учитывая, что для реликтового излучения с $T \approx 2.73 \text{ К}$

$$n_\gamma \approx 411(1+z)^3 \text{ см}^{-3},$$

получаем

$$\eta \simeq n_b/n_\gamma \approx 2.7 \cdot 10^{-8} \Omega_b h_{100}^2. \quad (12.45)$$

Высокое значение удельной энтропии $1/\eta \sim 10^9$ объясняет термин «горячая Вселенная». Оно также объясняет, почему спектр реликтового излучения должен быть близок к планковскому. До эпохи рекомбинации, т. е. когда излучение сильно взаимодействовало с веществом, вещество должно было принимать температуру равновесного излучения, а значит спектр излучения оставался очень близким к чернотельному.

После эпохи рекомбинации, благодаря сохранению числа фотонов реликтового излучения, которые не взаимодействуют снейтральным веществом, а на ранней стадии — из-за условия термодинамического равновесия, отношение η остается постоянным.

Найдем закон, по которому менялась температура со временем на ранней стадии расширения. Состояние материи, при котором преобладающую роль в плотности энергии играют релятивистские частицы (безмассовые фотоны, легкие нейтрино, релятивистские электроны и позитроны и т. д.), а плотность энергии тяжелых частиц (барионов) пренебрежимо мала, описывается формулой для давления релятивистских частиц, $P = \epsilon/3$. При этом плотность энергии при расширении падает как $\epsilon(t) \sim 1/t^2$ (см. (12.32)). Учтем теперь, что плотность энергии излучения есть $\epsilon_r = a_r T^4$, а плотность энергии релятивистских частиц, находящихся в равновесии с излучением, запишем как $\epsilon = \xi a_r T^4$, где $\xi > 1$ — численный коэффициент, учитывающий число различных сортов релятивистских частиц, вносящих вклад в полную плотность энергии. Поскольку суммарная плотность энергии падает как t^{-2} , можно получить зависимость температуры материи как функцию времени, прошедшего с начала расширения: $T \sim 1/\sqrt{t}$, или численно

$$T \approx \frac{1.3 \text{ МэВ}}{\xi^{1/4} \sqrt{t}}. \quad (12.46)$$

Это основная формула тепловой истории ранней Вселенной. Можно обратить эту формулу: время после начала расширения, при котором температура релятивистских частиц была T ,

$$t \approx \frac{1.7c}{(T/1 \text{ МэВ})^2 \xi^{1/2}}. \quad (12.47)$$

Последняя формула неплохо описывает ситуацию до $T \sim 10^{12}$ К (при более высоких температурах число сортов частиц точно не известно).

Несмотря на быстрое расширение Вселенной на ранних стадиях, взаимодействие и взаимопревращение релятивистских частиц носит квазиравновесный характер. Равновесие процесса, характеризуемого сечением σ , при концентрации взаимодействующих частиц n на фоне расширения с характерным временем $a/\dot{a} = 1/H(t)$ определяется выполнением условия (Г. А. Гамов)

$$n\sigma c > H(t). \quad (12.48)$$

Когда в ходе расширения характерное время взаимодействия частиц из-за понижения концентрации превысит характерное время расширения, $\tau \sim 1/(n\sigma c) > t$, частицы становятся свободными, невзаимодействующими. Например, для нейтрино это условие начинает выполняться уже при $t \sim 0.1$ с. Для гравитонов равновесие с веществом вообще не успевает наступить, поэтому реликтовый фон гравитационных волн определяется только условиями в начале расширения.

Очевидно, что для любых тяжелых частиц с массой покоя m_x можно найти такую эпоху в истории расширения Вселенной, когда они были релятивистскими, $kT > m_x c^2$.

В заключение этого раздела остановимся на проблеме барионной асимметрии Вселенной, которая состоит в отсутствии наблюдаемых проявления антивещества во Вселенной. О барионной асимметрии также свидетельствует большая величина наблюдаемого отношения $n_\gamma/n_b \sim 10^9$. В модели горячей Вселенной реликтовые фотоны образовались в основном при аннигиляции частиц и античастиц в эпоху барийогенезиса (например, пар кварков и антикварков при $T > 150$ МэВ), после чего каждый фотон многократно рассеивался, поглощался и переизлучался, а энергия фотонов постепенно падала до современных значений, соответствующих температуре реликтового излучения. Если бы число частиц и античастиц было одинаковым, при падении температуры они бы все проаннигилировали

в фотоны, и вещества в природе не было бы. Однако наличие одной лишней частицы на миллиард пар частица-античастица привело к «выживанию» барионной материи.

По предложению А. Д. Сахарова (1967), барионная асимметрия Вселенной должна быть связана с нарушением закона сохранения барионного числа, идентичности свойств частиц и античастиц (СРТ-инвариантность) и условий полного ТДР в расширяющейся Вселенной. Эта проблема пока не решена.

12.10. Первичный нуклеосинтез («первые три минуты»)

При температуре $T > 1$ МэВ сложные атомные ядра существовать не могли, т. к. они эффективно разрушались при столкновениях с фотонами, электронами и позитронами. Вместо них существовали лишь свободные протоны и нейтроны (а еще раньше — кварки и антикварки, из которых и образовались устойчивые барионы). По мере расширения Вселенной и снижения температуры ($T \sim t^{-1/2}$) равновесная концентрация нейtronов уменьшалась в соответствии с распределением Больцмана в равновесном газе:

$$n_n/n_p \sim \exp(-\Delta mc^2/kT), \quad (12.49)$$

где разность масс покоя нейтрона и протона $\Delta mc^2 = 1.293$ МэВ. Равновесие обуславливалось реакциями слабого взаимодействия. Если бы термодинамическое равновесие поддерживалось по мере остывания и дальше, то, очевидно, относительная концентрация нейтронов экспоненциально стремилась бы к нулю, и ни о каком нуклеосинтезе не могло быть и речи. Однако остывание приводит к нарушению равновесия при такой температуре ($T_f \simeq 0.7$ МэВ), при которой отношение концентраций протонов и нейтронов «застывает» (англ. *freeze*) на значении 0.19. Нейтроны соединяются с протонами с образованием ядер дейтерия $n + p \rightarrow D + \gamma$, а энергии и концентрации фотонов уже недостаточно для разрушения образовавшихся ядер дейтерия. Происходит накопление ядер и идут дальнейшие реакции:



Дальше реакции не идут, т. к. в природе нет устойчивых химических элементов с атомным номером 5, а концентрация ядер Не еще слишком низка, чтобы могли эффективно идти реакции $^3\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^7\text{Be}$, $^3\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C}$. Из-за расширения Вселенной эпоха первичного нуклеосинтеза завершается к моменту $t \approx 200$ с. Важнейший параметр расчетов относительного содержания первичных элементов — удельная энтропия $1/\eta$ (определенная как n_γ/n_b — отношение концентраций фотонов и барионов), которая не меняется в ходе расширения. Эта величина также может быть выражена через относительную плотность барионов Ω_b и современное значение параметра Хаббла h_{100} (12.45). Для этих параметров, полученных из современных наблюдений, первичный химический состав дозвездного вещества предсказывается в теории горячей Вселенной состоящим из H(75%), ^4He (25%) — по массе и D($3 \cdot 10^{-5}$), ^3He ($2 \cdot 10^{-5}$), ^7Li (10^{-9}) — по числу атомов относительно водорода (см. рис. 12.9). Эти цифры хорошо согласуются с существующими определениями химсостава вещества на больших красных смещениях по линиям поглощения в спектрах квазаров, а также в тех карликовых галактиках, где еще не произошла химическая эволюция газовой среды.

Замечательно, что измерения первичного химсостава (особенно первичногодейтерия по УФ линии $\lambda = 972.272$ Å)⁸, налагают независимые ограничения на плотность барионного вещества во Вселенной $\Omega_b \simeq 0.04$. Для сравнения: вклад светящегося вещества (звезды, газ) по результатам наблюдений составляет $\Omega_b \simeq 0.005$. Отсюда следует важный вывод: во Вселенной должно существовать невидимое барионное вещество, масса которого существенно превышает массу непосредственно наблюдаемого вещества. Большая часть барионного вещества, по-видимому, сосредоточена в межгалактическом газе, где его трудно обнаружить из-за низкой плотности. Напомним, что из независимых соображений (рост первичных возмущений, формирование крупномасштабной структуры Вселенной, слабое гравитационное линзирование на скоплениях галактик, кривые вращения спиральных галактик и т. д.) делается вывод о необходимости присутствия еще и *небарионной скрытой массы*, количество которой значительно превосходит барионную массу.

⁸Обилие первичногодейтерия наиболее чувствительно к плотности барионов: чем больше плотность, тем быстреедейтерий вступает в дальнейшие реакции и тем меньше его относительное содержание; в звездахдейтерий быстро превращается в более тяжелые элементы.

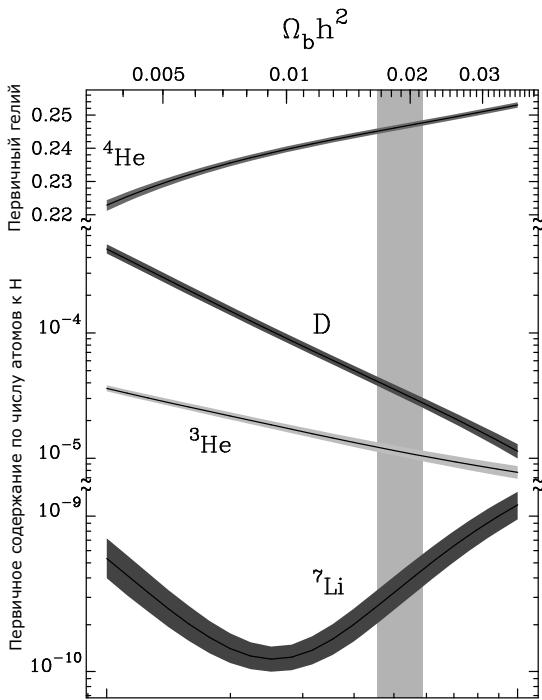


Рис. 12.9. Расчет химического содержания ядер легких элементов, образовавшихся в результате первичного нуклеосинтеза (для ${}^4\text{He}$ — процент массы по отношению к массе водорода, для других элементов — число ядер по отношению к числу протонов), как функция плотности барионного вещества $\Omega_b h^2$. Вертикальная полоса соответствует наблюдениям содержания легких элементов по спектрам далевых квазаров.

12.11. Реликтовое излучение и эпоха рекомбинации

Итак, на радиационно-доминированной стадии в условиях полного термодинамического равновесия спектр излучения был спектром АЧТ с температурой, падающей обратно пропорционально масштабному фактору: $T \sim 1/a(t)$. Как только время взаимодействия фотонов с веществом (в основном, за счет томсоновского рассечения на электронах) $\tau = 1/(n_\gamma \sigma_T c) \sim (1+z)^{-3}$ стало больше характерного времени расширения a/\dot{a} (то есть длина свободного пробега фотона начала превышать размер причинно-связанной области $ct \sim (1+z)^{-3/2}$), фотоны перестали обмениваться энергией с плаз-

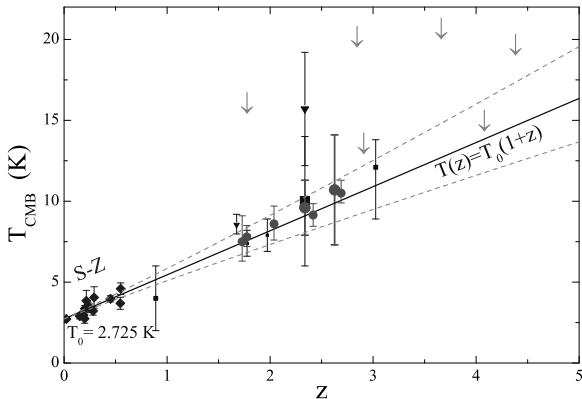


Рис. 12.10. Зависимость температуры реликтового излучения от красного смещения. Определение T_{cmb} на малых z проводится по эффекту Сюняева–Зельдовича на скоплениях галактик, а на больших z — по измерениям линий поглощения атомов CI и молекул CO в спектрах далеких квазаров. Сплошная прямая показывает теоретическую зависимость $T(z) = T_0(1+z)$, пунктир — допустимые ошибки фитирования данных методом наименьших квадратов. Рис. из работы Иванчик А.В. и др. 2011.

мой, однако спектр излучения при однородном расширении остался чернотельным с температурой $T(z) = T_0(1+z)$, $T_0 \approx 2.73$ К — современное значение температуры реликтового излучения. Вселенная стала прозрачной для излучения при понижении температуры плазмы до $T_r \approx 3000$ К. При такой температуре происходит рекомбинация свободных электронов с протонами с образованием атомов водорода (гелий рекомбинирует несколько раньше). Эпоха рекомбинации таким образом наступает при $1 + z_r \approx 3000/2.76 \sim 1100$, т. е. формально на стадии доминантности вещества, когда роль излучения в динамике расширения уже пренебрежимо мала. Время расширения до эпохи рекомбинации составляет $t_r \approx 3.7 \cdot 10^5$ лет.

Зависимость роста температуры реликтового излучения от красного смещения была экспериментально подтверждена по измерению эффекта Сюняева–Зельдовича (см. ниже) на скоплениях галактик, по наблюдениям линий тонкой структуры нейтрального углерода, а также линий молекул CO в спектрах далеких квазаров до $z \approx 3$, для которых кванты реликтового фона с температурой $T_0(1+z)$ К играют роль накачки, обеспечивая заселенность соответствующих уровней (см. рис. 12.10).

12.12. Эффект Сюняева–Зельдовича

После эпохи рекомбинации ($z \sim 1000$) реликтовые фотоны распространяются сначала свободно через нейтральную среду, с которой они не взаимодействуют. После образования первых звезд и галактик (предположительно, начиная с $z \sim 10-15$) в среде вновь появляются свободные электроны из-за ионизации атомов водорода жестким излучением, и, как мы обсуждали выше в разделе 12.3, межгалактическая среда становится вновь почти полностью ионизированной на красных смещениях $z < 6$. Наиболее важный процесс взаимодействия фотонов с электронами — комптоновское рассеяние. При этом, если электроны достаточно «горячие» (имеют энергию больше средней энергии фотонов), преобладает обратный Комpton-эффект, когда часть энергии электрона после рассеяния передается фотону. В результате рассеяние фотонов реликтового излучения на свободных электронах может искажать наблюдаемый спектр.

Простая оценка показывает, что если бы свободные электроны заполняли межгалактическую среду равномерно с концентрацией, соответствующей 1% от критической плотности, $n_e \sim 10^{-7} \text{ см}^{-3}$, то оптическая толщина по томсоновскому рассеянию при прохождении фотоном космологических расстояний $r_H \sim 10^{28} \text{ см}$ была бы $\tau_T \sim n_e \sigma T r_H \sim 10^{-3} \ll 1$, и искажения спектра реликтового излучения были бы крайне малы. Однако из-за наличия значительной концентрации ($n_e \sim 10^{-3} \text{ см}^{-3}$) «горячих» электронов с $kT_e \sim 5 \text{ кэВ}$ в скоплениях галактик (которые наблюдаются по их рентгеновскому излучению), вероятность рассеяния реликтового фотона, проходящего сквозь плазму скопления, заметно возрастает.

В результате спектр реликтовых фотонов, принимаемых из направлений на скопления галактик, немного «смещается» в сторону более высоких энергий. При рассеянии число фотонов сохраняется, а плотность энергии излучения в рэлей–джинсовской области спектра уменьшается. Этот эффект был впервые рассмотрен в начале 1970-х гг. Я. Б. Зельдовичем и Р. А. Сюняевым. Ожидаемое искажение спектра реликтового излучения в направлении на скопление галактик из их оригинальной работы приведено на рис. 12.11.

При каждом акте обратного комптоновского рассеяния на тепловых электронах фотон, имея более низкую энергию, чем тепловая энергия электронов, с большей вероятностью приобретает энергию, чем теряет. Изменение частоты фотона происходит из-за эффекта Доплера. При $v_e/c \ll 1$ средняя энергия фотонов сохранялась бы

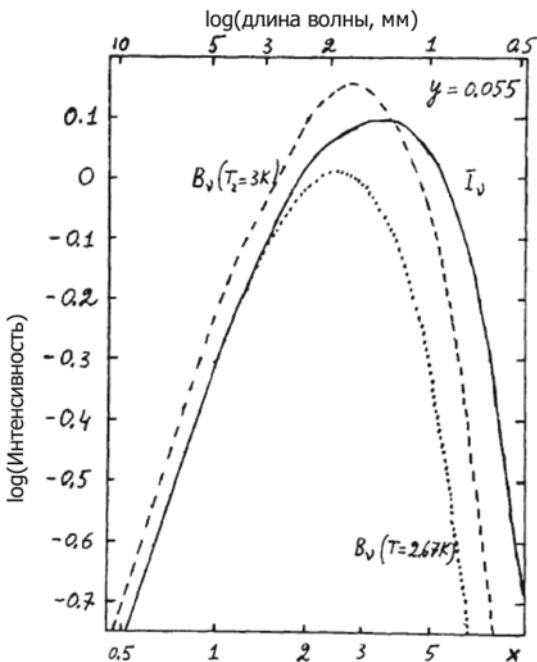


Рис. 12.11. Эффект комптоновского рассеяния фотонов реликтового возмущения на свободных электронах. Начальный (планковский) спектр реликтового излучения с температурой $T_r = 3$ К показан пунктирной линией. Сплошная линия — спектр после рассеяния. Точками показан спектр АЧТ с несколько меньшей температурой, который совпадает в рэлей–джинсовской области с искаженным рассеянием спектром I_ν . Из обзора R. A. Sunyaev, Ya. B. Zeldovich, Ann. Rev. Astr. Astrophys. **18**, 537 (1980).

из-за равного числа электронов, движущихся в противоположных направлениях. Поэтому изменение энергии фотона происходит в соответствии с релятивистской формулой эффекта Доплера и пропорционально $(v_e/c)^2 \sim kT_e/m_ec^2$ (точнее, $k(T_e - T_r)/m_ec^2$, так как при равновесном значении $T_e = T_r$ спектр, разумеется, остается планковским).

Расчет показывает, что в рэлей–джинсовской области $\hbar\nu \ll kT_r$ интенсивность и яркостная температура излучения уменьшаются на величину $\Delta T/T_r = -(2kT_e/m_ec^2)$. Эффект, очевидно, пропорционален доле фотонов, испытавших рассеяние при прохождении скопления, т. е.

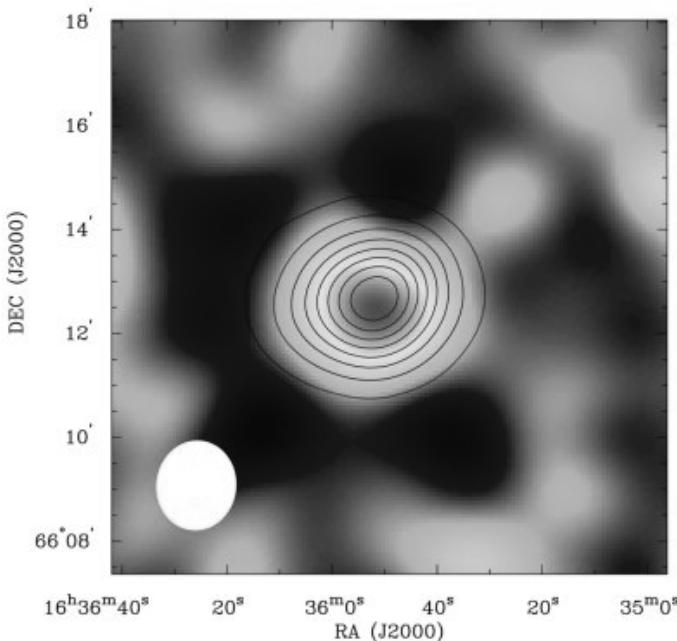


Рис. 12.12. Понижение яркостной температуры реликтового излучения на величину $\Delta T \approx -2.7 \cdot 10^{-3}$ К в направлении на центр скопления галактик A2218 с $z = 0.17$ (овальные контуры в центральной части). Светлые пятна — рентгеновское излучение от скопления, зарегистрированное спутником ROSAT. Белый круг слева внизу характеризует угловое разрешение.

$$\frac{\Delta T_{SZ}}{T_r} = -\frac{2kT_e}{m_e c^2} \tau_T .$$

В результате яркостная температура реликтового фона в направлении на скопления галактик должна быть несколько ниже, чем в соседних областях. Этот эффект был действительно обнаружен по наблюдениям разных скоплений галактик (рис. 12.12).

Если скопление движется как целое с пекулярной лучевой скоростью v_r , то дополнительно к рассмотренному тепловому эффекту добавится кинематический, связанный с доплеровским изменением температуры

$$\frac{\Delta T}{T_r} = -\frac{v_r}{c} \tau_T$$

(кинематический эффект Сюняева–Зельдовича). Знак изменения температуры зависит от направления лучевой скорости v_r . Заметим, что в отличие от теплового эффекта, изменение температуры в кинематическом эффекте совсем не зависит от длины волны (тепловой эффект не зависит от длины волны только в рэлей–джинсовской области, см. рис. 12.11).

Эффект Сюняева–Зельдовича на скоплениях галактик, в принципе, позволяет проводить космологические тесты (например, измерять постоянную Хаббла) вплоть до красных смещений $z \approx 1$. Действительно, поверхностная яркость рентгеновского излучения I_x скоплений галактик определяется концентрацией электронов в межгалактической плазме и функцией охлаждения плазмы $\lambda(T_e)$ (напомним, что для высоких температур охлаждение в основном происходит из-за тормозного излучения и $\lambda(T_e) \sim \sqrt{T_e}$, см. главу 4):

$$I_X \sim \int n_e^2 \lambda(T_e) dl = \int n_e^2 \lambda(T_e) d_a(z) d\theta,$$

где $d_a = dl/d\theta$ — угломерное расстояние до скопления. Здесь предполагается, что скопление сферически-симметрично, так что видимый угловой размер скопления можно связать с его протяженностью вдоль луча зрения. С другой стороны, понижение температуры реликтового излучения в направлении на скопление равно

$$\frac{\Delta T_{SZ}}{T_r} \sim \int n_e T_e dl = \int n_e T_e d_a(z) d\theta,$$

откуда получаем:

$$d_a \sim \frac{\Delta T_{SZ}^2 \lambda(T_e)}{I_X T_e^2}.$$

В правой части этого равенства стоят величины, которые измеряются по радио (ΔT_{SZ}) и рентгеновским (I_X, T_e) наблюдениям скоплений. Строя зависимость $d_a^{(obs)}(z)$ для скоплений галактик на разных красных смещениях, можно тестировать космологические модели, подбирая наилучшим образом теоретический закон $d_a(z)$. Однако на практике ситуация усложняется необходимостью учета неоднородностей в распределении горячего газа, и точность измерения космологических параметров по эффекту Сюняева–Зельдовича пока не слишком высока.

