
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)»
Физтех-школа физики и исследований им. Ландау
Кафедра Российского квантового центра

Направление подготовки / специальность: 03.03.01 Прикладные математика и физика

Направленность (профиль) подготовки: Общая и прикладная физика

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ ЛОГИЧЕСКИХ ОПЕРАЦИЙ КВАНТОВОГО КОМПЬЮТЕРА НА НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМАХ

(бакалаврская работа)

Студент:
Голощапов Михаил Юрьевич

(подпись студента)

Научный руководитель:
Страупе Станислав Сергеевич,
канд. физ.-мат. наук

(подпись научного руководителя)

Консультант (при наличии):
Бобров Иван Борисович
канд. физ.-мат. наук

(подпись консультанта)

Москва 2024

Аннотация

Холодные нейтральные атомы в массивах оптических пинцетов являются одной из лидирующих платформ для реализации квантового компьютера. На базе данной платформы в мире уже продемонстрировано 48 логических кубитов [1]. Для практического использования такого компьютера важно уметь выполнять однокубитные и многокубитные логические операции с высокой точностью. В работе исследуются подходы к улучшению точности однокубитных логических операций с рамановским двухфотонным возбуждением и двухкубитных логических операций, реализуемых с помощью эффекта ридберговской блокады. Проводится моделирование основных источников ошибок, включающих в себя тепловое движение атома в оптическом пинцете, спонтанный распад из промежуточного состояния, фазовые шумы лазера, ошибки приготовления и измерения состояния. Параметры модели были экспериментально измерены, что позволило выполнить моделирование без свободных параметров. Для однокубитных операций предлагается использование импульсной последовательности BroadBand 1 (BB1) [2–4], устойчивой к тепловому движению атома, амплитудным шумам лазера, неоднородностям интенсивности лазера по атомному массиву. Проводится её моделирование и обсуждаются предварительные экспериментальные результаты. Также экспериментально демонстрируется повышение точности возбуждения в ридберговское состояние, использующееся для двухкубитных логических операций, за счёт использования flat-top пучков, имеющих плоское распределение интенсивности в фокальной плоскости.

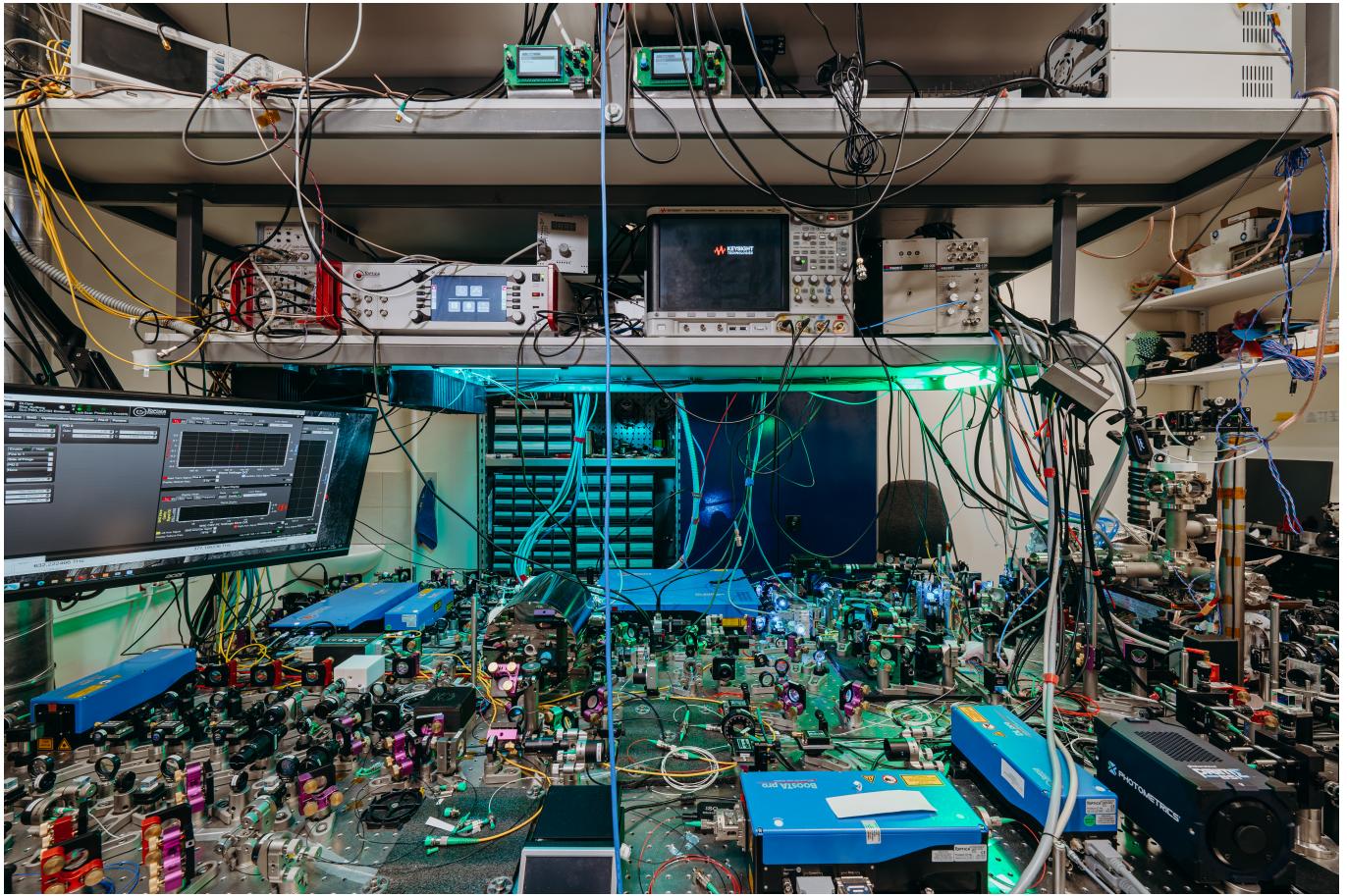


Рис. 1: Квантовый компьютер на холодных нейтральных атомах ^{87}Rb лаборатории “Атомных и оптических квантовых вычислений”.

Содержание

Аннотация	2
Список обозначений	5
1 Введение	6
1.1 Квантовый компьютер на нейтральных атомах	6
1.2 Цели работы	7
1.3 Актуальность работы	7
1.4 Роль автора	7
1.5 Структура глав	7
2 Кубит на нейтральных атомах ^{87}Rb	8
2.1 Массив оптических пинцетов	8
2.2 Инициализация состояния	9
2.3 Однокубитные логические операции	10
2.3.1 Однокубитные операции с СВЧ-возбуждением	10
2.3.2 Однокубитные операции с оптическим возбуждением	11
2.4 Двухкубитные логические операции	12
2.5 Считывание состояния	13
2.6 Цикл работы квантового компьютера на нейтральных атомах	14
3 Моделирование и оптимизация однокубитных логических операций	16
3.1 Двухфотонные рамановские переходы	16
3.2 Моделирование точности рамановских операций	18
3.2.1 Спонтанный распад из промежуточного состояния	18
3.2.2 Тепловое движение атома в оптическом пинцете	18
3.3 Измерение параметров модели	25
3.3.1 Глубина оптической ловушки	25
3.3.2 Геометрические параметры ловушки, параметрический нагрев	27
3.3.3 Температура атома, эксперимент release and recapture	29
3.3.4 Результаты моделирования	30
3.4 Импульсная последовательность BB1	31
3.4.1 Введение	31
3.4.2 Моделирование	35
3.4.3 Эксперимент	37
3.5 Результаты главы	39
4 Моделирование и оптимизация двухкубитных логических операций	41
4.1 Ридберговская блокада, нативный гейт CZ	41
4.2 Моделирование двухфотонного ридберговского возбуждения	44
4.2.1 Тепловое движение атома в оптическом пинцете	46
4.2.2 Фазовые шумы лазера	47
4.2.3 Спонтанный распад из промежуточного состояния	49
4.2.4 Ошибки приготовления и измерения состояния	50
4.3 Измерение параметров модели	51
4.3.1 Гетеродинное измерение спектра фазовых шумов лазеров	52
4.3.2 Измерение SPAM-ошибки	54

4.3.3	Результаты моделирования	55
4.4	Улучшение двухкубитных вентиляй за счёт flat-top пучков	56
4.5	Результаты главы	57
5	Заключение	58
5.1	Результаты работы	58
5.2	Планы по дальнейшей работе	58

Список обозначений

AOM	Акустооптический модулятор
AOD	Акустооптический дефлектор
MOL	Магнитооптическая ловушка
SLM	Пространственный модулятор света (Spatial Light Modulator)
SPAM	Ошибки приготовления и измерения состояния (State Preparation and Measurement errors)
MCMC	Марковские цепи Монте-Карло (Markov Chain Monte-Carlo)
Flat-top	Пучок с плоским распределением интенсивности в фокальной плоскости
FWHM	Полная ширина на полуысоте (Full Width at Half Maximum)
Trap	Лазер на длине волны $\lambda_0 = 813$ нм, использующийся для создания массива оптических пинцетов. массива оптических пинцетов.
Raman seed	Лазер на длине волны $\lambda_R = 795$ нм, использующийся для создания рамановского лазера. состояния атома по выбиванию.
Red rydberg	Лазер на длине волны $\lambda_r = 795$ нм, использующийся для возбуждения в ридберговское состояние. В главе 4 называется красным лазером.
Blue rydberg	Лазер на длине волны $\lambda_r = 475$ нм, использующийся для возбуждения в ридберговское состояние. В главе 4 называется синим лазером.
Push-out	Лазер на длине волны 780 нм, использующийся для детектирования состояния атома по выбиванию.
Repump	Лазер на длине волны 795 нм, использующийся для перекачки при охлаждении в магнитооптической ловушке. состояния атома по выбиванию.
Cooling	Лазер на длине волны 780 нм, использующийся для охлаждения в магнитооптической ловушке. состояния атома по выбиванию.
Pump	Лазер на длине волны 795 нм, использующийся для оптической накачки в начальное состояние кубита.
w_0, z_0	Радиус перетяжки и длина Рэлея оптического пинцета
ω_r, ω_z	Радиальная и продольная колебательные частоты в оптической ловушке
U_0	Глубина потенциала оптического пинцета
m, T	Масса и температура атома ^{87}Rb
w_R, z_R, Ω_R	Радиус перетяжки, длина Рэлея и частота Раби рамановского лазера
w_r, z_r, Ω_r	Радиус перетяжки, длина Рэлея и частота Раби лазера red rydberg
w_b, z_b, Ω_b	Радиус перетяжки, длина Рэлея и частота Раби лазера blue rydberg
$F, 1 - F$	Фиделити и инфиеделити логической операции квантового компьютера

1 Введение

1.1 Квантовый компьютер на нейтральных атомах

Квантовые компьютеры и симуляторы являются перспективными инструментами для решения сложных научных и индустриальных задач, которые возникают при моделировании новых материалов, экзотических состояний вещества [5—9], динамики сильно неравновесных квантовых процессов [8, 10, 11], квантовой химии [12], комбинаторной оптимизации [13, 14] и многих других интересных вещей. В настоящий момент также активно развиваются новые типы алгоритмов для квантовых компьютеров, включающие в себя вариационные алгоритмы [15], адиабатические квантовые вычисления [16], квантово-классические методы [17, 18]. Наравне с этим появляются новые классические методы для решения задач многочастичной квантовой механики и других задач высокой размерности, среди которых можно выделить тензорные сети [19—23], квантовый Монте-Карло и вероятностные алгоритмы [24, 25], приближенные эвристические методы, различные подходы машинного обучения [26—28]. Также следует отметить, что параллельно с квантовыми компьютерами развиваются новые области альтернативной электроники, которые в будущем могут качественно улучшить возможности классических компьютеров. К таким направлениям относятся нанофотоника [29, 30], спинtronика и магноника [31, 32], исследования электронных свойств низкоразмерных материалов [33] и многое другое.

Такие исследования, с одной стороны, расширяют возможности классических компьютеров, позволяют моделировать все более сложные и высокоразмерные системы, но, с другой стороны, всё дальше отодвигают область полезности квантовых компьютеров, предъявляют более высокие требования к точности логических операций, времени когерентности, количеству кубитов, их связности и масштабируемости. В связи с этим хочется отметить недавнее появление квантовых компьютеров на холодных нейтральных атомах, для которых уже были продемонстрированы двухкубитные операции с достоверностью 99.5%, реализованы поверхностные коды коррекции ошибок и порядка 50 логических кубитов [1]. Эта платформа хорошо зарекомендовала себя с точки зрения масштабируемости, возможности запутывать произвольные пары кубитов, гибкости в выборе топологии и расположения кубитов, возможности использования как в цифровом, так и в аналоговом режиме [5], а также возможности включать и выключать взаимодействие между кубитами, что, например, не получается делать для ионов и сверхпроводников. В настоящий момент развиваются новые архитектуры квантовых процессоров на холодных нейтральных атомах на основе щёлочноземельных атомов с более интересной энергетической структурой [34—36] и массивов атомов двух сортов [37]. Для таких подходов были продемонстрированы неразрушающие измерения состояний кубитов, новый тип охлаждения и кубита на нейтральных атомах [34], новый подход к работе с ошибками в квантовых операциях [34, 36, 37].

По этим причинам платформа холодных нейтральных атомов кажется мне перспективной для реализации практически полезного квантового компьютера. В нашей лаборатории мы строим такой квантовый компьютер на атомах ^{87}Rb , учимся управлять одиночными атомами в оптических пинцетах и их взаимодействиями. На текущий момент работа нашей лаборатории направлена на улучшение достоверности однокубитных и двухкубитных логических операций, увеличение размера атомного массива, реализацию быстрого перемещения и сортировки атомов, тестирование различных протоколов бенчмаркинга квантовых операций, написание компилятора квантовых схем. В моей бакалаврской работе мне бы хотелось остановиться на улучшении точности однокубитных и двухкубитных логических операций в нашей установке.

1.2 Цели работы

Цели работы включают в себя:

- Моделирование достоверности однокубитных операций с рамановским двухфотонным возбуждением, выделение основных источников ошибок.
- Улучшение однокубитных логических операций с рамановским возбуждением за счёт использования flat-top пучков.
- Улучшение однокубитных логических операций за счёт использования последовательности импульсов BB1.
- Моделирование двухфотонного возбуждения в ридберговское состояние, оценка влияния различных источников ошибок.
- Улучшение двухкубитных логических операций за счёт использования flat-top пучков.

1.3 Актуальность работы

На момент начала работы не была понятна причина, по которой происходит быстрое затухание осцилляций Раби при рамановском двухфотонном возбуждении, которое используется как для однокубитных, так и для двухкубитных логических операций. В процессе моделирования стало ясно, что одним из наиболее важных ограничивающих факторов является тепловое движение атома в оптической ловушке, после чего было предложено использование flat-top пучков и последовательности импульсов BB1. Использование flat-top пучков привело к существенному улучшению двухкубитных операций в нашей установке. Для последовательности BB1 было произведено моделирование, эксперимент находится в процессе реализации.

1.4 Роль автора

Моделирование и обработка данных проводились автором полностью самостоятельно. Получение экспериментальных данных проводилось совместно с коллегами по лаборатории при активном участии автора.

1.5 Структура глав

В главе 2 объясняется устройство основных этапов работы квантового компьютера на холодных нейтральных атомах: приготовление начального состояния кубита, выполнение логических операций, считывание состояния. Глава 3 содержит результаты по моделированию однокубитных логических операций с рамановским двухфотонным возбуждением, измеряются параметры модели, демонстрируется повышение достоверности однокубитных операций за счёт flat-top пучков и последовательности импульсов BB1. Глава 4 посвящена моделированию двухфотонного возбуждения в ридберговское состояние с учётом теплового движения атома в оптической ловушке, спонтанного распада из промежуточного состояния, фазовых шумов лазера, а также ошибок приготовления и измерения состояния. Экспериментально демонстрируется улучшение точности двухкубитных операций за счёт использования flat-top пучков. В главе 5 подводятся итоги работы, обсуждаются дальнейшие планы.

2 Кубит на нейтральных атомах ^{87}Rb

В этой главе обсуждается устройство кубита на нейтральном атоме ^{87}Rb : загрузка атомов в массив оптических пинцетов, инициализация состояния кубита, однокубитные и двухкубитные логические операции, а также считывание состояния.

2.1 Массив оптических пинцетов

Одним из преимуществ платформы на нейтральных атомах является то, что из атомов, в которые кодируется кубит, можно формировать произвольные одномерные и двумерные структуры, а также легко переключаться между ними. Делается это с помощью пространственного модулятора света (SLM) и акустооптического дефлектора (АОД) в скрещенной конфигурации. SLM представляет собой прямоугольную матрицу из жидких кристаллов, на каждый кристалл которой можно независимо подавать напряжение и, тем самым, менять показатель преломления за счёт эффекта двулучепреломления. Таким образом, с помощью SLM можно формировать произвольную фазовую маску(голограмму), ограниченную лишь размерами матрицы и размером пикселя. С помощью голограммы можно преобразовать падающий на неё лазерный луч в двумерный массив оптических пинцетов произвольной конфигурации, в который далее можно загрузить атомы. Сами фазовые маски можно рассчитать с помощью алгоритма Герчберга-Сакстона [38] и его модификаций [39, 40]. Для загрузки атомы из магнитооптической ловушки (МОЛ) перегружаются в двумерный массив оптических пинцетов [41], сформированный жёстко-сфокусированными гауссовыми пучками с радиусом перетяжки порядка 1 мкм. Если использовать оптические пинцеты в режиме столкновительной блокады [42, 43], при которой сильно возрастают двухчастичные потери, то при загрузке атомов из МОЛ в дипольной ловушке примерно с одинаковой вероятностью оказывается либо один атом, либо ноль. Этот механизм позволяет ловить одиночные атомы, а затем кодировать в них кубит.

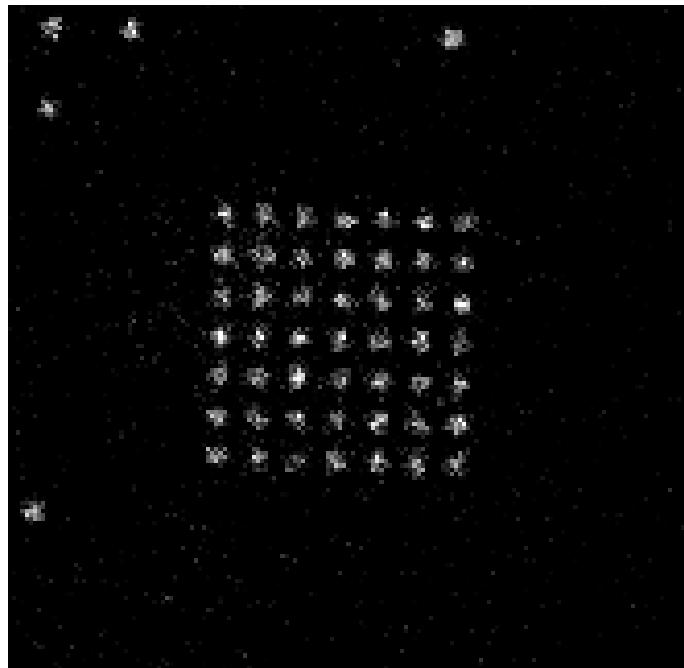


Рис. 2: Фотография полностью заполненного массива из 49 атомов. По краям массива находятся дополнительные резервные ловушки.

2.2 Инициализация состояния

Чтобы что-то делать с кубитами, нужно уметь инициализировать их начальное состояние. В нашей системе в качестве кубитных состояний используются магнитные подуровни сверхтонкого расщепления основного состояния ^{87}Rb , $|0\rangle = |5^2S_{1/2}, F = 1, m_F = 0\rangle$, $|1\rangle = |5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle$, поэтому нам нужно уметь помещать атом в одно из этих состояний. Для инициализации используется схема, показанная на рисунке 3.

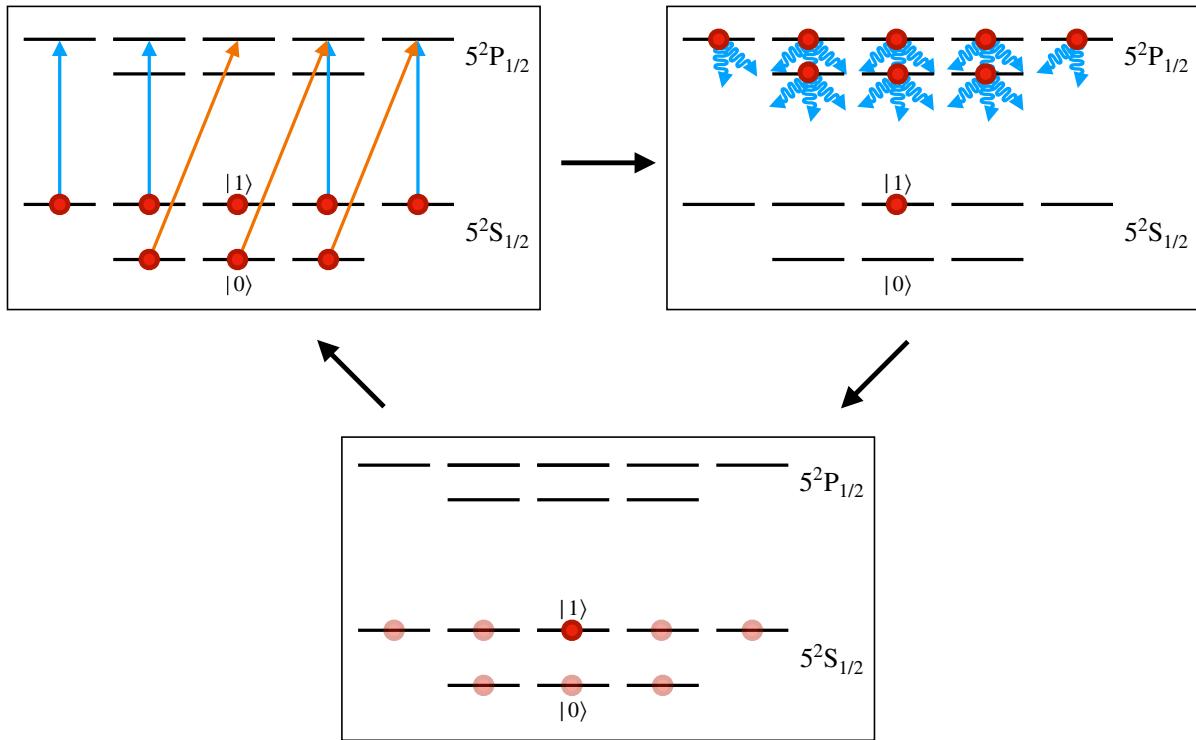


Рис. 3: Населённость с уровня $|1\rangle$ не уходит на другие уровни, так как переход $|5^2\text{P}_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle \leftrightarrow |5^2\text{P}_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle$ запрещён правилами отбора для дипольных переходов, поэтому вся населённость в итоге сваливается на уровень $|1\rangle$.

С помощью двух лазеров с линейной и правой циркулярной поляризацией атомы из терма $5^2\text{S}_{1/2}$ с $m_F \neq 0$ перекачиваются на терм $5^2\text{P}_{1/2}$, а затем спонтанно распадаются обратно на $5^2\text{S}_{1/2}$, причем часть населенности попадает на уровень $|1\rangle = |5^2\text{S}_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle$. Так как переход $|5^2\text{P}_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle \leftrightarrow |5^2\text{P}_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle$ дипольно-запрещён правилами отбора по чётности [44], то населённость с него не уходит на терм $5^2\text{P}_{1/2}$, а значит после нескольких итераций такой последовательности вся населенность останется на уровне $|1\rangle$. Естественная ширина и время жизни терма $5^2\text{P}_{1/2}$ составляют примерно $\Gamma = 2\pi \times 6 \text{ МГц}$ и 170 нс [45], для накачки используется мощный пучок с $\Omega \gg \Gamma$, поэтому скорость инициализации начального состояния определяется временем жизни $5^2\text{P}_{1/2}$. Чтобы минимизировать ошибку приготовления состояния, последовательность выполняется в течение 5 мс. Также существует схема инициализации начального состояния с помощью рамановских пучков [46], в дальнейшем планируется её использование.