12.13. Флуктуации реликтового излучения

Важнейший космологический результат, полученный по измерениям реликтового фона, относится к измерениям флуктуаций его температуры на различных угловых масштабах. Существование флуктуаций температуры (а значит и интенсивности) реликтового излучения является обязательным в модели горячей Вселенной, поскольку на стадии рекомбинации должны были существовать флуктуации плотности, из которых впоследствии из-за гравитационной неустойчивости смогла образоваться вся наблюдаемая крупномасштабная структура. Флуктуации температуры реликтового излучения, наблюдавшегося с поверхности последнего рассеяния, могут быть вызваны различными причинами. Во-первых, из условия сохранения удельной энтропии $s \sim n_\gamma/n_b \sim T^3/n_b = const$ следует (Дж. Силк): $3\delta T/T = \delta\rho_b/\rho_b$, т. е. адиабатические флуктуации плотности приводят к избытку фотонов, приходящих из областей повышенной концентрации барионов. Во-вторых, фотоны изменяют частоту из-за неоднородностей гравитационного потенциала на поверхности последнего рассеяния (гравитационное красное смещение) — фотоны, идущие из областей с большим потенциалом, чем среднее значение, будут «более красными», а с меньшим — «более синими». Этот эффект называется эффектом Сакса–Вольфа. В-третьих, пекулярные скорости вещества, существующие на фоне однородного расширения, также могут исказить температуру излучаемых фотонов из-за эффекта Доплера. Все три эффекта приводят к тому, что измеряемая температура реликтового излучения флуктуирует, причем амплитуда флуктуаций изменяется в зависимости от углового расстояния между точками на небе. Однако в течение долгого времени точность измерений была недостаточна для обнаружения флуктуаций.

Еще в 1969 г. была измерена дипольная анизотропия реликтового фона, связанная с движением Земли относительно изотропного реликтового излучения (то есть скорость движения Земли в сопутствующей системе координат). Измеренное значение дипольной анизотропии $\delta T_d \approx 3$ мК соответствует (по формуле эффекта Доплера, $\delta T_d/T_0 \approx v/c$) движению барицентра Солнечной системы со скоростью 370 ± 0.5 км/с. Учитывая движение Солнечной системы относительно центра Галактики, определена скорость движения Местной группы галактик относительно реликтового фона около 600 км/с. После нескольких десятков лет поисков анизотропии ре-

ликтового фона в космических экспериментах «Реликт-1» (СССР), COBE и WMAP (США) измерены амплитуды флуктуаций температуры реликтового излучения в угловых масштабах порядка 10 градусов на уровне 30 мК ($\delta T/T \sim 5 \cdot 10^{-6}$).

Начиная с 2000 г. в нескольких наземных, баллонных и космических экспериментах были измерены флуктуации микроволнового фона на меньших угловых масштабах (рис.12.2). Наибольшие колебания яркости вызваны эффектом Доплера при движениях плазмы и флуктуациями ее плотности в эпоху рекомбинации t_r . Напомним, что малые флуктуации плотности в среде распространяются в виде звуковых волн. Максимальная амплитуда акустических колебаний приходится на длину волны с размером порядка всей причинно-связанной области в эпоху рекомбинации $\sim ct_r$; в меньших масштабах колебания значительно слабее из-за эффективного взаимодействия фотонов с ионизованным веществом до рекомбинации (Дж. Силк). Значит, ожидаемый максимум флуктуаций, наблюдавшихся в современную эпоху, должен находиться на угловой масштаб, под которым наблюдается область с размером, примерно соответствующим звуковому горизонту⁹ в момент рекомбинации: $\theta_r \approx (ct_r)/(ct_0)(1+z_r) \approx 2^\circ$ (см. (12.17)). Точное значение угла, под которым сейчас наблюдается звуковой горизонт, зависит от закона распространения света, т. е. от геометрических свойств пространства, которые определяются полной плотности энергии по отношению к критической. Величина первого пика флуктуаций наблюдается на угловом масштабе, соответствующем сферической гармонике с номером $l \approx 2\pi/\theta \approx 200$ (см. рис. 12.2), что приводит к $\Omega_0 = 1.006 \pm 0.006$. Это говорит о том, что пространственная кривизна Вселенной оказывается близкой к нулю! Таким образом, геометрия пространственных сечений Вселенной оказалась с высокой точностью евклидовой.

Сделаем замечание относительно второго и последующих пиков в угловом спектре флуктуаций. Само существование таких пиков отражает факт пространственной коррелированности акустических колебаний в радиационно-доминированной плазме в эпоху рекомбинации. Это говорит о коррелированности фаз флуктуаций с данной длиной волны в разных направлениях на небе, формально

⁹Звуковой горизонт определяет размер причинно-связанной области при распространении возмущений со скоростью звука c_s . В радиационно-доминированной плазме $c_s = c/\sqrt{3}$.

причинно-несвязанных (напомним, что радиус звукового горизонта в эпоху рекомбинации виден под углом порядка одного градуса). Если бы такой связи не было, то не было бы и усиленных колебаний на выделенных угловых масштабах, так как колебания во всех масштабах были бы равновероятны. Но причинная связь флюктуаций в разных масштабах и, главное, принимаемых с разных направлений, могла быть только в том случае, если в прошлом эти флюктуации сами находились внутри причинно-связанной области. Именно такая ситуация предсказывается в случае начального ускоренного расширения Вселенной (см. ниже).

12.14. Трудности классической космологии

Теория классической космологии (метрика Фридмана–Робертсона–Уокера, уравнения Фридмана на основе ОТО), модель горячей Вселенной (первичный нуклеосинтез, объяснение реликтового излучения), подтвержденная астрономическими наблюдениями, довольно быстро столкнулась с рядом трудностей. Самые главные из них — это проблема причинности и проблема нулевой кривизны (плоского мира). Ниже они будут рассмотрены подробнее. Для их решения и была предложена глубкая по своему содержанию так называемая модель инфляционной Вселенной, в которой предполагается, что на самых ранних стадиях расширения масштабный фактор рос практически экспоненциально:

$$a(t) \simeq a_0 e^{Ht}. \quad (12.50)$$

Напомним, что для экспоненциального закона роста масштабного фактора постоянная Хаббла не изменяется со временем: $H \equiv \dot{a}/a = \text{const.}$

12.14.1. Проблема горизонта (проблема причинности)

Реликтовое излучение приходит изотропно со всех направлений на небе (с точностью до дипольной составляющей и малых флюктуаций). После эпохи рекомбинации ($z_r \approx 1100$, $t_r \sim 10^{13}$ с) оно практически не взаимодействует с веществом в расширяющейся Вселенной. Размер горизонта на момент рекомбинации $l_h \approx ct_r$, поэтому в настоящее время ($t_0 \approx 3 \cdot 10^{17}$ с) участки неба с угловыми размерами, превышающими $\theta \sim (1 + z_r)(ct_r/ct_0) \approx 2^\circ$ (см. (12.17)) оказываются причинно не связанными между собой. Почему же тогда на-

блюдается столь изотропное распределение вещества и реликтового излучения? Проблема заключается в объяснении того, как отдельные области успели «обменяться» информацией в прошлом до эпохи рекомбинации. Предполагая рост масштабного фактора $a(t) \sim \sqrt{t}$ в соответствии с уравнениями Фридмана с самого начала расширения Вселенной, этого объяснить нельзя, поскольку при расширении с замедлением размер горизонта частиц растет пропорционально времени, прошедшего с начала расширения, а физическое расстояние между двумя произвольными точками увеличивается медленнее, пропорционально масштабному фактору (см. выше раздел 12.6.6). При таком законе расширения (расширение с замедлением), если какие-либо области в настоящее время области причинно не связаны, они не были причинно-связанными в прошлом.

Наблюдение многих причинно-несвязанных областей на небе с одинаковыми в среднем параметрами реликтового излучения долгое время оставалось загадочным в рамках фридмановской космологии и списывалось на тонкую настройку начальных условий.

Однако, если в прошлом существовала эпоха, когда масштабный фактор рос экспоненциально, то любые изначально причинно-связанные области быстро «расходились» на расстояния много больше горизонта частиц ($\sim c/H$) (см. раздел 12.6.6). Значит, нет ничего удивительного в том, что эти когда-то причинно-связанные области на стадии более медленного роста масштабного фактора видны как причинно-несвязанные, но имеющие те же свойства.

Другая проблема была связана с близостью современной средней плотности к критической. Уравнение Фридмана (12.34) для масштабного фактора¹⁰ можно переписать через $\Omega = \rho/\rho_{cr}$ и постоянную Хаббла $H = \dot{a}/a$ в виде:

$$\frac{|\rho - \rho_{cr}|}{\rho_{cr}} = |\Omega - 1| = \frac{c^2 |k|}{a^2 H^2}, \quad (12.51)$$

где $k = 0$ для плоской модели или $k = \pm 1$ для закрытой или открытой модели.

При замедленном росте масштабного фактора ($\ddot{a} < 0$) величина $|\Omega - 1| \sim 1/\dot{a}^2$ в прошлом была ближе к нулю. Действительно, на фридмановской стадии расширения $a(t) \sim t^\alpha$, $\alpha < 1$, и $|\Omega - 1| \sim$

¹⁰ Для простоты рассматриваем случай без космологической постоянной; в случае $\Lambda \neq 0$ ее роль динамически не важна при малых масштабных факторах.

$t^{2(1-\alpha)}$, непрерывно возрастаая с t . Поэтому близость Ω к 1 в настоещее время означает, что в прошлом плотность практически точно совпадала с критической. Действительно, если, как показывают наблюдения, в настоещее время $\Omega = \rho/\rho_{cr}$ отличается от 1 менее чем на 0.1, то в эпоху рекомбинации ($t \approx 3 \cdot 10^5$ лет) отличие плотности от критической величины должно было быть не более $3 \cdot 10^{-5}$, а в эпохи, еще более близкие к началу расширения, плотность должна совпасть с критической с огромной точностью.

Классическим аналогом, иллюстрирующим такую ситуацию, может служить расширяющаяся сфера из свободно движущихся частиц, притягивающих друг друга (см. раздел 12.7.1). Если сфера многократно увеличила свои размеры, и при этом скорость частиц на ее поверхности осталась близкой к параболической для данных значений массы и радиуса R (именно параболическая скорость соответствует случаю $\rho = \rho_{cr}$), то это может означать только то, что в начале расширения скорость практически совпадала с параболической, то есть плотность сферы соответствовала критическому значению. В противном случае сфера либо сколлапсировала бы, не достигнув радиуса R (если $\Omega > 1$), либо сохранила бы скорость, превышающую скорость убегания на данном R (если $\Omega < 1$). Другой пример: если ракета, запущенная с Земли, на большом расстоянии от нее сохраняет скорость, близкую ко второй космической, рассчитанной для данного расстояния, то это означает, что ее скорость еще меньше отличалась от параболической при запуске.

Однако при экспоненциальном расширении (или близком к экспоненциальному), при котором постоянная Хаббла оказывается постоянным или медленно меняющимся параметром, Ω будет оставаться близкой к 1 в процессе расширения (см. уравнение (12.51)), а кривизна пространства, соответственно, будет стремиться к нулю независимо от начального значения. Это снимает парадокс «плоского» мира.

12.15. Модель инфляционной Вселенной

Впервые идея ускоренного расширения Вселенной на ранних стадиях для объяснения парадоксов фридмановской космологии была высказана в середине 1960-х гг. в работах Э. Б. Глинера (СССР). Он предположил, что все вещества во Вселенной возникло из флуктуаций космологического вакуума, поэтому на самых ранних стади-

ях расширения динамика Вселенной целиком определялась космологической постоянной. В конце 1970-х гг. ускоренное расширение Вселенной на ранних стадиях стали объяснять в модели инфляционной Вселенной.

Основная идея модели инфляционной Вселенной (А. Д. Линде, А. Гус, А. А. Старобинский) состоит в том, что в очень ранней Вселенной существовала необычная форма материи, которая создавала своего рода «антигравитацию», заставляя Вселенную расширяться с ускорением $\ddot{a} > 0$.

Сама по себе антигравитация не должна восприниматься как нечто чудесное — вспомним, что в рамках ОТО источником гравитационного поля является не только вещества, но и давление (поток импульса). Нет физического закона, который бы запрещал иметь отрицательное давление. Более того, современная физика элементарных частиц предполагает существование скалярных полей, одним из свойств которых является реализация при некоторых достаточно общих условиях уравнения состояния $P = -\epsilon$ (давление отрицательно!).

Если в произвольно малой области где-либо во Вселенной на ранних стадиях возникает такое поле, то при этом уравнении состояния масштабный фактор этой области растет экспоненциально со временем, $a(t) \sim e^{Ht}$, где $H = \dot{a}/a = \text{const}$ — постоянная Хаббла. Решение типа (12.50) с $H = \text{const}$ было получено голландским физиком Виллемом де Ситтером в 1917 г. из уравнений Эйнштейна в модели Вселенной с нулевой плотностью материи, но с космологической постоянной, и носит его имя. Отрицательное давление эффективно действует как «антигравитация», заставляя Вселенную очень быстро расширяться. Поясним последнее подробнее.

При $P = -\epsilon = -\rho c^2$ из уравнения неразрывности (12.36) получаем $\rho = \epsilon = \text{const}$ и из уравнения движения (12.35) при $\Lambda = 0$ находим

$$a(t) = a_0 \exp \left[\sqrt{\frac{8\pi G\rho}{3}} t \right], \quad (12.52)$$

т. е. экспоненциальный рост масштабного фактора при постоянной плотности энергии. Работа сил давления точно компенсирует убыль энергии при расширении.

С отрицательным давлением и ускоренным расширением Вселенной мы уже сталкивались раньше, когда речь шла о космологи-

ческой постоянной Λ (см. раздел 12.8). Здесь же речь идет о процессе, имеющем сходное математическое описание, но иную физическую природу. Антигравитация в инфляционной модели создает-ся иной формой материи. Этот процесс связан с плотностью энергии, на много порядков более высокой, чем в современной Вселен-ной. Но именно он на очень ранних стадиях обеспечил наблюдаемое расширение Вселенной.

Экспоненциальное увеличение размеров области при сохране-нии плотности означает рост массы (энергии) внутри области «из ничего», что на первый взгляд может показаться странным. Одна-ко нарушения закона сохранения энергии здесь нет — рост положи-тельной энергии все ускоряющегося расширения точно компенси-руется ростом отрицательной энергии гравитационного поля, созда-ваемого тем гипотетическим полем, которое ответственно за поддер-жание отрицательного давления внутри расширяющейся области. Иными словами, энергия, вызвавшая ускоренное расширение — это преобразованная энергия вакуума (или заполнявшего его скалярно-го поля), которая соответственно уменьшилась.

Более формально можно рассмотреть термодинамическое соот-ношение (1-й закон термодинамики, закон сохранения энергии). Так как при расширении энтропия должна сохраняться, $dS = 0$, из-менение полной энергии в элементе объема компенсируется работой сил давления:

$$d(\epsilon V) + PdV = 0.$$

С учетом соотношения $P = -\epsilon$, находим $d(\epsilon V) + \epsilon dV - \epsilon dV = 0$, т. е. изменение полной энергии $d(\epsilon V)$ при изменении объема не проис-ходит.

Было теоретически показано, что антигравитирующее состоя-ние в ранней Вселенной принципиально неустойчиво — оно экспо-ненциально «распадается», подобно радиоактивному распаду ядер, рождая обычное гравитирующее вещество, заполняющее современ-ную Вселенную. Характерное время распада этого неустойчивого состояния определяется как хаббловское время $1/H$ в соответству-ющую эпоху. При распаде образуются релятивистские частицы обыч-ного вещества (лептоны, кварки и их суперсимметричные партне-ры). Столкновения и взаимодействия между ними быстро приводят к установлению термодинамического равновесия с уравнением со-стояния для релятивистской материи $P = +\epsilon/3$. Эволюция Вселен-ной при этом выходит на фридмановские модели с замедляющим-

ся расширением. Для решения парадоксов фридмановской космологии, упомянутых выше, достаточно, чтобы инфляция продолжалась около 70 хаббловских времен. За это время масштабный фактор увеличивается в $e^{70} \simeq 10^{30}$ раз, и к началу фридмановской стадии он оказывается порядка $10^{-33} \cdot 10^{30} = 10^{-3}$ см (10^{-33} см — планковская длина), что и требуется для решения проблемы горизонта. Начальная плотность Ω с требуемой ($10^{-60}!$) точностью вполне естественно оказывается равной 1 (в этом — решение проблемы плоскостности). Из-за экспоненциального роста масштабного фактора начальные квантовые флуктуации выносятся далеко за горизонт (который растет медленнее масштабного фактора), а затем на более поздних стадиях (когда масштабный фактор растет как \sqrt{t} на радиационно-доминированной стадии или $t^{2/3}$ на стадии доминирования вещества) вновь «входят» под горизонт (который растет пропорционально времени фридмановского расширения). При этом генерируется начальный спектр возмущений плотности, благодаря которым сформировались гравитационно-связанные структуры во Вселенной после эпохи рекомбинации.

Таким образом, стадия инфляции за время 10^{-34} с «готовит» первичное горячее вещество, которое в дальнейшем расширяется по инерции с $\ddot{a} < 0$. Это и есть не что иное, как модель горячей Вселенной (Большого взрыва). В этой модели роль «взрыва» играла стадия инфляции, «разогнавшая» расширение до наблюдаемых скоростей.

В заключение этого раздела следует сделать одну оговорку. Существующая теория инфляционной Вселенной — это гипотеза, хотя математически хорошо разработанная и не входящая в противоречие с имеющимися данными наблюдений. Но в модели инфляции делается экстраполяция известных физических законов на 30 порядков величины(!). Не исключено, что в этой области параметров законы физики имеют другой вид, поэтому существующая инфляционная модель не является окончательной и в будущем описание процессов, происходящих в самой ранней Вселенной, может в той или иной степени измениться.

12.16. Рост малых возмущений

Рост малых начальных возмущений плотности в расширяющейся Вселенной зависит от растущего масштабного фактора $a(t)$. Возмущения (скоростей или плотности) могут иметь различные длины

волн, которые изменяются пропорционально масштабному фактору $\lambda(t) \sim a(t) \sim (1+z)^{-1}$. Теория эволюции возмущений в расширяющейся среде показывает, что на радиационно-доминированной стадии расширения (давление $P = \epsilon/3$, $a(t) \sim \sqrt{t}$) возмущения плотности с длинами волн меньше горизонта не растут — они представляют собой акустические колебания, амплитуда которых остается малой из-за диссипативных процессов. В то же время амплитуда флуктуаций плотности с размером больше горизонта $\lambda > ct$ на радиационной стадии растет пропорционально квадрату масштабного фактора, $\delta\rho/\rho \sim a(t)^2 \sim 1/(1+z)^2$. Флуктуации метрики пространства-времени (гравитационные волны) в масштабах больше горизонта вообще не растут (Е. М. Лифшиц, 1946).

На радиационно-доминированной стадии из-за роста масштабного фактора ($a \sim \sqrt{t}$) в каждый момент времени под горизонт, радиус которого растет быстрее ($l_h \sim t$), входят возмущения с длиной волны $\lambda(t) = l_h(t)$, и после этого их рост прекращается из-за диссипативных процессов. В эпоху рекомбинации t_r , должен существовать спектр флуктуаций плотности, который приводит к флуктуациям температуры реликтового излучения $\delta T/T = 1/3(\delta\rho/\rho)|_{t_r}$. На стадии доминирования вещества (т. е. начиная с $z \sim 10^4$) флуктуации плотности растут как масштабный фактор $\delta\rho/\rho \sim a(t) \sim t^{2/3}$, а флуктуации температуры после рекомбинации не меняются, поэтому по измерениям величины $\delta T/T$ сегодня можно судить о флуктуациях плотности к моменту рекомбинации.

12.16.1. Поляризация реликтового излучения

Важнейшей характеристикой реликтового излучения, кроме угловых флуктуаций интенсивности, является его поляризация. Напомним, что электромагнитная волна характеризуется в общем случае четырьмя параметрами (параметры Стокса I, Q, U, V , см. главу 2).

Поляризация реликтового излучения возникает в конце эпохи рекомбинации при томсоновском рассеянии реликтовых фотонов на свободных электронах. Вспомним, что при взаимодействии плоской электромагнитной волны со свободным электроном в первом приближении рассеянная волна имеет плоскость поляризации, перпендикулярную плоскости падающей волны. Если падающий свет неполяризован, то степень линейной поляризации зависит от угла между лучом зрения и волновым вектором падающего излучения, изме-

няясь от 0 до 100% при изменении угла от 0 (вдоль волнового вектора) до 90° (перпендикулярно волновому вектору). В изотропном поле излучения на свободный электрон со всех направлений падает одинаковый неполяризованный свет, поэтому поляризации при рассеянии не возникает. Однако, если из двух взаимно перпендикулярных направлений приходит свет разной интенсивности, то в направлении, перпендикулярном плоскости падающих волн, возникнет частичная линейная поляризация.

Таким образом, для появления поляризации при рассеянии на свободных электронах необходима анизотропия поля излучения. Но именно такая ситуация и реализуется в реликтовом излучении — из-за наличия возмущений. Существенно, что разные типы возмущений оставляют разный «след» в поляризации реликтового излучения. В общем случае возмущенное движение вещества можно разложить на три составляющие — продольные звуковые волны (скалярные возмущения, S-моды), вихревые движения (векторные возмущения, V-моды) и чередующиеся сжатия/растяжения (гравитационные волны, иначе называемые тензорными возмущениями, T-моды). Было показано, что в эпоху рекомбинации во Вселенной должны были присутствовать только S- и T-моды возмущений, которые образовались в ранней Вселенной на стадии инфляционного расширения.

Вспомним, что до рекомбинации реликтовое излучение тесно взаимодействует с веществом, поэтому любое движение вещества вызовет изменение энергии связанного с ним излучения из-за эффекта Доплера. Так, звуковая волна приводит к квадрупольной анизотропии излучения — в направлении вдоль (против) движения вещества в звуковой волне фотоны приобретают максимальную положительную (отрицательную) добавку к средней энергии, в перпендикулярном направлении энергия фотонов не изменяется (в первом порядке по v/c). Квадрупольная анизотропия возникнет и при распространении поперечной гравитационной волны: такая волна периодически растягивает и сжимает вещество в плоскости, перпендикулярной волновому вектору; в направлении вдоль волнового вектора энергия фотонов не изменяется. Очевидно, квадрупольная анизотропия от S- и T-мод обладает различной симметрией.

Распространяющиеся во всех направлениях звуковые и гравитационные волны создают суммарную квадрупольную анизотропию фотонов, которая при рассеянии на свободных электронах и приво-

дит к появлению линейной поляризации. При измерении реликтового излучения мы буквально видим проекцию картины этой поляризации на поверхность последнего рассеяния фотонов. При этом карта линейной поляризации от S-мод называется Е-поляризацией¹¹, а от Т-мод — В-поляризацией¹² (Т-моды также генерируют и Е-поляризацию).

Е-поляризация реликтового излучения на уровне 0.1–3 мК¹³ обнаружена в наземном эксперименте DASI (2002) и в космическом эксперименте WMAP (2003). Спектр угловых флюктуаций Е-поляризации должен быть смещен по фазе по отношению к спектру флюктуаций плотности (температуры), а следовательно, должна существовать кросс-корреляция между картами угловых флюктуаций температуры и Е-поляризации реликтового излучения, что реально и было обнаружено. Ожидаемый уровень В-поляризации должен быть в 3–10 раз ниже линейной. В отличие от Е-поляризации, В-поляризация не должна коррелировать с Е-модой и флюктуациями температуры. В-мода поляризации реликтового излучения пока не обнаружена.

Таким образом, строя карты линейной поляризации реликтового излучения и выделяя отдельно Е- и В-моду, можно оценить вклад S- и T-мод возмущений плотности (отношение T/S) на разных угловых масштабах. Обнаружение реликтовых гравитационных волн по измерениям В-поляризации реликтового излучения — важнейшая диагностика теории инфляционной Вселенной и является первоочередной задачей космического проекта «Планк», запущенного в 2009 году.

12.17. Образование крупномасштабной структуры Вселенной

Крупномасштабная структура Вселенной (галактики, скопления галактик, впады — пустоты с размерами в десятки мегапарсек), прослеживающаяся на миллиарды световых лет, возникает из малых возмущений плотности, которые, по-видимому, являются следстви-

¹¹по аналогии с вектором электрического поля **E** в электродинамике, который представляет собой градиент скалярного потенциала

¹²по аналогии с вектором магнитной индукции **B**, который представляет собой векторного потенциала

¹³Напомним, что наблюдаемый уровень флюктуаций температуры реликтового фона $\Delta T = 10 - 50$ мК

ем квантовых флуктуаций физических полей в очень ранней Вселенной, «раздутых», в основном, за короткую эпоху экспоненциального расширения. Когда контраст плотности флуктуации становится порядка $\delta\rho/\rho \sim 1$, возмущения перестают участвовать в космологическом расширении и могут образовать гравитационно-связанные системы. Расширение таких областей замедляется, останавливается и сменяется сжатием. Существенно, что нелинейная стадия роста возмущений приводит к преимущественному сжатию вдоль одного из направлений с образованием уплощенных структур (т. н. «блины» Зельдовича). В местах наибольшей плотности образуются галактики и формируются скопления галактик.

Расчеты показывают, что масса гравитационно-связанных объектов при росте Возмущений плотности оказывается порядка джинсовской массы для гравитационной неустойчивости. Однако образования связанных объектов из барионного вещества до окончания эпохи рекомбинации не происходит. Оценим джинсовскую массу в эпоху, следующую за рекомбинацией. Скорость звука падает до $\sqrt{kT/m_H}$, где $T \sim 3 \cdot 10^3$ К — температура среды, m_H — масса атома водорода. Подставляя численные значения, находим: $c_s \sim 5$ км/с, $\rho = \rho(t_0)(1+z_r)^3 \sim 10^{-22}$ г·см $^{-3}$, $\lambda_J = c_s/\sqrt{G\rho} \sim 2 \cdot 10^{20}$ см, $M_J = (4\pi/3)\lambda_J^3\rho \approx 10^6 M_\odot$, т. е. порядка массы шарового звездного скопления. Однако подходящие физические условия для начала формирования объектов сложились значительно позже, при красных смещениях $z \sim 20$ –30. К этому времени джинсовская масса уменьшилась, поэтому первые объекты (гипотетические звезды населения III и их скопления) во Вселенной могли иметь массу $\sim 10^3 M_\odot$. Их мощное УФ излучение ионизовало окружающую нейтральную среду, а ядерная эволюция — обогащала среду тяжелыми элементами. Правильность этого сценария еще предстоит проверить.

Крупномасштабная ячеисто-волокнистая структура распределения материи во Вселенной хорошо воспроизводится в численных моделях, в которых рассчитывается рост первоначально малых возмущений в расширяющейся Вселенной. Но объяснение происхождения отдельных звездно-газовых островов (галактик различных типов) и их систем допускает различные варианты возможных сценариев.

Наблюдаемая крупномасштабная структура не могла сформироваться без участия скрытой массы — невидимой материи, которая проявляется только по своему гравитационному взаимодействию.

Действительно, из флуктуаций температуры реликтового излучения мы знаем, что флуктуации плотности на момент рекомбинации были $(\delta\rho/\rho)_r \lesssim 10^{-5}$. После рекомбинации эти флуктуациирастут пропорционально масштабному фактору, и к моменту $z \approx 1$ могут вырасти в ~ 1000 раз, т. е. до уровня 10^{-2} , что совершенно недостаточно (на два порядка!) для образования структур. Это является независимым веским аргументом в пользу существования невидимой материи, взаимодействующей с обычным веществом только посредством гравитации. Именно флуктуации плотности темной материи, которые должны были быть на два порядка больше, чем флуктуации обычного (барионного) вещества в момент рекомбинации, и создали потенциальные «ямы». Эти «ямы», по-видимому, послужили центрами конденсации обычного вещества, из которого впоследствии стали образовываться галактики и скопления галактик.

Для формирования крупномасштабной структуры обычно рассматривается модель т. н. холодной темной массы (CDM), состоящей из «холодных», т. е. движущихся с нерелятивистскими скоростями, массивных элементарных частиц, которые взаимодействуют с обычным веществом только через создаваемое ими гравитационное поле. Такими частицами, например, могут быть гипотетические аксионы (реликтовые бозоны с массой покоя меньше 10^{-5} эВ) или суперсимметричные партнеры элементарных частиц (например, нейтрино, масса покоя ≥ 100 ГэВ).

Численные расчеты показывают, что существенную роль в формировании наблюдаемой крупномасштабной структуры Вселенной должна играть «темная энергия» (т. н. модель « Λ CDM»). Более подробно об этом см. в книгах А. Долгов, Я. Б. Зельдович, М. В. Сажин, «Космология ранней Вселенной». (Изд. МГУ, 1988); М. В. Сажин, «Современная космология в популярном изложении» (М.: УРСС, 2002); В. Н. Лукаш, Е. В. Михеева «Физическая космология» (М.: Физматлит, 2010).

12.18. Заключение

В настоящее время неплохо известны, по крайней мере в общих чертах, характер расширения Вселенной в современную эпоху, особенности и общая направленность эволюции галактик и систем галактик. Очевидным представляется и рождение наблюдаемой Вселенной из состояния сверхвысоких плотностей и температур. Од-

нако вопросы о наиболее ранних этапах расширения Вселенной, о формировании и росте возмущений, о свойствах пространства, времени, элементарных частиц на планковских масштабах остаются открытыми и допускают различные варианты решений. Физической картины, описывающей динамическую эволюцию Вселенной с самого начала ее расширения еще не создано, поскольку существующие фундаментальные физические теории остаются справедливыми лишь в ограниченной области параметров. Так, основа космологии — ОТО — не объясняет квантовых эффектов, по-видимому, игравших фундаментальную роль в первые мгновения расширения. Инфляционная теория ранней Вселенной, как и теория горячей Вселенной, теория холодного темного вещества, ответственного за появление крупномасштабной структуры, или вовсе загадочной «температурной энергии» остаются пока лишь, в лучшем случае, хорошо аргументированными гипотезами, проверяемыми и развивающимися по мере накопления новых данных.

Поэтому ответ на вопрос о «рождении» Вселенной не может быть дан в учебнике. Само «рождение» следует понимать как возникновение 13–15 млрд. лет назад «нашей» Вселенной, безграничной в любой момент своего существования, Вселенной со знакомыми современной физике свойствами пространства, времени, энергии, с процессами, которые описываются известными фундаментальными физическими законами. Неясно даже, может ли существовать в принципе простой и наглядный ответ на вопрос о том, что было до «начала» — слишком необычны для нас формы существования материи вблизи этого момента. На подступах к объяснению сингулярности космология сомнулась с теорией элементарных частиц и их различными модельными представлениями, далекими от наглядности, и этот симбиоз представляется очень перспективным. Приходится делать вывод о «неизбежности странного мира», предшествовавшего появлению вещества. Здесь развиваются различные гипотезы и теории, не входящие в конфликт с известными законами природы и данными наблюдений, в том числе теории, описывающие фантастические возможности существования (рождения, гибели) различных «вселенных» с разными свойствами пространства–времени (например, с разным числом измерений пространственных и временных координат, различной кривизной по разным направлениям, с совершенно иными свойствами элементарных частиц и т. д.). В научной литературе такой подход породил трудно переводимый

термин «*multi-verse*», «множественная» Вселенная (ср. с привычным *Uni-verse* – Единственная Вселенная). Очевидно, что теории ранней Вселенной невозможно проверить прямыми наблюдениями в электромагнитном диапазоне. В будущем большую роль может сыграть обнаружение реликтового гравитационно-волнового стохастического фона — своего рода «шума» пространства–времени, порожденного первичными квантовыми флуктуациями. Этот шум должен приходить к нам с далеких времен, соответствующих начальной инфляционной стадии расширения.

Любые теоретические представления оцениваются по тем выводам, которые из них следуют: на «выходе» правильной космологической концепции должно быть объяснение самых различных сторон наблюдаемого мира.

Несмотря на то, что гравитационное взаимодействие является самым слабым из известных взаимодействий в природе, универсальность действия гравитации определяет ее особую роль для астрономических объектов и для Вселенной в целом.

Ниже мы приводим наиболее важные общие соотношения, используемые в основной части курса. Более подробно различные аспекты гравитационного взаимодействия и эффекты ОТО в приложении к некоторым астрофизическим объектам обсуждаются в монографии В. С. Бескина «Гравитация и астрофизика» (М.: Физматлит, 2009).

A.1. Гравитационная энергия

Потенциальная энергия однозначно определяется в ньютоновском приближении, в котором мы и будем работать. Найдем потенциальную энергию взаимного притяжения тел в системе, состоящей из N точечных масс (например, скопление звезд, $N \approx 10^6$). В пределе больших N (например, для типичной звезды характерное число барионов, вносящих вклад в полную массу звезды, $N \approx 10^{57}$) удобнее пользоваться непрерывным распределением плотности $\rho(r)$. В ньютоновском случае гравитационный потенциал на расстоянии r от малого тела массы m есть

$$\phi = -\frac{Gm}{r}, \quad (\text{A.1})$$

где $G \approx 6.67 \cdot 10^{-8}(\text{см}^3/\text{г} \cdot \text{с}^2)$ — постоянная тяготения Ньютона. Для N точечных масс

$$U_g = -\sum_{i>k}^N \frac{Gm_i m_k}{r_{ik}} = -\frac{1}{2} \sum_i \sum_{k \neq i} \frac{Gm_i m_k}{r_{ik}} \quad (\text{A.2})$$

(пара точек m_i, m_k учитывается только один раз, и во втором равенстве множитель $1/2$ стоит для исключения повторного суммирования). Перепишем эту энергию иначе, используя понятие гравитационного потенциала. Для этого просуммируем потенциальные энергии, создаваемые всеми массами. В k -й точке имеем

$$\phi_k = - \sum_{i \neq k}^N \frac{Gm_i}{r_{ik}},$$

откуда

$$U_g = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^N \phi_k m_k = \frac{1}{2} \int \phi dm, \quad (\text{A.3})$$

где второе равенство получается при предельном переходе к непрерывному распределению массы. В случае сферически-симметричного распределения массы с плотностью $\rho(x)$

$$m(r) = 4\pi \int_0^r \rho(x)x^2 dx.$$

На расстоянии r от центра потенциал создается массой внутри r и наружными слоями¹:

$$\phi(r) = - \frac{Gm(r)}{r} - \int_{m(r)}^M \frac{Gdm}{r'(m)} \quad (\text{A.4})$$

(верхний предел во втором интеграле определяет полную массу тела $M = 4\pi \int_0^R \rho(x)x^2 dx$ с радиусом R). Тогда полная потенциальная энергия

$$U_g = \frac{1}{2} G \int_0^M dm \left[-\frac{m}{r(m)} - \int_m^M \frac{dm}{r'(m)} \right]. \quad (\text{A.5})$$

Обозначим $f(m) = \int_m^M dm/r'(m)$ и проинтегрируем по частям:

$$\int_0^M f(m) dm = mf|_0^M - \int_0^M m df = - \int_0^M m df = \int_0^M \frac{mdm}{r'(m)}.$$

¹Заметим, что в случае сферически-симметричного или осесимметричного распределения вещества внешние по отношению к выбранной точке на $r = r_0$ слои дают постоянный вклад в потенциал, не зависящий от $r < r_0$.

Интеграл от второго слагаемого в (A.5) в точности равен интегралу от первого.

Окончательно получаем для гравитационной энергии сферически симметричного распределения массы

$$U_g = -G \int_0^M \frac{mdm}{r(m)}, \quad (\text{A.6})$$

где переход между переменной массой m и радиусом r осуществляется по формуле

$$dm(r) = 4\pi\rho(r)r^2 dr.$$

Физический смысл выражения (A.6) ясен: при переносе из бесконечности элемента массы dm на расстояние r от центра тела с массой $m(r)$ должна освобождаться гравитационная энергия связи $\Delta E = |\phi(r)|dm = Gm(r)dm/r$.

Для однородного шара с плотностью ρ формула (A.6) дает

$$U_g = -\frac{16\pi^2}{15} G \rho^2 R^5 = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}. \quad (\text{A.7})$$

Это важный результат, который показывает, что гравитационная энергия самогравитирующего тела (системы тел) пропорциональна квадрату массы тела (системы) и обратно пропорциональна его размеру.

A.2. Время свободного падения

Важной характеристикой гравитирующих систем является время свободного падения, или *динамическое время*. По определению, это время, за которое частица, подверженная только гравитационному ускорению со стороны точечной массы M , достигает этой массы из состояния покоя на расстоянии R от тяготеющего центра. За это же время формально произойдет сжатие шара массы M с радиусом R в точку, если мгновенно «отключить» все силы, кроме силы притяжения (например, гравитационный коллапс звезды).

Пусть R_0 и ρ_0 — начальные значения радиуса и плотности шара массы M ($t=0$). Уравнение движения точки на границе коллапсирующего шара

$$\frac{d^2R}{dt^2} = -\frac{GM}{R^2}. \quad (\text{A.8})$$

Из уравнения движения получаем закон сохранения энергии:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 - \frac{GM}{R} = const = -\frac{GM}{R_0}. \quad (\text{A.9})$$

Полное время свободного сжатия t_{ff} , за которое точка на поверхности шара пройдет путь от $R = R_0$ до 0 (на практике — время, за которое выполняется условие $R \ll R_0$) определяется из уравнения

$$\int \left(\frac{dR}{dt'} \right) dt' = -R_0,$$

где интеграл берется от $t = 0$ до $t = t_{ff}$. Результат интегрирования:

$$t_{ff} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho_0}}, \quad (\text{A.10})$$

где начальная плотность $\rho_0 = M/(\frac{4}{3}\pi R_0^3)$. Время свободного сжатия (коллапса) определяется только *начальной средней плотностью* сжимающегося тела (например, облака газа на стадии формирования протозвезды).

A.3. Теорема вириала

Для гравитационно-связанных систем можно сделать несколько простых и полезных оценок, связывающих их массу, размер и характерные времена или скорости движения их составных частей. Эти оценки основаны на применении *теоремы вириала* для механических систем (см. любой курс механики). Эта теорема в несколько измененном виде также применима и к газообразным звездам (см. раздел «Стационарные звезды» в основной части курса). Теорема вириала устанавливает связь между средним по времени значением кинетической энергии (как для каждой частицы, так и для всей системы в целом) и потенциальной энергией всей системы. Она применима как на микроскопическом уровне для движения частиц в атомах, так и для звезд, галактик и их скоплений. Если внутри тела отсутствуют или малы упорядоченные движения вещества, кинетическая энергия тела тождественна его тепловой энергии.

Согласно теореме вириала, для среднего (по времени) движения частиц в поле сил с гравитационным потенциалом $\sim 1/r$,

$$2\langle E_k \rangle = -\langle U_g \rangle. \quad (\text{A.11})$$

Подчеркнем, что теорему вириала можно применять только для *средних по времени* значений кинетической и потенциальной энергии, то есть время устойчивого существования системы должно превышать время усреднения (например, в случае скопления звезд это характерное время пересечения системы, для периодических движений — время одного оборота и т. д.).

Теорема вириала и энергия связи самогравитирующей системы. В соответствии с теоремой вириала полная энергия устойчивого самогравитирующего тела (системы тел) есть (значки усреднения по времени опускаем):

$$E = E_k + U_g = \frac{1}{2}U_g = -E_k < 0, \quad (\text{A.12})$$

то есть энергия связи такого тела (системы) порядка его гравитационной энергии; она пропорциональна квадрату массы тела (системы) и обратно пропорциональна размеру тела (системы).

Теорема вириала и отрицательная теплоемкость самогравитирующих систем. Другое важное свойство стационарных самогравитирующих систем, вытекающее из соотношения (A.12): уменьшение полной энергии приводит к увеличению кинетической энергии системы. Если тепловая энергия тела связана с кинетической энергией движения составляющих его частиц (например, звезда из идеального невырожденного газа), то отдача тепла (излучение электромагнитной энергии звездой) приводит к увеличению тепловой энергии, и наоборот. Это так называемое свойство *отрицательной теплоемкости* гравитационно-связанных систем. Именно из-за этого свойства энерговыделение в ядерных реакциях в недрах нормальных звезд не носит характер взрыва.

Теорема вириала и взаимосвязь пространственных и временных масштабов гравитационно-связанных систем. Широко распространенный пример «астрофизического» применения теоремы вириала состоит в оценке скорости движения пробных частиц с массой $m \ll M$ в гравитационно-связанной системе с полной массой M и характерным размером R (в качестве R можно взять среднее расстояние частиц от центра масс системы). В этом случае из (A.11) получаем оценку средней скорости движения масс на расстоянии R

$$v^2 \simeq \frac{GM}{R}. \quad (\text{A.13})$$

Нетрудно видеть, что эта оценка точно равна круговой кеплеровской скорости на расстоянии R от центра тяготеющего тела с массой M . Несмотря на видимую простоту, полученное соотношение может применяться в очень разных случаях — например, дает время «пролета» частицы $t = R/v \sim \sqrt{R^3/GM}$, которое с точностью до численного коэффициента порядка 1 есть время свободного падения $t_{ff} \sim 1/\sqrt{G\rho}$.

Теорема вириала и оценка температуры газа в скоплениях галактик. Соотношением (A.13) можно воспользоваться для оценки температуры газа в скоплениях галактик: средняя кинетическая энергия одноатомного идеального газа $m\langle v^2 \rangle/2 = 3/2kT$, откуда следует

$$kT_{vir} \approx \frac{GMm_p}{3R} \quad (\text{A.14})$$

(здесь в качестве массы частицы взяли массу протона m_p , так как во-дород является самым распространенным элементом). Для скоплений галактик с массой порядка $10^{13} M_\odot$ и диаметром несколько Мпк оценка вириальной температуры дает $T_{vir} \sim 10^6$ К — при таких температурах межгалактический газ находится в состоянии плазмы и светится, в основном, в рентгеновском диапазоне за счет свободно—свободного (тормозного) излучения. Таким образом, рентгеновское излучение межгалактического горячего газа является независимым индикатором полной массы тяготеющего вещества в скоплениях галактик. Во всех случаях обнаруживается, что определенная таким образом полная масса скопления существенно (примерно на порядок) больше, чем масса всего светящегося вещества, включающего звезды в галактиках и сам излучающий в рентгене межгалактический газ. Это одно из главных наблюдательных указаний на наличие гравитирующей скрытой массы (темной материи) во Вселенной.

A.4. Квадрупольная формула для гравитационного излучения от двойной звезды

Приведем простой физический вывод знаменитой квадрупольной формулы Эйнштейна для гравитационного излучения от двойной звездной системы.

Будем считать звезды точками M_1, M_2 на круговой орбите с радиусом a . В этой постановке (задача двух тел И. Кеплера) звезды движутся по круговым орбитам вокруг общего центра масс с ради-

усами $a_1/a = m_2/M$ и $a_2/a = m_1/M$, где $M = m_1 + m_2$ — полная масса системы. Период обращения T связан с полной массой M и большой полуосью относительной орбиты $a = a_1 + a_2$ через третий закон Кеплера:

$$\Omega^2 \equiv \left(\frac{2\pi}{T} \right)^2 = \frac{GM}{a^3}, \quad (\text{A.15})$$

где G — постоянная тяготения Ньютона.