2.3 Однокубитные логические операции

Однокубитные логические операции производятся с помощью возбуждения осцилляций Раби в двухуровневой системе, образованной двумя выделенными энергетическими уровнями атома ^{87}Rb . Пусть уровни $|0\rangle$ и $|1\rangle$ отстоят по энергии на $\hbar\omega_0$, на атом светит переменное классическое поле с частотой ω , тогда гамильтониан системы атом + поле в приближении вращающейся волны можно записать в виде(гамильтониан Раби, $\hbar = 1$) [47, 48]

$$H = \frac{\Delta}{2}\sigma_z + \frac{\text{Re}(\Omega)}{2}\sigma_x + \frac{\text{Im}(\Omega)}{2}\sigma_y = \frac{1}{2}\vec{\Omega} \cdot \vec{\sigma}, \quad (1)$$

где $\Delta = \omega - \omega_0$ - отстройка от резонанса, Ω - частота Раби, которая выражается через матричные элементы соответствующего оператора из мультипольного разложения [48, 49]. σ_i - матрицы Паули, которые в кубитном базисе выражаются как

$$\sigma_x = |0\rangle\langle 1| + |1\rangle\langle 0|, \quad \sigma_y = i|1\rangle\langle 0| - i|0\rangle\langle 1|, \quad \sigma_z = |0\rangle\langle 0| - |1\rangle\langle 1|. \quad (2)$$

Оператор эволюции записывается в виде

$$U(t) = \exp\left(-\frac{it}{2}\vec{\Omega} \cdot \vec{\sigma}\right) = \exp\left(-i\frac{\tilde{\Omega}t}{2}\vec{n} \cdot \vec{\sigma}\right), \quad (3)$$

то есть мы получили вращение на сфере Блоха на угол $\tilde{\Omega}t$ вокруг вектора \vec{n} , которые выражаются как

$$\vec{n} = \left(\frac{\text{Re}(\Omega)}{\sqrt{|\Omega|^2 + \Delta^2}}, \frac{\text{Im}(\Omega)}{\sqrt{|\Omega|^2 + \Delta^2}}, \frac{\Delta}{\sqrt{|\Omega|^2 + \Delta^2}} \right), \quad (4)$$

$$\tilde{\Omega} = \sqrt{|\Omega|^2 + \Delta^2}. \quad (5)$$

Отсюда сразу видно, что для экспериментальной реализации X и Y гейтов можно посветить на атом резонансным $\Delta = 0$ полем с фазой 0 и $\pi/2$ соответственно в течение времени t такого что $\Omega t = \pi$. Для реализации Z -гейта можно посветить на атом сильно-отстроенным пучком,

Сейчас на нашей установке можно совершать однокубитные операции с помощью радиочастотного поля, возбуждающего магнитодипольный переход между кубитными состояниями, либо с помощью оптических рамановских двухфотонных переходов. Рассмотрим для начала реализацию однокубитных гейтов с радиочастотным возбуждением.

2.3.1 Однокубитные операции с СВЧ-возбуждением

Одной из схем реализации однокубитных вентилей является использование резонансной СВЧ-антенны, которая возбуждает магнитодипольный переход между кубитными состояниями $|0\rangle = |5^2S_{1/2}, F = 1, m_F = 0\rangle$, $|1\rangle = |5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle$ на частоте 6.8 ГГц. Так как СВЧ-излучение засвечивает сразу весь атомный массив (расстояние между атомами порядка 3 мкм), то требуется дополнительный адресующий лазер для реализации локальных однокубитных операций(рис. 4).

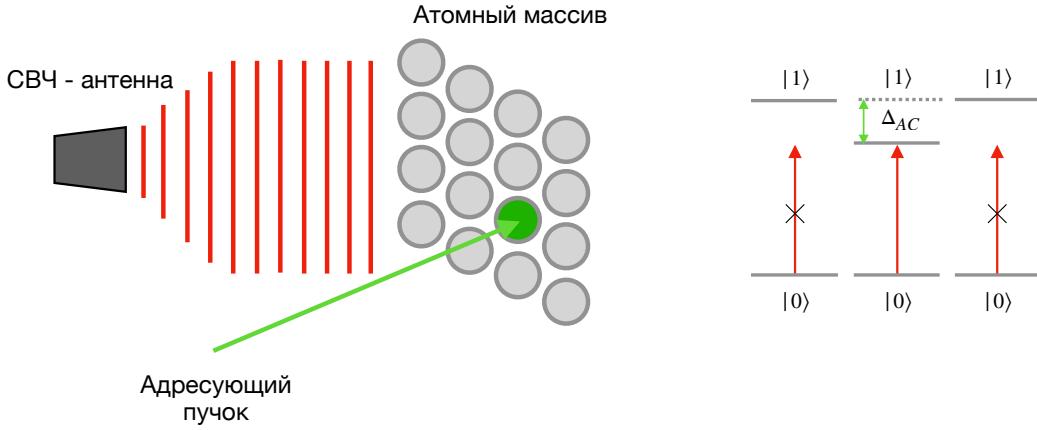


Рис. 4: Схема реализации адресных гейтов с помощью СВЧ-антенны и дополнительного адресующего лазера. Все атомы, кроме целевого, находятся вне резонанса с СВЧ-антенной. Целевой атом находится в резонансе за счёт оптических штарковских сдвигов от адресующего пучка.

СВЧ-антенна отстраивается от кубитной частоты так, чтобы подавить осцилляции Раби на всех атомах. Для целевого же атома адресующий пучок сдвигает частоту перехода за счёт оптического штарковского сдвига(AC Stark shift), возвращаёт целевой атом в резонанс с антенной. Так реализуются локальные однокубитные операции с помощью СВЧ-антенны. К недостаткам локальных СВЧ-гейтов можно отнести их большую длительность за счёт делокализации излучения по всему массиву, нагрев атома за счёт мощного адресующего пучка. Таким образом, СВЧ-излучение больше подходит для реализации глобальных однокубитных операций сразу над всем атомным массивом, что тоже иногда требуется делать.

На текущий момент точность глобальных СВЧ-гейтов составляет $F = (99.95 \pm 0.07)\%$. Оценка точности однокубитных операций производится с помощью протокола randomized benchmarking [50, 51]. К факторам, ограничивающим точность СВЧ-гейтов можно отнести дифференциальные штарковские сдвиги в оптической ловушке, выход из резонанса за счёт эффекта Доплера при движении атома в оптической ловушке. Точность локальных однокубитных операций с СВЧ-возбуждением достаточно низкая, более перспективным подходом является использование двухфотонных рамановских переходов с полностью оптическим возбуждением. В данной работе моделирование точности СВЧ-гейтов не производится, потому что они уже работают достаточно хорошо, чего до начала работы нельзя было сказать про однокубитные вентили с рамановским двухфотонным возбуждением.

2.3.2 Однокубитные операции с оптическим возбуждением

Для реализации однокубитных вентилей с рамановским двухфотонным возбуждением в Л-конфигурации используется схема атомных уровней и импульсная последовательность, показанные на рисунках 5 и 6. Использование полностью оптического рамановского возбуждения позволяет фокусировать излучение на отдельные атомы и совершать локальные однокубитные операции. Подробное обсуждение рамановского возбуждения содержится в главе 3.

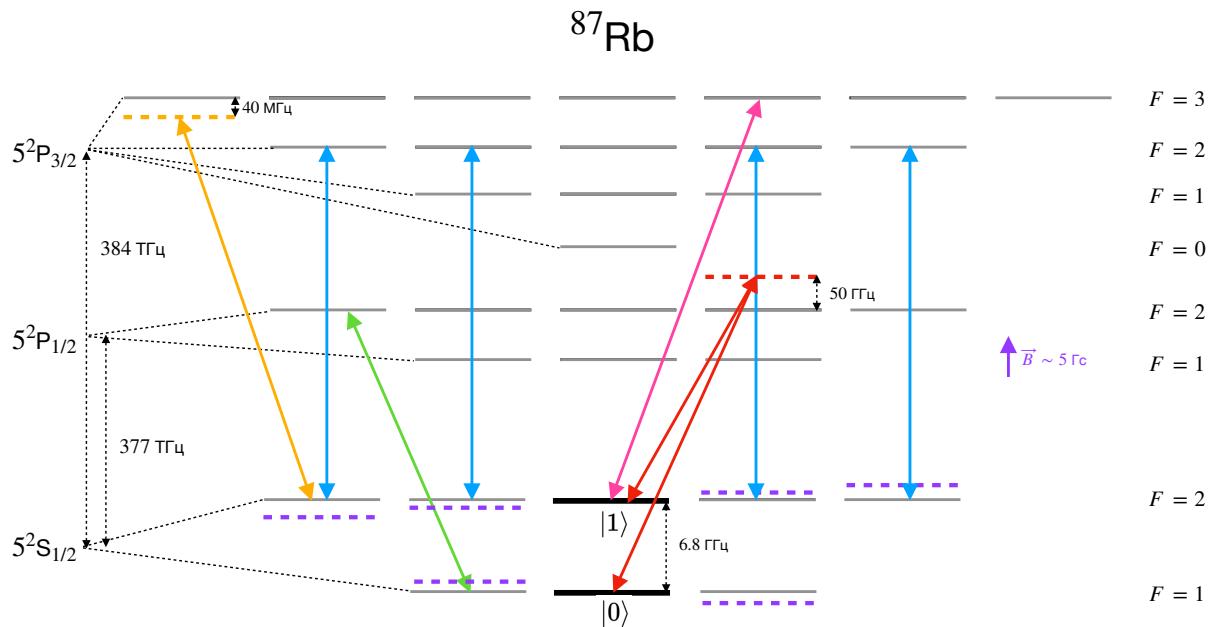


Рис. 5: Схема уровней ^{87}Rb и использующиеся переходы.

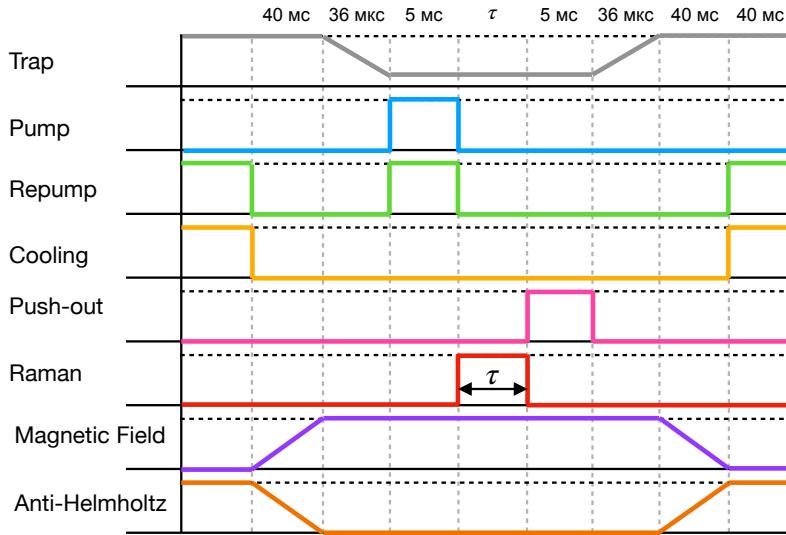


Рис. 6: Импульсная последовательность для реализации рамановского двухфотонного возбуждения.

2.4 Двухкубитные логические операции

Для реализации запутывающих операций используется дополнительный высоковозбужденный уровень с главным квантовым числом порядка 50 – 100, называемый ридберговским состоянием $|r\rangle$. Для таких состояний возникает эффект ридберговской блокады [52], при котором два нейтральных атома, возбужденных в ридберговское состояние на расстоянии порядка микрометра, начинают сильно взаимодействовать диполь-дипольным образом. Если R - расстояние между атомами, а n - главное квантовое число, то энергия диполь-дипольного взаимодействия между

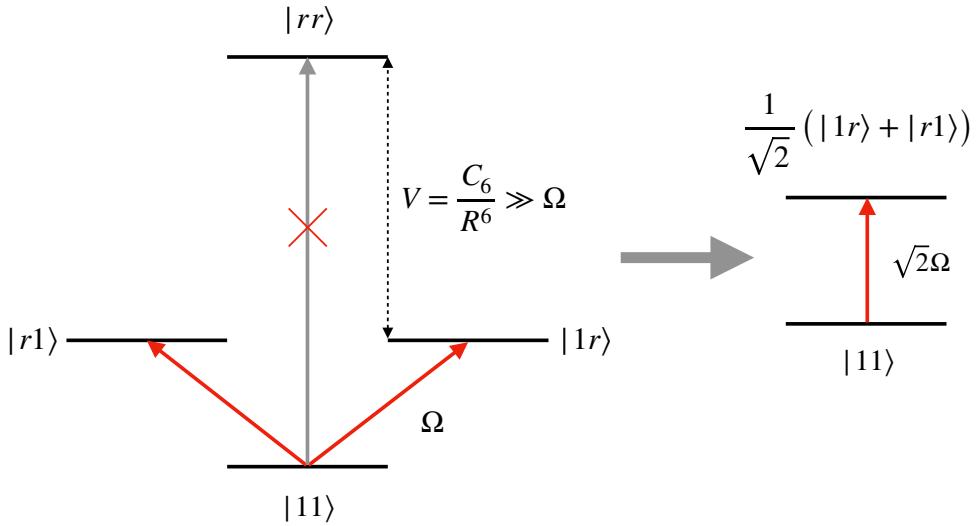


Рис. 7: За счёт эффекта ридберговской блокады атомы не могут одновременно возбудиться в ридберговское состояние, из-за чего возникают осцилляции между невозбужденным состоянием $|11\rangle$ и суперпозицией $\frac{1}{\sqrt{2}}(|1r\rangle + |r1\rangle)$, в которой лишь один из атомов находится в ридберговском состоянии.

двумя водородоподобными нейтральными атомами во втором порядке невырожденной теории возмущений записывается как $V \sim \frac{1}{R^6}$. Способ реализации двухкубитных гейтов можно проиллюстрировать следующим образом. Допустим, что мы приготовили два атома в состояние $|11\rangle$ и начали одновременно светить на них лазером в резонансе с переходом $|1\rangle \leftrightarrow |r\rangle$ с частотой Раби Ω . Состояние $|rr\rangle$ при этом смешено на величину ридберговского взаимодействия V , схема уровней показана на рисунке 7.

Если расстояние между атомами достаточно маленькое, то при одновременном воздействии резонансным полем на переход $|1\rangle \leftrightarrow |r\rangle$ атомы не могут одновременно возбудиться в ридберговское состояние $|rr\rangle$, так как оно сдвинуто по энергии на $V \gg \Omega$. Из-за этого возникают осцилляции Раби между невозбужденным состоянием $|11\rangle$ и суперпозицией $\frac{1}{\sqrt{2}}(|1r\rangle + |r1\rangle)$, в которой возбужден лишь один из атомов. Характерное расстояние, на которое нужно сблизить атомы, чтобы наблюдался эффект ридберговской блокады, определяется как $R_B = \left(\frac{C_6}{\Omega}\right)^{1/6}$, называется радиусом ридберговской блокады и составляет примерно 10 мкм для $|r\rangle = |70S_{1/2}\rangle$ и $\Omega = 2\pi \times 1$ МГц. Видно, что за счет такого механизма можно приготовить максимально запутанное состояние Бэлла в базисе $|1\rangle, |r\rangle$. Подбором правильной импульсной последовательности можно получить нативный CZ-гейт в кубитном базисе за счёт эффекта ридберговской блокады, аналогично можно делать многокубитные гейты [46], размещая несколько атомов в радиусе ридберговской блокады. Более подробно двухкубитные гейты будут обсуждаться в главе 4.

2.5 Считывание состояния

После проведения логических операций хочется уметь считывать получившееся состояние кубитов. Для этого используется мощный выбивающий пучок push-out (рис. 8), который производит нагрев атома, если тот находится в состоянии $|1\rangle$. Нагрев происходит за счёт перекачки атома в циклический переход $|5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle \leftrightarrow |5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = 3\rangle$, после нескольких осцилляций Раби на этом переходе атом вылетает. По вероятности выживания атома в оптическом пинцете определяется его состояние. Стоит отметить, что также существуют неразру-

шающие схемы измерений состояния атома [53] (QND measurements), однако они имеют меньшую точность. Недавно также было продемонстрирована неразрушающая схема измерений для щёлочноземельного атома ^{171}Yb [36] за счёт использования дополнительного метастабильного возбужденного состояния.

2.6 Цикл работы квантового компьютера на нейтральных атомах

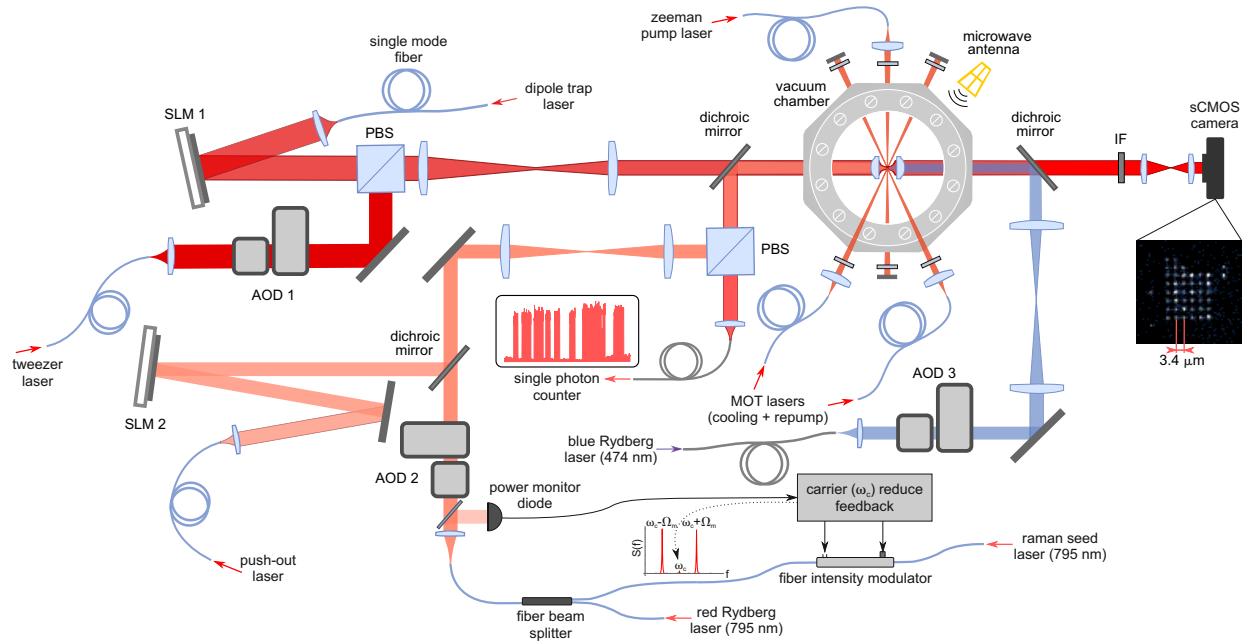


Рис. 8: Принципиальная схема экспериментальной установки.

Принципиальная схема экспериментальной установки квантового компьютера на холодных нейтральных атомах ^{87}Rb представлена на рисунке 8. Основные параметры нашей установки и длительность различных этапов работы указаны в таблицах 1 и 2. Цикл работы квантового компьютера на холодных нейтральных атомах ^{87}Rb состоит из следующих основных этапов:

1. В вакуумную камеру попадают атомы рубидия, которые испаряются на диспенсере, после чего они охлаждаются до температуры порядка нескольких сотен мК в магнитооптической ловушке (МОЛ). Пучки МОТ формируются лазером cooling на циклическом переходе $|5^2S_{1/2}, F = -2, m_F = -2\rangle \leftrightarrow |5^2P_{3/2}, F = -3, m_F = -3\rangle$, дополнительно используется лазер герупр для перекачки из состояния $5^2P_{1/2}$ (рис. 5 и 6).
2. Атомы из МОЛ перегружаются в массив статических оптических пинцетов, который формируется с помощью SLM лазером trap. За счёт механизмов субдоплеровского охлаждения температура атомов опускается до температуры порядка 50 мК.
3. Происходит сортировка массива атомов с помощью дополнительного подвижного оптического пинцета, который управляется с помощью АОД.
4. Атомы инициализируются в начальное состояние $|1\rangle$ с помощью оптической накачки пучками рупт и герупт.
5. Запускается последовательность квантовых логических операций.

6. Проводится глобальное измерение состояний кубитов по выбиванию из оптических пинцетов мощным пучком push-out.
7. Процесс повторяется заново для накопления статистики результатов измерений.

Этап	Длительность
Охлаждение атомов в МОЛ	0.1 мс
Загрузка атомов в массив дипольных ловушек (массив 5×5)	1 с
Перемещение атома между соседними узлами массива	0.3 мс
Однокубитная логическая операция	1 мкс
Двухкубитная логическая операция	1 мкс
Считывание состояния	50 мкс

Таблица 1: Основные этапы работы квантового компьютера на холодных нейтральных атомах ^{87}Rb и их длительность.

Параметр	Значение
Фиделити глобальной однокубитной операции с СВЧ-возбуждением (по результатам randomized benchmarking [50])	$(99.95 \pm 0.06)\%$
Фиделити локальной однокубитной операции с рамановским возбуждением (по скорости затухания осцилляций Раби)	$\sim 95\%$
Фиделити глобальной однокубитной операции с рамановским возбуждением (по результатам randomized benchmarking [50])	$(99.56 \pm 0.03)\%$
Фиделити глобальной двухкубитной операции CNOT до установки flat-top (по матрице истинности)	$\sim 51\%$
Фиделити глобальной двухкубитной операции CNOT после установки flat-top (по осцилляциями чётности [46, 54])	$\sim 83\%$
Время продольной релаксации T_1	0.5 с
Эффективное время поперечной релаксации T_2^*	2 мс

Таблица 2: Основные параметры квантового компьютера на холодных нейтральных атомах ^{87}Rb в нашей лаборатории.

3 Моделирование и оптимизация однокубитных логических операций

3.1 Двухфотонные рамановские переходы

Опишем кратко принцип работы двухфотонного рамановского возбуждения, подробный вывод можно найти в книге [48]. Рассмотрим трёхуровневую систему в Λ -схеме (рис. 9). Гамильтониан такой системы во вращающейся системе отсчета и приближении вращающейся волны имеет вид

$$H = H_A + H_{AF} + H_F, \quad (6)$$

где H_A - гамильтониан атома, H_{AF} - гамильтониан взаимодействия атома с полем. Гамильтониан поля H_F можно считать константой, так как поле содержит огромное число степеней свободы, считается классическим, из-за чего динамика атома никак на него не влияет.

$$H_A = \frac{p^2}{2m} + \hbar\Delta_0 |0\rangle\langle 0| + \hbar\Delta_1 |1\rangle\langle 1|, \quad (7)$$

$$H_{AF} = \frac{\hbar}{2} \left(\Omega_0 |0\rangle\langle e| e^{-i\vec{k}_0\vec{r}} + \Omega_0^* |e\rangle\langle 0| e^{i\vec{k}_0\vec{r}} \right) + \frac{\hbar}{2} \left(\Omega_1 |1\rangle\langle e| e^{-i\vec{k}_1\vec{r}} + \Omega_1^* |e\rangle\langle 1| e^{i\vec{k}_1\vec{r}} \right). \quad (8)$$

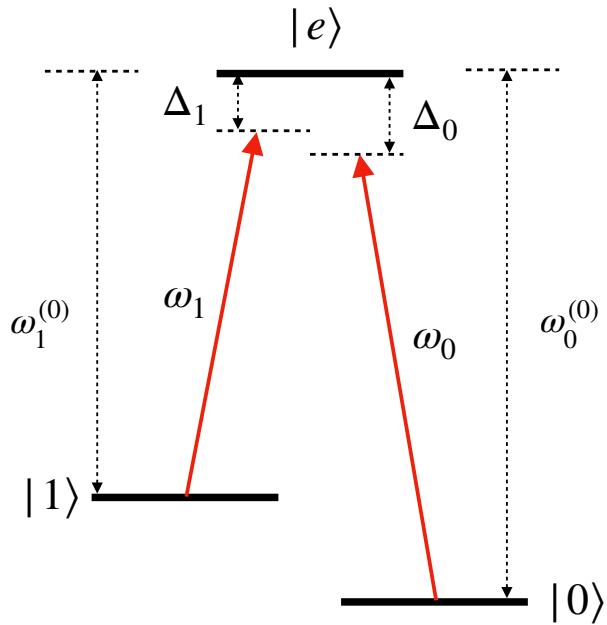


Рис. 9: Трёхуровневая система в Λ -конфигурации.