В задаче Кеплера сохраняется полная энергия

$$E = -\frac{1}{2} \frac{GM_1 M_2}{a} \quad (\text{A.16})$$

и орбитальный момент импульса системы

$$\mathcal{L} = \mu \Omega a^2, \quad (\text{A.17})$$

где

$$\mu \equiv \frac{M_1 M_2}{M} \quad (\text{A.18})$$

есть приведенная масса.

В рамках ньютоновской физики скорость света c бесконечна, поэтому никакого излучения нет. Однако конечность величины c приводит в электродинамике к появлению волновой зоны R_l вокруг ускоренно движущегося заряда, внутри которой поля можно рассматривать как статические, а за пределами которой ($r \gg R_l$) в амплитуде поля преобладают члены $A \sim 1/r$. Например, для заряда, совершающего колебательные движения с частотой ω , радиус волновой зоны $R_l \sim c/\omega$. Наличие в амплитуде поля членов, уменьшающихся обратно пропорционально расстоянию r от источника, приводит к тому, что поток энергии поля ($S \sim A^2$), проинтегрированный по поверхности сферы на расстоянии r , отличен от нуля ($Sr^2 \sim A_0^2 \neq 0$) и представляет собой потери энергии на излучение в низшем мультипольном приближении. В электродинамике это есть дипольное излучение, роль амплитуды поля играет напряженность электрического или магнитного поля, а поток энергии записывается через вектор Пойнтинга.

Зависимость гравитационного ускорения от радиуса $g \sim 1/r^2$ схожа с кулоновским законом для электрических зарядов. В гравитации, в отличие от электромагнетизма, нет зарядов с противоположными знаками — все массы создают поле притяжения. Роль

амплитуды поля также нельзя отнести к ускорению g . В сочетании с принципом постоянства скорости света во всех системах отсчета (что оказывается достаточным для электродинамики), принцип эквивалентности гравитационной и инертной массы приводит к теории, в которой роль амплитуды поля играют приливные ускорения, то есть, грубо говоря, разность ускорений свободного падения в соседних точках пространства. В общем случае для описания поля тяготения ньютоновского потенциала ϕ оказывается недостаточно. Как и в электромагнетизме, при ускоренном движении тел (но не при всяком — одного ускоренного движения тел не хватает!) в случае гравитации может возникнуть излучение, однако низший порядок излучения должен быть квадрупольным, а не дипольным, так как дипольный момент изолированной системы тяготеющих тел постоянен. Этих представлений уже достаточно для оценки по порядку величины гравитационного излучения от двойной звезды.

Внутри волновой зоны $r < R_l \sim c/\Omega$ поле статических приливных ускорений от компонентов двойной системы, усредненное за один орбитальный оборот, описывается (с точностью до численного множителя) формулами:

$$A_1 \sim \frac{GM_1}{r^3} a_1 \sim \frac{G\mu}{r^3} a,$$

$$A_2 \sim \frac{GM_2}{r^3} a_2 \sim \frac{G\mu}{r^3} a,$$

где μ — приведенная масса.

Вне волновой зоны следует ожидать появление «радиационных» членов $\sim 1/r$, поэтому «сшивая» амплитуды на границе волновой зоны, можно было бы ожидать

$$A_{GW} \sim \frac{G\mu}{rR_l^2} a \sim \frac{G\mu}{rc^2} \Omega^2 a.$$

Однако несложно видеть, что это не так: волна поля приливных ускорений от движущейся массы M_1 запаздывает по фазе по сравнению с волной от массы M_2 , что приводит к интерференции. Поэтому правильной оценкой будет сумма двух волн с учетом фазовой задержки $\Delta\phi \sim (a_1 + a_2)\Omega/c \sim a/\lambda_{GW}$, где $\lambda_{GW} = \pi c/\Omega = cT/2$ — длина волны гравитационного излучения от двойной системы (квадру-

польный характер излучения проявляется в том, что период колебаний волны равен половине орбитального периода). Имеем:

$$A_{GW} \sim A_2 - A_1 \sim \frac{G\mu}{rc^2} \Omega^2 a e^{-i\omega_{GW} t} - \frac{G\mu}{rc^2} \Omega^2 a e^{-i(\omega_{GW} t - \Delta\phi)}.$$

Расписывая экспоненты для малой разности фаз и учитывая, что $\omega_{GW} = 2\Omega$ для частоты гравитационной волны от двойной системы на круговой орбите, получаем выражение для амплитуды волны (в системе единиц $G = c = 1$):

$$A_{GW} \sim \frac{\mu}{r} \Omega^2 a \Delta\phi \sim \frac{\mu}{r} \Omega^3 a^2.$$

Темп потери энергии двойной системы за один орбитальный оборот на излучение гравитационных волн дается выражением:

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle_{GW} \sim A_{GW}^2 r^2 \sim \mu^2 \Omega^6 a^4 \sim \frac{G^4}{c^5} \frac{\mu^2 M^3}{a^5}, \quad (\text{A.19})$$

где в последнем равенстве учтен третий закон Кеплера и восстановлены нужные степени при G и c для получения правильной размерности. Точное выражение для потерь энергии системой двух точечных масс с круговой орбитой на излучение гравитационных волн в квадрупольном приближении (знаменитая квадрупольная формула Эйнштейна)

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle_{GW} = -\frac{32G^4}{5c^5} \frac{\mu^2 M^3}{a^5}. \quad (\text{A.20})$$

A.5. Вывод формулы для эпциклической частоты

Пусть тело движется по круговой орбите радиусом r_0 с угловой скоростью Ω_0 в осесимметричном гравитационном поле, создаваемом центральной массой (неважно, точечной или распределенной в пространстве). Удельный угловой момент тела $\mathcal{L} = \Omega r^2$, а ускорение движения направлено к центру и равно $-\partial\Phi/\partial r$. Переидем в систему отсчета, равномерно врачающуюся со скоростью Ω_0 , и рассмотрим движение тела после того, как ему сообщили небольшую радиальную скорость много меньшую круговой. Во вращающейся системе отсчета движение тела в радиальном направлении происходит в эффективном потенциале

$$\Phi_{eff} = \Phi(r) + \mathcal{L}^2 / 2r^2 \quad (\text{A.21})$$

(см. Ландау, Лифшиц, «Механика»). Поскольку $\Phi(r)$ — величина отрицательная, потенциал Φ_{eff} на расстоянии $r = r_0$ проходит через минимум, который соответствует устойчивому движению тела по окружности. Радиальное ускорение тела в этом потенциале составит:

$$\frac{d^2r}{dt^2} = -\frac{\partial \Phi_{eff}}{\partial r} = -\frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\mathcal{L}^2}{r^3}.$$

В точке минимума потенциала, соответствующей круговой орбите, $\frac{\partial \Phi_{eff}}{\partial r} = 0$, поэтому $\frac{\partial \Phi_0}{\partial r} = r_0 \Omega^2(r_0)$, где $\Phi(r_0) \equiv \Phi_0$. Введем малое приращение $\Delta r \ll r_0$ и запишем измененные значения слагаемых $\frac{d^2r}{dt^2}$, используя первые (линейные) члены разложения функций:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial r} \simeq \left. \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right|_{r_0} + \left. \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} \right|_{r_0} \cdot \Delta r, \quad (\text{A.22})$$

$$\frac{\mathcal{L}^2}{r^3} = \frac{\mathcal{L}^2}{(r_0 + \Delta r)^3} \simeq \frac{\mathcal{L}^2}{r_0^3} \cdot \left(1 - 3 \frac{\Delta r}{r_0}\right). \quad (\text{A.23})$$

Учитывая, что $\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} = \Omega^2 + 2r\Omega \frac{d\Omega}{dr}$, получаем:

$$\frac{d^2r}{dt^2} = - \left(4\Omega^2 + 2r\Omega \frac{d\Omega}{dr}\right) \cdot \Delta r. \quad (\text{A.24})$$

Мы пришли к уравнению для гармонических колебаний относительно положения равновесия $r = r_0$ с частотой

$$\varkappa = 2\Omega \left(1 + \frac{r}{2\Omega} \frac{d\Omega}{dr}\right)^{1/2}. \quad (\text{A.25})$$

Эта частота называется *эпциклической*. В случае кеплеровского движения в поле точечной массы, когда возмущенной орбитой является эллипс, $\varkappa = \Omega_0$. В общем случае, для галактик $\varkappa > \Omega_0$, но всегда остается одного порядка с ней. При этом траектории звезд могут быть незамкнутыми кривыми.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ И ВЕЩЕСТВА

Кратко перечислим некоторые соотношения из атомной физики, которые часто используются в астрофизике.

Классический радиус электрона

$$l_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2.8 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Комптоновская длина волны электрона

$$\lambda_e = \frac{\hbar}{m_e c} = 3.8 \cdot 10^{-11} \text{ см.}$$

Радиус первой боровской орбиты электрона в атоме водорода

$$a_0 = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} = \lambda_e / \alpha \simeq 5.3 \cdot 10^{-9} \text{ см}$$

(здесь $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$ — постоянная тонкой структуры). Характерный размер атома порядка нескольких размеров боровских орбит и составляет $\sim 10^{-8}$ см.

В атоме водорода электрон движется по внутренней орбите со скоростью αc . Энергия ионизации электрона из основного состояния в атоме водорода

$$Rhc = \frac{2\pi^2 m_e e^4}{h^2} (\text{СГС}) = \frac{m_e e^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} (\text{СИ}) = 13.61 \text{ эВ},$$

где $R = \frac{\alpha^2 m_e c}{2h} = 1097373.57 \text{ м}^{-1}$ — постоянная Ридберга.

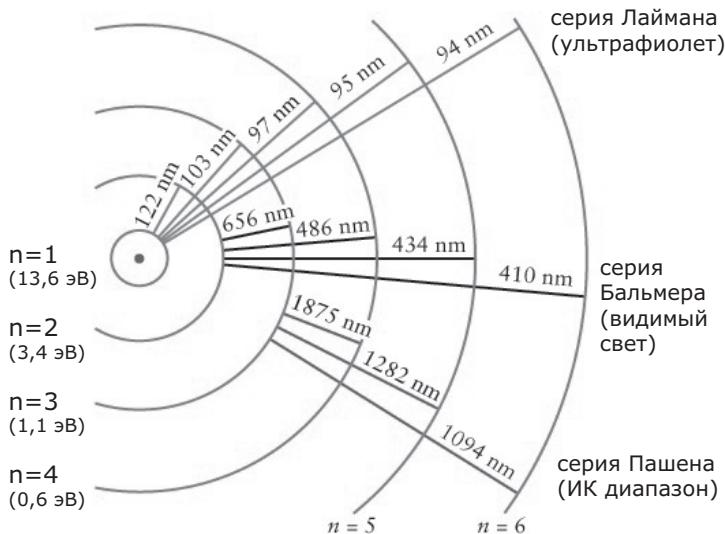


Рис. В.1. Основные спектральные серии водорода. Слева указан потенциал ионизации с соответствующего уровня.

Фотон с такой энергией имеет длину волны $\lambda_{LyC} \approx 912 \text{ \AA}$ — это жесткая УФ-область спектра. УФ фотоны с меньшей длиной волны (большей энергией) ионизируют нейтральный водород и иногда называются квантами *лаймановского континуума*, или *Ly_c* квантами. Для гелия потенциал ионизации электрона с основного уровня существенно выше, около 24 эВ.

При переходах электронов в атомах с верхних уровней на самый нижний испускаемый фотон приобретает энергию порядка энергии связи электрона 1 Ридберг (Ry) или меньше, $\Delta E \leq 1 \text{ Ry}$. Характерная длина волны кванта $\lambda_{opt} = hc/\Delta E \sim 2\pi a_0/\alpha \sim 1000a_0$, т. е. сотни и тысячи Ангстрем. Формула Бальмера (1888) для энергии кванта, испускаемого при переходе с уровня с главным квантовым числом n на уровень m ($n > m$) в атоме водорода:

$$E_{nm} = h\nu_{nm} = \text{Ry}(m^{-2} - n^{-2}).$$

Основные спектральные серии водорода схематически изображены на рисунке В.1.

B.1. Элементарные процессы, ответственные за излучение и поглощение света

B.1.1. Свободно–свободные переходы (электрон в поле протона)

Энергия, излучаемая единицей объема при свободно–свободном (тормозном) излучении полностью ионизованной плазмы с концентрацией ионов n_i и свободных электронов n_e составляет:

$$\frac{dE}{dtdV} \equiv \epsilon^{ff} = \sqrt{\frac{2\pi kT}{3m}} \frac{2^5 \pi e^6}{3h m_e c^3} Z^2 n_e n_i \bar{g}_B, \quad (\text{B.1})$$

где \bar{g}_B – усредненный фактор Гаунта, учитывающий квантово-механические поправки к классическому приближению. В видимом диапазоне $\bar{g}_B \sim 1$. Численно

$$\epsilon^{ff} \simeq 1.4 \cdot 10^{-27} (\text{эрд}/\text{с} \cdot \text{см}^3) \sqrt{T} n_e n_i Z^2.$$

B.1.2. Свободно–связанные переходы

Сечение поглощения фотона при свободно–связанных переходах с уровня n удобно выражается через радиус боровской орбиты a_0 , номер уровня и частоту кванта

$$\sigma_{bf} = \left(\frac{64\pi n g}{3\sqrt{3}Z^2} \right) \alpha a_0^2 \left(\frac{\nu_n}{\nu} \right)^3.$$

Здесь порог ионизации с уровня n определяется как

$$\nu_n \equiv \chi_n/h = \frac{\alpha^2 m_e c^2 Z^2}{2h n^2},$$

где χ_n – потенциал ионизации, а g – гаунт-фактор, который вблизи порога ионизации в видимом диапазоне равен 1 с точностью до 20%. Коэффициент поглощения получается из сечения σ_{bf} умножением на число атомов на соответствующем уровне: $\alpha_\nu = \sigma_{bf} N_n$.

B.1.3. Переходы между энергетическими уровнями

Происходят при поглощении кванта (вверх) и спонтанно (вниз). Характерное время жизни атома H в возбужденном состоянии – около 10^{-8} с. Если $E_1 < E_2$, то $h\nu = E_2 - E_1$.

Индукционные переходы (вниз) Излучение в этом случае называется *мазерным*. Эффективно там, где время жизни атома на

возбужденном уровне велико. Примеры: линии OH (18 см), H₂O (1.35 см), SiO (2–7 мм).

Столкновительное возбуждение (электронами) (вверх). Это т. н. электронные удары 1-го рода. Возбуждаются преимущественно нижние уровни; в очень холодном газе — возбуждение сверхтонкой структуры основного уровня (H I 21 см). Самые яркие примеры линий, возбуждаемыми ударами 1-го рода: H I (21 см), O I (63 мкм), Si II (31 мкм), Fe II (26 мкм).

Столкновительная дезактивация (удары 2-го рода). Эффективны там, где время жизни атома на возбужденном уровне велико или в достаточно плотной среде.

B.1.4. Ионизация

Различают фотоионизацию и ударную ионизацию, когда необходимую для этого энергию атому передает электрон при столкновении с ним (удар 1-го рода). Частный случай — ионизация отрицательных ионов водорода с $E = 0.75$ эВ. Эффективна в атмосферах звезд типа Солнца. Может быть как ударной, так и радиационной.

B.1.5. Рекомбинация

Процесс, обратный ионизации, может произойти на любой энергетический уровень атома. Если это не самый низкий (первый) уровень, то результат рекомбинации — объединение иона и электрона в возбужденный атом (рекомбинационное возбуждение). Последующие каскадные переходы вниз рождают серии спектральных линий. Такое излучение называют рекомбинационным (основной механизм излучения областей H II). Оно происходит не за счет тепловой энергии среды, а за счет энергии ионизирующих квантов, часть которой переходит во внутреннюю энергию атома и излучается. Поэтому уносимая таким излучением энергия не приводит к остыванию газа. Более сложный двухэтапный процесс — диэлектронная рекомбинация, при которой электрон сначала возбуждает атом (ион) (т. н. автоионизационное состояние) с последующей ионизацией или радиативным каскадом (см. подробнее в главе 4). В последнем случае среда эффективно охлаждается, т. к. в излучение переходит практически вся кинетическая энергия сталкивающегося с атомом (ионом) электрона. Особенno важна при достаточно высоких температурах плазмы.

B.2. Полное и локальное термодинамическое равновесие

В различных астрофизических задачах встречаются ситуации, когда устанавливается баланс между прямыми и обратными процессами (например, нагрев и охлаждение, ионизация и рекомбинация, возбуждение и деактивация и т. д.). В общем случае, спектр выходящего излучения зависит от 1) распределения электронов и ионов по скоростям, 2) населенностей энергетических уровней атомов и ионов, и 3) поля излучения и его спектрального распределения. Эти три «системы» могут быть или не быть в равновесии друг с другом.

В условиях полного термодинамического равновесия (ТДР) все микроскопические характеристики среды и поле излучения определяются только одним параметром — температурой T . При этом выполняются следующие законы:

1. *Максвелловское распределение частиц по скоростям*

$$\frac{n(v)dv}{n} = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv. \quad (\text{B.2})$$

2. *Больцмановское распределение частиц по энергиям*. Для заселенности атомных уровней с номерами i и j (с энергиями возбуждения E_i и E_j , отсчитываемыми от основного состояния, и статвесами g_i и g_j) записывается в виде

$$\frac{n_i}{n_j} = \frac{g_i}{g_j} e^{-(E_i - E_j)/kT}. \quad (\text{B.3})$$

Полная концентрация иона какого-либо элемента в стадии ионизации z получается суммированием по всем по всем энергетическим уровням:

$$N_z = \sum_i n_i^{(z)} = \frac{n_0}{g_0} \sum_i g_i e^{-E_i/kT},$$

поэтому формулу (B.3) часто удобно записать как отношение населенности уровня j к полной концентрации иона N_z :

$$\frac{n_j^{(z)}}{N_z} = \frac{g_j}{U_z(T)} e^{-E_j/kT}. \quad (\text{B.4})$$

Здесь величина $U_z(T) = \sum_i g_i e^{-E_i/kT}$ и называется статистической суммой (или суммой по состояниям)¹ и рассчитывается

¹ В англоязычной литературе используется термин *partition function*.

для каждого элемента для конечного числа уровней, определяемого плотностью и температурой плазмы и зарядом иона Z .

3. Закон действующих масс для химического равновесия, или в применении к идеальной плазме — *формула Саха* для степени ионизации (см. подробное обсуждение ниже).
4. Законы излучения: Планка, Кирхгофа и Стефана–Больцмана для АЧТ (см. основную часть курса, глава 2).

Условия, близкие к полному ТДР реализуются во внутренних областях звезд. В прошлом они соблюдались для вещества и фотонов в ранней Вселенной (до эпохи рекомбинации). Для частиц, слабо взаимодействующих с обычным веществом (например, для нейтрино или гипотетических частиц, из которых может состоять темная материя), эти условия определяются сечением взаимодействия, поэтому в ранней Вселенной выход из равновесия вследствие расширения и охлаждения происходил в разное время.

Вообще говоря, температура может быть не постоянна повсюду в изучаемой среде, и если характерный размер, обратная градиенту температуры $T/|\nabla T|$, намного превышает длину свободного пробега частиц и фотонов, можно ввести понятие полного локального ТДР, для которого выполняются вышеперечисленные признаки с локальной температурой $T(r)$.

Однако термин *локальное термодинамическое равновесие, ЛТР* зарезервирован для часто встречающейся ситуации, когда кинетические характеристики частиц и заселенности энергетических уровней ионов находятся в равновесии между собой, хотя поле излучения — неравновесное. Эти условия реализуются, когда характерный рассматриваемый масштаб меньше длины свободного пробега фотонов в среде, и излучение не успевает войти в равновесие с веществом (термализоваться). ЛТР имеет место только в достаточно плотном газе, например, в глубине звездных фотосфер (см. следующий параграф).

При ЛТР соблюдаются следующие признаки полного ТДР в различных точках пространства с локальным значением температуры $T(r)$: максвелловское распределение по скоростям частиц, формула Больцмана для заселенности уровней, формула Саха для концентрации ионов в разной степени ионизации и закон Кирхгофа для связи коэффициентов излучения и поглощения. Поле излучения при

ЛТР может значительно отличаться от равновесного планковского закона и находится из решения уравнения переноса. Например, в разреженном межзвездном газе, где степень ионизации элементов определяется не тепловыми ударами, а полем УФ излучения, а заселенности энергетических уровней — процессами рекомбинации, ЛТР нет. При этом распределение ионов и электронов по скоростям (энергии) может оставаться максвелловским, поэтому термодинамические свойства межзвездного газа хорошо описываются формулами идеального максвелл-больцмановского газа.

B.3. Ионизационное состояние космической плазмы

B.3.1. Локальное термодинамическое равновесие.

Формула Саха.

В условиях ЛТР состояние ионизации рассчитывается по формуле Саха. Эта формула является условием ЛТР и верна только при выполнении принципа детального баланса (равенство скоростей прямых и обратных процессов одной физической природы). Для процесса ионизации принцип детального баланса означает, что если ионизация происходит в результате электронных ударов (столкновительная), то рекомбинация должна осуществляться за счет тройных столкновений (схематически $a + e \leftrightarrow i + 2e$, a — атом, i — ион), или же если ионизация происходит излучением, то рекомбинация — радиативная (схематически $a + \gamma \leftrightarrow i + e$). Уравнение баланса для столкновительной ионизации

$$\frac{dn_a}{dt} = q_c(T)n_a n_e - \alpha_c(T)n_i n_e^2,$$

причем коэффициенты ионизации q_c и рекомбинации α_c зависят только от температуры. В равновесии $d/dt = 0$, откуда

$$\frac{n_i n_e}{n_a} = \text{const}_c(T).$$

Аналогично для photoионизации в поле излучения I_ν

$$\frac{dn_a}{dt} = q_r(T)n_a I_\nu - \alpha_r(T)n_i n_e.$$

В условиях полного ТДР поле излучения равновесное $I_\nu = B_\nu(T)$, поэтому

$$\frac{n_i n_e}{n_a} = \text{const}_r(T),$$

и, более того, константы равновесия в правой части этих формул должны совпадать. Таким образом, концентрация ионов в равновесной тепловой плазме определяется электронной плотностью и температурой

$$\frac{n_i n_e}{n_a} = f(T). \quad (\text{B.5})$$

В случае идеальной тепловой плазмы формула для стационарной ионизации называется *формулой Саха* (M. Saha, 1920):

$$\frac{n_i n_e}{n_a} = \frac{2U_i}{U_a} \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\chi/kT}. \quad (\text{B.6})$$

Здесь U_i и U_a — статистические веса иона и нейтрального атома, χ — потенциал ионизации нейтрального атома из основного состояния. Статистический вес представляется *статистической суммой* (см. выше). Для нейтрального атома $U_a = \sum_j g_j e^{-E_j/kT}$, где E_j — энергия возбуждения j -го уровня. Но число энергетических уровней формально бесконечно, поэтому проблема обрезания статистической суммы на конечном уровне должна рассматриваться отдельно в конкретных условиях. В большинстве случаев для исходного состояния ионизации достаточно учесть основное состояние и первый возбужденный уровень: $U_a \approx g_0 + g_1 e^{-E_1/kT}$, а для конечного — только основное состояние: $U_i \approx g_{i,0}$.

Формула Саха легко обобщается на случай многоступенчатой ионизации:

$$\frac{n_{i+1} n_e}{n_i} = \frac{2U_{i+1}}{U_i} \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\chi_{i+1}/kT}, \quad (\text{B.7})$$

где χ_{i+1} — потенциал ионизации иона i из основного состояния², U_{i+1} и U_i — статистические веса ионов на последовательных стадиях ионизации, представляемые соответствующими статсуммами (с оговорками, сделанными выше). Для практических оценок пользуются потенциалами ионизации и статистическими суммами из справочников (см., например, К. У. Аллен, «Астрофизические величины». М.: Мир, 1977).

Если элемент является малой примесью к основной компоненте плазмы (например, ионы тяжелых элементов по отношению к

²Это следует из распределения Больцмана по уровням иона с учетом того, что переход на последовательные стадии ионизации наступает при $kT \ll \chi_{i+1}$, см. ниже.

водороду), то электронная концентрация приближенно определяется ионизацией основной компоненты и при оценках концентрации ионов может считаться постоянной величиной. В таком случае последовательное применение формулы Саха к различным стадиям ионизации дает для концентрации ионов:

$$\begin{aligned} n_1 &\sim \frac{n_a}{n_e} T^{3/2} e^{-\chi_1/kT} \\ n_2 &\sim \frac{n_1}{n_e} T^{3/2} e^{-\chi_2/kT} \sim \frac{n_a}{n_e^2} T^3 e^{-(\chi_1+\chi_2)/kT} \\ n_j &\sim \frac{n_a}{n_e^j} T^{3j/2} e^{-(\chi_1+\dots+\chi_j)/kT}. \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

Формула (B.7) показывает, что переход на более высокую степень ионизации осуществляется при температуре много ниже соответствующего потенциала ионизации χ_{i+1} . Ключевым параметром является предэкспоненциальный фактор, который по порядку величины равен кубу обратной длины волны де Броиля теплового электрона $\lambda_B = \hbar/mv \sim \hbar/\sqrt{m_e kT}$, а величина $n_e \lambda_B^3$ есть число электронов в элементарной ячейке фазового пространства и характеризует степень вырождения свободных электронов. Численно

$$\tilde{n}_e \equiv n_e \lambda_B^3 \simeq 3.28 \times 10^{-22} n_e \left(\frac{T}{1 \text{ эВ}} \right)^{-3/2}. \quad (\text{B.9})$$

Тогда формулу Саха удобно представить в виде

$$\frac{n_{i+1} \tilde{n}_e}{n_i} \simeq \frac{2U_{i+1}}{U_i} e^{-\chi_{i+1}/kT}. \quad (\text{B.10})$$

Условие перехода на следующую ступень ионизации может быть приближенно записано в виде $n_{i+1} \simeq n_i$, откуда, логарифмируя (B.10) и пренебрегая отношением статсумм, находим $\chi_{i+1}/kT \sim 1/\ln \tilde{n}_e \sim 10\text{--}30$ для типичных значений плотности и температуры, при которых применимо приближение ЛТР (см. (B.11)).

Как отмечалось выше, с хорошей точностью условия ТДР выполняются только глубоко в звездных недрах или в плотной горячей плазме ранней Вселенной до эпохи рекомбинации. В условиях разреженной оптически прозрачной плазмы (солнечная корона, межзвездная среда, особенно вблизи мощных источников излучения) процессы ионизации и рекомбинации зачастую идут по разным

каналам, так что стационарное состояние ионизации не совпадает с равновесным. Ионизационное состояние газа определяется из баланса всевозможных процессов ионизации и рекомбинации. Ионизационные процессы включают фотоионизацию валентных электронов с внешних оболочек атома или иона, фотоионизацию с внутренних оболочек с испусканием Оже-электронов³, ионизацию электронными ударами и ионизацию в реакциях перезарядки ионов⁴. Рекомбинация включает радиативную и диэлектронную рекомбинацию, рекомбинацию при тройных столкновениях и в реакциях перезарядки. Основные ионизационные состояния идеальной тепловой плазмы в астрофизике перечислены в таблице В.1.

Оценка по порядку величины плотности, начиная с которой можно пользоваться приближением ЛТР для определения ионизационного состояния плазмы, получается из сопоставления скорости деактивации уровней электронными ударами (для перехода $n \rightarrow m$ $q_{nm}(T) \sim n_e T^{-1/2} E_{nm}^{-1}$) и скорости спонтанных радиативных переходов (коэффициент Эйнштейна для дипольных переходов $A_{nm} \sim E_{mn}^2$). Итоговое соотношение имеет вид:

$$n_e(\text{ЛТР}) \sim 10^{13} [\text{см}^{-3}] \left(\frac{T}{1\text{эВ}} \right)^{1/2} \left(\frac{\delta E}{1\text{эВ}} \right)^3. \quad (\text{B.11})$$

Здесь δE — характерная энергия возбужденных уровней. Эта формула показывает, что приближение ЛТР даже для малых энергий переходов применимо лишь в достаточно плотной среде (нижние слои звездных атмосфер). В разреженном межзвездном и межгалактическом газе условия для ЛТР не выполняются.

³Оже-электрон — электрон, испущенный атомом с внутренней (как правило, L) оболочки в результате автоионизации (эффект Оже [Auger]). Жесткий квант предпочтительно ионизует атом с самой внутренней K-оболочки, а освободившееся вакантное место занимает электрон со следующей L-оболочки. Освобождаемая при переходе L-электрона на K-оболочку энергия может перейти либо в энергию испускаемого гамма-кванта, при этом в спектре образуется флюоресцентная эмиссионная линия, либо, если на L-оболочке возбуждаемого иона еще есть электроны, может привести к испусканию L-электрона. Оже-электроны имеют энергию, равную разности энергий между L- и K-оболочками ($\sim 0.5 - 7$ кэВ для ионов O...Fe), и являются существенным источником нагрева фотоионизованной плазмы.

⁴Реакции обмена зарядом между сталкивающимися частицами $a^+ + b \rightarrow a + b^+$. Наиболее интенсивны между атомами H и He и тяжелыми ионами (особенно ОИ). Являются аналогом рекомбинации для тяжелых ионов и могут преобладать над луцистой рекомбинацией в ионизационном балансе.

Таблица В.1. Состояния космической плазмы

	полное ТР	ЛТР	столкновительное равновесие	фотоионизационное равновесие
e,i	по Максвеллу	по Максвеллу	по Максвеллу	по Максвеллу
заселенность уровней	по Больцману	по Больцману	ионы на основном уровне	из детального баланса
ионизация	по Саха	по Саха	баланс столкновения и ионизации + радиативной + диэлектронной рекомбинации	баланс фотоионизации и радиативной + диэлектронной рекомбинации
излучение	равновесное	любое	любое	любое
примеры	внутри звезд, в ранней Вселенной до рекомбинации	плотная плазма (зв. атмосферы)	горячая разреженная плазма (солнечная корона, газ в скоплениях галактик), межзвездная среда вдали от мощных источников излучения	разреженная плазма вблизи мощных источников излучения (рентгеновские двойные, межгалактическая среда вокруг квазаров, околозвездные газовые туманности)

B.3.2. Корональное приближение

В общем случае, расчет степени ионизации вещества является сложной задачей, требующей решения уравнений детального баланса населеностей уровней с учетом всех элементарных процессов. Однако в разреженной космической плазме вдали от мощных источников излучения расчет степени ионизации атомов существенно облегчается в *корональном приближении*⁵. Область применимости этого приближения охватывает плазму короны Солнца и звезд (отсюда название), горячий межгалактический газ, межзвездный газ, нагретый ударными волнами в остатках сверхновых и т. д.

В этом приближении используются следующие предположения:

- 1) Возбуждение и ионизация атомов и ионов происходит только за счет электронных ударов, а обратный процесс снятия возбуждения и рекомбинации происходит за счет спонтанных радиационных переходов и диэлектронной рекомбинации.

⁵Иногда, особенно в англоязычной литературе, используется термин *столкновительное равновесие*.

2) Плотность плазмы мала настолько, что атомы и ионы в возбужденном состоянии проводят пренебрежимо мало времени.

3) Поле излучения в уравнениях баланса несущественно, плазма оптически прозрачная, фотоионизацией и рассеянием фотонов можно пренебречь.

В этих предположениях баланс концентрации ионов данного элемента в i -й стадии ионизации записывается в виде

$$\frac{dn_i}{dt} = -n_e n_i (q_i + \alpha_i) + n_e n_{i+1} \alpha_{i+1} + n_e n_{i-1} q_{i-1}. \quad (\text{B.12})$$

Здесь первое слагаемое описывает скорость столкновительной ионизации из состояния i (коэффициент q_i) и рекомбинации (радиативной и диэлектронной, суммарный коэффициент α_i) из состояния i в $i-1$, второе — скорость рекомбинации из состояния $i+1$ в i , а третье — столкновительную ионизацию из состояния $i-1$ в i .

В равновесии⁶ $d/dt = 0$, и электронная плотность в уравнении (B.12) сокращается. Таким образом, *состояние ионизации в корональном приближении определяется только температурой*.

Полезная оценка: по порядку величины в корональном приближении максимальная концентрация ионов металлов с большим Z достигается для ионов с потенциалом ионизации $\chi/kT \sim 1-3$ (за исключением низших стадий), в то время как в условиях ЛТР по формуле Саха наиболее распространены ионы с $\chi/kT \sim 10-30$. Это связано с тем, что энергичные электроны в разреженной плазме быстро ионизуют атомы, а равновесная концентрация ионов в корональном приближении поддерживается за счет баланса столкновительной ионизации с обратным процессом радиативной и диэлектронной рекомбинации и не зависит от концентрации электронов, как и в более плотной плазме в условиях ЛТР. Так, в разреженной горячей плазме с температурой $T \sim 1$ кэВ будут присутствовать ионы металлов с $\chi \sim (1-3)kT$, например, OVIII(871 эВ), SiXIII(2.4 кэВ), SiXIV(2.7 кэВ), FeXVII-XXIV(1.3 - 2.1 кэВ) и др.

Похожая картина получается и для эмиссионных линий в корональном приближении. Действительно, если атомы и ионы по предположению находятся в основных состояниях, заселенность какого-

⁶ Вообще говоря, следует проверять, успевает ли равновесие установиться за характерное время $t_{eq} \sim \max[(n_e q)^{-1}, (n_e \alpha)^{-1}]$, которое существенно зависит от плотности и температуры. Например, в межзвездной среде с $n_e \sim 1 \text{ см}^{-3}$ за фронтом ударной волны в молодых остатках сверхновых $t_{eq} \sim 1000$ лет — порядка времени жизни остатка — и столкновительное равновесие может не установиться.

либо возбужденного уровня определяется из баланса столкновительного возбуждения и радиативной рекомбинации. В простейшей модели двухуровневой системы в равновесии получаем

$$n_2 = n_e n_1 \frac{q_{12}(T)}{A_{21}},$$

где $q_{12}(T)$ — коэффициент возбуждения с основного уровня, A_{21} — скорость спонтанного перехода со второго уровня. Объемный коэффициент излучения в линии с энергией E_{12} будет равен

$$j_{12} = \frac{1}{4\pi} n_2 A_{21} E_{12} = \frac{1}{4\pi} n_e n_1 q_{12}(T) E_{12}.$$

(заметим, что излучательная способность в линии совершенно не зависит от коэффициента A_{21} , и полученная формула применима как к разрешенным, так и к запрещенным линиям). Населенность основного уровня иона n_1 в столкновительном равновесии определяется только температурой (см. выше) и может быть выражена через концентрацию водорода n_H и обилие рассматриваемого элемента A_X : $n_1 = A_X n_H f(T)$. Если элемент в разреженной плазме является малой примесью к водороду ($A_X \ll 1$), то электроны в основном поставляются ионизацией водорода, $n_e \approx n_H$, и $j_{12} \sim n_e^2$. Поток излучения в линии $F_{12} \sim \int j_{12} dV \sim \int n_e^2 dV$, т.е. пропорционален объемной мере эмиссии.

Для расчета излучения стационарной столкновительной плазмы при заданном обилии элементов используются численные коды, например Raymond-Smith (legacy.gsfc.nasa.gov/software/), Mekal/SPEX (www.sron.nl/spex), ATOMDB (APEC) (cxc.harvard.edu/atomdb/). Функция охлаждения столкновительной плазмы с вкладом отдельных элементов приведена в левой части Рис. В.2.

Пример. Оценить время установления столкновительного равновесия для ионов железа в средних стадиях ионизации с потенциалом $\chi \simeq 1$ кэВ (FeVI 0.5 кэВ, FeVII 1.3 кэВ, FeVIII 1.4 кэВ) в горячем межгалактическом газе с $n_e \sim 10^{-3}$ см⁻³ и $T \sim 1$ кэВ.

Решение. Скорость столкновительной ионизации, усредненная по максвелловскому распределению (К. У. Аллен, «Астрофизические величины». М.: Мир, 1977), $q \sim 2 \cdot 10^{-6} \sqrt{T} e^{-\chi/T}$ см³/с (T и χ выражены в эВ). Отсюда $t_{eq} \sim 1/(n_e q) \sim 10^9 - 10^{10}$ с ~ 300 лет. Это много меньше времени жизни скопления галактик, поэтому столкновительное равновесие — хорошее приближение для описания ионов с потенциалом ионизации $\sim kT$.

B.3.3. Фотоионизационное равновесие

В условиях большой плотности излучения (вблизи мощных источников, например, в газе в ядрах галактик, в рентгеновских двойных системах, в межгалактической среде, особенно вблизи квазаров, в околозвездных газовых туманностях) определяющими становятся процессы фотоионизации. Например, для образования рентгеновских линий от многозарядных ионов тепловой энергии электронов недостаточно для столкновительного возбуждения уровней, поэтому их заселенность определяется рекомбинационными каскадами и возбуждением квантами из непрерывного спектра подсветки. На расстоянии R от источника со светимостью L плотность энергии излучения $\epsilon_\gamma \sim L/(4\pi R^2 c)$ (c — скорость света), при этом плотность тепловой энергии $\epsilon_t = 3/2 \cdot \frac{L}{4\pi R^2 c}$. Например, в плазме с $kT \sim 10$ кэВ и $n_e \sim 10^{10} - 10^{12}$ см⁻³ на расстоянии $R \sim 10^{11}$ см от источника с эддингтоновской светимостью $L \approx 10^{38}$ эрг/с имеем $\epsilon_\gamma \gg \epsilon_t$ (прочувствуйте!).

В этих условиях наиболее важны процессы фотоионизации и радиативной и диэлектронной рекомбинации. Фундаментальный параметр при фотоионизации — поток ионизующих квантов $F(E)$ как функция энергии кванта E . Уравнение ионизационного баланса записывается в виде

$$n_i \int_0^\infty \frac{F(E)}{E} \sigma_i(E) dE = n_e n_{i+1} \alpha_{i+1}(T), \quad (\text{B.13})$$

где $\sigma_i(E)$ — сечение фотоэффекта⁷, а α_{i+1} — суммарный коэффициент лучистой и диэлектронной рекомбинации. Электронная температура находится из баланса нагрева плазмы фотоэлектронами и радиационного охлаждения:

$$\sum_{i,X} n_{i,X} \int_0^\infty \frac{F(E)}{E} \sigma_{i,X}(E) (E - \chi_{i,X}) dE = \sum_{i,X} n_e n_{i,X} \lambda_{i,X}(T). \quad (\text{B.14})$$

⁷ Для многозарядных ионов сечение фотоионизации жесткими квантами для электронов с внутренних оболочек превышает сечение для внешних (валентных) электронов. Сечение за К-порогом (т.е. для $E > \chi_K$) для иона с зарядом Z примерно в Z^4 раз превышает сечение фотоионизации водорода, $\sigma_K \simeq 7 \cdot 10^{-18} [\text{см}^2] n_K Z^4 (E/\chi_K)^{-3}$, где $n_K = 1, 2$ — число s -электронов на К-оболочке иона.

Здесь $\chi_{i,X}$ — ионизационные потенциалы (пороги ионизации) элемента X , $\lambda_{i,X}(T)$ [эрг·см³/с] — функция охлаждения для конкретного элемента.

Для оптически прозрачной плазмы $F(E) = L/(4\pi R^2)f(E)$, где $f(E)$ — нормированное спектральное распределение. Тогда уравнения (B.13) и (B.14) показывают, что ионизация и температура плазмы с заданным обилием элементов определяется одним параметром $\xi = (1/n_e) \int F(E)/EdE$, который иногда называют просто *ионизационным параметром*⁸.

Особенностью ионизационного состояния плазмы в фотоионизационном равновесии является значительная «переионизация» элементов при заданной электронной температуре по сравнению со столкновительным равновесием. В корональной плазме наиболее обильны ионы с потенциалом ионизации $\chi \sim kT$ и сильны эмиссионные линии с $\delta E \sim kT$, возбуждаемые электронными ударами с основного уровня ионов. В фотоионизованной плазме той же температуры наиболее обильны ионы с $\chi \gg kT$, а линии с $\delta E \gg kT$ образуются при рекомбинационных каскадах, при которых доступные энергетические уровни заселяются примерно одинаково. Поэтому в такой плазме наиболее сильны эмиссионные линии ионов с наименьшим числом свободных верхних уровней (флюоресцентные К-линии многозарядных ионов в низких стадиях ионизации, например K_α Fe 6.4 кэВ и т. д.). Спектр фотоионизованной плазмы также отличается ярко выраженным узким ($\Delta E \sim kT$) рекомбинационным континуумом $\sim E^3$ вблизи границ серий.

В отличие от столкновительной плазмы, функция охлаждения которой при заданном обилии тяжелых элементов зависит только от температуры (см. выше), радиационное охлаждение плазмы в фотоионизационном равновесии определяется фотоионизационным параметром, т. е. зависит от спектра подсветки и плотности. Фотоионизация лишает ионы электронов, которые можно было бы возбуждать столкновениями, поэтому «переионизованная» плазма всегда охлаждается медленнее, чем корональная плазма той же температуры. Замедление охлаждения тем больше, чем большее значение ионизационного параметра и чем жестче фоновое излучение. При-

⁸Часто ионизационным параметром называют величину $\xi = L/(nR^2)$, где n — концентрация плазмы, или $U = \Phi(E)/(nc)$, где $\Phi(E)$ — поток ионизующих квантов, c — скорость света. Последний предпочтителен при расчете фотоионизации однородной фоновой подсветкой, например, в межгалактическом пространстве.

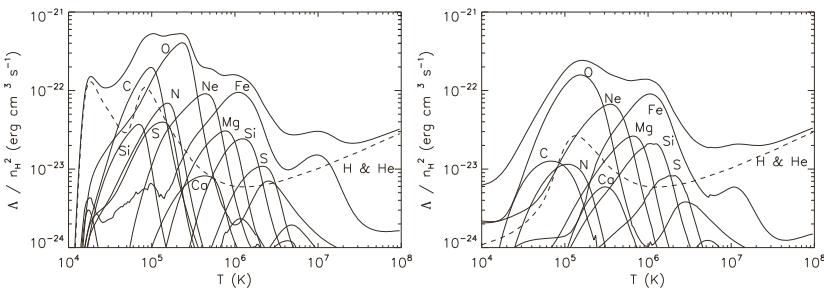


Рис. B.2. Слева: функция охлаждения столкновительной плазмы с солнечным обилием как функция температуры. Справа: функция охлаждения для межгалактического газа с солнечным обилием, рассчитанная для $n_H = 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ в фотоионизационном равновесии с межгалактическим рентгеновским фоном на красном смещении $z = 3$. Показаны вклады отдельных элементов. В отличие от столкновительного равновесия, в фотоионизационном равновесии функция охлаждения зависит от плотности газа.

Из работы Wiersma et al., 2009, MNRAS, 393, 99.

мер функции охлаждения оптически прозрачного газа солнечного химсостава с плотностью $n_H = 10^{-4} \text{ см}^{-3}$, фотоионизованного межгалактическим жестким фоновым излучением (в основном создаваемым активными ядрами галактик), показан в правой части рис. B.2.

Сравнение двух диаграмм на рис. B.2 показывает, что функции охлаждения для столкновительной и фотоионизованной плазмы практически одинаковы для высокотемпературной плазмы с $T > 10^7 \text{ K}$ (роль фотоионизации при высоких температурах мала), но могут сильно отличаться (на порядок величины) при более низких температурах.

Наиболее распространенные численные коды для расчета $T(\xi)$ и степени ионизации элементов $f_X(\xi) = n_{i,X}/n_X$ в фотоионизованной плазме: XSTAR (heasarc.nasa.gov/lheasoft/xstar/xstar.html) , CLOUDY (www.nublado.org/) , Mocassin (www.ast.cam.ac.uk/be/).