Сдвинем все энергии на $\Delta = \frac{\Delta_0 + \Delta_1}{2}$, запишем систему дифференциальных уравнений на коэффициенты разложения по базису трёхуровневой системы

$$\begin{cases} |\psi\rangle = \psi_0 |0\rangle + \psi_1 |1\rangle + \psi_e |e\rangle, \\ i\hbar\partial_t\psi_e = \frac{p^2}{2m}\psi_e + \frac{\hbar\Omega_0^*}{2}e^{i\vec{k}_0\vec{r}}\psi_0 + \frac{\hbar\Omega_1^*}{2}e^{i\vec{k}_1\vec{r}}\psi_1 - \hbar\Delta\psi_e, \\ i\hbar\partial_t\psi_0 = \frac{p^2}{2m}\psi_0 + \frac{\hbar\Omega_0}{2}e^{-i\vec{k}_0\vec{r}}\psi_e + \hbar(\Delta_0 - \Delta)\psi_0, \\ i\hbar\partial_t\psi_1 = \frac{p^2}{2m}\psi_1 + \frac{\hbar\Omega_1}{2}e^{-i\vec{k}_1\vec{r}}\psi_e + \hbar(\Delta_1 - \Delta)\psi_1. \end{cases} \quad (9)$$

Нам интересна динамика на временах много меньших, чем скорость спонтанного распада из промежуточного состояния, поэтому промежуточный уровень $|e\rangle$ можно адиабатически исключить, положив $\partial_t\psi_e = 0$. Также будем пренебрегать кинетической энергией атома, считая $\frac{p^2}{2m} \ll \hbar\Delta$. В итоге из первого уравнения системы получим выражение для коэффициента разложения ψ_e

$$\psi_e = \frac{\Omega_0^*}{2\Delta}e^{i\vec{k}_0\vec{r}}\psi_0 + \frac{\Omega_1^*}{2\Delta}e^{i\vec{k}_1\vec{r}}\psi_1. \quad (10)$$

Подставим это соотношение в уравнения на ψ_0, ψ_1 , получим

$$\begin{cases} i\hbar\partial_t\psi_0 = \frac{p^2}{2m}\psi_0 + \hbar(\Delta_0 + \omega_{AC_0})\psi_0 + \frac{\hbar\Omega_R^*}{2}e^{i(\vec{k}_1 - \vec{k}_0)\vec{r}}\psi_1, \\ i\hbar\partial_t\psi_1 = \frac{p^2}{2m}\psi_1 + \hbar(\Delta_1 + \omega_{AC_1})\psi_1 + \frac{\hbar\Omega_R}{2}e^{-i(\vec{k}_1 - \vec{k}_0)\vec{r}}\psi_0, \end{cases} \quad (11)$$

где двухфотонная частота Раби

$$\Omega_R = \frac{\Omega_0^*\Omega_1}{2\Delta} \quad (12)$$

и штарковские сдвиги

$$\omega_{AC_i} = \frac{|\Omega_i|^2}{4\Delta}. \quad (13)$$

Учитывая зависимость от импульса и что $\exp(-i\vec{k}\vec{r}) |\vec{p}\rangle = |\vec{p} - \hbar\vec{k}\rangle$, получаем уравнения

$$\begin{cases} i\hbar\partial_t\psi_0(\vec{p}) = \left(\frac{p^2}{2m} + \hbar\Delta_0 + \hbar\Omega_{AC_0}\right)\psi_0(\vec{p}) + \frac{\hbar\Omega_R}{2}\psi_1(\vec{p} + 2\hbar\delta\vec{k}), \\ i\hbar\partial_t\psi_1(\vec{p} + 2\hbar\delta\vec{k}) = \left(\frac{p^2}{2m} + \hbar\Delta_1 + \hbar\Omega_{AC_1}\right)\psi_1(\vec{p} + 2\hbar\delta\vec{k}) + \frac{\hbar\Omega_R^*}{2}\psi_0(\vec{p}). \end{cases} \quad (14)$$

Отсюда получаем эффективный гамильтониан двухуровневой системы ($\hbar = 1$) $|0\rangle, |1\rangle$

$$H_R = \frac{\Delta_R}{2}\sigma_z + \frac{\text{Re } \Omega_R}{2}\sigma_x + \frac{\text{Im } \Omega_R}{2}\sigma_y, \quad (15)$$

$$\Delta_R = -4\omega_R \left(\frac{p_{||} + \hbar\delta k}{\hbar\delta k} \right) + (\Delta_0 - \Delta_1) + (\omega_{AC_0} - \omega_{AC_1}), \quad \hbar\omega_R = \frac{\hbar^2\delta k^2}{2m}, \quad (16)$$

где $\hbar\omega_R = \frac{\hbar^2\delta k^2}{2m}$ - энергия отдачи, $p_{||}$ - импульс вдоль направления $\delta\vec{k}$.

Из соотношения 10 также можно получить оценку на скорость спонтанного распада как

$$R = \Gamma \rho_{ee} = \Gamma |\psi_e|^2 = \frac{\Gamma |\Omega_0|^2}{4\Delta^2} \rho_{00} + \frac{\Gamma |\Omega_1|^2}{4\Delta^2} \rho_{11} + \frac{\Gamma}{4\Delta^2} \left(\Omega_0 \Omega_1^* e^{i(\vec{k}_1 - \vec{k}_0) \vec{r}} \rho_{01} + \Omega_0^* \Omega_1 e^{-i(\vec{k}_1 - \vec{k}_0) \vec{r}} \rho_{10} \right). \quad (17)$$

Для нашего эксперимента с очень хорошей точностью выполняется $\Omega_0 = \Omega_1 = \Omega$, $\vec{k}_0 = \vec{k}_1$. Остаётся понять, что происходит с когерентностями ρ_{01} , ρ_{10} . Ясно, что когерентности будут содержать зависимость от времени на двухфотонной частоте Раби. Усредним скорость распада по периоду осцилляций Раби, тогда когерентности уйдут. С учётом $\rho_{00} + \rho_{11} \simeq 1$ для большой отстройки от промежуточного состояния, получаем оценку на скорость распада

$$R = \frac{\Gamma |\Omega|^2}{4\Delta^2}. \quad (18)$$

3.2 Моделирование точности рамановских операций

3.2.1 Спонтанный распад из промежуточного состояния

Будем использовать скорость спонтанного распада для оценки ошибки из-за распада из промежуточного состояния. Так как в нашей системе спонтанный распад происходит не только на кубитные состояния $|0\rangle$, $|1\rangle$, но и на соседние сверхтонкие подуровни, то более честно было бы учитывать распад отдельно в кубитные состояния и оставшиеся подуровни сверхтонкого расщепления основного состояния. Однако, для расчета ошибки по такой схеме требуется численно моделировать систему дифференциальных уравнений с двумя сильно отличающимися характерными частотами - двухфотонной частотой Раби и отстройкой от промежуточного состояния. Такие вычисления занимают очень много времени, а хочется получить лишь оценку ошибки из-за спонтанного распада, поэтому кажется разумным ограничиться формулой 18. Посчитаем ошибку из-за спонтанного распада от радиуса перетяжки рамановского лазера и отстройки от промежуточного состояния. Мощность лазера, то есть однофотонные частоты Раби, будем считать фиксированной. При реализации однокубитного гейта одиночным импульсом ошибка из-за спонтанного распада равна

$$(1 - F)_{sp} = \frac{1}{2} \frac{R}{\Omega_R} = \frac{\Gamma}{4\Delta}. \quad (19)$$

Для отстройки от промежуточного состояния $\Delta = 2\pi \times 50$ ГГц и ширины линии $\Gamma = 2\pi \times 6$ МГц [45] промежуточного уровня $5^2P_{1/2}$ получаем значение ошибки $(1 - F)_{sp} = 3 \times 10^{-5}$, то есть на текущий момент точность однокубитных рамановских операций не ограничивается спонтанным распадом из промежуточного состояния, им можно пренебречь.

3.2.2 Тепловое движение атома в оптическом пинцете

Рассмотрим атом в оптическом пинцете, образованном гауссовым пучком с амплитудой поля и интенсивностью

$$E = E_0 \left(\frac{w(z)}{w_0} \right) \exp \left(-\frac{x^2 + y^2}{w(z)^2} \right) \exp \left(-i \left(kz + k \frac{r^2}{2R(z)} - \psi(z) \right) \right), \quad (20)$$

$$I = I_0 \left(\frac{w(z)}{w_0} \right)^2 \exp \left(-\frac{2(x^2 + y^2)}{w(z)^2} \right), \quad (21)$$

где параметры гауссового пучка определяются как

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + (z/z_0)^2}, \quad (22)$$

$$R(z) = z \left(1 + (z_0/z)^2 \right), \quad (23)$$

$$\psi(z) = \arctan(z/z_0), \quad (24)$$

$$z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}. \quad (25)$$

Здесь E_0 , I_0 – амплитуда и интенсивность в центре гауссового пучка, w_0 – радиус перетяжки гауссового пучка, $w(z)$ – радиус перетяжки от расстояния до центра ловушки вдоль z , $\psi(z)$ – набег фазы, $R(z)$ – кривизна волнового фронта, z_0 – длина Рэлея, которая определяется радиусом перетяжки и длиной волны излучения. Гауссов пучок формирует дипольную ловушку, потенциал атома в которой задается формулами [55]

$$U(x, y, z) = U_0 \left(1 - \left(\frac{w(z)}{w_0} \right)^2 \exp \left(-\frac{2(x^2 + y^2)}{w(z)^2} \right) \right), \quad (26)$$

$$U_0 = \frac{\hbar \Gamma^2 I_0}{8 I_{sat} \Delta}. \quad (27)$$

Здесь U_0 – потенциал в центре оптической ловушки, который зависит от ширины линии возбуждённого состояния Γ , отстройки от возбужденного состояния Δ и интенсивности в центре гауссова пучка I_0 , I_{sat} – интенсивность насыщения. При $\Delta > 0$ потенциал является притягивающим (красные ловушки), при $\Delta < 0$ отталкивающим (синие ловушки). В моделировании рассматривается красная ловушка с фиксированной отстройкой и интенсивностью в центре. Энергия атома в оптическом пинцете в таком случае равна

$$E(\vec{r}, \vec{v}) = U(x, y, z) + \frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2}. \quad (28)$$

Считая что атом имеет распределение Больцмана по энергиям с некоторой температурой T , можно записать плотность вероятности атома находиться в состоянии $(x, y, z, v_x, v_y, v_z) = (\vec{r}, \vec{v})$ как

$$\rho(\vec{r}, \vec{v}) \sim \exp \left(\frac{-E(\vec{r}, \vec{v})}{kT} \right). \quad (29)$$

Потенциал оптической ловушки также можно приблизить гармоническим потенциалом, получить радиальную и продольную частоты колебаний:

$$\omega_r = \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}}, \quad (30)$$

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2U_0}{mz_0^2}}. \quad (31)$$

В дальнейшем это будет важно для измерения размеров ловушки по параметрическому нагреву атома.

Зная совместное распределение атома по координатам и скоростям, можно произвести сэмплирование реализаций атома в оптической ловушке, например, с помощью алгоритма Метрополиса-Гастингса, одного из методов Markov Chain Monte-Carlo (МСМС). После сэмплирования можно будет рассчитать осцилляции Раби для каждой отдельной реализации атома в оптическом пинцете, затем усреднить и получить модель сигнала осцилляций из эксперимента. Алгоритм Метрополиса-Гастингса для сэмплирования реализаций атома в оптическом пинцете состоит из следующих шагов:

1. Задать начальные значения координат и скоростей (\vec{r}_0, \vec{v}_0) . Далее будем вектор координат и скоростей на i -ой итерации алгоритма обозначать $\vec{\xi}^{(i)}$
2. С помощью пробного распределения с плотностью вероятности $q(\vec{\xi})$ сгенерировать смещение $d\vec{\xi}$.
3. Посчитать значение $a = \frac{p(\vec{\xi}^{(i)} + d\vec{\xi})}{p(\vec{\xi}^{(i)})} \frac{q(\vec{\xi}^{(i)} | \vec{\xi}^{(i)} + d\vec{\xi})}{q(\vec{\xi}^{(i)} + d\vec{\xi} | \vec{\xi}^{(i)})}$. Для симметричных распределений $a = \frac{p(\vec{\xi}^{(i)} + d\vec{\xi})}{p(\vec{\xi}^{(i)})}$.
4. Сгенерировать значение u из равномерного распределения на отрезке $[0, 1]$. Если $a > u$, то $\vec{\xi}^{(i+1)} = \vec{\xi}^{(i)}$, иначе точка отклоняется.
5. Вернуться к шагу 2.

В качестве пробного распределения для Метрополиса-Гастингса возьмём многомерное нормальное распределение с диагональной матрицей ковариаций

$$\sqrt{\frac{kT}{m}} \text{diag}(1/\omega_r, 1/\omega_r, 1/\omega_z, 1, 1, 1). \quad (32)$$

Элементы матрицы ковариации учитывают характерные значения координат и скорости для атома в оптическом пинцете при заданной температуре и параметрах ловушки. ω_r, ω_z – колебательные частоты ловушки. Пример сэмплирования показан на рисунке 2. Видно, что в случае глубокого потенциала ловушки/ низкой температуры атома распределение по координатам и скоростям совпадают с гармоническим. Для расчёта точности квантовых операций можно ограничиться динамикой атома в гармоническом потенциале, так как в ангармоническом режиме (мелкая ловушка/ горячий атом) точность гейтов заведомо будет низкой из-за эффекта Доплера и разброса атома по координате. Точное сэмплирование в потенциале оптического пинцета

остаётся актуальным для определения температуры по эксперименту release and recapture [56], про который будет рассказано далее.

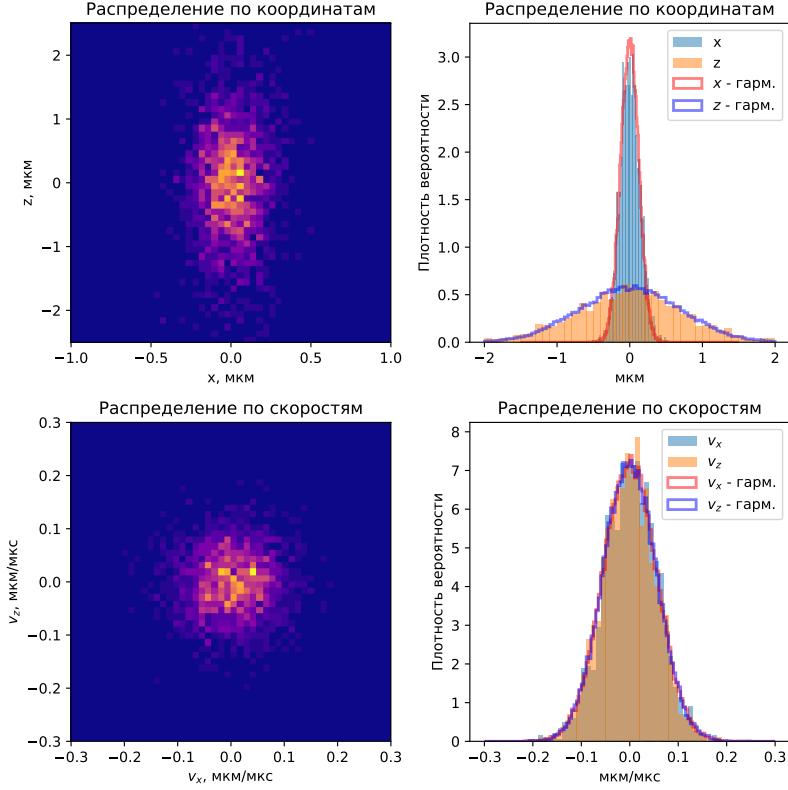


Рис. 10: Полученные распределения атома по энергиям, координатам и скоростям для глубокой ловушки. Сравнение с гармоническим приближением.

Для уменьшения корреляции между сэмплами нужно прореживать выборку и выбрасывать первые точки, чтобы марковская цепь сошла к нужному распределению. Для больших выборок прореживание не существенно, но для небольшого числа точек (~ 100) это нужно делать.

Динамика атома в оптическом пинцете приводит к нескольким механизмам декогеренции: выход из двухфотонного резонанса из-за эффекта Доплера, флуктуации частоты атома из-за разброса атома по координатам. В моделировании эти процессы учитываются так:

- С помощью Монте-Карло сэмплируются начальные координаты и скорости атома, которые далее используются как начальные условия.
- Из выборки берётся точка $\xi^{(i)} = (x^{(i)}, y^{(i)}, z^{(i)}, v_x^{(i)}, v_y^{(i)}, v_z^{(i)})$, траектории атома считаются в гармоническом приближении:
 - $x(t) = x^{(i)} \cos(\omega_r t) + \frac{v_x^{(i)}}{\omega_r} \sin(\omega_r t)$,
 - $y(t) = y^{(i)} \cos(\omega_r t) + \frac{v_y^{(i)}}{\omega_r} \sin(\omega_r t)$,
 - $z(t) = z^{(i)} \cos(\omega_z t) + \frac{v_z^{(i)}}{\omega_z} \sin(\omega_z t)$.
- Частота Раби (амплитуда + фаза) рамановского лазера Ω_R пропорциональна интенсивности лазера I_R . Эффект Доплера вносит сдвиг в отстройку от промежуточного уровня

Δ , отстройка от двухфотонного резонанса компенсируется за счёт сонаправленной конфигурации пучков. Так как отстройка от промежуточного уровня составляет порядка 50 ГГц, то эффектом Доплера можно пренебречь. После подстановки траекторий атома в оптическом пинцете двухфотонная частота Раби начинает зависеть от времени:

- $\Omega_R(t) = \Omega_R^{(0)} \frac{I_R(\vec{r}(t))}{I_R(0)}$.

Далее динамика системы с гамильтонианом, зависящим от времени, считается численно с помощью пакета `QuantumOptics.jl` [57], получившиеся матрицы плотности¹ усредняются по траекториям атома. В результате моделирования нам бы хотелось найти значения отстройки от промежуточного состояния и радиуса перетяжки, которые дают наименьшую ошибку однокубитной операции. Ясно, что при увеличении радиуса перетяжки точность операции будет расти, так как будет пропадать зависимость частоты Раби от температуры. Однако, также будет расти кроссток на соседних кубитах, так как рамановский лазер будет частично попадать на них и возбуждать осцилляции Раби. Чтобы найти оптимальные параметры эксперимента, будем считать суммарную ошибку из-за теплового движения и кросстока. Также учтём ошибку из-за спонтанного распада. Результаты моделирования для разных мощностей лазера показаны на рисунке 11. Мощность лазера фиксируется заданием двухфотонной частоты Раби Ω^* для радиуса перетяжки рамановского лазера $w_R = 2.5$ мкм и отстройке от промежуточного состояния $\Delta = 2\pi \times 50$ ГГц.

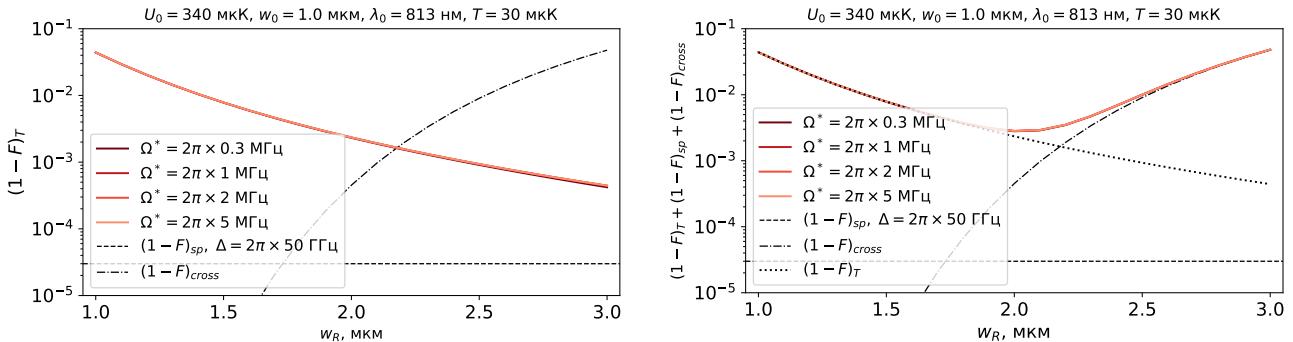


Рис. 11: Слева: ошибка из-за теплового движения для обычного π -импульса. Справа: суммарная ошибка из-за теплового движения, кросстока и спонтанного распада для обычного π -импульса.

Видно, что ошибка определяется тепловым движением атома в оптическом пинцете, оптимальное значение радиуса перетяжки с учётом кросстока составляет $w_R = 2.0$ мкм, значение ошибки π -импульса составляет $3 \cdot 10^{-3}$.

На рисунке 12 приведён пример осцилляций Раби между кубитными состояниями с рамановским двухфотонным возбуждением для разных радиусов перетяжки рамановского лазера w_R .

¹Хотя в моделировании решается уравнение Шрёдингера, усреднять нужно именно матрицы плотности, так как векторы состояния определены с точностью до глобальной фазы. Разная глобальная фаза у векторов состояния может появиться, например, при учёте в моделировании фазовых шумов лазера.

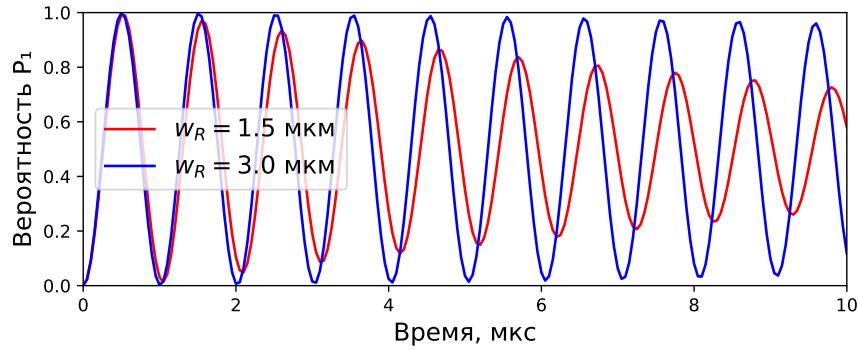


Рис. 12: Осцилляции Раби между кубитными состояниями с рамановским двухфотонным возбуждением. Осцилляции с меньшим радиусом перетяжки рамановского лазера затухают быстрее за счёт большего влияния теплового движения атома.