В условиях, когда время ионизации/рекомбинации превосходит время нагрева/охлаждения плазмы, ионизация происходит неравновесно. Неравновесность ведет к переионизации (если важны процессы фотоионизации или если время охлаждения короче времени рекомбинации охлаждающих ионов). В молодых остатках сверхновых время нагрева короче времени ионизации, что, наоборот, ведет к «недоионизации» плазмы при данной температуре.

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ

C.1. Влияние рассеяния на перенос излучения

Рассеивающие среды чрезвычайно распространены в природе. Для высокотемпературной плазмы, часто встречающейся в астрофизических источниках (горячие короны звезд, аккреционные диски вокруг нейтронных звезд и черных дыр в тесных двойных системах и ядрах галактик, горячий газ в скоплениях галактик и т. д.) важным (иногда основным) физическим механизмом взаимодействия излучения и вещества является рассеяние фотонов на свободных электронах  (комптоновское рассеяние). Роль рассеяния сводится не только к изменению траектории фотона (а значит, к изменению интенсивности вдоль луча зрения), но и к изменению его энергии (прямой и обратный комптон-эффект). При макроскопическом описании в терминах уравнения переноса ограничимся случаем рассеяния без изменения энергии фотонов (т. н. *когерентное рассеяние*, или упругое рассеяние), которое изменяет только интенсивность и поляризацию излучения.

Важное приложение такого эффекта — рассеяние на нерелятивистских электронах¹.

C.1.1. Случай чистого рассеяния

Пусть среда только рассеивает излучение. Будем считать в первом приближении, что вероятность рассеяния фотона одинакова в

¹Многократное рассеяние даже в этом случае может приводить к заметнымискажениям спектра (т. н. эффект комптонизации излучения)!

любом направлении (то есть индикатриса рассеяния сферически симметричная). Тогда объемный коэффициент излучения (энергия, испускаемая элементарным объемом в единицу времени по всем направлениям)

$$j_\nu = \sigma_\nu J_\nu, \quad (\text{C.1})$$

где σ_ν — коэффициент поглощения для рассеяния или просто *коэффициент рассеяния* с размерностью [см⁻¹] (не путать с сечением поглощения с размерностью площади!), $J_\nu = 1/(4\pi) \int I_\nu d\Omega$ — средняя интенсивность. Важное отличие рассеянного от, скажем, теплового излучения состоит в том, что интенсивность рассеянного излучения пропорциональна интенсивности излучения, падающего на элементарный объем, в то время как при тепловом излучении выходящий спектр определяется функцией источника, которая зависит только от температуры, и коэффициентом поглощения. В качестве функции источника для чистого рассеяния можно взять среднюю интенсивность J_ν :

$$S_\nu^{scat} = J_\nu = \frac{1}{4\pi} \int I_\nu d\Omega \quad (\text{C.2})$$

и уравнение переноса примет вид:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\sigma_\nu (I_\nu - J_\nu). \quad (\text{C.3})$$

Как мы подчеркивали, это интегро-дифференциальное уравнение для интенсивности непрерывного излучения, т. к. функция источника сама определяется интенсивностью. Существуют специальные методы приближенного решения таких задач, которые мы здесь не будем рассматривать. Кроме того, в случае рассеяния линейчатого излучения нужно учитывать также доплеровский сдвиг частот рассеянных фотонов (см. монографию В. В. Соболева «Курс теоретической астрофизики», 3-е изд., М.: Физматгиз, 1985).

C.1.2. Связь числа рассеяний с оптической толщиной

Остановимся на крайне полезной для простых оценок трактовке эффектов рассеяния излучения как на процессе *случайных блужданий* отдельных квантов.

Выше упоминалось, что поглощение фотона в среде тоже может рассматриваться с вероятностных позиций: вероятность поглощения в области с оптической толщиной τ_ν есть $e^{-\tau_\nu}$. Аналогично, в

случае изотропного рассеяния можно говорить о равной вероятности рассеяния кванта в равные телесные углы. Длина свободного пробега фотона до рассеяния или поглощения становится основной характеристикой.

Рассмотрим бесконечную рассеивающую среду. Пусть фотон проходит расстояние \mathbf{r}_i до каждого i -го рассеяния. Через N шагов смещение фотона из первоначального положения будет равно

$$\mathbf{R} = \mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2 + \dots + \mathbf{r}_N. \quad (\text{C.4})$$

Очевидно, среднее значение вектора $\langle \mathbf{R} \rangle = 0$. Отличной от нуля величиной будет средний квадрат смещения:

$$l_*^2 \equiv \langle \mathbf{R}^2 \rangle = \langle \mathbf{r}_1^2 \rangle + \langle \mathbf{r}_2^2 \rangle + \dots + \langle \mathbf{r}_N^2 \rangle + 2\langle \mathbf{r}_1 \cdot \mathbf{r}_2 \rangle + \dots \quad (\text{C.5})$$

После усреднения все средние квадраты i -х смещений дадут квадрат средней длины свободного пробега l , а средние скалярные произведения будут равны нулю (как среднее значение косинуса угла между направлением до и после рассеяния для изотропного рассеяния; это утверждение остается справедливым и в случае любого рассеяния с симметрией вперед–назад, например томсоновского или рэлеевского). Тогда

$$l_*^2 = Nl^2, \quad l_* = \sqrt{Nl}. \quad (\text{C.6})$$

То есть корень из среднего квадрата смещения фотона при рассеянии возрастает как корень квадратный от числа рассеяний.

Пусть среда характеризуется размером L , и оптическая толщина по рассеянию больше единицы. Фотон будет рассеиваться до тех пор, пока не выйдет из среды. При этом по порядку величины можем положить $l_* \sim L$, то есть число рассеяний внутри среды $N \sim L^2/l^2$. Так как l есть средняя длина свободного пробега фотона, то вспоминая смысл оптической толщи τ , получаем

$$N \sim \tau^2, \quad \tau \gg 1. \quad (\text{C.7})$$

В случае оптически тонких сред вероятность рассеяния $1 - e^{-\tau} \sim \tau$ и

$$N \sim \tau, \quad \tau \ll 1, \quad (\text{C.8})$$

поэтому для сред произвольной оптической толщи для грубых оценок можно положить

$$N \approx \tau^2 + \tau \quad \text{или} \quad N \approx \max(\tau, \tau^2). \quad (\text{C.9})$$

C.1.3. Случай рассеяния и поглощения

Что же понимать под оптической толщёй в случае, когда в среде есть и рассеяние, и поглощение? Например, в не слишком горячих фотосферах звезд плазма частично ионизована, поэтому прежде чем поглотиться ионом, фотон может несколько раз рассеяться на свободных электронах. Для рассмотренного выше простейшего случая когерентного рассеяния (функция источника равна средней интенсивности, а коэффициент поглощения из-за рассеяния равен σ_ν) и теплового излучения (функция источника есть функция Планка, коэффициент истинного поглощения α_ν) уравнение переноса записывается в виде

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\alpha_\nu(I_\nu - B_\nu) - \sigma_\nu(I_\nu - J_\nu). \quad (\text{C.10})$$

Вводя комбинированную функцию источника

$$S_\nu = \frac{\alpha_\nu B_\nu + \sigma_\nu J_\nu}{\alpha_\nu + \sigma_\nu}, \quad (\text{C.11})$$

получаем (интегро-дифференциальное) уравнение

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -(\alpha_\nu + \sigma_\nu)(I_\nu - S_\nu). \quad (\text{C.12})$$

Можно ввести коэффициент полного поглощения (*коэффициент экстинкции*) $\alpha_\nu + \sigma_\nu$ и соответственно полную оптическую толщину $d\tau_\nu = (\alpha_\nu + \sigma_\nu)ds$. В пределе больших оптических толщин мы, конечно, получим приближение к термодинамическому равновесию, $J_\nu \rightarrow B_\nu$, $S_\nu \rightarrow B_\nu$.

Среднюю длину свободного пробега фотона теперь можно записать как

$$l_\nu = \frac{1}{\alpha_\nu + \sigma_\nu}. \quad (\text{C.13})$$

Вероятность того, что свободный пробег фотона закончится истинным поглощением есть

$$\epsilon_\nu = \frac{\alpha_\nu}{\alpha_\nu + \sigma_\nu}, \quad (\text{C.14})$$

а рассеянием —

$$1 - \epsilon_\nu = \frac{\sigma_\nu}{\alpha_\nu + \sigma_\nu}. \quad (\text{C.15})$$

Рассмотрим для примера бесконечную среду и тепловое излучение. Фотон рождается в глубине в результате какого-нибудь элементарного процесса и в общем случае рассеивается N раз до того, как поглотиться (исчезнуть). При этом он проходит среднеквадратичный путь l_* . Вероятность поглотиться на пути, равном длине свободного пробега, есть ϵ_ν , следовательно число рассеяний до поглощения будет $N = 1/\epsilon_\nu$. Тогда из (C.6) находим

$$l_*^2 = \frac{l^2}{\epsilon_\nu}, \quad l_* = \frac{l}{\sqrt{\epsilon_\nu}}, \quad (\text{C.16})$$

и с учетом (C.13)

$$l_* \approx \frac{1}{\sqrt{\alpha_\nu(\alpha_\nu + \sigma_\nu)}}. \quad (\text{C.17})$$

Длина l_* характеризует среднюю длину свободного пробега фотона до момента поглощения в среде с рассеянием. Ее называют *диффузионной длиной, длиной термализации* или *эффективной длиной свободного пробега* (вообще говоря, она зависит от частоты кванта).

Для сред с конечными размерами L вводят *эффективную оптическую толщину* $\tau_* = L/l_*$, которую также можно записать через оптическую толщину по поглощению $\tau_a = \alpha_\nu L$ и по рассеянию $\tau_s = \sigma_\nu L$:

$$\tau_* \approx \sqrt{\tau_a(\tau_a + \tau_s)}. \quad (\text{C.18})$$

Среда эффективно прозрачна, если $\tau_* \ll 1$. Монохроматическая светимость (мощность излучения) такой среды в случае теплового излучения есть просто

$$L_\nu = 4\pi\alpha_\nu B_\nu V, \quad (\tau_* \ll 1), \quad (\text{C.19})$$

где V — полный объем излучающей области.

В случае $\tau_* \gg 1$ среда эффективно оптически толстая. Фотоны на глубине l_* термализуются (на таких глубинах устанавливается термодинамическое равновесие $I_\nu \rightarrow B_\nu$, $S_\nu \rightarrow B_\nu$). Монохроматическая светимость может быть оценена (точное значение должно находиться из уравнения переноса с соответствующими граничными условиями!) как светимость слоя толщиной l_* и площадью A :

$$L_\nu \approx 4\pi\alpha_\nu B_\nu A l_* \approx 4\pi\sqrt{\epsilon_\nu} B_\nu A, \quad (\tau_* \ll 1). \quad (\text{C.20})$$

В пределе отсутствия рассеяния $\epsilon_\nu \rightarrow 1$ для оптически толстого плоского слоя мы должны получить излучение АЧТ, и $L_\nu \rightarrow \pi B_\nu A$,

коэффициент 4π в последней формуле следует заменить на π . Однако на практике используют более точные приближения решения уравнения переноса. Например, в т. н. эддингтоновском приближении, когда ϵ не зависит от глубины, эффективная оптическая толщина есть $\tau_* = \sqrt{3\tau_a(\tau_a + \tau_s)}$. Более подробно перенос излучения в среде с рассеянием рассмотрен в монографии В. В. Соболева «Курс теоретической астрофизики». М.: Наука, 1985.

С.2. Диффузионное приближение и росселандово среднее

В условиях, когда поле излучения слабо отличается от равновесного (например, глубоко внутри звезды) и длина свободного пробега фотонов много меньше характерных размеров рассматриваемой области, важным приближением для переноса излучения является диффузионное приближение. Рассмотрим среду с поглощением и рассеянием. Уравнение переноса вдоль некоторого направления записывается в виде (С.12) с функцией источника (С.11). При условиях, отличных от ТДР, в среде есть выделенные направления. Например, в звезде такое направление задается градиентом температуры $dT(r)/dr$ вдоль радиуса. Для простоты рассмотрим плоскую параллельную среду (это не мешает выяснить особенности диффузионного приближения). Пусть градиент температуры направлен вдоль оси z . Тогда элемент пути в направлении под углом θ к вектору градиента температуры есть $ds = dz/\cos\theta$ или, для краткости, $ds = dz/\mu$, где введено стандартное обозначение $\mu = \cos\theta$. Уравнение (С.12) перепишем в виде

$$\mu \frac{dI_\nu}{dz} = -(\alpha_\nu + \sigma_\nu)(I_\nu - S_\nu),$$

откуда

$$I_\nu = S_\nu - \frac{\mu}{(\alpha_\nu + \sigma_\nu)} \frac{dI_\nu}{dz}.$$

В нулевом приближении (Росселанд) имеем $I_\nu^{(0)} \simeq S_\nu^{(0)}$. В ТД равновесии $J_\nu^{(0)} \simeq B_\nu$, $S_\nu^{(0)} \simeq B_\nu$, и в первом приближении получаем

$$I_\nu \simeq B_\nu(T) - \frac{\mu}{(\alpha_\nu + \sigma_\nu)} \frac{dB_\nu}{dT} \frac{dT}{dz}. \quad (\text{C.21})$$

Поток излучения $F_\nu = \int I_\nu \cos \theta d\Omega$ находим интегрированием этого соотношения. Для полного потока излучения, проинтегрированного по всем частотам, в этом приближении получаем:

$$F = \int B_\nu \mu d\Omega - \frac{dT}{dz} \left(2\pi \int_{-1}^{+1} \mu^2 d\mu \int_0^\infty \frac{1}{\alpha_\nu + \sigma_\nu} \frac{dB_\nu}{dT} d\nu \right). \quad (\text{C.22})$$

Первый интеграл в этом выражении равен нулю, поэтому значение потока излучения вдоль направления градиента температуры равно

$$F(z) = -\frac{4\pi}{3} \frac{dT}{dz} \int_0^\infty \frac{1}{\alpha_\nu + \sigma_\nu} \frac{dB_\nu}{dT} d\nu. \quad (\text{C.23})$$

Обычно вводят среднюю россельандову длину свободного пробега фотона:

$$\langle l \rangle_{Ross} = \frac{\int_0^\infty \frac{1}{\alpha_\nu + \sigma_\nu} \frac{dB_\nu}{dT} d\nu}{\int_0^\infty \frac{dB_\nu}{dT} d\nu}. \quad (\text{C.24})$$

Знаменатель преобразуем с учетом свойств функции Планка:

$$\int_0^\infty \frac{dB_\nu}{dT} d\nu = \frac{d}{dT} \int_0^\infty B_\nu d\nu = \frac{d}{dT} \left(\frac{\sigma_B T^4}{\pi} \right) = \frac{4\sigma_B T^4}{\pi},$$

где σ_B — постоянная Стефана–Больцмана. Таким образом, поток лучистой энергии в направлении градиента температуры есть

$$F(z) = -\frac{16\sigma_B T^3}{3} \langle l \rangle_{Ross} \frac{dT}{dz}. \quad (\text{C.25})$$

Эту формулу можно было бы сразу написать, используя закон Фика для диффузии лучистой энергии: $F = -D\nabla\epsilon_r$, где коэффициент диффузии фотонов $D = cl_\gamma/3$ и l_γ — длина свободного пробега фотона. Из приведенного вывода ясно, что длина свободного пробега фотона в диффузационном приближении является россельандовым средним (т. е. усредненным с весом dB_ν/dT) от обратного коэффициента абсорбции (включая вынужденное поглощение и рассеяние). Важно отметить, что так как функция dB_ν/dT имеет максимум на энергии $h\nu \simeq 3.8kT$, лучистая теплопроводность в звездах осуществляется преимущественно самыми энергичными фотонами (а не фотонами с максимальной концентрацией, как можно было бы интуитивно предположить). Непрозрачность звездных недр определяется именно через россельандово среднее для длины свободного пробега фотонов (см. формулы (5.21) и (5.23))

$$\varkappa [\text{см}^2/\text{г}] = \frac{1}{\rho \langle l \rangle_{Ross}}.$$

МЕТРИКА ОДНОРОДНОГО ИЗОТРОПНОГО ПРОСТРАНСТВА

Точный математический вывод метрики (квадрата элемента расстояния) для однородных изотропных пространств различной размерности можно найти в руководствах по геометрии (например, Б. А. Дубровин, С. П. Новиков, А. Т. Фоменко «Современная геометрия», М.: Наука, 1986) или для 3-мерного пространства — в монографии С. Вайнберга «Гравитация и космология». Здесь мы приведем наглядный вывод, основываясь на идее «вложения» n -мерного пространства в пространство размерности на единицу выше.

Рассмотрим 4-мерную сферу радиуса A . Тогда трехмерная «поверхность» этой сферы будет представлять собой трехмерное пространство постоянной положительной кривизны. Уравнение 4-мерной сферы записывается в виде:

$$x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 + x_4^2 = A^2.$$

Элемент расстояния в 4-мерном пространстве равен:

$$dl^2 = dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 + dx_4^2.$$

Чтобы перейти к элементу расстояния на поверхности сферы, исключим из этого выражения «лишнюю» координату (скажем, x_4)

$$x_4 = \sqrt{A^2 - x_1^2 - x_2^2 - x_3^2}, \quad (\text{D.1})$$

дифференциал которой есть

$$dx_4 = -\frac{(x_1 dx_1 + x_2 dx_2 + x_3 dx_3)}{x_4}. \quad (\text{D.2})$$

Введем в трехмерном пространстве x_1, x_2, x_3 , описывающем «поверхность» 4-мерной сферы, обычные сферические координаты r, θ, ϕ :

$$r^2 = x_1^2 + x_2^2 + x_3^2$$

с элементом длины

$$dr^2 = \frac{(x_1 dx_1 + x_2 dx_2 + x_3 dx_3)^2}{r^2}. \quad (\text{D.3})$$

Из сравнения (D.1), (D.2) и (D.3) находим:

$$dx_4^2 = \frac{r^2 dr^2}{A^2 - r^2}.$$

Тогда для элемента dl^2 на поверхности 4-мерной сферы получаем:

$$dl^2 = dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 + \frac{r^2 dr^2}{A^2 - r^2}.$$

Так как в 3-мерных сферических координатах

$$dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 = dr^2 + r^2(\sin^2 \theta d\phi^2 + d\theta^2),$$

окончательно выводим метрику пространства положительной постоянной кривизны

$$dl^2 = \frac{dr^2}{1 - r^2/A^2} + r^2(\sin^2 \theta d\phi^2 + d\theta^2). \quad (\text{D.4})$$

Заменой координат $r = A \sin \chi$ эту метрику можно привести к эквивалентному виду

$$dl^2 = A^2[d\chi^2 + \sin^2 \chi(\sin^2 \theta d\phi^2 + d\theta^2)]. \quad (\text{D.5})$$

Это выражение наглядно показывает, что пространственная кривизна, определяемая как квадрат радиуса сферы, касательной в данной точке поверхности, в случае 4-мерного пространства с постоянной положительной кривизной есть величина, обратная квадрату радиуса 4-мерной сферы: $k = 1/A^2$.

Метрику пространства отрицательной постоянной кривизны (пространство Лобачевского) можно получить, проделав следующее преобразование: $A \rightarrow iA$, тогда $A^2 \rightarrow -A^2$, $\sin \rightarrow \operatorname{sh}$ и

$$dl^2 = \frac{dr^2}{1 + r^2/A^2} + r^2(\sin^2 \theta d\phi^2 + d\theta^2) = A^2[d\chi^2 + \operatorname{sh}^2 \chi(\sin^2 \theta d\phi^2 + d\theta^2)]. \quad (\text{D.6})$$

(В последнем равенстве мы сделали замену переменных $r = A \operatorname{sh} \chi$). Пространственная кривизна есть величина, обратная квадрату радиуса 4-мерной псевдосферы: $k = -1/A^2$.

СИСТЕМЫ ЕДИНИЦ И БЕЗРАЗМЕРНЫЕ ЧИСЛА

Е.1. Физические константы

Важнейшими безразмерными соотношениями в современной физике являются *константы связи* различных взаимодействий, которые определяют степень «силы» взаимодействия. К ним относится, например, константа электромагнитного взаимодействия $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$. Аналогично, безразмерная константа гравитационного взаимодействия может быть определена как $\alpha_G = Gm_p^2/\hbar c \approx 10^{-38}$. Малость последней отражает тот факт, что гравитационное взаимодействие — самое слабое из известных в природе. Гравитационные эффекты сильны для объектов большой массы (планеты, звезды, галактики) и определяют строение и эволюцию Вселенной в целом.

Планковские единицы

Планковскими называют единицы измерений длины, массы, времени, заряда и их производных, составленные из мировых постоянных G (ニュтонаовская постоянная тяготения, «отвечающая» за гравитацию), \hbar (постоянная Планка, «отвечает» за квантовые явления) и c скорость света. Последняя «отвечает» за электромагнетизм (вместе с постоянной тонкой структуры, или электрическим зарядом) и за релятивизм (специальная, а вместе с G — общая теория относительности).

Планковская длина: $l_{Pl} = \sqrt{G\hbar/c^3} \simeq 10^{-33}$ см (например, характерный размер «начального» масштабного фактора Вселенной,

меньше которого понятие расстояния или размера теряют физический смысл).

Планковская масса: $m_{Pl} = \sqrt{c\hbar/G} \simeq 10^{-5}$ г $\approx 10^{19}$ ГэВ (например, максимально возможная масса элементарной частицы)

Планковское время: $t_{Pl} = \sqrt{G\hbar/c^5} \simeq 10^{-44}$ с (например, начальный «возраст» классической Вселенной, менее которого понятие времени теряет физический смысл).

Из соображений размерности нетрудно получить другие «планковские единицы». Например, «планковский заряд» $e = \sqrt{\alpha\hbar c}$, «планковская энергия» $E_{Pl} = m_{Pl}c^2 \approx 10^{19}$ ГэВ, «планковская светимость» $E_{Pl}/t_{Pl} = c^5/G \simeq 10^{59}$ эрг/с, «планковская плотность» $m_{Pl}/l_{Pl}^3 \approx 10^{93}$ г/см³ и т. д. Эти величины часто используются при рассмотрении физических процессов в экстремальных условиях (например, на самых ранних этапах расширения Вселенной). На расстояниях или временах меньше планковских современная физика «не работает»¹, и требуется использование пока неизвестных законов еще не созданной теории квантовой гравитации.