Видно, что для радиуса перетяжки рамановского лазера $w_R = 1.5$ мкм осцилляции Раби затухают значительно быстрее, чем для $w_R = 3.0$ мкм. Остальные параметры соответствуют экспериментальным значениям $U_0 = 340$ мК, $T = 30$ мК, $w_0 = 1.0$ мкм, $\lambda_0 = 813$ нм, $\lambda_R = 795$ нм. Быстрое затухание при маленьких соотношениях радиусов перетяжки рамановского лазера и оптического пинцета w_R/w_0 связано с тем, что для таких параметров двухфотонная частота Раби $\Omega_R(\vec{r}) \sim I(\vec{r})$ сильно изменяется при небольшом отклонении атома от центра ловушки. Это приводит к тому, что разные атомы осциллируют на немного разных частотах Раби, при усреднении осцилляций Раби по реализациям атома в оптическом пинцете фактически складываются синусы с разными частотами, что ведёт к затуханию. Ситуация с затуханием осцилляций Раби из-за теплового движения атома очень похожа на ситуацию со сбоем фазы немонохроматичного источника, для которого также можно ввести время когерентности. Особенно понятной эта связь становится, если рассмотреть предельный случай большой частоты Раби $\Omega_R \gg \omega_r, \omega_z$ (по сравнению с частотами колебаний атома в ловушке). В этом пределе атомы можно считать неподвижными во время осцилляций Раби, получить “немонохроматический источник” с частотой Ω_R , имеющей распределение показанное на рисунке 13.

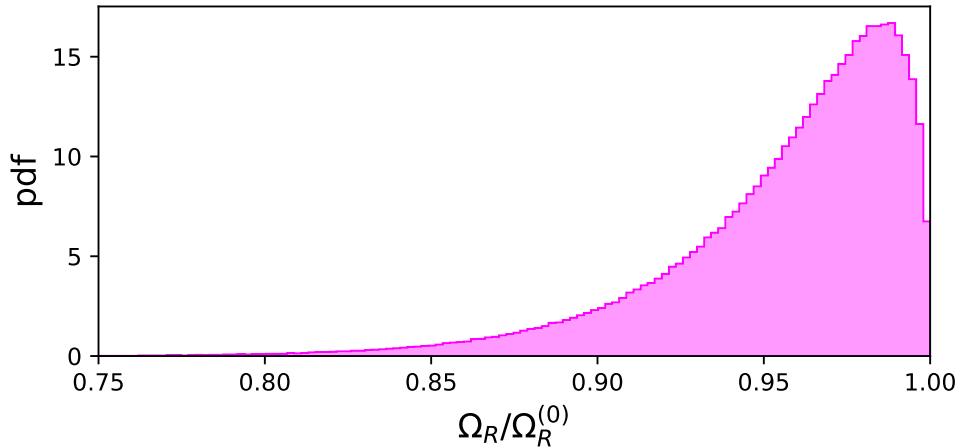


Рис. 13: Пример распределения частот Раби для характерных экспериментальных параметров.

По аналогии с временем когерентности для немонохроматического источника можно посчитать

характерное время затухания из-за теплового движения атома. Рассмотрим для простоты двумерный случай когда атом движется только в радиальном направлении, покоятся по оси z . Характерная координата атома в гармоническом приближении оценивается как

$$r_c^2 = \langle r^2 \rangle = \int_{\mathbb{R}^2} \rho(r) r^2 dr^2 = \frac{2kT}{m\omega_r^2} = \frac{1}{2} \frac{kT}{U_0} w_0^2, \quad (33)$$

а характерная частота Раби как

$$\Omega_c = \Omega_0 \exp\left(-\frac{2r_c^2}{w_R^2}\right) = \Omega_0 \exp\left(-\frac{kT}{U_0} \frac{w_0^2}{w_R^2}\right). \quad (34)$$

Отсюда получаем время сбоя фазы как

$$(\Omega_0 - \Omega_c)\tau_r = \Omega_0 \tau \left[1 - \exp\left(-\frac{kT}{U_0} \frac{w_0^2}{w_R^2}\right)\right] \simeq \Omega_0 \tau_r \frac{kT}{U_0} \left(\frac{w_0}{w_R}\right)^2 \sim 2\pi, \quad (35)$$

то есть отношение характерного времени затухания к периоду осцилляций Раби T_R равно

$$\tau_r/T_R \sim \frac{U_0}{kT} \left(\frac{w_R}{w_0}\right)^2. \quad (36)$$

Аналогичные выкладки можно провести для колебаний вдоль оси z , положив $r = 0$. Получится следующее соотношение

$$\tau_z/T_R \sim \frac{U_0}{kT} \left(\frac{z_R}{z_0}\right)^2 \sim \frac{U_0}{kT} \left(\frac{w_R}{w_0}\right)^4 \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_R}\right)^2 \sim \frac{U_0}{kT} \left(\frac{w_R}{w_0}\right)^4. \quad (37)$$

Так как для характерных параметров эксперимента $w_R/w_0 \sim 1-6$, то для характерного времени затухания выполняется $\tau^{-1} = \tau_r^{-1} + \tau_z^{-1} \sim \tau_r^{-1}$. Окончательно получаем оценку на неточность однокубитной операции (π -импульс) из-за теплового движения²

$$(1 - F)_T \sim \frac{kT}{U_0} \left(\frac{w_0}{w_R}\right)^2. \quad (38)$$

Из этой оценки можно сделать важный вывод: при характерных соотношениях экспериментальных параметров $U_0/kT \sim 10$, $w_R/w_0 \sim 1 - 6$ ошибка однокубитной операции составляет порядка $10^{-2} - 10^{-1}$, что достаточно много. Фактически это означает, что для реализации точных $(1 - F)_T < 10^{-3}$ локальных $w_R \sim w_0$ однокубитных операций с рамановским двухфотонным возбуждением требуется охлаждать атом до температур порядка $U_0/kT \sim 1000$, то есть $T \sim 1$ мК при глубине ловушки $U_0 = 1000$ мК. Для сравнения квант колебаний вдоль радиального направления при соответствующих параметрах эксперимента имеет температуру порядка 5 мК. Это означает, что для достижения такой точности операций требуется либо охлаждать атом до основного колебательного состояния, что можно сделать с помощью метода

²Здесь $(1 - F)_T$ следует воспринимать как единый символ. Под F понимается fidelity операции, индекс T напоминает происхождение ошибки - конечная температура атома T .

Resolved-sideband Raman cooling [58, 59], либо искать какие-то другие подходы к реализации однокубитных операций с рамановским двухфотонным возбуждением.

Так как конфигурация нашей установки не позволяет реализовать такой тип охлаждения, то были рассмотрены альтернативные способы реализации однокубитных операций с рамановским возбуждением осцилляций Раби. При реализации однокубитных локальных операций с помощью flat-top пучков [60] возникает проблема с масштабируемостью, так как flat-top пучки сильно чувствительны к aberrациям [5, 40] при жёсткой фокусировке на атом. Это проблема усугубляется тем, что для выполнения локальных операций требуется отклонять пучки с помощью АОД, что может усиливать aberrации. Далее в этой главе будет рассмотрена замена обычных импульсов последовательностью импульсов BB1, устойчивой к отклонениям частоты Раби от идеального значения.

Ещё одним возможным вариантом является увеличение расстояния между атомами с 3 мкм до 10 – 20 мкм. В таком случае появится возможность делать рамановское возбуждение с соотношением перетяжек $w_R/w_0 \sim 10$ без увеличения кросстока между соседними кубитами. Требуемое соотношение температур при этом смягчается до $U_0/kT \sim 100$, что уже можно достичь, например, с помощью метода охлаждения Polarization gradient cooling [61]. Однако, такой подход усложняет выполнение двухкубитных операций за счёт уменьшения энергии ридберговской блокады, требует использовать зонную архитектуру квантового процессора [1], при которой двухкубитные операции выполняются в отдельной зоне вакуумной камеры. Такое большое расстояние между соседними кубитами также усложняет адресацию лазерных пучков на атомы, находящиеся ближе к краю массива, так как эффективность дифракции на АОДе падает с увеличением угла отклонения лазерного луча. Подводя итог, такой подход не кажется перспективным.

3.3 Измерение параметров модели

3.3.1 Глубина оптической ловушки

Для дипольной ловушки с большой красной отстройкой (FORT) глубина потенциала совпадает с оптическим штарковским сдвигом Δ_{AC} [55], т.е. можно измерить глубину напрямую. Для измерения штарковского сдвига можно приготовить атом в состоянии $|0\rangle$, посветить на него полем с отстройкой Δ от номинального перехода и частотой Раби Ω в течение некоторого времени τ , а дальше измерить населённость состояния $|1\rangle$. Пользуясь общим видом оператора эволюции 3, получим выражение для измеряемой населенности состояния $|1\rangle$

$$|\langle 1 | U(\tau) | 0 \rangle|^2 = \sin^2 \left(\frac{\sqrt{\Omega^2 + (\Delta + \Delta_{AC})^2} \tau}{2} \right) \frac{1}{1 + ((\Delta + \Delta_{AC})/\Omega)^2}. \quad (39)$$

Огибающая этой функции это лоренцовский контур от отстройки Δ с шириной порядка частоты Раби Ω и центром в $\Delta = -\Delta_{AC}$. Если мы знаем резонансную частоту перехода в отсутствие штарковского сдвига от ловушки, то можно по измерениям населенности состояния $|1\rangle$ его измерить. Измерения стоит проводить при маленькой частоте Раби и большой длительности импульса, тогда получится измерить штарковский сдвиг с наибольшей точностью.

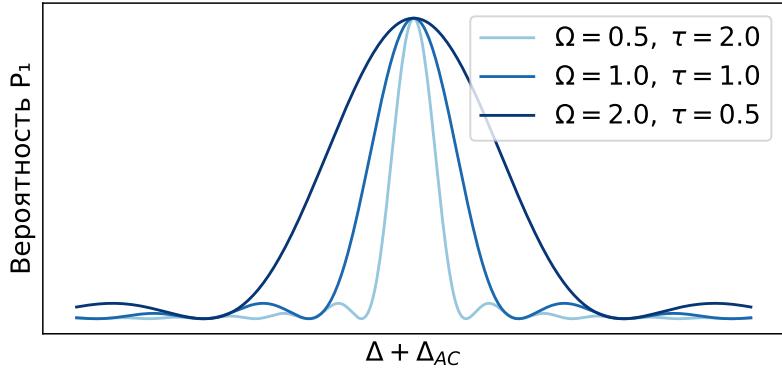


Рис. 14: Графики по формуле 39 для разных соотношений частоты Раби и времени измерения при фиксированном $\Omega\tau = 1$. Видно, что измерения с маленькой частотой Раби и большой длительностью получаются точнее.

Так как для измерения состояния атома используется дополнительный пучок push-out, то необходимо также учитывать штарковский сдвиг от него. Чтобы измерить сдвиг только от ловушки, можно провести два эксперимента: сначала измерить суммарный штарковский сдвиг, а затем мигать пучками ловушки trap и выбивающего пучка push-out в разные моменты времени. Схема измерения оптического штарковского сдвига с мигающими пучками показана на рисунке 15.

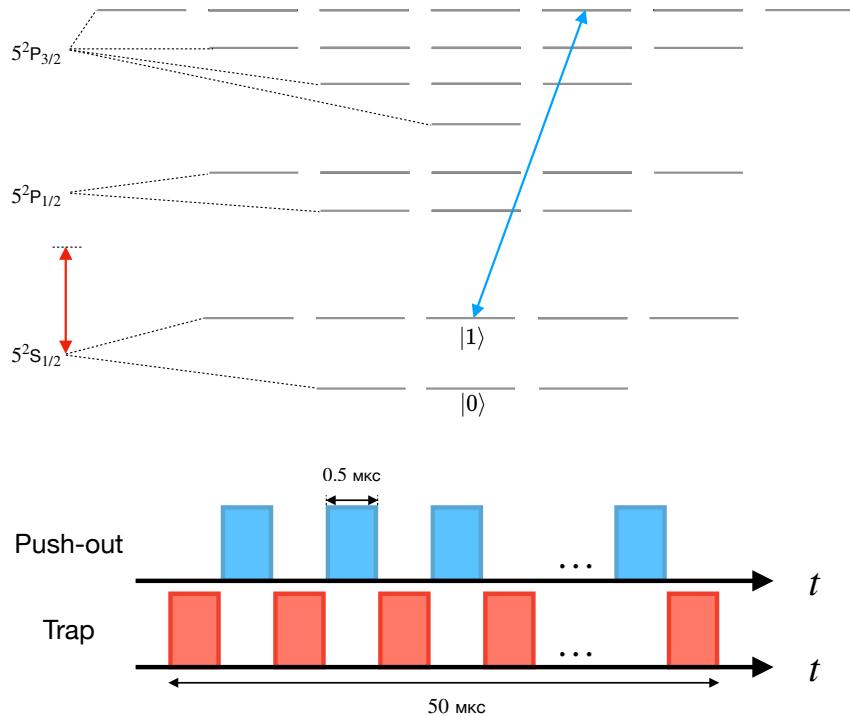


Рис. 15: Схема измерения оптического штарковского сдвига от дипольной ловушки с мигающими пучками.

Результаты измерения оптического штарковского сдвига представлены на рисунке 16. Глубина ловушки составляет $U_0 = 340$ мкК.

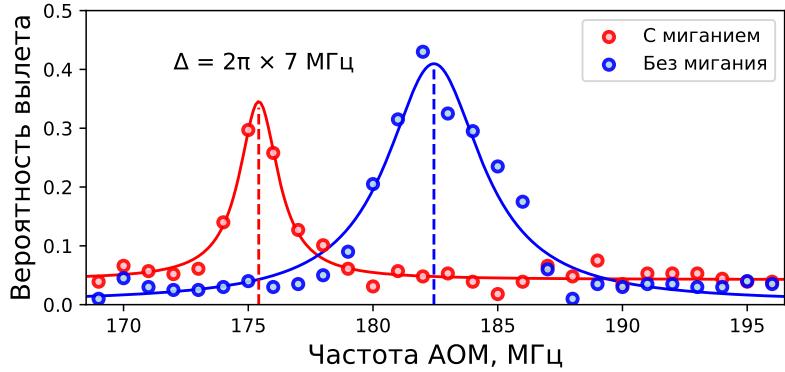


Рис. 16: Измерение оптического штарковского сдвига от дипольной ловушки с и без миграции ловушкой. Разница между центрами резонансов равна оптическому штарковскому сдвигу от дипольной ловушки.

3.3.2 Геометрические параметры ловушки, параметрический нагрев

Так как оптические пинцеты сформированы жёстко сфокусированными гауссовыми пучками с маленьким радиусом перетяжки, то непосредственное измерение геометрических размеров ловушки по камере затруднительно. По этой причине радиус перетяжки оптического пинцета измеряется по параметрическому нагреву атома [62–65]. Альтернативным способом измерения геометрических параметров оптического пинцета является измерение колебательных частот ловушки в эксперименте Resolved-sideband Raman cooling [58, 59], однако он не реализован на нашей установке.

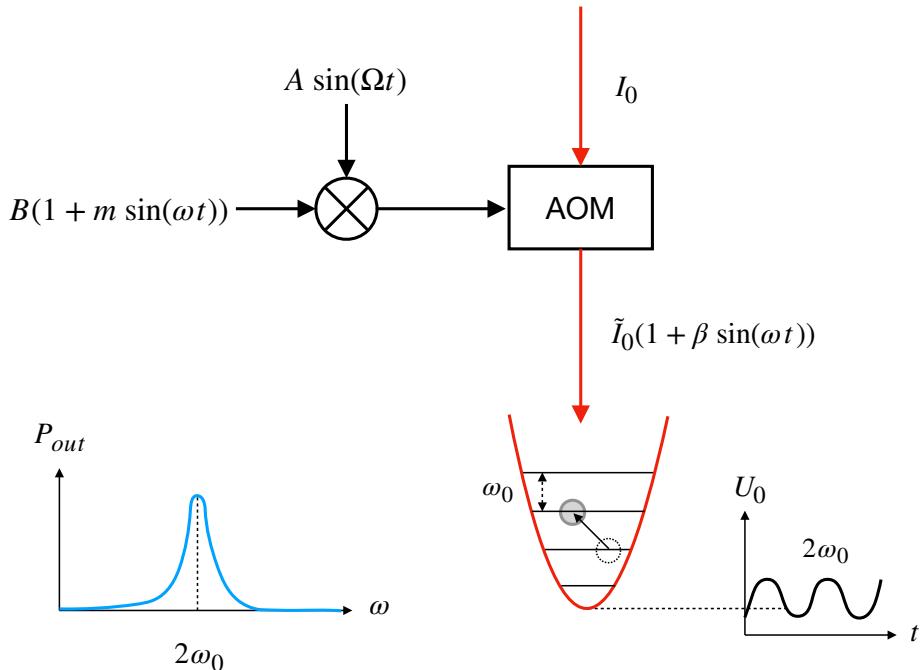


Рис. 17: Принципиальная схема измерения колебательных частот: несущий сигнал смешивается с модулирующим, что приводит к модуляции эффективности дифракции луча ловушки на АОМе, из-за чего модулируется глубина ловушки.

Суть метода состоит в том, что при модуляции глубины потенциала оптической ловушки $\tilde{U}_0(t) = U_0(1 + m \sin(\omega t))$ на удвоенной частоте собственных колебаний $\omega = 2\omega_r, 2\omega_z$ атом испытывает параметрический резонанс [66], нагревается и вылетает из ловушки. Таким образом, в зависимости вероятности вылета атома из ловушки от частоты модуляции ω будут наблюдаться резонансы на удвоенных частотах собственных колебаний, из которых можно посчитать радиус перетяжки w_0 и длину Рэлея z_0 . Принципиальная схема измерений показана на рисунке 17. Модуляция частоты, подающейся на АОМ, приводит к модуляции эффективности дифракции, что в свою очередь приводит к модуляции интенсивности лазера, который создаёт оптические ловушки. Ширина параметрических резонансов определяется глубиной модуляции, поэтому измерения лучше проводить при малой глубине модуляции и большом времени раскачки. Результаты измерений представлены на рисунке 18.

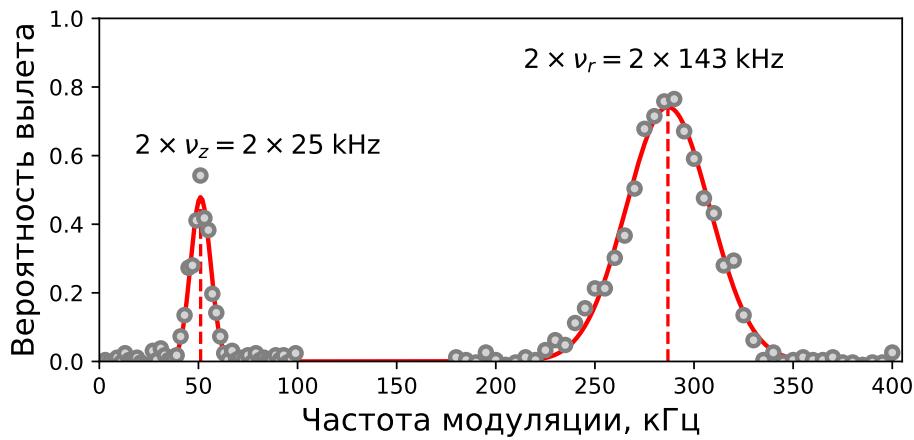


Рис. 18: Параметрические резонансы в вероятности вылета атома из оптической ловушки при модуляции глубины ловушки.

Стоит отметить, что в обычном режиме работы оптического пинцета сигнал модуляции $(1 + m \sin(\omega t))$ не смешивается с сигналом несущей, которая далее подаётся на АОМ. Из-за этого глубина ловушки U_0 с и без умножителя могут отличаться, что приведет к изменению колебательных частот ловушки. Из-за этого для расчёта геометрических параметров ловушки следует пользоваться следующим соотношением

$$w_0 = \frac{\lambda_0}{\sqrt{2}\pi} \frac{\omega_r}{\omega_z}. \quad (40)$$

Формула 40 не зависит от глубины ловушки, поэтому ей можно пользоваться даже с учётом отличия глубины ловушки при измерениях геометрических параметров от её значения во время выполнения логических операций. Отсюда получаются геометрические параметры ловушки $w_0 = 1.1$ мкм, $z_0 = 4.2$ мкм. Стоит отметить, что форма линии параметрических резонансов асимметрична, что связано с ангармонизмом потенциала, формируемого гауссовым пучком [62, 65]. Центр резонансов отличается от ожидаемого значения 2ω и смещён примерно на $(1.6 - 1.7)\omega$, как это следует из моделирования (рис. 19). В связи с этим стоит ещё раз отметить преимущество формулы 40 - она зависит лишь от отношения колебательных частот, сдвиг центров резонансов на неё не влияет.

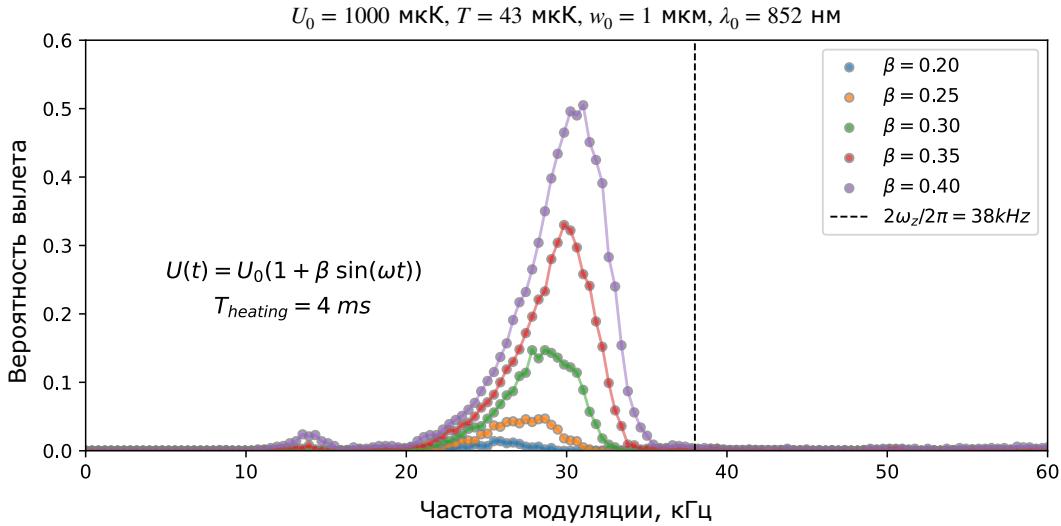


Рис. 19: Моделирование параметрического нагрева атома для немного других экспериментальных параметров. Центр резонанса сдвинут, форма линии асимметрична.

В процессе измерений также выяснилось, что важно начинать раскачку потенциала ловушки уже после загрузки атомов. Если запускать модуляцию глубины ловушки во время загрузки атомов, то резонансов в вероятности вылета атома не наблюдается. Скорее всего, это связано с тем, что атомы, которые могут вылететь из-за параметрической раскачки, просто не загружаются в ловушку.

3.3.3 Температура атома, эксперимент *release and recapture*

Температура атома измеряется стандартным способом по эксперименту *release and recapture* [56]. При выключении потенциала оптической ловушки атом удаляется от ловушки и, при достаточно большом времени выключения, вылетает. Измерения вероятности вылета от времени выключения аппроксимируются моделированием Монте-Карло, получается температура атома. Результаты измерения температуры атома показаны на рисунке 20, температура атома в ловушке глубиной 700 мК составила 40 мК.