Е.2. Безразмерные числа

В астрофизике существует несколько безразмерных чисел, которые были получены нами в основном курсе. К важнейшим из них относятся:

- 1) Число барионов в типичной звезде $\mathcal{N}_* = (m_{Pl}/m_p)^3 \sim 10^{57}$;
- 2) Число барионов внутри причинно-связанной области современной Вселенной (т. е. внутри современного хаббловского радиуса c/H_0) $M_U/m_p \sim \rho/m_p(c/H_0)^3$. С учетом соотношения для средней плотности материи во Вселенной $\rho \sim H_0^2/G$ находим

$$M_U/m_p = \left(\frac{m_{Pl}}{m_p} \right) \left(\frac{m_{Pl}c^2}{\hbar H_0} \right) \sim 10^{80}.$$

В этом выражении в знаменателе стоит постоянная Планка, но это не значит, что квантовые свойства Вселенной важны на макроскопических масштабах — действительно, $m_{Pl}^2 = (\hbar c)/G$, и на самом деле постоянная Планка сокращается, а в знаменателе оказывается постоянная тяготения Ньютона. Однако запись полной мас-

¹Напомним, что современная физика элементарных частиц проверена на ускорителях до энергий порядка ТэВ; такая энергия соответствует масштабу порядка 10^{-17} см.

сы Вселенной в таком виде часто удобна при рассмотрении ранних стадий ее эволюции. Это «невинное» на первый взгляд преобразование имеет глубокий физический смысл, так как приводит к одному из парадоксов классической (фридмановской) космологии: $M_U/m_{Pl} \sim 1$ на планковских временах, т. е. когда $H \sim 1/t_{Pl}$, и никакие степенные зависимости (от времени) изменения хаббловского радиуса, использующиеся в классической космологии, не способны привести даже приблизительно к наблюдаемому значению параметра H_0 . Подобные парадоксы фридмановских космологических моделей успешно решаются в современных моделях ранней Вселенной, основанных на гипотезе экспоненциального расширения Вселенной на очень ранних стадиях. Масса барионного вещества внутри современного хаббловского радиуса $M_U \approx 10^{23} M_\odot$, при этом большая часть барионов находится не в звездах, а в разреженном межгалактическом газе.

3) Отношение плотности числа фотонов реликтового излучения к плотности числа барионов $n_\gamma/n_b \approx 10^9$. Это число играет фундаментальную роль в теории горячей Вселенной, а огромный избыток числа реликтовых фотонов над числом барионов интерпретируется как свидетельство барионной асимметрии Вселенной (отсутствие равного числа частиц и античастиц). Этот параметр не меняется в ходе расширения Вселенной.

Приведенные выше простые оценки и соотношения по порядку величины показывают глубокую физическую связь микро- и макромира. Мир не устроен случайным образом, но из бесконечного числа потенциальных возможностей реализуется именно та, которая согласуется с фундаментальными физическими взаимодействиями.

ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ

Так как основная информация о небесных телах получается в оптическом и близком к нему диапазонах (ИК, УФ), остановимся на специфических единицах измерения потоков излучения на этих длинах волн ($\lambda \sim 1000\text{--}10000\text{\AA}$), которые повсеместно используются в астрофизике.

Сделаем простые оценки характерных потоков излучения.

а) Поток энергии от Солнца. Болометрическая светимость Солнца $L_{\odot} \approx 4 \cdot 10^{33}$ эрг/с, расстояние до Земли 1 а. е.  $1.5 \cdot 10^{13}$ см, откуда полный поток электромагнитной энергии Солнца на Земле $F_{\odot} = L_{\odot}/(4\pi R^2) \sim 10^6$ эрг/(см²·с).

б) Звезда типа Солнца вблизи центра Галактики, $R \sim 8$ кпк (1 пк $\simeq 206265$ а. е. $\simeq 3 \cdot 10^{18}$ см). Из-за уменьшения принимаемого потока от источника обратно пропорционально квадрату расстояния до него поток излучения от звезды типа Солнца с расстояния 8 кпк равен $F(8\text{кпк})/F_{\odot}(1\text{ а. е.}) = (1\text{ а. е.}/8\text{кпк})^2 \sim (2 \cdot 10^5 \cdot 810^3)^{-2}$, почти на 18 порядков слабее!

Поэтому для удобства в астрономии используются логарифмическая шкала потоков (ср. децибелы в акустике): $\lg F$. Это тесно связано не только с удобством записи очень больших (малых) чисел, но и с биологическими особенностями человеческих органов чувств. Человеческое восприятие (зрение, слух) реагирует на сигналы именно в логарифмическом отношении (т. н. психофизический закон Вебера–Фехнера: если раздражение возрастает в геометрической прогрессии, ощущение возрастает в арифметической прогрессии).

Понятие звездной величины. Звездные величины — мера относительного потока излучения от звезд — введены Гиппархом Родосским во II в. до н. э., как 5 степеней видимого блеска звезд. Математически определение звездных величин было сформулировано англ. астрономом Погсоном в 1859 г., предложившим для разности двух звездных величин m_2 и m_1 форму записи (формула Погсона):

$$m_2 - m_1 = -2.5 \lg \left(\frac{F_2}{F_1} \right), \quad (\text{F.1})$$

где $F_{1,2}$ — потоки принимаемого излучения от источников. Коэффициент в формуле (F.1) выбран таким образом, что поток от звезды 5-й величины в 100 раз слабее, чем от звезды 0-й величины. Знак минус в формуле (F.1) — дань исторической традиции (яркие звезды имеют меньшую, в т. ч. отрицательную, звездную величину). Очевидно, ослабление блеска источника на 5 звездных величин соответствует ослаблению потока в 100 раз.

Часто звездные величины используются и для характеристики поглощения излучения в межзвездной среде (вместо оптической толщины). Действительно, пусть излучение от звезды ослаблено на Δm звездных величин. Найдем, какой оптической толщине по поглощению это соответствует. Применяя формулу Погсона, получаем: $\Delta m = -2.5 \lg(F_2/F_1) = -2.5 \lg(F \exp\{-\tau\}/F) = -2.5 \lg \exp\{-\tau\} = 2.5\tau \lg e \approx 1.086\tau$, т. е. с точностью около 10% оптическая толщина вдоль направления на звезду равна ослаблению блеска звезды поглощающей материей, выраженному в звездных величинах.

Нуль-пункт шкалы звездных величин устанавливается по совокупности специально отобранных не переменных звезд, принимаемых в качестве стандартных (одной из таких звезд является яркая звезда Вега из созвездия Лирь). «Цвет» звезды с распределением энергии в спектре $F(\lambda)$ определяется как разность звездных величин в двух различных спектральных диапазонах:

$$m_i - m_j = -2.5 \lg \left(\frac{\int_0^{\infty} K_i(\lambda) F(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} K_j(\lambda) F(\lambda) d\lambda} \right) + C, \quad (\text{F.2})$$

где C — константа, определяемая выбором нуль-пункта шкалы показателей цвета (показатели цвета считаются равными нулю для

$F(\lambda)$, соответствующей близким звездам класса A0), $K_{i,j}$ – функции пропускания соответствующих фильтров. Широко употребляется система цветов U (от «ultraviolet», $\langle\lambda_U\rangle = 3650\text{\AA}$, $\Delta\lambda \approx 700\text{\AA}$), B (от «blue», $\langle\lambda_B\rangle = 4400\text{\AA}$, $\Delta\lambda \approx 1000\text{\AA}$), V (от «visual», $\langle\lambda_V\rangle = 5550\text{\AA}$, $\Delta\lambda \approx 900\text{\AA}$).

Для грубых оценок полезно знать приближенное соотношение: нуль-пункт (т. е. звезда 0-й звездной величины) характеризуется определенным потоком квантов с длиной волны $\lambda = 5500\text{\AA}$

$$0^m \rightarrow 10^3 \text{кв.}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{\AA}), \quad (\text{F.3})$$

а так как характерная ширина V-полосы $\Delta\lambda_V \approx 100\text{\AA}$, то поток квантов от звезды нулевой величины в видимой области спектра

$$F_V(0^m) \approx 10^6 \text{кв.}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}). \quad (\text{F.4})$$

Современные крупные телескопы позволяют измерять потоки от звезд примерно до 29-й звездной величины.

Абсолютная звездная величина M . По определению, это звездная величина, которую имел бы источник (звезда, галактика и т. п.) на расстоянии в 10 пк. Пусть звезда находится на расстоянии r и имеет видимую звездную величину m . Учитывая зависимость изменения принимаемого потока излучения от источника с расстоянием $F \sim r^{-2}$, непосредственно из формулы Погсона (F.1) получаем:

$$m - M = -2.5 \lg \left(\frac{F(r)}{F(10\text{пк})} \right) = 5 \lg \left(\frac{r}{10\text{пк}} \right) - 5 + A(\lambda) \quad (\text{F.5})$$

(здесь $A(\lambda)$ учитывает межзвездное поглощение света).

В качестве примера рассмотрим Солнце. Значение видимой звездной величины Солнца $m_\odot = -26^m.8$, поэтому из формулы (F.5) получаем: $M_\odot \approx +4.^m8$.

Физический смысл абсолютной звездной величины вытекает из ее связи со светимостью источника. Действительно, так как абсолютная звездная величина по определению относится к стандартному расстоянию 10 пк, то

$$M - M_\odot = -2.5 \lg(L/L_\odot), \quad (\text{F.6})$$

откуда

$$L/L_\odot = 10^{-0.4(M - M_\odot)}. \quad (\text{F.7})$$

Если из каких-либо соображений известна абсолютная звездная величина светила и сделана оценка поглощения света в его направлении, то, измеряя видимую звездную величину, получаем оценку расстояния до него, т. к. правая часть формулы (F.5) есть функция расстояния. Поэтому разность видимой и абсолютной звездной величины $m - M$ называют *модулем расстояния*. Абсолютные величины различных звезд лежат в широком диапазоне от -10 (наиболее яркие голубые сверхгиганты) до $+18$ (слабые коричневые карлики). Разность абсолютных звездных величин $\Delta M = 28$ означает различие в светимости в $10^{28 \cdot 0.4} \approx 1.6 \cdot 10^{11}$ раз.

K-поправка. При широкополосных фотометрических наблюдениях космологических источников (галактик) в ~~этом~~ величину в заданном фильтре (скажем, R с функцией пропускания $R(\lambda)$) требуется введение поправки (K-поправка, от нем. *Konstante* — константа), учитывающей прераспределение энергии в принимаемом спектре из-за космологического расширения. Так как $\lambda_o = \lambda_e(1+z)$, где z — красное смещение источника, то в спектральную полосу наблюдателя приходит излучение из более голубой части спектра источника. По определению, связь между видимой и абсолютной звездной величиной записывается в виде:

$$m_R = 25 + M_R + DM + K_R, \quad (\text{F.8})$$

где DM — ~~модуль расстояния~~,

$$DM = 5 \log \left(\frac{d_l(z)}{\text{Мpc}} \right),$$

$d_l(z)$ — фотометрическое расстояние, M_R — абсолютная звездная величина в фильтре R , измеряемая в сопутствующей системе источника, K_R — K-поправка. Для ее вычисления заметим, что распределение энергии в спектре как функция наблюдаемой длины волны $F(\lambda_o)$ связано со светимостью источника $L(\lambda_e)$ (изотропной) соотношением

$$F(\lambda_o) = \frac{L(\lambda_e)}{4\pi d_l^2(z)} (1+z)^{-1} \quad (\text{F.9})$$

(здесь дополнительный фактор $(1+z)^{-1}$ учитывает то обстоятельство, что F и L — не болометрические величины, а рассчитанные на

единичный интервал длин волн, который уменьшается с ростом z как $(1+z)^{-1}$). Тогда

$$K_R = -2.5 \log \left[\frac{1}{[1+z] \int F(\lambda_e [1+z]) R(\lambda_e) d\lambda_e} \frac{\int F(\lambda_o) R(\lambda_o) d\lambda_o}{\int F(\lambda_e) R(\lambda_e) d\lambda_e} \right]. \quad (\text{F.10})$$

С учетом соотношения (F.9) выражение для К-поправки можно переписать в терминах цветимости в сопутствующей системе источника:

$$K_R = -2.5 \log \left[\frac{1}{[1+z]} \frac{\int L\left(\frac{\lambda_o}{[1+z]}\right) R(\lambda_o) d\lambda_o}{\int L(\lambda_e) R(\lambda_e) d\lambda_e} \right]. \quad (\text{F.11})$$



К-поправка по определению равна нулю для болометрических величин и для наблюдений в спектральных линиях. Для расчета К-поправок требуется знать спектральное распределение энергии в источниках. См. подробнее на сайте kcor.sai.msu.ru, где приведен электронный калькулятор, позволяющий оценивать К-поправку в зависимости от цвета галактики (Чилингяян и др. 2010).

СОЛНЕЧНОЕ ОБИЛИЕ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Таблица G.1. Относительное обилие элементов в солнечной фотосфере и в метеоритах (CI-хондритах) в единицах $\log \epsilon_X = \log(N_X/N_H) + 12$, где N_X и N_H — концентрации элемента X и водорода, соответственно. Из обзора Asplund M., Grevesse N., Sauval A.J., Scott P., Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics, 2009, 47, 481

	Эл-т	Фотосфера	Метеориты		Эл-т	Фотосфера	Метеориты
1	H	12.00	8.22 ± 0.04	18	Ar	$[6.40 \pm 0.13]$	-0.50
2	He	$[10.93 \pm 0.01]$	1.29	19	K	5.03 ± 0.09	5.08 ± 0.02
3	Li	1.05 ± 0.10	3.26 ± 0.05	20	Ca	6.34 ± 0.04	6.29 ± 0.02
4	Be	1.38 ± 0.09	1.30 ± 0.03	21	Sc	3.15 ± 0.04	3.05 ± 0.02
5	B	2.70 ± 0.20	2.79 ± 0.04	22	Ti	4.95 ± 0.05	4.91 ± 0.03
6	C	8.43 ± 0.05	7.39 ± 0.04	23	V	3.93 ± 0.08	3.96 ± 0.02
7	N	7.83 ± 0.05	6.26 ± 0.06	24	Cr	5.64 ± 0.04	5.64 ± 0.01
8	O	8.69 ± 0.05	8.40 ± 0.04	25	Mn	5.43 ± 0.05	5.48 ± 0.01
9	F	4.56 ± 0.30	4.42 ± 0.06	26	Fe	7.50 ± 0.04	7.45 ± 0.01
10	Ne	$[7.93 \pm 0.10]$	-1.12	27	Co	4.99 ± 0.07	4.87 ± 0.01
11	Na	6.24 ± 0.04	6.27 ± 0.02	28	Ni	6.22 ± 0.04	6.20 ± 0.01
12	Mg	7.60 ± 0.04	7.53 ± 0.01	29	Cu	4.19 ± 0.04	4.25 ± 0.04
13	Al	6.45 ± 0.03	6.43 ± 0.01	30	Zn	4.56 ± 0.05	4.63 ± 0.04
14	Si	7.51 ± 0.03	7.51 ± 0.01	31	Ga	3.04 ± 0.09	3.08 ± 0.02
15	P	5.41 ± 0.03	5.43 ± 0.04	32	Ge	3.65 ± 0.10	3.58 ± 0.04
16	S	7.12 ± 0.03	7.15 ± 0.02	33	As		2.30 ± 0.04
17	Cl	5.50 ± 0.30	5.23 ± 0.06	34	Se		3.34 ± 0.03

Продолжение таблицы G.1

Эл-т	Фотосфера	Метеориты	Эл-т	Фотосфера	Метеориты
35 Br		2.54 ± 0.06	62 Sm	0.96 ± 0.04	0.94 ± 0.02
36 Kr	$[3.25 \pm 0.06]$	-2.27	63 Eu	0.52 ± 0.04	0.51 ± 0.02
37 Rb	2.52 ± 0.10	2.36 ± 0.03	64 Gd	1.07 ± 0.04	1.05 ± 0.02
38 Sr	2.87 ± 0.07	2.88 ± 0.03	65 Tb	0.30 ± 0.10	0.32 ± 0.03
39 Y	2.21 ± 0.05	2.17 ± 0.04	66 Dy	1.10 ± 0.04	1.13 ± 0.02
40 Zr	2.58 ± 0.04	2.53 ± 0.04	67 Ho	0.48 ± 0.11	0.47 ± 0.03
41 Nb	1.46 ± 0.04	1.41 ± 0.04	68 Er	0.92 ± 0.05	0.92 ± 0.02
42 Mo	1.88 ± 0.08	1.94 ± 0.04	69 Tm	0.10 ± 0.04	0.12 ± 0.03
44 Ru	1.75 ± 0.08	1.76 ± 0.03	70 Yb	0.84 ± 0.11	0.92 ± 0.02
45 Rh	0.91 ± 0.10	1.06 ± 0.04	71 Lu	0.10 ± 0.09	0.09 ± 0.02
46 Pd	1.57 ± 0.10	1.65 ± 0.02	72 Hf	0.85 ± 0.04	0.71 ± 0.02
47 Ag	0.94 ± 0.10	1.20 ± 0.02	73 Ta		-0.12 ± 0.04
48 Cd		1.71 ± 0.03	74 W	0.85 ± 0.12	0.65 ± 0.04
49 In	0.80 ± 0.20	0.76 ± 0.03	75 Re		0.26 ± 0.04
50 Sn	2.04 ± 0.10	2.07 ± 0.06	76 Os	1.40 ± 0.08	1.35 ± 0.03
51 Sb		1.01 ± 0.06	77 Ir	1.38 ± 0.07	1.32 ± 0.02
52 Te		2.18 ± 0.03	78 Pt		1.62 ± 0.03
53 I		1.55 ± 0.08	79 Au	0.92 ± 0.10	0.80 ± 0.04
54 Xe	$[2.24 \pm 0.06]$	-1.95	80 Hg		1.17 ± 0.08
55 Cs		1.08 ± 0.02	81 Tl	0.90 ± 0.20	0.77 ± 0.03
56 Ba	2.18 ± 0.09	2.18 ± 0.03	82 Pb	1.75 ± 0.10	2.04 ± 0.03
57 La	1.10 ± 0.04	1.17 ± 0.02	83 Bi		0.65 ± 0.04
58 Ce	1.58 ± 0.04	1.58 ± 0.02	90 Th	0.02 ± 0.10	0.06 ± 0.03
59 Pr	0.72 ± 0.04	0.76 ± 0.03	92 U		-0.54 ± 0.03
60 Nd	1.42 ± 0.04	1.45 ± 0.02			

Таблица G.2. Обилие изотопов в солнечной системе. Данные из обзора Asplund M., Grevesse N., Sauval A.J., Scott P., Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics, 2009, 47, 481

Z	A	%	Z	A	%	Z	A	%	Z	A	%	Z	A	%
H 1	99.998		Al 27	100.0		Ti 49	5.41		Ge 70	20.84		Zr 91	11.22	
2	0.002				50 5.18			72 27.54				92 17.15		
			Si 28	92.2297				73 7.73				94 17.38		
He 3	0.0166		29 4.6832			V 50	0.250		74 36.28			96 2.80		
4	99.9834		30 3.0872			51 99.750			76 7.61					Nb 93 100.0
Li 6	7.59		P 31	100.0		Cr 50	4.345		As 75	100.0				
7	92.41				52 83.789							Mo 92	14.525	
			S 32	94.93		53 9.501			Se 74	0.89			94 9.151	
Be 9	100.0		33 0.76			54 2.365			76 9.37			95 15.838		
			34 4.29						77 7.63			96 16.672		
B 10	19.9		36 0.02			Mn 55	100.0		78 23.77			97 9.599		
11	80.1								80 49.61			98 24.391		
			Cl 35	75.78		Fe 54	5.845		Y 82	8.73				100 9.824
C 12	98.8938		37 24.22			56 91.754								
13	1.1062					57 2.119			Br 79	50.69		Ru 96	5.54	
			Ar 36	84.5946					81 49.31				98 1.87	
N 14	99.771		38 15.3808			Co 59	100.0						99 12.76	
15	0.229		40 0.0246						Kr 78	0.362			100 12.60	
						Ni 58	68.0769		80 2.326				101 17.06	
O 16	99.7621		K 39	93.132		60 26.2231			82 11.655				102 31.55	
17	0.0379		40 0.147			61 1.1399			83 11.546				104 18.62	
18	0.2000		41 6.721			62 3.6345			84 56.903					
						64 0.9256			86 17.208			Rh 103	100.0	
F 19	100.0		Ca 40	96.941										
			42 0.647			Cu 63	69.17		Rb 85	70.844		Pd 102	1.02	
Ne 20	92.9431		43 0.135			65 30.83			87 29.156				104 11.14	
21	0.2228		44 2.086										105 22.33	
22	6.8341		46 0.004			Zn 64	48.63		Sr 84	0.5580			106 27.33	
			48 0.187			66 27.90			86 9.8678				108 26.46	
Na 23	100.0					67 4.10			87 6.8961				110 11.72	
			Sc 45	100.0		68 18.75			88 82.6781					
Mg 24	78.99					70 0.62						Ag 107	51.839	
25	10.00		Ti 46	8.25					Y 89	100.0			109 48.161	
26	11.01		47 7.44			Ga 69	60.108							
			48 73.72			71 39.892			Zr 90	51.45		Cd 106	1.25	

<i>Z</i>	<i>A</i>	%	<i>Z</i>	<i>A</i>	%	<i>Z</i>	<i>A</i>	%	<i>Z</i>	<i>A</i>	%		
Cd	108	0.89	Xe	128	2.188	Sm	148	11.24	Yb	168	0.12		
	110	12.49		129	27.255		149	13.82		170	2.98		
	111	12.80		130	4.376		150	7.38		171	14.09		
	112	24.13		131	21.693		152	26.75		172	21.69		
	113	12.22		132	26.514		154	22.75		173	16.10		
	114	28.73		134	9.790					174	32.03		
	116	7.49		136	7.954	Eu	151	47.81		176	13.00		
							153	52.19			198	7.163	
In	113	4.29	Cs	133	100.0				Lu	175	97.1795		
	115	95.71				Gd	152	0.20		176	2.8205		
			Ba	130	0.106		154	2.18					
									Au	197	100.0		
Sn	112	0.97		132	0.101		155	14.80	Hf	174	0.162		
	114	0.66		134	2.417		156	20.47		176	5.206		
	115	0.34		135	6.592		157	15.65		177	18.606		
	116	14.54		136	7.854		158	24.84		178	27.297		
	117	7.68		137	11.232		160	21.86		179	13.629		
	118	24.22		138	71.698					180	35.100		
	119	8.59				Tb	159	100.0			202	29.86	
	120	32.58	La	138	0.091				Ta	180	0.012		
	122	4.63		139	99.909	Dy	156	0.056		181	99.988		
	124	5.79					158	0.095			Tl	203	29.524
			Ce	136	0.185		160	2.329	W	180	0.12		
Sb	121	57.21		138	0.251		161	18.889		182	26.50		
	123	42.79		140	88.450		162	25.475		183	14.31		
				142	11.114		163	24.896		184	30.64		
Te	120	0.09					164	28.260		186	28.43		
	122	2.55	Pr	141	100.0						207	20.563	
	123	0.89				Ho	165	100.0			208	58.858	
	124	4.74	Nd	142	27.044				Re	185	35.662		
	125	7.07		143	12.023	Er	162	0.139		187	64.338		
	126	18.84		144	23.729		164	1.601	Os	184	0.020		
	128	31.74		145	8.763		166	33.503		186	1.598		
	130	34.08		146	17.130		167	22.869		187	1.271		
				148	5.716		168	26.978		188	13.337		
I	127	100.0		150	5.596		170	14.910		189	16.261		
										190	26.444		
Xe	124	0.122	Sm	144	3.07	Tm	169	100.0		192	41.070		
	126	0.108			147								

ЛИТЕРАТУРА

Основная

1. *Д. Я. Мартынов*. Курс общей астрофизики. 4 изд. М.: Наука, 1988.
2. Физика космоса, Маленькая энциклопедия, ред. Р. А. Сюняев, М.: Сов. Энциклопедия, 1986.
3. *П. В. Щеглов*. Проблемы наземной оптической астрономии. М.: Наука, 1980.
4. *С. Б. Пикельнер*. Космическая электродинамика. М.: Наука, 1966.
5. *Н. Г. Бочарев*. Основы физики межзвездной среды. М.: Изд. МГУ, 1992.
6. *Л. Спитцер* (мл.). Физические процессы в межзвездной среде. Пер. с англ. М.: Мир, 1981.
7. *М. Лонгейр*. Астрофизика высоких энергий. Пер. с англ. М.: Мир, 1984.
8. *Я. Б. Зельдович, С. И. Блинников, Н. И. Шакура*. Физические основы строения и эволюции звезд. М.: МГУ, 1982.
9. *В. Г. Горбатый*. Введение в физику галактик и скоплений галактик. М.: Физматгиз, 1986.
10. *Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков*. Строение и эволюция Вселенной. М.: Наука, 1975.
11. *С. Вайнберг*. Гравитация и космология. М.: Мир, 1975.
12. *А. Долгов, Я. Б. Зельдович, М. В. Сажин*. Космология ранней Вселенной. МГУ, 1988.
13. *Д. Я. Мартынов, В. М. Липунов*. Сборник задач по астрофизике. М.: Наука, 1986.
14. *В. С. Бескин*. Гравитация и астрофизика. М.: Физматлит, 2009.

Дополнительная

- Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков.* Теория тяготения и эволюция звезд. М.: Наука, 1975.
- Д. А. Франк-Каменецкий.* Физические процессы внутри звезд. М.: Физматгиз, 1959.
- В. М. Липунов.* Астрофизика нейтронных звезд. М.: Наука, 1987.
- Т. А. Лозинская.* Сверхновые звезды и звездный ветер. Взаимодействие с газом Галактики. М.:Наука, 1986.
- Ядерная астрофизика (сб. под ред. В. Фаулера). М.: Мир, 1986.
- В. В. Соболев.* Курс теоретической астрофизики. М.: Наука, 1985.
- А. М. Черепашук, А. Д. Чернин.* Вселенная, жизнь, черные дыры. Фрязино: Век 2, 2003.
- А. М. Черепашук, А. Д. Чернин.* Горизонты Вселенной. Новосибирск: Изд. СО РАН, 2005.
- А. В. Засов.* Физика галактик. М.: Изд. МГУ, 1993.
- С. Вейнберг.* Первые три минуты. М.: Атомиздат, 1983.
- М. В. Сажин.* Современная космология в популярном изложении. М.: УРСС, 2002.
- В. В. Иванов, А. В. Кривов, П. А. Денисенков.* Парадоксальная Вселенная. 175 задач по астрономии. СПб: Изд. СПбГУ, 1997.
- Д. И. Нагирнер.* Лекции по теории переноса излучения. СПб: Изд-во СПбГУ, 2001.
- А. Г. Морозов, А. В. Хоперсов.* Физика дисков. Изд-во Волоградского Гос. Ун-та, 2005.
- К. В. Бычков, Ю. К. Земцов.* Атомная физика. М.: Изд. ГАИШ МГУ, 2010.
- В. Н. Лукаш, Е. В. Михеева.* Физическая космология, М.: Физматлит, 2010.
- А. М. Фридман, А. В. Хоперсов.* Физика дисков. М.: Физматлит, 2011
- H. Bradt.* Astrophysics Processes, Cambridge Univ. Press, NY, 2008.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Бааде–Весселинка метод, 292
Бачлера–Омлера эффект, 448
Бока глобулы, 132
Больцмана постоянная, 30

Вебера–Фехнера закон, 556
Вина закон, 38
Вина закон смещения, 38
Вокулера закон, 346
Вольфа–Райе звезды, 229

Гана–Петерсона эффект, 460
Герцишпрунга–Рессела диаграмма, 152, 215
Грайзена–Зацепина–Кузьмина эффект, 137

Джинса
 масса, 154

Зеемана эффект, 57

К-поправка, 559
Кельвина–Гельмгольца время, 165, 249
Кеплера третий закон, 242
Кирхгофа закон, 44
Кляйна–Нишины формула, 108
Койпера пояс, 259
Крабовидная туманность, 58, 303, 322
 пульсар, 318
Крамерса закон непрозрачности, 236

Лагранжа точки, 247
Лармора радиус, 137
Линдблада резонанс, 389
Линдблада формула, 374

Михеева–Смирнова–Вольфенштейна
 эффект, 173
Млечный Путь, 332

Ольберса парадокс, 479
Ома закон, 113
Оппенгеймера–Волкова предел, 222, 313

ПЗС-матрицы, 71, 73, 74
Паули принцип, 217
Планка постоянная, 30
Планка функция, 37
Погсона формула, 557
Пойнтинга–Робертсона эффект, 261
Пойнтинга–Робертсона эффект, 203
Псковского–Филлипса зависимость, 296

РСДБ, 67, 92
Роша полость, 245
Рэлея–Джинса закон, 37

Сакса–Вольфа эффект, 503
Седова автомодельное решение, 299
Серсика закон, 345
Солнечная система, 256, 278
Солнца
 солнечные вспышки, 206
Солнце
 внутреннее строение, 181
 грануляция, 201
 диффузия фотонов, 177
 конвективная зона, 178
 корона, 57
 корональные выбросы, 205
 корональные дыры, 204
 масса, 25
 протуберанцы, 204

- радиус, 25
светимость, 25
солнечный ветер, 205
фотосфера, 175
хромосфера, 201
хромосферная сетка, 201
эффективная температура, 175
Стефана–Больцмана закон, 38
Сюняева–Зельдовича эффект, 441
кинематический, 502
тепловой, 501
- Тоомре критерий, 388
Тоомре параметр, 372
Торна–Житковой объект, 254
- УРКА-процессы, 284
- ФЭУ, 73, 75
Фабри линза, 70
Фабри–Перо интерферометр, 88
Фарадея эффект, 58
Ферми ускорение, 141
Фишера–Талли зависимость, 340
Фраунгофера линии, 47
Фрида параметр, 76, 81
Фридмана–Робертсона–Уокера модели, 462
- Хаббла закон, 337, 466
Хаббла постоянная, 337, 466
Хилласа условие, 143
- Чандрасекара предел, 221, 224
- Шварцшильда критерий, 213
- Эйнштейна радиус, 273
- абберрация света, 261
аккреционные диски, 325, 544
аккреция газа на СМЧД, 431
апертурный синтез, 92, 94
- асимптотическая ветвь гигантов, 230, 306
астEROиды, 259
астрономическая единица, 20
атмосферы звезд
корона, 185
фотосфера, 185
хромосфера, 186
- барионная асимметрия Вселенной, 494
барстери, 310
белые карлики, 306
соотношение масса-радиус, 220
- вириала теорема, 160, 163, 222, 333, 354, 402, 521
- водород
ионизованный, 129
молекулярный, 392
нейтральный, 112, 392
- возраст Вселенной, 24, 467, 491
- время релаксации, 351
- время свободного падения, 520
- вырождение
особенности ядерных реакций, 225
- Ферми импульс, 218
Ферми энергия, 219
релятивистское, 220
- уравнение состояния, 219
- газ
горячий в галактиках, 367
корональный, 400
вокруг галактик, 402
межгалактический, 442
охлаждаемые потоки, 442
межзвездный, 335
- галактики
активные ядра, 400, 425, 429
балдж, 334, 342
бар, 344, 370, 377

- барионная составляющая, 338
взаимодействующие, 385, 446
группы, 446
изофотный диаметр, 340
карликовые, 340
кривая вращения, 355, 358–
360, 362
морфологические подтипы, 343
морфологические типы, 342
низкой яркости, 347
околоядерный диск, 347, 400
поле скоростей, 356
радиоизлучение, 406
рентгеновское излучение, 401,
406
сейфертовские, 425, 427
спиральная структура, 336
спиральные, 343
темное гало, 365, 366
толстый диск, 375
толщина газового слоя, 398
ядерные области, 399
ядерные скопления, 425
галактический ветер, 402
гамма-всплески, 331
гелиосейсмология, 209
главная последовательность, 152
горизонт событий, 324
горизонтальная ветвь, 226
гравитационная устойчивость (неустой-
чивость), 370
газовых дисков, 421, 422
звездных дисков, 370
гравитационная энергия связи, 520
гравитационные волны, 248, 250,
307
гравитационный потенциал, 518
гравитационный радиус, 325
дейтерий в звездах, 170
джеты, 428
диаграмма цвет–светимость, 152
динамическое трение, 350
- диск
газопылевой, 342
галактический, 334
звездный, 342
диски
адвекционные, 433
аккреционные, 327, 401, 430
протопланетные, 277
дисперсия скоростей
газа, 353
звезд, 352
дифракционный предел, 76
диффузия
амбиополярная, 157
фотонов, 175
длина свободного пробега, 42, 108,
548
длина термализации, 548
звездная величина, 557
абсолютная, 558
звездное гало, 342
звездные комплексы, 408
звездные скопления, 348
рассеянные, 332
шаровые, 332
звездный ветер, 227, 229
звездообразование
в МЗС, 132
в галактиках, 354, 385, 404
вспышка, 411, 420
тепп, 156, 406, 408, 413
эффективность, 413
- звезды
внутреннее строение, 179
давление излучения, 181
двойные и кратные, 241
зависимость масса-радиус, 185
зависимость масса-светимость,
184
население I типа, 150
население II типа, 150
оценка возраста, 239

- спектральные классы, 152, 185, 189
термоядерные реакции, 168
зодиакальный свет, 58
зоны НП, 129
- излучение
абсолютно черного тела, 36
гравитационное, 523
давление, 39
двуухфотонное, 120
изгибное, 140, 322
интенсивность, 30
магнитотормозное, 138
мазерное, 35, 58
межзвездной пыли, 405
оптически тонкого газа, 46
плотность энергии, 34
поляризация, 57, 98
поток, 32
рекомбинационное, 119, 531
реликтовое, 52
синхротронное, 35, 58, 138, 403
тепловое, 34
тормозное, 119
черенковское, 35, 97
- изохроны, 333
- интерферометр
Майкельсона, 78
Фабри-Перо, 356
- интерферометрия
оптическая, 79
радио, 78
- инфляционной Вселенной модель, 508
- ионизационный параметр, 542
- ионизация
водорода, 128
ударная, 123, 128
- квазары, 425, 428
- квантовый выход, 83
- квинтэссенция, 489
когерентность света, 78
время, 78
длина, 78
область, 78
- кодированной апертуры метод, 96
- кометы, 259
- коричневые карлики, 192
- корональное приближение, 103, 110, 538
- корональный газ, 131
- короны галактик газовые, 381
- космические лучи, 134
сверхвысоких энергий, 134
- космологическая постоянная, 485, 486
- космологический принцип, 462
- коэффициент
излучения, 40
непрозрачности, 41
объемного нагрева, 116
объемного охлаждения, 116
поглощения, 41
отрицательный, 133
экстинкции, 547
- крамерсовская непрозрачность, 176
- красное смещение, 471
гравитационное, 311
- красные гиганты, 215
- кривая лучевых скоростей, 242
- критическая плотность, 481
- круговая скорость, 360
- крупномасштабная структура Вселенной, 513
- кулоновский логарифм, 350
- лайман-альфа лес, 459
- лацертиды, 428
- линзы гравитационные
микролинзирование, 273, 368
слабое линзирование, 444
- линия
водорода 21 см, 111

- излучения, 46
кривые роста, 188
поглощения, 46
профили типа P Cyg, 227
спектральный профиль, 49
эквивалентная ширина, 187
локальное термодинамическое равновесие, 533
- магнитары, 320, 321
магнитное поле, 56
Галактики, 113
галактик, 404
планет, 268
пульсаров, 320
- магнитосфера планет, 268
- магнитосфера планет
планет, 269
пульсаров, 322
- масштабный фактор, 465
- мегамазеры, 132
- межзвездная среда, 99
- мера вращения, 146
- мера дисперсии, 144
- мера эмиссии
линейная, 111
объемная, 111
- метеороиды, 259, 279
- микроквазары, 331
- модуль расстояния, 559
- молекулы межзвездные, 100
- нейтрино от сверхновых, 286
- нейтриносфера, 285, 286
- нейтронизация вещества, 283
- нейтронные звезды, 309
массы, 310
радиусы, 221, 311
- неустойчивость
барообразующая, 378
- нуклеосинтез
в звездах, 238
первичный, 178, 238
- облака молекулярные, 131, 335
области НII в галактиках, 398
околоядерные газовые диски, 427
- оптика
адаптивная, 80
активная, 80
освещенность, 33
ослабление света межзвездное, 332
отрицательная теплоемкость, 225
отрицательный ион водорода, 46
- параллакс, 21
параметр замедления, 468
параметр устойчивости, 373
парsec, 21
- переменные звезды
катализмические, 250
мириды, 230, 233
цефеиды, 233
- планетезимали, 279
- планеты
вокруг звезд, 270
вокруг пульсаров, 271
карликовые, 258
- планковская длина, 553
- планковская масса, 554
- планковское время, 554
- поверхность последнего рассеяния, 43
- поглощение света межзвездное, 100, 334
- покраснение света, 100
- покраснение света межзвездное, 106
- потемнения к краю эффект, 62
- пояс астероидов, 259
- псевдобалджи, 346
- пульсары, 309
рентгеновские, 310
двойные, 316
- магнитосфера, 142
- периоды вращения, 317
- полярная шапка, 319

яркостная температура, 317
пульсации звезд
 χ -механизм, 235
 звезды типа RR Лиры, 234
 механизм Жевакина, 236
 цефеиды, 234
пыль межзвездная, 104
пыль межпланетная, 261

радиогалактики, 425, 427
радиоинтерферометр, 92, 94
радиоинтерферометрия, 78, 92
радиотелескоп, 89
радиус коротации, 389
радиус хаббловский, 23
разрешающая способность, 66, 89,
 92

рассеяние
 комptonовское, 108, 118, 293,
 499, 544
 обратное, 121, 499
 релеевское, 65
 томсоновское, 56, 176, 186

расстояние
 угломерное, 473, 474
 фотометрическое, 473, 475

расширение Вселенной, 337

рекомбинация
 водорода, 291
 диэлектронная, 119
 радиативная, 119

реликтовое излучение
 поляризация, 511
 флуктуации, 503

рентгеновские детекторы, 95

сверхассоциации, 408
сверхновая 1987а, 287, 293, 299

сверхновые
 термоядерные, 295
 типа Ia, 295
 типа II, 233, 288

сверхсветовые движения, 451

светимость, 558
световой цилиндр, 319

свободно–связанные переходы, 530
свободного падения время, 160
сечение поглощения, 41, 107
сечение столкновений звезд, 349
сигнал/шум отношение, 69, 83

скрытая
 темная масса, 367, 368

скрытая масса, 338, 366, 443, 496,
 514, 523

словоисточник, 230, 305

солнечные вспышки, 57

солнечные нейтрино
 осцилляции, 173

спектр, 171
 эксперименты, 172

спектл-интерферометрия, 77, 79, 80

спектограммы, 79

спектр
 непрерывный, 45, 46
 нетепловой, 53
 тепловой, 52

спектральные
 линии, 86
 наблюдения, 86
 серии водорода, 529

спектрограф
 дифракционный, 86
 мультизрачковый, 357

спиральная структура, 382, 385

спиральные
 ветви, 343, 353, 382
 волны плотности, 386
 рукава, 113

стандартная свеча, 296

телескоп
 аберрации, 71
 входной зрачок, 69
 выходной зрачок, 70, 75
 качество изображения, 70, 75
 косого падения, 96

- поле зрения, 71
рентгеновский, 96
рефлектор, 68
рефрактор, 68
увеличение, 70
угловое разрешение, 70, 79
теселный угол, 31
темная энергия, 453, 489
температура
 цветовая, 51
 шумовая, 90
 эффективная, 51
 яркостная, 50, 112
теплопроводность лучистая, 177
термодинамическое равновесие, 35, 532
термоядерные реакции, 166
 3α -процесс, 216
 CNO-цикл, 174
 pp-цикл, 169
тесные двойные системы, 241
 релятивистские, 244
 релятивистские эффекты, 314
 функция масс, 244
 эволюция, 244
толщина оптическая, 42
точечные источники, 77
транспентуновые объекты, 259
туманность
 планетарная, 230, 306
 эмиссионная, 129
турбулентность атмосферная, 76, 77
ударные волны, 117, 288, 297, 411, 418
уравнение переноса, 44
фарадеевская деполяризация, 147
фарадеевское вращение, 146
физический вакуум, 486
фон неба, 83
фонтаны
- галактические, 411
фотодиссоциация железа, 282
фотосфера, 47
фотоумножитель, 70, 73, 75, 97
фотоэффект, 107
функция источника, 44
функция масс
 начальная, 406
функция охлаждения, 49, 124
хаббловский радиус, 467
хаббловское время, 467
цефеиды, 22, 336
черные дыры, 324
 сверхмассивные, 338, 430
 в нашей Галактике, 435
 массы, 434
шкала электромагнитных волн, 30
шум квантовый (фотонный), 69, 82
эволюция звезд
 вырождение вещества, 223
 гелиевая вспышка, 226
 полоса нестабильности, 237
 эволюционные треки, 225, 232
эддингтоновский предел, 438
 в звездах, 183
 при аккреции, 330
экзопланеты, 269, 275
электропроводность, 113
элементы-доноры, 116
эпизицлическая частота, 371, 527
эпизицлическое приближение, 371
эпоха рекомбинации, 499
эхо-картирования метод, 435
ядро Галактики, 334
яркость поверхностная, 67, 479

Серия «Наука для всех»

А. М. Черепашук, А. Д. Чернин

Вселенная, жизнь, черные дыры

Е. Л. Фейнберг

Две культуры. Интуиция и логика в искусстве и науке

В. Г. Ротштейн

Психиатрия. Наука или искусство?

Б. М. Владимирский и др.

Космическая погода и наша жизнь

Л. Б. Вишняцкий

История одной случайности или происхождение человека

А. И. Козлов

Пища людей

Ю. Н. Ефремов

Звездные острова. Галактики звезд и Вселенная галактик

С. Г. Рубин

Устройство нашей Вселенной, 2-е изд.

Мишель Жуве

Замок снов (пер. с франц.)

П. Р. Амнуэль

Далекие маяки Вселенной

А. А. Ивин

Современная логика

Отдельные издания

АСТРОНОМИЯ: Век XXI, 2-е изд.

Редактор-составитель Сурдин В. Г.

В. А. Цимбал

Растения. Параллельный мир

М. Б. Менский

Сознание и квантовая механика: Жизнь в параллельных мирах

Серия «Наука сегодня»

Артур Чернин

Космология: Большой Взрыв

Анатолий Черепашук

Черные дыры во Вселенной

Марина Бутовская

Власть, пол и репродуктивный успех

Марина Бутовская

Гомосексуализм и эволюция

Владимир Сурдин

Неуловимая планета

Леонид Корочкин

Клонирование

Юрий Ефремов

Млечный Путь

Светлана Боринская, Николай Янковский

Люди и их гены: нити судьбы

Сергей Попов, Михаил Прохоров

Звезды: жизнь после смерти

Валентин Руденко

Поиск гравитационных волн

Владимир Сурдин

НЛО: записки астронома

Владимир Сурдин

Астрология и наука

Высыпаем книги наложенным платежом.

Заявки на сайте www.vek2.ru

или по E-mail: sale@vek2.ru

Засов Анатолий Владимирович
Постнов Константин Александрович
Общая астрофизика

Подп. в печ. 01.11.2011. Формат 60x90/16.
Усл. п.л. 36. Тираж 1100 экз. Заказ № .

ООО «Век 2», 141195, г. Фрязино, ул Полевая, 12
E-mail: vek-2@mail.ru, www.vek2.ru
Изд. Лиц. ЛР № 070440 от 11.04.97.

Отпечатано в ООО ПФ «Полиграф-Книга»
160001, г. Вологда, ул. Челюскинцев, 3.
Тел. 8(8172) 72-61-75; 72-60-63.
E-mail: pr-otdel@pfpoligrafist.com