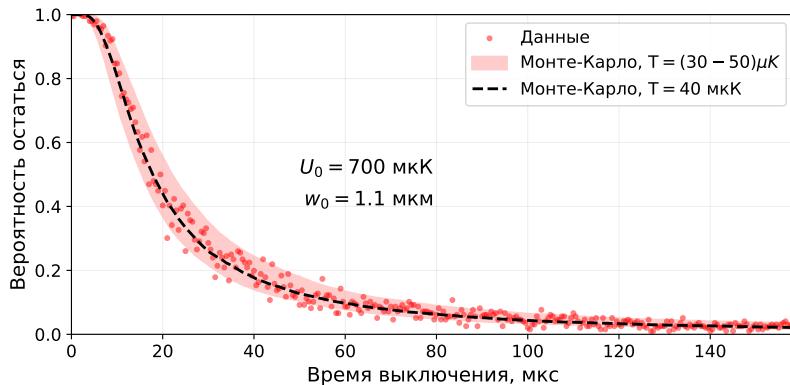


Рис. 20: Измерение температуры атома с помощью метода *release and recapture*. Аппроксимация с помощью Монте-Карло.

Измерения температуры атома удобнее выполнять в глубокой ловушке, но при выполнении логических операций глубина ловушки адиабатически опускается [56] до ранее измеренного значения $U_0 = 340$ мК. При адиабатическом опускании глубины ловушки сохраняется фазовый объём системы [66], то есть для нашей системы получаем $E_x/\omega_r = \text{const}$, $E_y/\omega_r = \text{const}$, $E_z/\omega_z = \text{const}$, так как колебания вдоль главных осей в гармоническом режиме можно рассматривать независимо, что можно переписать как $E/\sqrt{U_0} = \text{const}$ с учётом формул для колебательных частот $\omega_r, \omega_z \sim \sqrt{U_0}$. Также можно сказать, что адиабатическое опускание не меняет вероятности заселения уровней трёхмерного осциллятора. Пусть в начале атом с температурой T_1 сидит в ловушке глубиной U_1 . После изменения глубины ловушки до U_2 температура атома поменяется на T_2 , причем вероятности состояний не изменятся

$$\exp\left(-\frac{E_1}{kT_1}\right) = \exp\left(-\frac{E_2}{kT_2}\right) \Leftrightarrow \frac{E_1}{T_1} = \frac{E_2}{T_2}. \quad (41)$$

С учётом адиабатического инварианта осциллятора $E/\sqrt{U_0} = \text{const}$ получаем соотношение между глубиной ловушки и температурой до и после адиабатического опускания в гармоническом режиме

$$\frac{\sqrt{U_1}}{T_1} = \frac{\sqrt{U_2}}{T_2}. \quad (42)$$

Отсюда для $U_1 = 700$ мК, $T_1 = 40$ мК, $U_2 = 340$ мК получаем температуру после адиабатического опускания $T_2 = 30$ мК. Окончательно получаем температуру $T = 30$ мК при глубине ловушки $U_0 = 340$ мК.

3.3.4 Результаты моделирования

Результаты моделирования и сравнение с экспериментом показаны на рисунке 21, точность однокубитной операции для $w_R = 6.0$ мкм составила $F = (99.56 \pm 0.03)\%$ по результатам randomized benchmarking [50]. Было продемонстрировано существенное улучшение точности однокубитных операций за счёт увеличения размера пучка. Такой подход, однако, не подходит для реализации локальных рамановских операций, так как для выполнения двухкубитных операций атомы располагаются на расстоянии 3.4 мкм, то есть при радиусе перетяжки рамановского лазера 6.0 мкм основным источником ошибок будет кросstalk.

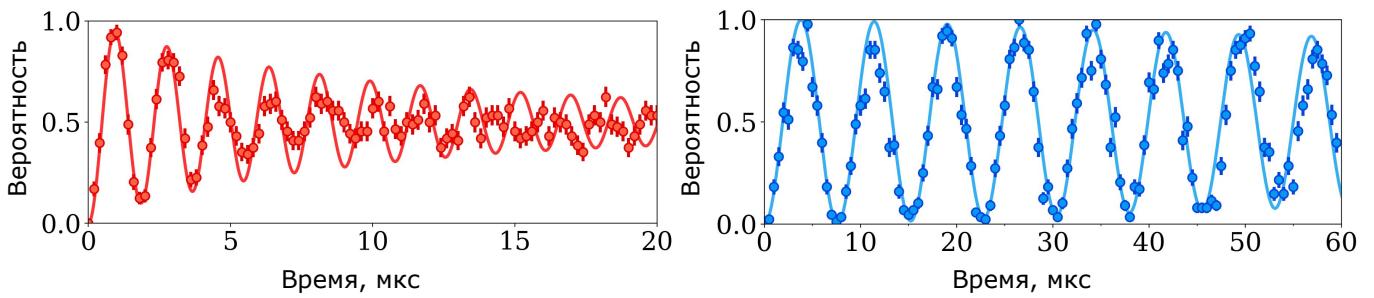


Рис. 21: Осцилляции Раби с рамановским двухфотонным возбуждением для $w_R = 2$ мкм и $w_R = 6.0$ мкм

3.4 Импульсная последовательность BB1

3.4.1 Введение

Одним из недостатков однокубитных вентилей на рамановских двухфотонных переходах является их сильная чувствительность к тепловому движению атома, амплитудным шумам лазера и неоднородностям интенсивности лазера по атомному массиву. Происходит это из-за того, что двухфотонная частота Раби, в отличие от однофотонной $\Omega \sim E$, пропорциональна уже произведению амплитуд ЭМ-полей возбуждающих лазеров $\Omega_R \sim E_1 E_2^*$. Так как в нашем случае оба ЭМ-поля создаются одним лазером за счёт модуляции интенсивности, то двухфотонная частота Раби пропорциональна интенсивности $\Omega \sim I$. Как было показано, вклад теплового движения атома можно компенсировать за счёт использования более широких возбуждающих пучков и пучков flat-top. При использовании более широких возбуждающих пучков возникает проблема с адресацией, так как засвечиваются сразу много атомов, а также снижается двухфотонная частота Раби при фиксированных отстройке от двухфотонного резонанса и интенсивности лазера. Работа с flat-top пучками затруднена тем, что они сильно чувствительны к aberrациям, особенно при жёсткой фокусировке на атом. Также оба подхода не решают проблему с чувствительностью к амплитудным шумам лазера и неоднородностью интенсивности по массиву.

Альтернативой двум предложенным подходам является использование импульсных последовательностей устойчивых к отклонениям частоты Раби в качестве однокубитных гейтов. Например, можно взять импульсную последовательность BB1(BroadBand 1)[2–4], использовать её в качестве X, Y -гейтов. Для реализации Z -гейтов последовательность BB1 использовать не требуется, так как они делаются при большой отстройке от резонанса, эти гейты не чувствительны к отклонениям частоты Раби.

Рассмотрим импульсную последовательность вида

$$\pi_{\phi_1} \pi_{\phi_2} \pi_{\phi_3} \pi_{\phi_4} \theta_0, \quad (43)$$

где θ_ϕ - поворот на сфере Блоха на угол θ вокруг оси $\vec{n}_\phi = (\cos \phi, \sin \phi, 0)^T$. Такой импульсной последовательности соответствует унитарный оператор

$$U = \exp\left(-i\frac{\theta}{2}\sigma_x\right) \exp\left(-i\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi_4}\right) \exp\left(-i\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi_3}\right) \exp\left(-i\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi_2}\right) \exp\left(-i\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi_1}\right), \quad (44)$$

где $\sigma_\phi = \sigma_x \cos \phi + \sigma_y \sin \phi$. Так как

$$\begin{aligned} \exp\left(-i\frac{\pi}{2}\sigma_\phi\right) &= \cos \frac{\pi}{2}\sigma_0 - i \sin \frac{\pi}{2}\sigma_\phi = -i\sigma_\phi, \\ \exp\left(-i\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi_i}\right) \exp\left(-i\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi_j}\right) &= (-i)^2 \sigma_{\phi_i} \sigma_{\phi_j} = -\exp(-i(\phi_i - \phi_j)\sigma_z), \end{aligned} \quad (45)$$

то оператор сводится к виду

$$U = \exp\left(-i\frac{\theta}{2}\sigma_x\right) \exp(i(\phi_1 - \phi_2 + \phi_3 - \phi_4)\sigma_z). \quad (46)$$

Таким образом, чтобы реализовать вращение θ_0 на сфере Блоха, нужно

$$\phi_1 - \phi_2 + \phi_3 - \phi_4 = 0. \quad (47)$$

Физически поворот на сфере Блоха вокруг осей X, Y соответствует резонансным осцилляциям Раби в течение некоторого времени $\theta = \Omega t$. Пусть теперь частота Раби отклонилась от предполагаемого значения $\tilde{\Omega} = \beta\Omega$, то есть $\tilde{\theta} = \beta\theta$. Попробуем подобрать углы ϕ_i так, чтобы минимизировать влияние отклонения частоты Раби от идеального значения на точность операции. Унитарный оператор с учётом отклонения частоты примет вид

$$U(\beta) = \exp\left(-i\beta\frac{\theta}{2}\sigma_x\right) \exp\left(-i\beta\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi_4}\right) \exp\left(-i\beta\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi_3}\right) \exp\left(-i\beta\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi_2}\right) \exp\left(-i\beta\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi_1}\right). \quad (48)$$

Далее нам хочется получить малый параметр, здесь это отклонение частоты Раби от идеальной, т.е. $\delta = \beta - 1$. Попробуем перегруппировать множители так, чтобы прийти к виду

$$U(\beta) = U_0 \tilde{U}(\delta), \quad (49)$$

где U_0 - нужное нам вращение на сфере Блоха, $\tilde{U} \simeq \hat{1}$ при $\delta \sim 0$. Если привести оператор к такому виду, то как раз получится устойчивость импульсной последовательности к отклонениям частоты Раби.

$$\begin{aligned} & \exp\left(-i\beta\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi_2}\right) \exp\left(-i\beta\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi_1}\right) = \\ &= \exp\left(-i\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi_2}\right) \exp\left(-i\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi_1}\right) \exp\left(i\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi_1}\right) \exp\left(-i\delta\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi_2}\right) \exp\left(-i\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi_1}\right) \exp\left(-i\delta\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi_1}\right) = \\ &= \exp\left(-i\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi_2}\right) \exp\left(-i\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi_1}\right) \exp\left(-i\delta\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi_2}\right) \exp\left(-i\delta\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi_1}\right) \end{aligned} \quad (50)$$

Здесь выделенные вращения можно свести к одному вращению вокруг оси $\vec{n}_{\phi'_2}$, где $\phi'_2 = -\phi_2 + 2\phi_1$. Обкладки вращения вокруг оси \vec{n}_{ϕ_2} соответствуют замене базиса ($\tilde{A} = U^\dagger A U$), т.е. вектор \vec{n}_{ϕ_2} поворачивается вокруг \vec{n}_{ϕ_1} на угол π . Проще всего это понять, нарисовав на сфере Блоха. Действуя аналогичным образом, можно свести оператор к виду

$$\begin{aligned} U &= \exp\left(-i\frac{\theta}{2}\sigma_x\right) \exp\left(-i\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi_4}\right) \exp\left(-i\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi_3}\right) \exp\left(-i\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi_2}\right) \exp\left(-i\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi_1}\right) \times \\ &\times \exp\left(-i\delta\frac{\theta}{2}\sigma_x\right) \exp\left(-i\delta\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi'_4}\right) \exp\left(-i\delta\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi'_3}\right) \exp\left(-i\delta\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi'_2}\right) \exp\left(-i\delta\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi'_1}\right) = \\ &= \exp\left(-i\frac{\theta}{2}\sigma_x\right) \exp\left(-i\delta\frac{\theta}{2}\sigma_x\right) \exp(i(\phi_1 - \phi_2 + \phi_3 - \phi_4)\sigma_z) \times \\ &\times \exp\left(-i\delta\frac{\theta}{2}\sigma_x\right) \exp\left(-i\delta\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi'_4}\right) \exp\left(-i\delta\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi'_3}\right) \exp\left(-i\delta\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi'_2}\right) \exp\left(-i\delta\frac{\pi}{2}\sigma_{\phi'_1}\right) = \\ &= \exp\left(-i\frac{\theta}{2}\sigma_x\right) \tilde{U}(\delta), \end{aligned} \quad (51)$$

где углы ϕ'_i задаются формулой

$$\phi'_j = (-1)^{j-1} \phi_j + 2 \sum_{k=1}^{j-1} (-1)^{k-1} \phi_k. \quad (52)$$

В случае $\delta = 0$ кроме нужного нам вращения также совершаются дополнительное вращение вокруг оси z . Чтобы его исключить, потребуем $\phi_1 - \phi_2 + \phi_3 - \phi_4 = 0$. Также благодаря этому можно собрать все помеченные синим цветом слагаемые рядом. С помощью формулы Бейкера-Кэмпбелла-Хаусдорфа $\exp X \exp Y = \exp (X + Y + \frac{1}{2}[X, Y] + \dots)$ соберём множители $\tilde{U}(\delta)$ в одну матричную экспоненту, сгруппировав слагаемые одного порядка малости по δ . Получим

$$\tilde{U}(\delta) = \exp \left\{ -i\delta \frac{\pi}{2} \left(\frac{\theta}{\pi} \sigma_x + \sum_{i=1}^4 \sigma_{\phi'_i} \right) - \delta^2 \frac{\pi^2}{8} \left(\frac{\theta}{\pi} \sum_{i=1}^4 [\sigma_x, \sigma_{\phi'_i}] + \sum_{i=1}^4 \sum_{j < i} [\sigma_{\phi'_i}, \sigma_{\phi'_j}] \right) + \dots \right\}. \quad (53)$$

После упрощений получается

$$\tilde{U}(\delta) = \exp \{-i\delta\Phi_1 - i\delta^2\Phi_2 + \dots\}, \quad (54)$$

где операторы Φ_1 и Φ_2 определяются как

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= \frac{\pi}{2} \left(\sigma_x \left(\frac{\theta}{\pi} + \sum_{i=1}^4 \cos \phi'_i \right) + \sigma_y \sum_{i=1}^4 \sin \phi'_i \right), \\ \Phi_2 &= \frac{\pi^2}{4} \sigma_z \left(\frac{\theta}{\pi} \sum_{i=1}^4 \sin \phi'_i + \sum_{i=1}^4 \sum_{j < i} \sin (\phi'_i - \phi'_j) \right). \end{aligned} \quad (55)$$

Таким образом, получается следующая система уравнений на углы ϕ_i

$$\begin{cases} \phi'_i = (-1)^{i-1} \phi_i + 2 \sum_{j=1}^{i-1} (-1)^{j-1} \phi_j \\ \sum_{i=1}^4 (-1)^i \phi'_i = - \sum_{i=1}^4 (-1)^i \phi_i = 0 \\ \sum_{i=1}^4 \sin \phi'_i = 0 \\ \frac{\theta}{\pi} + \sum_{i=1}^4 \cos \phi'_i = 0 \\ \frac{\theta}{\pi} \sum_{i=1}^4 \sin \phi'_i + \sum_{i=1}^4 \sum_{j < i} \sin (\phi'_i - \phi'_j) = 0, \quad \text{для зануления вклада с } \delta^2 \end{cases} \quad (56)$$

Решение такой системы неоднозначно, но можно искать его в виде $\phi_1 = \phi_4$, $\phi_2 = \phi_3$, тогда автоматически выполняются условия $\phi_1 - \phi_2 + \phi_3 - \phi_4 = 0$, $\sum_{i=1}^4 \sum_{j < i} \sin (\phi'_i - \phi'_j) = 0$, а сама система приводится к виду

$$\begin{cases} \phi_1 = \phi_4, \phi_2 = \phi_3 \\ \phi'_1 = \phi'_4 = \phi_1 \\ \phi'_2 = \phi'_3 = -\phi_2 + 2\phi_1 \\ \sin \phi'_1 + \sin \phi'_2 = 0 \\ \frac{\theta}{2\pi} + \cos \phi'_1 + \cos \phi'_2 = 0 \end{cases} \quad (57)$$

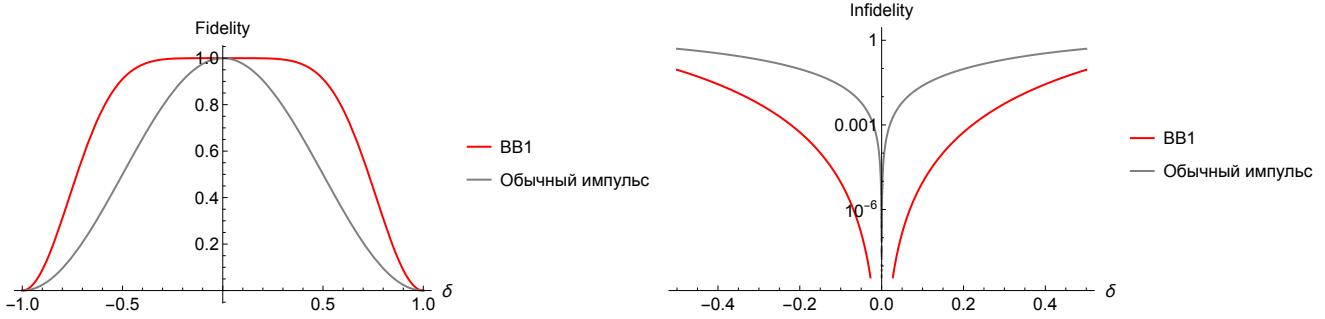


Рис. 22: Зависимость точности X, Y гейтов от отклонения частоты Раби.

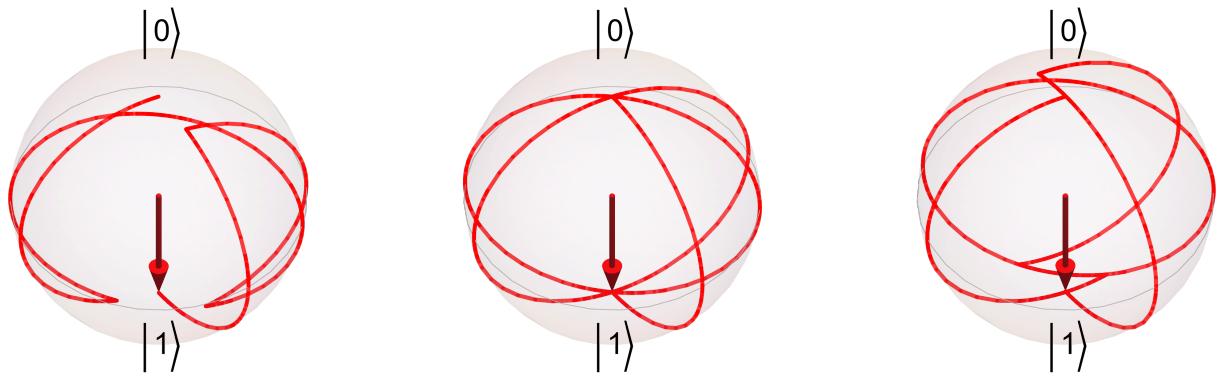


Рис. 23: Слева направо: траектории кубита в начальном состоянии $|0\rangle$ под действием импульса BB1X для $\beta = 0.9, 1.0, 1.1$.

Видно, что в качестве решения можно взять $\phi'_1 = -\phi'_2 = \phi$, $\phi = \arccos\left(-\frac{\theta}{4\pi}\right)$. В итоге получится импульсная последовательность BB1 [2—4] устойчивая к отклонениям частоты Раби.

$$\text{BB1: } \pi_\phi 2\pi_{3\phi} \pi_\phi \theta_0, \quad \phi = \arccos\left(-\frac{\theta}{4\pi}\right). \quad (58)$$

То же самое можно проделать для вращения вокруг произвольной оси в плоскости xy под углом ξ к орту x , получится более общий вид последовательности

$$\text{BB1: } \pi_{\phi+\xi} 2\pi_{3\phi+\xi} \pi_{\phi+\xi} \theta_\xi, \quad \phi = \arccos\left(-\frac{\theta}{4\pi}\right). \quad (59)$$

В частности можно привести выражения для X и Y гейтов

$$\begin{aligned} \text{BB1-X: } & \pi_\phi 2\pi_{3\phi} \pi_\phi \pi_0, \\ \text{BB1-Y: } & \pi_{\phi+90^\circ} 2\pi_{3\phi+90^\circ} \pi_{\phi+90^\circ} \pi_{90^\circ}, \\ & \phi = 104.478^\circ \end{aligned} \quad (60)$$

Так как амплитудные шумы лазера и тепловое движение атома достаточно медленные по срав-

нению с частотой Раби, то их можно рассматривать просто как отклонения частоты Раби, не зависящие от времени. Неоднородности интенсивности по массиву также не зависят от времени, определяются эффективностью работы АОД для разных углов отклонения. Таким образом, использование BB1-импульсов позволяет побороть сразу несколько проблем для рамановских гейтов. Можно на это возразить, что при использовании последовательности возрастает время однокубитной операции, таким образом усиливается время спонтанного распада из промежуточного состояния, а также влияние других механизмов декогеренции, однако использование последовательности BB1 позволяет работать при ширине перетяжки возбуждающих пучков, близких к ширине перетяжки оптического пинцета. Это позволяет делать локальные однокубитные операции, а также фокусировать большую интенсивность на атом и увеличивать отстройку от промежуточного уровня. Также последовательность BB1 полезна для радиочастотных гейтов в целях компенсации неоднородности излучения СВЧ-антенны. Более общий метод построения последовательностей такого типа, а также некоторые другие импульсные последовательности можно найти, например, в статьях [67, 68].

3.4.2 Моделирование

Как было показано, импульсная последовательность BB1 устойчива к отклонениям частоты Раби, то есть потенциально устойчива к тепловому движению атома, амплитудным шумам лазера, неоднородностям интенсивности лазера по атомному массиву. Однако, все полученные выкладки были сделаны в предположении, что частота Раби не зависит от времени, а просто смешена от идеального значения. Такое предположение работает, если тепловое движение одиночного атома в оптическом пинцете, а также амплитудные шумы лазера достаточно медленны по сравнению с двухфотонной частотой Раби для рамановских переходов.

Также остаётся открытый вопрос о влиянии спонтанного распада с промежуточного состояния на точность однокубитных операций при использовании последовательности импульсов. За счёт увеличения длительности однокубитного гейта может оказаться так, что весь выигрыш от использования последовательности импульсов теряется из-за спонтанного распада из промежуточного состояния. Для исследования этих вопросов проведём численное моделирование возбуждения одиночного атома в оптическом пинцете с учётом теплового движения, кросstalkа между соседними кубитами и спонтанного распада из промежуточного состояния для последовательности BB1. По аналогии с 3.2.1 ошибку из-за спонтанного распада для π -импульса BB1 можно оценить как

$$(1 - F)_{sp} = \frac{5}{2} \frac{R}{\Omega_R} = \frac{\Gamma}{4\Delta}, \quad (61)$$

Для $\Delta = 2\pi \times 50$ ГГц, $\Gamma = 2\pi \times 6$ МГц получаем ошибку из-за спонтанного распада для импульса BB1 $(1 - F)_{sp} = 1.5 \times 10^{-4}$. Результаты моделирования с учётом теплового движения атома, кросstalkа между соседними кубитами и спонтанного распада из промежуточного состояния показаны на рисунке 24. Значение ошибки при оптимальном радиусе перетяжки рамановского лазера $w_R = 1.5$ мкм для последовательности BB1 составляет $1.6 \cdot 10^{-4}$, что определяется ошибкой из-за спонтанного распада $1.5 \cdot 10^{-4}$. В части 3.3.4 было показано, что для обычного импульса значение ошибки при оптимальном радиусе перетяжки $w_R = 2.0$ мкм составляет $3 \cdot 10^{-3}$

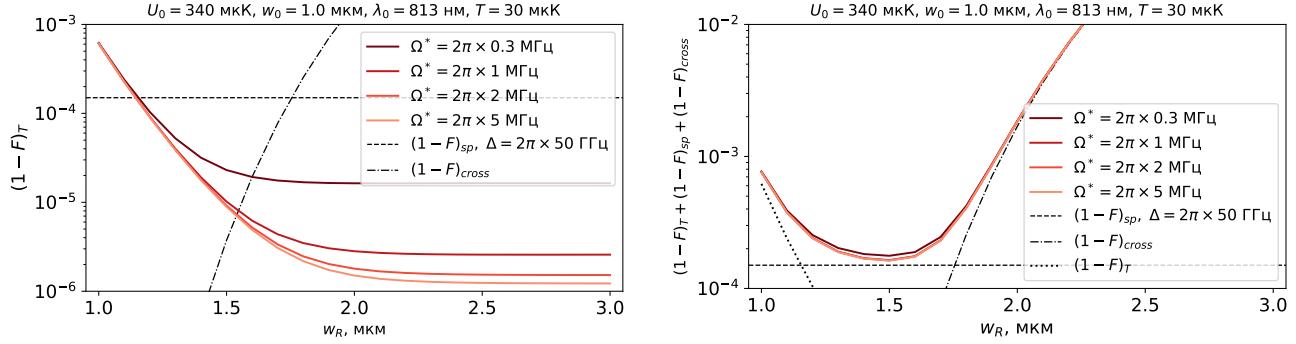


Рис. 24: Слева: ошибка из-за теплового движения для π -импульса BB1. Справа: суммарная ошибка из-за теплового движения, кросстока и спонтанного распада для π -импульса BB1.

На рисунке 25 приведены тепловые карты для ошибки обычного π -импульса и π -импульса BB1 от отстройки и отклонения частоты Раби. Для последовательности BB1 видна устойчивость к отклонениям частоты Раби в узком диапазоне отстроек от резонанса. Поведение зависимости 23 для разных значений отстроек от двухфотонного резонанса показано на рисунке

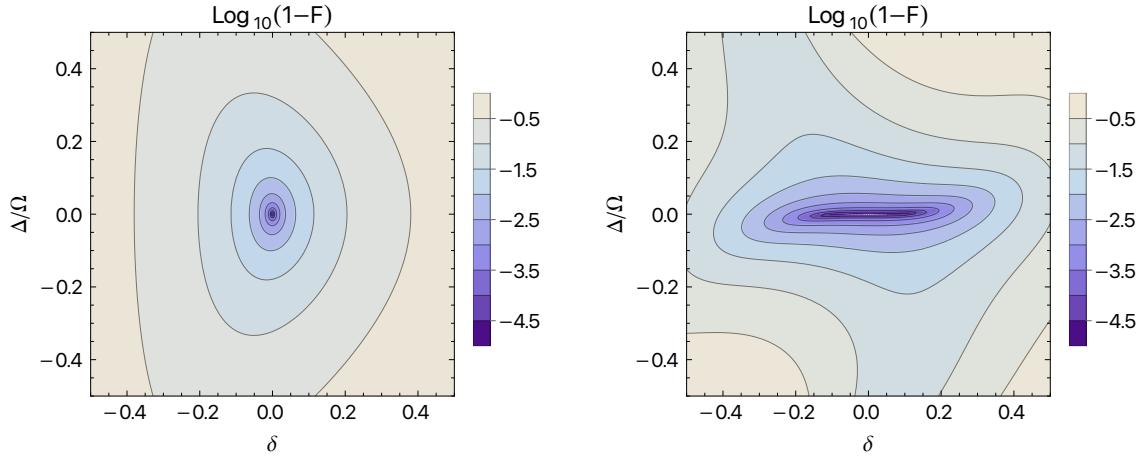


Рис. 25: Слева: зависимость ошибки обычного π -импульса от отстройки и отклонения частоты Раби. Справа: зависимость ошибки π -импульса BB1 от отстройки и отклонения частоты Раби.

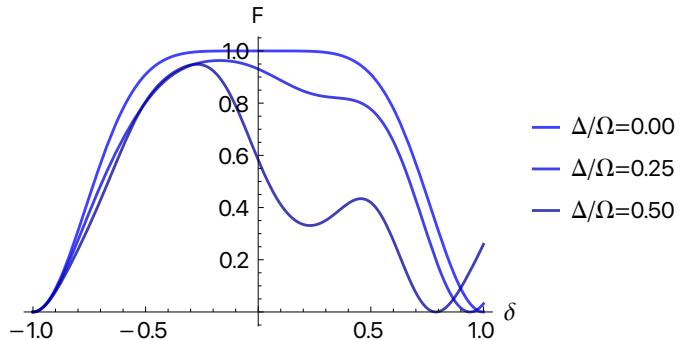


Рис. 26: Искажение устойчивости последовательности BB1 при ненулевой отстройке от резонанса.

3.4.3 Эксперимент

Для экспериментальной реализации последовательности импульсов ВВ1 требуется модулировать фазу рамановского лазера, то есть получить фазовый множитель в двухфотонной частоте Раби $\Omega_R e^{i\phi(t)}$. Это можно сделать, например, с помощью IQ-модуляции сигнала, подающегося на модулятор интенсивности. Принципиальная схема установки показана на рисунке 27. В IQ-модулятор подаются два сигнала вида $I(t) = \sin(\omega t + \phi(t))$, $Q(t) = \cos(\omega t + \phi(t))$, которые затем перемножаются с сигналом несущей $\cos(\omega_c t)$, $\sin(\omega_c t)$ и суммируются. В результате получается сигнал $S(t) = I(t) \cos(\omega_c t) + Q(t) \sin(\omega_c t) = \sin((\omega_c + \omega)t + \phi(t))$, который подаётся на модулятор интенсивности. Модулятор интенсивности далее создаёт рамановский лазер с фазовой модуляцией $\Omega_R e^{i\phi(t)}$. Для генерации I/Q -компонент используется плата Red Pitaya STEMlab 125-14 со встроенным генератором сигналов произвольной формы. После подачи внешнего триггера на порт DIO_0P (EXT TRIG.) начинается воспроизведение I/Q – компонент с аналоговых выходов OUT1, OUT2, которые далее подаются на IQ – модулятор.

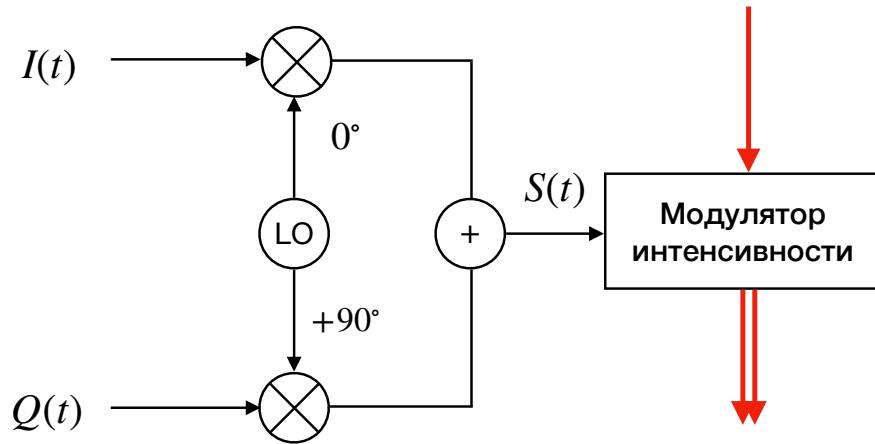


Рис. 27: Сигналы $I(t)$ и $Q(t)$, содержащие фазовую модуляцию, смешиваются с сигналом несущей (LO), получается требуемый сигнал модуляции $S(t)$, который подаётся на модулятора интенсивности.

I/Q-компоненты также содержат несущую частоту ω , это требуется так как использующийся I/Q-модулятор не пропускает постоянный сигнал. Так как суммарная частота сигнала после IQ-модулятора $\omega + \omega_c$ задаёт разность частот между компонентами рамановского лазера $2(\omega + \omega_c) \simeq 6.8$ ГГц, требуется экспериментально подобрать резонансное значение частоты ω при фиксированной частоте ω_c . Зависимость вероятности возбуждения после обычного рамановского π -импульса от частоты ω показана на рисунке 28, по резонансу определяется требуемая частота модуляции ω .

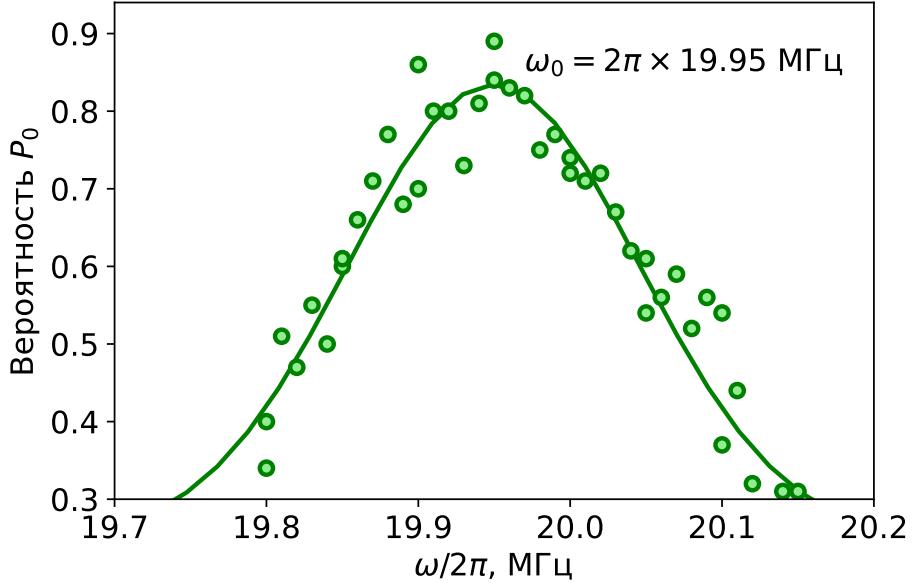


Рис. 28: По резонансу в вероятности возбуждения от частоты модуляции экспериментально определяются нужная частота модуляции.

После подбора правильной частоты модуляции были сняты зависимости осцилляций Раби с использованием последовательности BB1 (рис.). Сканирование проводится в диапазоне $\theta \in (-2\pi, 2\pi)$, так как для большего угла поворота требуется отправлять с платы несколько импульсов BB1 подряд, это пока что не реализовано. Следует обратить внимание, что угол поворота θ на сфере Блоха задаёт как длительность последовательности $\Omega_R T_{BB1}(\theta) = 4\pi + \theta$, так и углы в фазовой модуляции $\phi(\theta) = \arccos(-\theta/4\pi)$. Для задания длительности импульса $T_{BB1}(\theta)$ на плате Red Pitaya так же требуется знать двухфотонную частоту Раби. Она определяется с помощью обычных осцилляций Раби с рамановским возбуждением с использованием платы Red Pitaya и триггера с внешнего генератора.

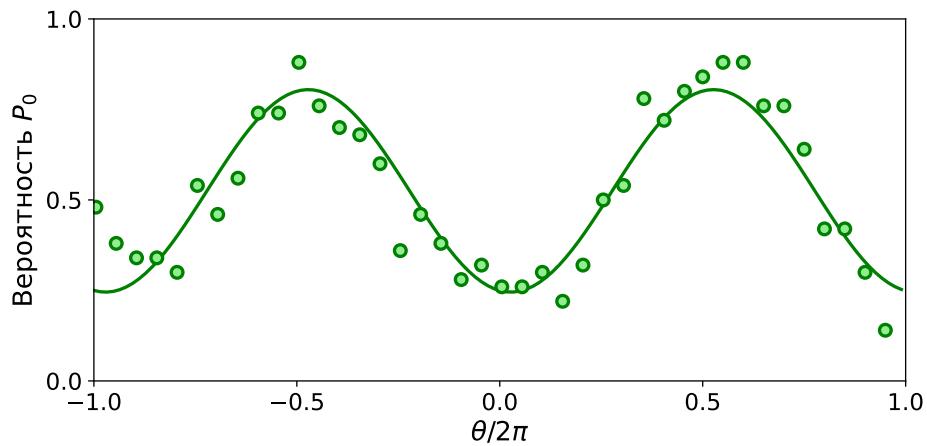


Рис. 29: Период сцилляций Раби с использованием последовательности BB1.

Также была снята зависимость вероятности возбуждения от суммарной длительности π -импульса

$T_{BB1}(\pi)$, она показана на рисунке . Теоретически это эквивалентно сканированию частоты Раби, то есть ожидается зависимость как на рисунке 23.

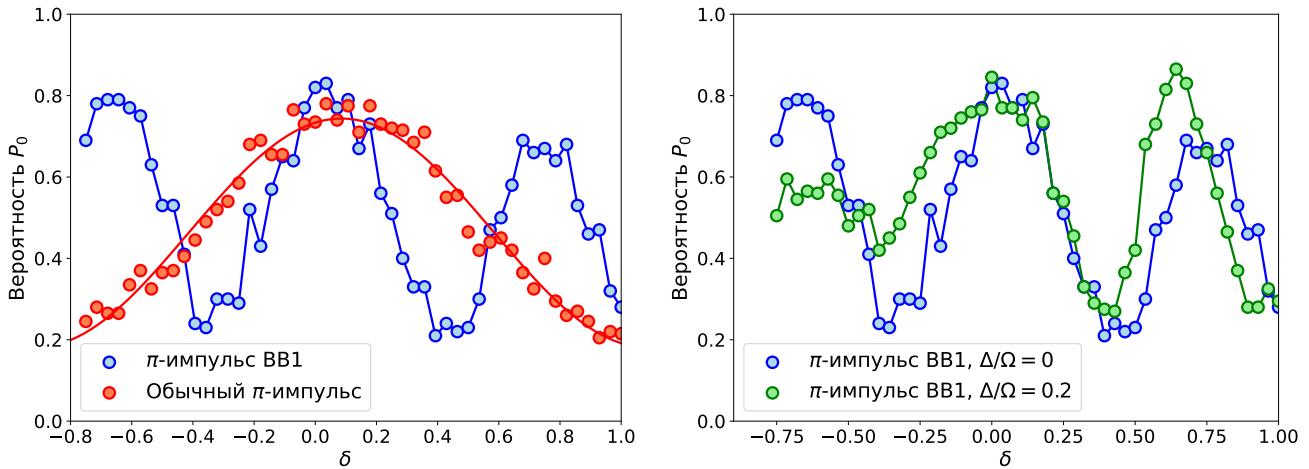


Рис. 30: Слева: сканирование длительности π -импульса для обычного рамановского возбуждения и последовательности BB1, ожидалась зависимость как на рисунке 23. Справа: при ненулевой отстройке от резонанса наблюдалась асимметричная зависимость, схожая по форме с 26.

Пока что не понятно почему наблюдается такая зависимость. При неправильной частоте модуляции ω наблюдалось асимметричное поведение “устойчивости” последовательности BB1, похожее на зависимость 26. После подбора правильной частоты модуляции (рис. 28) это предположение отпало. Планируется дальнейшая работа в этом направлении.

3.5 Результаты главы

В этой части работы, посвященной улучшению точности однокубитных операций с рамановским двухфотонным возбуждением, получилось достичь следующих результатов:

1. Определен основной источник ошибок в однокубитных операциях с двухфотонным рамановским возбуждением - тепловое движение атома в оптическом пинцете.
2. Сделана численная модель, учитывающая тепловое движение атома, спонтанный распад из промежуточного состояния и кроссток между соседними атомами. Измерены параметры модели, настроен эксперимент по параметрическому нагреву атома, который ранее не работал.
3. Исследована возможность применения пучков flat-top для локальных однокубитных операций. За счёт сильной чувствительности к aberrациям при жёсткой фокусировке на атом такой подход не кажется масштабируемым. Однако, использование таких пучков хорошо работает для двухкубитных операций, про это будет рассказано в следующей главе.
4. Предложено использование последовательности BB1 для компенсации теплового движения атома, амплитудных шумов рамановского лазера и неоднородности интенсивности рамановского лазера, возникающей из-за разной эффективности дифракции АОД при адрессации на разные узлы атомного массива.
5. Проведено численное моделирование с учётом вышеперечисленных ошибок, последовательность оказалась устойчивой к тепловому движению атома. Хотя последовательность

BB1 изначально предназначена для компенсации статических отклонений частоты Раби от идеального значения, в работе было показано, что устойчивость также сохраняется при движении атома. Настроена экспериментальная схема для реализации последовательности BB1, начаты измерения.

4 Моделирование и оптимизация двухкубитных логических операций

Двухкубитные операции квантового компьютера на нейтральных атомах реализуются с помощью механизма ридберговской блокады, при которой два близко находящихся атома не могут быть возбуждены в ридберговское состояние одновременно. В работе моделируется двухфотонное возбуждение одиночных атомов в ридберговское состояние с учётом различных механизмов декогеренции: динамика атома в оптическом пинцете, эффект Доплера, спонтанный распад из промежуточного состояния [69], фазовые шумы лазера [70]. Результаты моделирования позволяют подобрать оптимальные параметры двухфотонного возбуждения и определить основные факторы, ограничивающие точность двухкубитных операций нашей установки.

4.1 Ридберговская блокада, нативный гейт CZ

Для того чтобы понять принцип реализации двухкубитных гейтов с помощью ридберговской блокады рассмотрим гамильтониан двух атомов с кубитными уровнями $|0\rangle$, $|1\rangle$ и дополнительным ридберговским уровнем $|r\rangle$. Будем одновременно светить на оба атома лазером резонансным с переходом $|1\rangle \leftrightarrow |r\rangle$. Гамильтониан такой системы в приближении вращающейся волны без учёта взаимодействия между атомами запишется как

$$\hat{H}_0 = \sum_{i=1,2} \frac{\Omega}{2} (e^{i\phi} |1_i\rangle \langle r_i| + e^{-i\phi} |r_i\rangle \langle i_i|) - \Delta |r_i\rangle \langle r_i|, \quad (62)$$

где $\Omega e^{i\phi}$ - частота Раби, Δ - отстройка от резонанса $|1\rangle \leftrightarrow |r\rangle$. Если нейтральные атомы находятся в кубитных состояниях $|0\rangle$, $|1\rangle$, либо в ридберговском состоянии $|r\rangle$ находится лишь один из атомов, то диполь-дипольным взаимодействием между ними можно пренебречь, так как расстояние между атомами составляет $r_0 = 3.4$ мкм, что сильно меньше характерного размера атома (порядка нескольких ангстремов). Если же оба атома одновременно находятся в высоко-возбужденном ридберговском состоянии $|r\rangle$ с главным квантовым числом порядка 50 – 100, то диполь-дипольное взаимодействие сильно вырастает. Скорость роста диполь-дипольного взаимодействия от расстояния между атомами \vec{r}_0 можно оценить следующим образом. Энергия взаимодействия двух классических точечных диполей равна

$$V_{dip} = \frac{\vec{d}_1 \cdot \vec{d}_2}{r_0^3} - 3 \frac{(\vec{d}_1, \vec{r}_0)(\vec{d}_2, \vec{r}_0)}{r_0^5}. \quad (63)$$

Атом ^{87}Rb является водородоподобным, так как имеет один валентный электрон, то есть характерный размер атома (электронного облака) зависит от главного квантового числа как n^2 (боровские орбиты). Отсюда следует, что величина дипольного момента атома также растёт как n^2 , то есть для величины диполь-дипольного взаимодействия получаем

$$V_{dip} \sim \frac{n^4}{r_0^3}. \quad (64)$$

В квантовом случае дипольные моменты атомов нужно заменить на соответствующие операторы дипольного момента. Для водородоподобных атомов среднее значение дипольного момента

зануляется в силу определённой четности волновых функций [44] относительно инверсии координаты $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$. Пусть $\psi(\vec{r})$ - координатное представление некоторой собственной волновой функции с определённой четностью (чётная или нечётная относительно инверсии координаты), тогда среднее значение дипольного момента запишется как

$$\langle \hat{\vec{d}} \rangle = \langle \psi | \left(e \hat{\vec{r}} \right) | \psi \rangle = e \int_{\mathbb{R}^3} |\psi(\vec{r})|^2 \vec{r} d^3 \vec{r}. \quad (65)$$

Видно, что под интегралом по всему пространству стоит произведение чётной функции $|\psi(\vec{r})|^2$ относительно инверсии координаты на нечётную \vec{r} , то есть среднее значение дипольного момента зануляется. Отсюда следует, что диполь-дипольное взаимодействие между нейтральными атомами в невырожденной теории возмущений проявляется только во втором порядке, то есть

$$V \sim V_{dip}^2 \sim \frac{n^8}{r_0^6} = \frac{C_6}{r_0^6}. \quad (66)$$

Коэффициент C_6 можно посчитать во втором порядке теории возмущений, например, с помощью библиотеки **ARC(Alkaline Rydberg Calculator)** [71]. Для $|r\rangle = |72S_{1/2}\rangle$ получается $C_6 = 2\pi \times 1203.6 \text{ ГГц} \cdot \text{мкм}^6$, то есть радиус ридберговской блокады при частоте Раби $\Omega = 2\pi \times 1 \text{ МГц}$ составляет 10 мкм. Так как диполь-дипольное взаимодействие проявляется только в случае когда оба атома находятся в ридберговском состоянии, то можно ввести оператор взаимодействия между двумя атомами как

$$\hat{V} = V |r_1\rangle \langle r_1| \otimes |r_2\rangle \langle r_2|. \quad (67)$$

Отсюда получается полный ридберговский гамильтониан как

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V} = \sum_{i=1,2} \left\{ \frac{\Omega}{2} (e^{i\phi} |1_i\rangle \langle r_i| + e^{-i\phi} |r_i\rangle \langle 1_i|) - \Delta |r_i\rangle \langle r_i| \right\} + V |r_1\rangle \langle r_1| \otimes |r_2\rangle \langle r_2|. \quad (68)$$

Видно, что гамильтониан никак не действует на атом в состоянии $|0\rangle$, то есть двухчастичное состояние $|00\rangle$ не эволюционирует. Для пар состояний $|01\rangle$, $|0r\rangle$ и $|10\rangle$, $|r0\rangle$ ридберговский гамильтониан сводится к одиночастичному

$$\hat{H}_1 = \frac{\Omega}{2} (e^{i\phi} |1\rangle \langle r| + e^{-i\phi} |r\rangle \langle 1|) - \Delta |r\rangle \langle r|, \quad (69)$$

то есть наблюдаются обычные осцилляции Раби для переходов $|01\rangle \leftrightarrow |0r\rangle$ и $|10\rangle \leftrightarrow |r0\rangle$. Ситуация с состояниями $|11\rangle$, $|1r\rangle$, $|r1\rangle$, $|rr\rangle$ более интересна. Рассмотрим предел сильного ридберговского взаимодействия между атомами $V \gg \Omega, \Delta$. Такой режим как раз реализуется в нашей установке при расстоянии между атомами $r_0 = 3.4 \text{ мкм}$. Посмотрим как гамильтониан действует на эти состояния по отдельности

$$\begin{aligned}
\hat{H} |11\rangle &= \frac{\Omega}{2} e^{-i\phi} (|r1\rangle + |1r\rangle) = \frac{\sqrt{2}\Omega}{2} e^{-i\phi} |w\rangle, \\
\hat{H} |1r\rangle &= -\Delta |1r\rangle + \frac{\Omega}{2} e^{-i\phi} |rr\rangle + \frac{\Omega}{2} e^{i\phi} |11\rangle, \\
\hat{H} |w\rangle &= -\sqrt{2}\Delta |w\rangle + \frac{\sqrt{2}\Omega}{2} e^{-i\phi} |rr\rangle + \frac{\sqrt{2}\Omega}{2} e^{i\phi} |11\rangle, \\
\hat{H} |rr\rangle &= (V - 2\Delta) |rr\rangle + \frac{\sqrt{2}\Omega}{2} e^{i\phi} |w\rangle, \\
|w\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|r1\rangle + |1r\rangle).
\end{aligned} \tag{70}$$

Таким образом, гамильтониан распадается на две части

$$\begin{aligned}
\hat{H}_2 &= -\sqrt{2}\Delta |w\rangle \langle w| + \frac{\sqrt{2}\Omega}{2} (e^{i\phi} |11\rangle \langle w| + e^{-i\phi} |w\rangle \langle 11|), \\
\hat{H}_3 &= (V - 2\Delta) |rr\rangle \langle rr| + \frac{\sqrt{2}\Omega}{2} (e^{i\phi} |w\rangle \langle rr| + e^{-i\phi} |rr\rangle \langle w|).
\end{aligned} \tag{71}$$

Видно что получились стандартные гамильтонианы Раби для переходов $|11\rangle \leftrightarrow |w\rangle$ и $|w\rangle \leftrightarrow |rr\rangle$. При условии $V \gg \Delta, \Omega$ гамильтониан \hat{H}_3 соответствует случаю сильной отстройки от резонанса, то есть осцилляции Раби между состояниями $|w\rangle$ и $|rr\rangle$ не происходят. Отсюда получается, что можно оставить только гамильтониан H_2 , то есть будут происходить осцилляции Раби между двухуровневой системой $|11\rangle, |w\rangle$. Физически это соответствует тому, что одновременное возбуждение в ридберговское состояние требует дополнительной энергии V , то есть такой переход подавлен. Вместо этого в ридберговское состояние возбуждается лишь один атом, что в квантовом случае соответствует равновероятной суперпозиции $|1r\rangle$ и $|r1\rangle$. Этот эффект называется эффектом ридберговской блокады. Также можно отметить, что состояние $|w\rangle$ это максимально запутанное состояние Бэлла двух атомов в базисе $|1\rangle, |r\rangle$, то есть за счёт эффекта ридберговской блокады удаётся контролируемым образом передать запутанность между двумя атомами. Осталось теперь перевести атомы в кубитный базис, сохранив заупатнность. Это можно сделать с помощью последовательности Levine-Pichler [46], которая реализует нативный гейт CZ. На рисунке 31 показана схема последовательности Levine-Pichler, для её реализации требуется выставить следующие параметры [46]

$$\begin{aligned}
\Delta/\Omega &= 0.377371, \\
\xi &= 3.90242, \\
\Omega\tau &= 4.29268.
\end{aligned} \tag{72}$$

Последовательность состоит из двух одинаковых импульсов с изменением фазы частоты Раби $\Omega \rightarrow \Omega e^{i\xi}$ между ними, в итоге получается гейт CZ в базисе $|00\rangle, |01\rangle, |10\rangle, |11\rangle$

$$\text{CZ} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \tag{73}$$

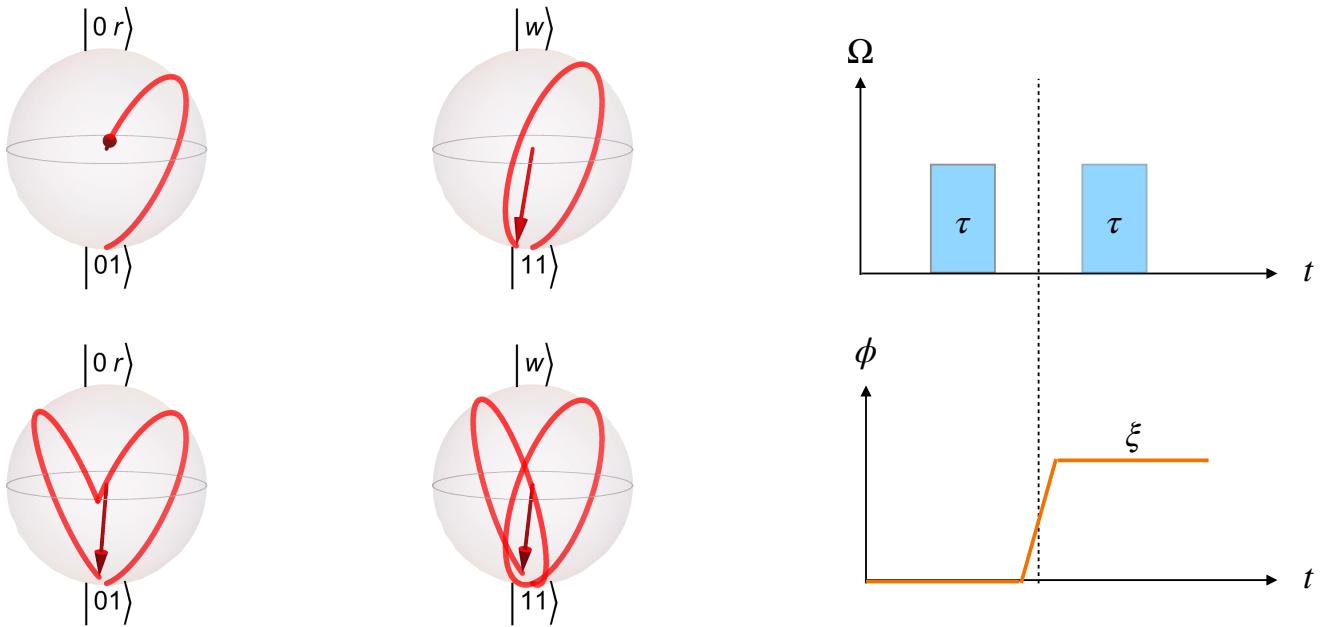


Рис. 31: Слева: состояние системы после первого и второго импульсов последовательности Levine-Pichler. Справа: последовательность Levine-Pichler состоит из двух импульсов длительности τ между которыми фаза лазера меняется на ξ .

Следует отметить, что был рассмотрен режим взаимодействия по Ван дер Ваальсу, также ридберговское взаимодействие можно организовать через Фёрстеровские резонансы (Förster resonance), которые получаются при рассмотрении вырожденной теории возмущений. Более подробное обсуждение этих вопросов, а также вычисление сил взаимодействия можно найти в статьях [52, 72, 73]. В работах [74, 75] наблюдается эффект ридберговской блокады, реализованной с помощью Фёрстеровских резонансов.

Для получения достоверных двухкубитных операций на основе эффекта ридберговской блокады требуется возбуждать атомы в ридберговское состояние с высокой точностью. Далее будут приведены результаты моделирования двухфотонного возбуждения в ридберговское состояние с учётом основных источников ошибок: теплового движения атома в оптическом пинцете, спонтанного распада из промежуточного состояния, фазовых шумов лазера, ошибок приготовления и измерения состояния.

4.2 Моделирование двухфотонного ридберговского возбуждения

Существуют работы [35, 36, 76], в которых производится однофотонное возбуждение в ридберговское состояние с помощью лазеров с длиной волны в глубоком ультрафиолете (100 – 300 нм), однако использование таких лазеров технически затруднительно. Возникают проблемы с износом оптического оборудования под воздействием УФ-излучения, отсутствием доступных мощных лазеров, быстрым затуханием излучения вне вакуума. Поэтому более популярным подходом является использование двухфотонного возбуждения в каскадной схеме с использованием вспомогательного промежуточного уровня (рис. 32). Такой подход используется в том числе в нашей установке.

Теоретическое описание такой трёхуровневой системы с точностью до переобозначений полно-

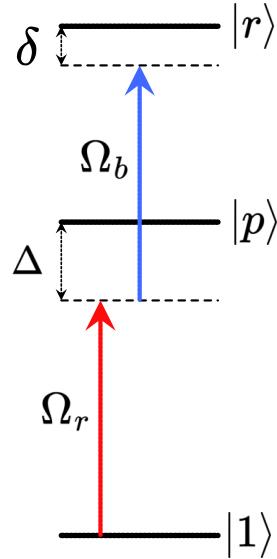


Рис. 32: Схема двухфотонного возбуждения в каскадной конфигурации трёхуровневой системы.

стью совпадает с рассмотренными ранее двухфотонными рамановскими переходами в Λ -схеме [47, 48]. Гамильтониан системы в приближении врачающейся волны имеет вид

$$\hat{H} = -\Delta |p\rangle \langle p| - \delta |r\rangle \langle r| + \frac{\Omega_r}{2} (e^{i\phi_r} |1\rangle \langle p| + e^{-i\phi_r} |p\rangle \langle 1|) + \frac{\Omega_b}{2} (e^{i\phi_b} |p\rangle \langle r| + e^{-i\phi_b} |r\rangle \langle p|), \quad (74)$$

где $\Omega_r e^{i\phi_r}$, $\Omega_b e^{i\phi_b}$ - однофотонные частоты красного (red rydberg) и синего лазеров (blue rydberg), Δ - отстройка от промежуточного состояния, δ - отстройка от двухфотонного резонанса. В нашем эксперименте используются кубитные состояния $|0\rangle = |5^2S_{1/2}, F=2, m_F=0\rangle$ и $|1\rangle = |5^2S_{1/2}, F=2, m_F=1\rangle$, промежуточный уровень $|p\rangle = |5^2P_{1/2}, F=2, m_F=1\rangle$ и ридберговское состояние $|r\rangle = |72^2S_{1/2}\rangle$. В схеме ридберговского возбуждения можно выделить следующие источники ошибок:

- динамика атома в оптическом пинцете и эффект Доплера,
- спонтанный распад из промежуточного состояния,
- ошибки измерения и приготовления состояния,
- фазовые шумы лазера,
- конечное время жизни ридберговского состояния,
- возбуждение в соседние ридберговские состояния,
- амплитудные шумы лазера,
- смещение оптических лучей,
- переотражение лазерных лучей,
- паразитные внешние поля.

Ошибки из-за амплитудных шумов лазера и смещения оптических лучей считаются несущественными, так как интенсивность и положение лазеров стабилизируются по дополнительной

камере. Перекачка в соседние ридберговские состояния с другой проекцией полного момента m_J [77] потенциально может происходить, но при сканировании частоты лазеров наблюдается только один двухфотонный резонанс. Конечное время жизни ридберговского состояния на текущий момент можно не учитывать, так как естественное время жизни состояния $|r\rangle = |72^2S_{1/2}\rangle$ при комнатной температуре составляет порядка 160 мкс [78], что для характерного периода ридберговских осцилляций 1 мкс даёт ошибку на уровне 0.5%. Паразитные электрические поля, вызывающие отстройку атома от резонанса за счёт штарковских сдвигов (DC Stark shifts), компенсируются с помощью восьми электродов в октупольной конфигурации [79], расположенных вблизи атомного массива. Такая конфигурация полей позволяет компенсировать напряжения независимо по трём осям, сами поля измеряются по сдвигу ридберговского резонанса, который крайне чувствителен к электрическим полям [79]. При переотражении лазерных пучков в вакуумной камере может создаваться стоячая волна в районе атомного массива, что также служит потенциальным источником ошибок. Так как размер атома в ридберговском состоянии составляет порядка микрометра, что совпадает с длиной волны излучения лазеров red rydberg $\lambda_r = 795$ нм и blue rydberg $\lambda_b = 475$ нм, то изменение электрического поля на масштабе атома за счёт образования стоячей волны потенциально может приводить к ошибкам. Этот механизм планируется изучить в дальнейшей работе. Далее будут рассмотрены ошибки связанные с тепловым движением атома, фазовыми шумами лазера, спонтанным распадом из промежуточного состояния, а также приготовлением и измерением состояния.

4.2.1 Тепловое движение атома в оптическом пинцете

Моделирование ошибок двухфотонного возбуждения в ридберговское состояние отличается от ранее проделанного моделирования для рамановских однокубитных операций тем, что используется встречная конфигурация лазерных пучков, а также происходит выключение оптической ловушки на время проведения операции. Оптический пинцет выключается, так как в ридберговском состоянии потенциал ловушки становится отталкивающим (anti-trapping) за счёт изменения знака отстройки [55, 69, 79]. Этот эффект используется для детектирования возбуждения в ридберговское состояние по выбиванию атома из ловушки [79].

Подробное описание этапов моделирования теплового движения содержится в главе 3. Опишем кратко основные отличия. Во время возбуждения в ридберговское состояние ловушка отключается, то есть в отличие от случая с рамановским возбуждением происходит свободное движение атома с начальными координатой и скоростью из распределения Больцмана. Это приводит к зависимости однофотонных частот Раби и отстроек от времени

$$\begin{aligned} \Omega_{r,b}(t) &= \Omega_{r,b}^{(0)} E_{r,b}(\vec{r}(t)) \\ \Delta(t) &= \Delta_0 + k_r v_z(t), \\ \delta(t) &= \delta_0 + (k_r - k_b) v_z(t). \end{aligned} \tag{75}$$

Здесь $\Omega_{r,b}^{(0)}$ - однофотонные частоты Раби в центре оптической ловушки, $E_{r,b}(\vec{r}(t))$ - амплитуды полей красного и синего лазеров, v_z - проекция скорости атома на ось распространения лазерных лучей, k_r , k_b - волновые векторы красного и синего лазеров, Δ_0 , δ_0 - отстройки без учёта теплового движения. В $\delta(t)$ эффект Доплера входит с разностью волновых векторов, так как для ридберговского возбуждения используется встречная конфигурация лазерных пучков.

4.2.2 Фазовые шумы лазера

Моделирование фазовых шумов лазера основано на статье [70]. Реализации случайного процесса $X(t)$ со спектром $S_X(f)$ можно сэмплировать как

$$X(t) = \sum_{i=1}^N 2\sqrt{S_X(f_i)\Delta f} \cos(2\pi f_i t + \varphi_i), \quad (76)$$

где f_i берутся на равномерной сетке с шагом Δf , фазы φ_i выбираются из равномерного распределения на отрезке $[0, 2\pi]$. По этой формуле моделируются траектории фазы лазера $\phi(t)$. Также используется соотношение между спектральными плотностями шума по частоте и по фазе

$$S_{\delta\nu}(f) = f^2 S_\phi(f). \quad (77)$$

На рисунке 33 показаны примеры траекторий фазы лазера для спектральной плотности шумов из статьи [70]. В спектре на рисунке 34 присутствуют сервобампы на двух частотах, которые появляются при стабилизации лазера по частоте по внешнему резонатору с помощью петли обратной связи [80].

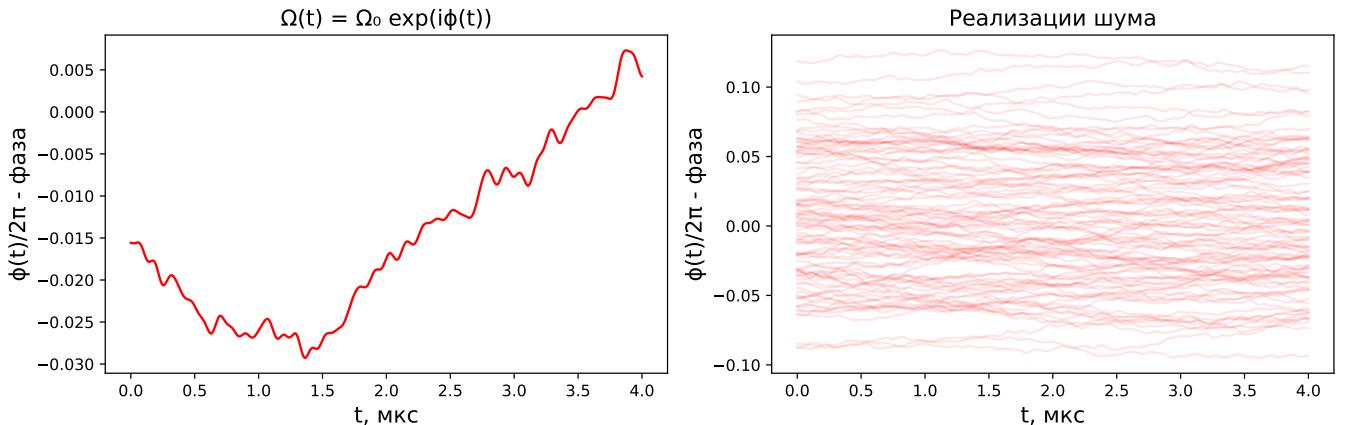


Рис. 33: Траектории фазы лазера рассчитанные по формуле 76 для спектра фазовых шумов из статьи [70].

В статье [70] были получены теоретические результаты для ошибки квантовых операций из-за фазовых шумов лазера, они использовались для проверки этой части моделирования. Спектр шумов лазера по частоте моделируется как

$$S_{\delta\nu}(f) = h_0 + h_g \exp\left(-\frac{(f - f_g)^2}{2\sigma_g^2}\right) + h_g \exp\left(-\frac{(f + f_g)^2}{2\sigma_g^2}\right), \quad (78)$$

где h_0 - амплитуда белого шума, h_g , f_g σ_g - амплитуда, частота и ширина сервобампа.

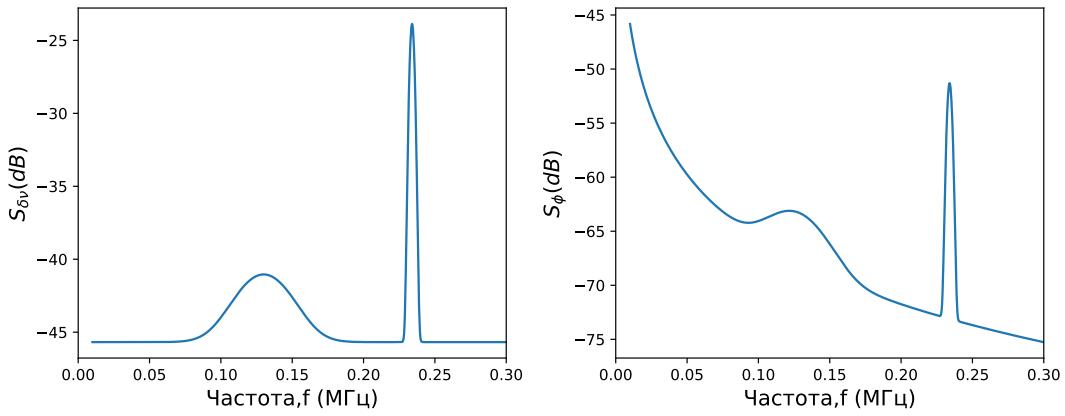


Рис. 34: Спектр фазовых шумов из статьи [70]. В спектре наблюдаются пики, которые появляются в эксперименте при стабилизации частоты лазера.

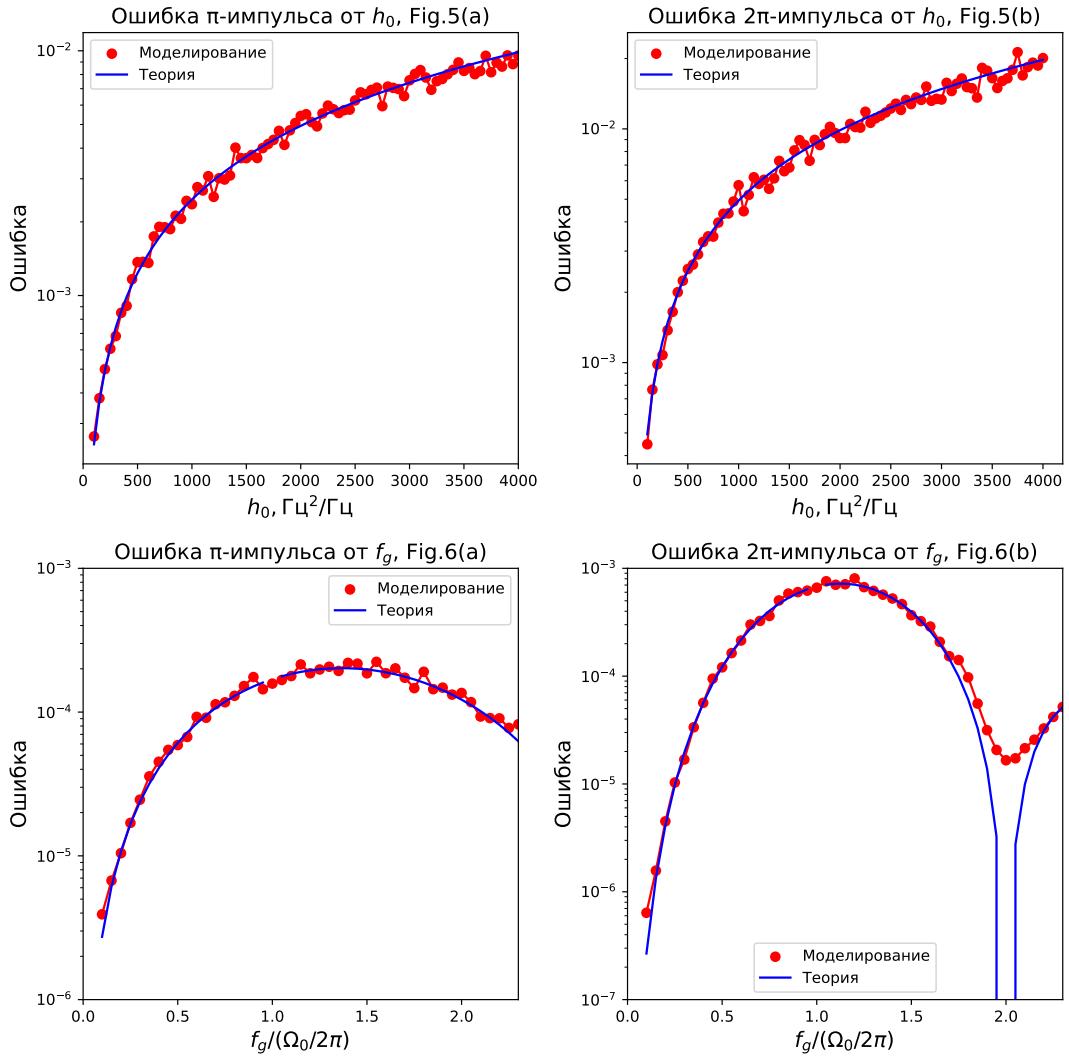


Рис. 35: Сравнение моделирования с результатами статьи [70].

Стоит обратить внимание, что влияние сервобампа сильнее всего проявляется, если его частота

совпадает с частотой Раби. Если же частота сервобампа совпадает с удвоенной частотой Раби, то его влияние сильно подавлено, это показано на правом нижнем графике рисунка 35.

4.2.3 Спонтанный распад из промежуточного состояния

Спонтанный распад населения промежуточного состояния в двухфотонном возбуждении приводит к ухудшению точности квантовых операций. На данном этапе можно учитывать только распад из промежуточного состояния, так как время жизни ридберговского состояния при комнатной температуре составляет несколько сотен микросекунд [78], что гораздо больше характерного времени двухфотонного возбуждения для нашей установки. Время жизни кубитных уровней также можно не учитывать, они метастабильные. Схема атомных уровней и соответствующие каналы распада приведены на рисунке 36. Распад промежуточного состояния на уровни, не участвующие в двухфотонном возбуждении, можно учесть, заменив их на виртуальный уровень $|L\rangle$ [69].

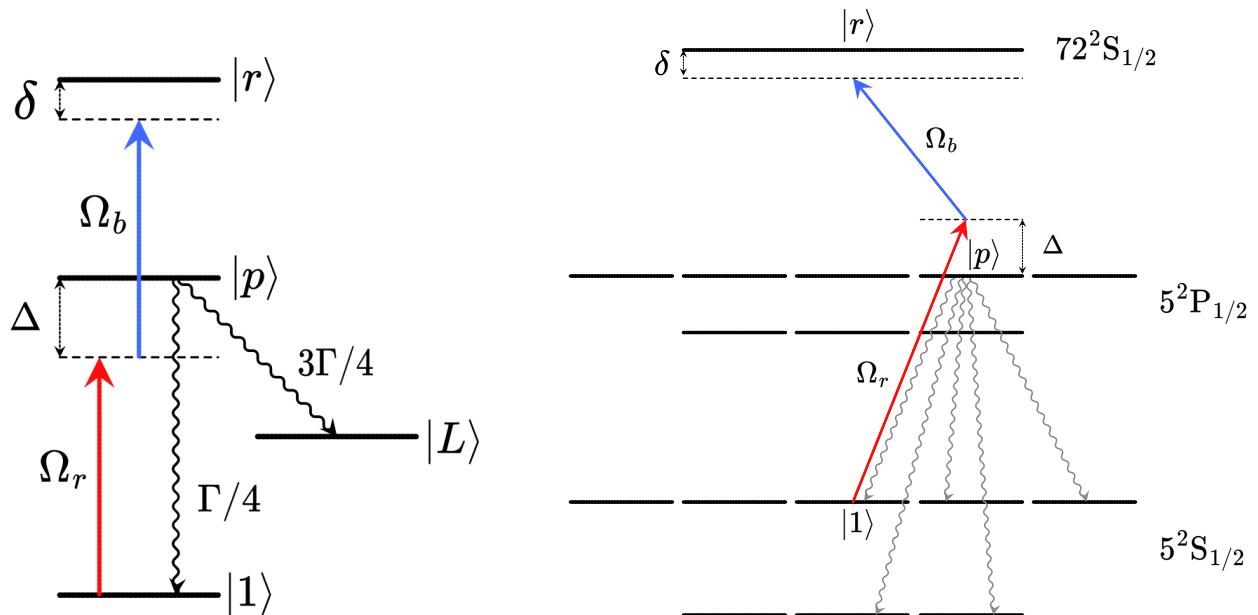


Рис. 36: Слева: упрощенная схема уровней, использующаяся в моделировании. Справа: схема уровней ^{87}Rb и соответствующие каналы распада для двухфотонного ридберговского возбуждения.

Типичное значение отстройки Δ от промежуточного состояния $|p\rangle$ составляет 0.9 ГГц, расстояние между уровнями сверхтонкой структуры $5^2P_{1/2}$ порядка 0.8 ГГц. Таким образом, отстройка от уровня $|5^2P_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$ с естественной шириной $\Gamma = 2\pi \times 6$ МГц составляет порядка 1.7 ГГц, т.е. его заселением можно пренебречь.

Трёхуровневую систему с учётом спонтанного распада можно моделировать уравнением Линдблада, которое затем численно решается в пакете `QuantumOptics.jl` [57]

$$\partial_t \rho = -i [H, \rho] + \sum_{i=\{1,L\}} \left(J_i \rho J_i^\dagger - \frac{1}{2} \{ J_i^\dagger J_i, \rho \} \right). \quad (79)$$

Здесь ρ - матрица плотности системы 36, H - гамильтониан 74, J_i - операторы скачка, которые вводятся как

$$J_1 = \sqrt{\Gamma/4} |1\rangle \langle p|, \quad J_L = \sqrt{3\Gamma/4} |p\rangle \langle r|. \quad (80)$$

Ширина линии терма $5^2P_{1/2}$ и коэффициенты ветвления перед операторами скачка берутся из статьи [45].

Также можно сделать оценку на скорость спонтанного распада по формуле 17. Посдставляя двухфотонную частоту Раби и усредняя по периоду осцилляций Раби, получаем ошибку на период осцилляций Раби

$$(1 - F)_{sp} = \frac{\Gamma}{4|\Delta|} \left(\frac{\Omega_r}{\Omega_b} + \frac{\Omega_b}{\Omega_r} \right) \geq \frac{\Gamma}{2|\Delta|}. \quad (81)$$

Для характерных значений параметров $\Omega_r \simeq \Omega_b$, $\Delta = 2\pi \times 1$ ГГц получаем оценку на ошибку 2π-импульса $5 \cdot 10^{-3}$. Последнее соотношение получено с учётом неравенства $x + 1/x \geq 2$, которое насыщается при условии $x = 1$, то есть минимальное значение ошибки из-за спонтанного распада достигается при $\Omega_r = \Omega_b$.

4.2.4 Ошибки приготовления и измерения состояния

При возбуждении в ридберговское состояние можно выделить следующие ошибки приготовления и измерения состояния [69].

- η - ошибка приготовления состояния. Конечная эффективность накачки в кубитное состояние $|1\rangle$ приводит к частичному заселению других зеемановских и сверхтонких подуровней $5^2S_{1/2}$. Оценку параметра η можно провести, используя магнитодипольный переход, возбуждаемый СВЧ-антенной.
- ε - ошибка детектирования, ложноположительные срабатывания. Если атом находится в ридберговском состоянии, то потенциал оптической ловушки становится отталкивающим (синяя отстройка), из-за чего ловушка выключается на время ридберговского возбуждения. Если включить ловушку после возбуждения, то атомы, находящиеся в состоянии $|r\rangle$, будут вылетать, а атомы в состоянии $|1\rangle$ оставаться, на этом основано измерение состояния. Столкновения с остаточным газом (неидеальность вакуума), уменьшение времени жизни атома из-за детектирования, смещение во время выключения ловушки приводят к ошибке детектирования, так как часть атомов вылетает из ловушки не из-за нахождения в ридберговском состоянии.
- ε' - ошибка детектирования, ложноотрицательные срабатывания. Конечное время жизни ридберговского состояния приводит к небольшой вероятности распада, из-за чего атом может оказаться в невозбужденном состоянии (необязательно кубитном) и не вылететь из ловушки. Вклад этой ошибки можно оценить по аналогу эксперимента release and recapture для атома в ридберговском состоянии с включенной ловушкой. Аппроксимация методом Монте-Карло даёт параметр ε' .

Если \tilde{P}_1 , \tilde{P}_r - населённости состояний $|1\rangle$ и $|r\rangle$ без учёта SPAM-ошибок, то в эксперименте наблюдаются населённости [69]

$$\begin{aligned} P_1 &= \eta(1-\varepsilon) + (1-\eta)(1-\varepsilon) \left[\tilde{P}_1 + \varepsilon' \tilde{P}_r \right], \\ P_r &= \eta\varepsilon + (1-\eta) \left[\varepsilon \tilde{P}_1 + (1-\varepsilon' + \varepsilon\varepsilon') \tilde{P}_r \right]. \end{aligned} \quad (82)$$

В частности можно переписать настоящие населённости состояний \tilde{P}_1 , \tilde{P}_r через измеренные в эксперименте как

$$\begin{aligned} \tilde{P}_1 &= \frac{1 - \varepsilon' + \varepsilon\varepsilon'}{(1 - \varepsilon)(1 - \varepsilon')(1 - \eta)} P_1 - \frac{\varepsilon'}{(1 - \varepsilon')(1 - \eta)} P_r - \frac{\eta}{1 - \eta}, \\ \tilde{P}_r &= -\frac{\varepsilon}{(1 - \varepsilon)(1 - \varepsilon')(1 - \eta)} P_1 + \frac{1}{(1 - \varepsilon')(1 - \eta)} P_r. \end{aligned} \quad (83)$$

Таким образом, можно убрать вклад ошибок приготовления и измерения состояния в измеренные осцилляции Раби.

4.3 Измерение параметров модели

В модели присутствуют следующие параметры:

- λ_r , λ_b , λ_0 - длины волн красного и синего лазеров, лазера оптической ловушки,
- w_r , w_b , w_0 - радиусы перетяжки красного и синего лазеров, лазера оптической ловушки,
- U_0 , T - глубина ловушки и температура атома [56, 69],
- Ω_r , Ω_b - однофотонные частоты Раби красного и синего лазеров,
- Δ_0 , δ_0 - отстройки от промежуточного состояния и двухфотонного резонанса,
- $S_r(f)$, $S_b(f)$ - спектры фазовых шумов красного и синего лазеров [70],
- η , ε' , ε - ошибки приготовления и измерения состояния [69].

Длины волн лазеров λ_r , λ_b , λ_0 измеряются с помощью волномера. Радиус перетяжки красного и синего лазеров w_r , w_b измеряются по камере, а также сканированием положения пучка между двумя соседними атомами с помощью АОД. Так как расстояние между соседними атомами известно и составляет 3.4 мкм, то можно снять зависимость возбуждения атома в ридберговское состояние от положения пучка и восстановить радиусы перетяжек. Глубина U_0 и радиус перетяжки w_0 ловушки измеряется по штарковским сдвигам 3.3.1 и параметрическому нагреву 3.3.2. Температура атома измеряется по эксперименту release and recapture 3.3.3. Отстройка от промежуточного состояния Δ_0 определяется по волномеру и известным частотам переходов [45]. Отстройка от двухфотонного резонанса δ_0 экспериментально подбирается по резонансу в вероятности возбуждения в ридберговское состояние при сканировании одного из лазеров по частоте, для моделирования её значение считается по формуле для штарковских сдвигов от красного и синего лазеров $\delta_0 = \frac{\Omega_b^2 - \Omega_r^2}{4\Delta_0}$. Однофотонные частоты Раби Ω_r , Ω_b рассчитываются по интенсивностям лазеров, измеренных мощемером перед и после вакуумной камеры, дипольные матричные элементы считаются в пакете ARC(Alkaline Rydberg Calculator) [71], затем всё дополнительно сравнивается с двухфотонной частотой Раби, полученной из эксперимента. Измеренные значения параметров приведены ниже

- $\lambda_r = 795$ нм, $\lambda_b = 475$ нм, $\lambda_0 = 813$ нм,

- $w_r = 10.0$ мкм, $w_b = 3.5$ мкм, $w_0 = 1.1$ мкм,
- $U_0 = 340$ мК, $T = 30$ мК,
- $\Omega_r = 2\pi \times 60$ МГц, $\Omega_b = 2\pi \times 60$ МГц,
- $\Delta_0 = 2\pi \times 904$ МГц, $\delta_0 = 0$ МГц.

Измерение спектра фазовых шумов лазеров $S_r(f)$, $S_b(f)$, а также параметров ошибок приготовления и измерения состояния η , ε , ε' будут обсуждаться далее.

4.3.1 Гетеродинное измерение спектра фазовых шумов лазеров

Для измерения фазовых шумов лазера была собрана гетеродинная схема [70], показанная на рисунке 38. При измерениях фазовых шумов лазера луч разделяется в два канала, один из которых просто пропускает излучение, а второй содержит волоконную линию задержки длиной $L = 6$ км и АОМ.

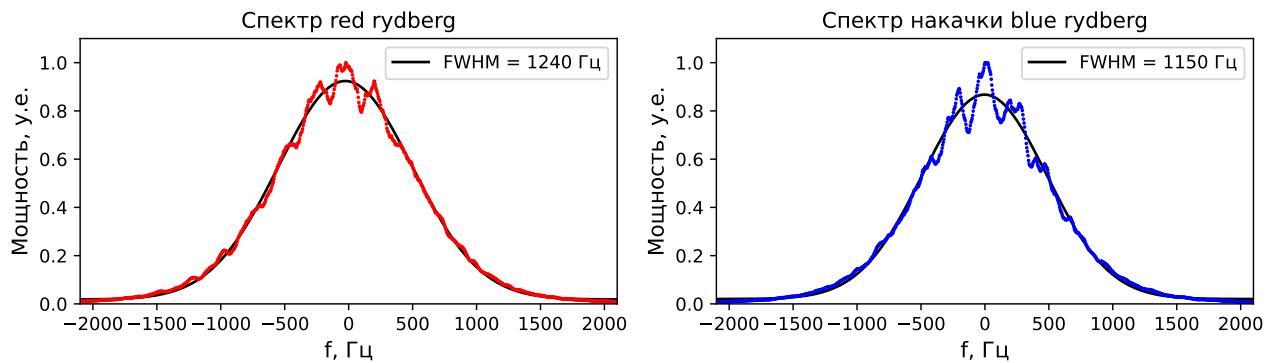


Рис. 37: Спектры красного лазера и накачки синего лазера для окна спектроанализатора 5 кГц.

При проходе через длинную линию задержки происходит потеря когерентности между каналами, за счёт чего становится возможным рассматривать каналы как два независимых источника излучения. АОМ сдвигает частоту лазера в одном из каналов на 80 МГц, что позволяет детектировать сигнал биений с центральной частотой равной частоте АОМ на фотодетекторе, снимать измерения на спектроанализаторе. На рисунке 37 показаны измеренные спектры красного лазера и накачки синего лазера для используемых в основном эксперименте настроек петли обратной связи при окне спектроанализатора 5 кГц. Полная ширина на полувысоте линии излучения обоих лазеров составила 1.2 кГц. Так как длина волны синего лазера составляет 475 нм, а зеркала и оптические волокна рассчитаны на длину волны излучения в ближнем инфракрасном диапазоне, то вместо спектра синего лазера снимается спектр его накачки до удвоения частоты на кристалле для генерации второй гармоники.

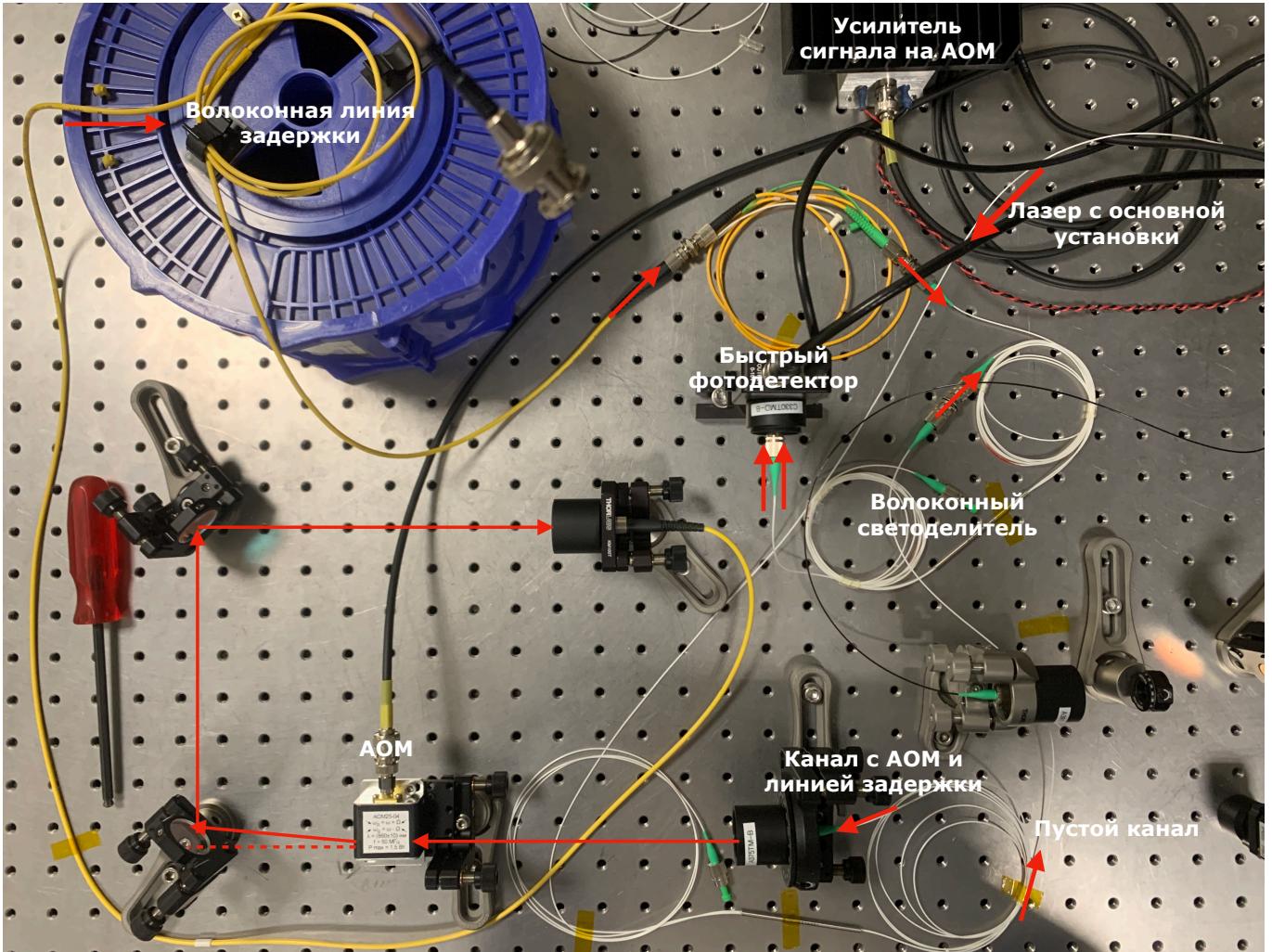


Рис. 38: Оптическая схема гетеродинного измерения шумов лазера. Лазерный луч с основной установки разделяется в два канала, в одном из которых расположены АОМ и волоконная линия задержки. Затем лазерные лучи сбиваются на быстром фотодетекторе с помощью волоконного светоделителя. Сигнал биений лазерных лучей с быстрого фотодетектора отправляется на спектроанализатор.

На рисунке 39 показаны спектры для широкого окна на спектроанализаторе. При таком окне нельзя измерить ширину линии лазера, но можно увидеть зависимость мощности сервобампов от параметра усиления gain петли обратной связи. Видно, что можно подобрать усиление обратной связи так, чтобы подавить сервобампы. Ширина линии лазера при этом не меняется. По этой причине наличие сервобампов [81] для текущих экспериментальных параметров можно не учитывать. Для белого шума оценка по формулам из статьи [70] даёт ошибку на π -импульс не более $10^{-4} - 10^{-3}$, то есть фазовые шумы лазера можно не учитывать при моделировании.

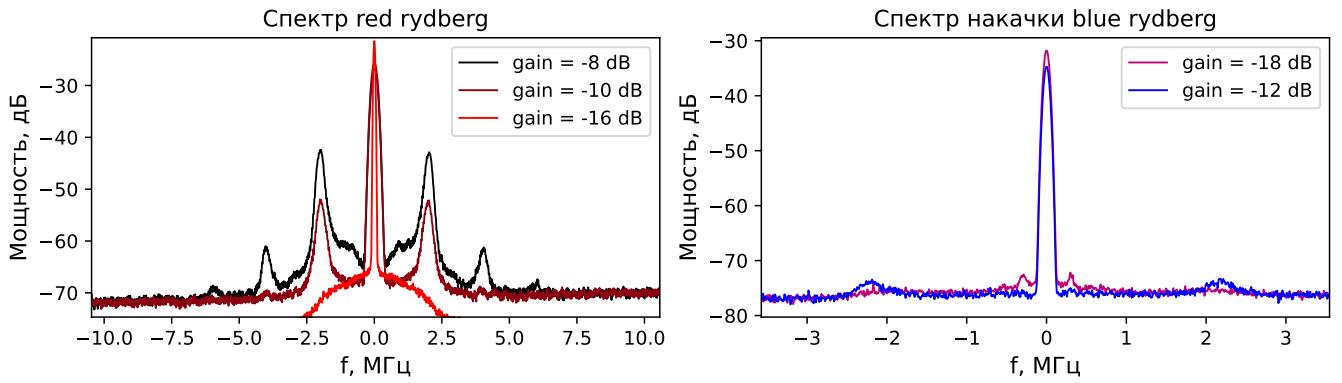


Рис. 39: Спектры красного лазера и накачки синего лазера при широком окне спектроанализатора.

4.3.2 Измерение SPAM-ошибки

Ошибки приготовления и измерения состояния $\eta, \varepsilon, \varepsilon'$ ограничивают контраст осцилляций Раби между основным и ридберговским состоянием, а также между кубитными состояниями. Ошибку из-за неидеальности оптической накачки η можно оценить по конечному контрасту осцилляций Раби с СВЧ-возбуждением, она составляет порядка $\eta = 5 \cdot 10^{-2}$. Для ошибки из-за ложноположительных срабатываний в статье [69] получена оценка $\varepsilon < 2 \cdot 10^{-2}$. Ошибку из-за ложноотрицательных срабатываний ε' можно измерить с помощью эксперимента release and recapture для атома в ридберговском состоянии [69]. При выключенной ловушке возбудим атом в ридберговское состояние, затем включим её и через время t произведём измерение вероятности обнаружить атом в ловушке $p_{recap}(t)$ (рис. 40). Если атом находился в ридберговском состоянии, то через некоторое характерное время $t_{recap} = \int_0^\infty p_{recap}(t)$ он вылетит из ловушки.

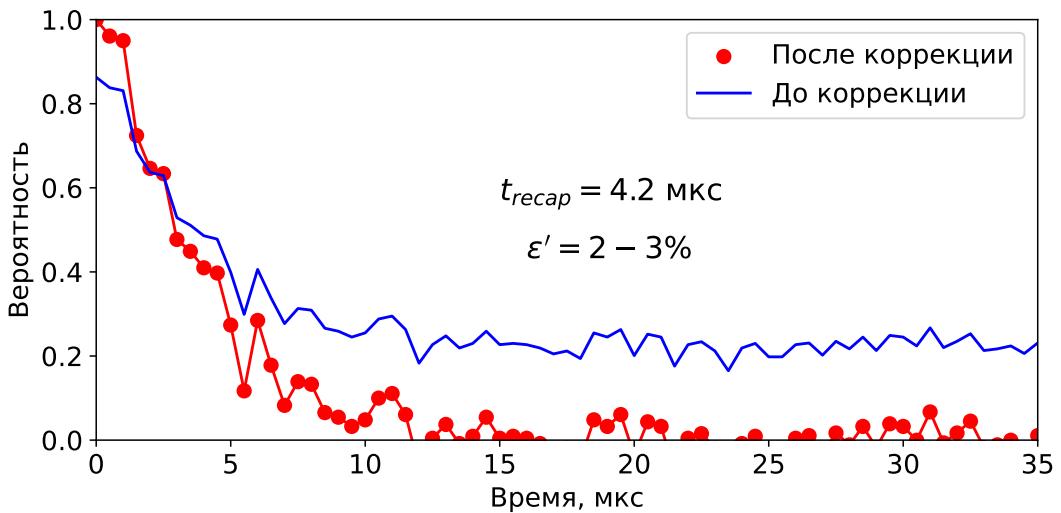


Рис. 40: Аналог эксперимента release and recapture для атома в ридберговском состоянии с включенной ловушкой.

По времени затухания $p_{recap}(t)$ можно оценить ошибку из-за ложноположительных срабатываний как $\varepsilon' = \Gamma t_{recap}$ [69], где Γ - естественная ширина линии промежуточного уровня $5^2P_{1/2}$.

Получается значение $\varepsilon' = 3 \cdot 10^{-3}$. Таким образом, в моделировании используются следующие значения SPAM-ошибок: $\eta = 5 \cdot 10^{-2}$, $\varepsilon = 2 \cdot 10^{-2}$, $\varepsilon' = 3 \cdot 10^{-2}$.

4.3.3 Результаты моделирования

Сравнение моделирования с экспериментальными данными для осцилляций Раби между основным состоянием $|1\rangle$ и ридберговским $|r\rangle$ при возбуждении одного атома показаны на рисунке 41. Моделирование также позволяет найти оптимальные параметры ридберговского возбуждения (рис. 42).

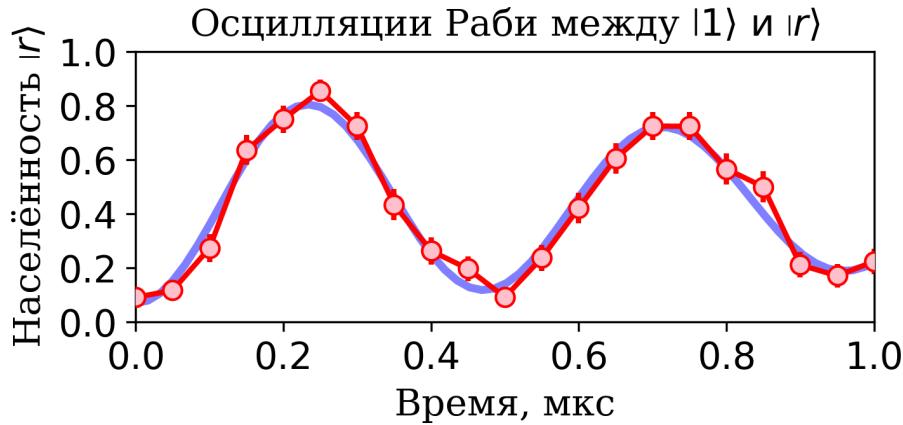


Рис. 41: Сравнение моделирования и экспериментальных данных для осцилляций Раби при возбуждении в ридберговское состояние.

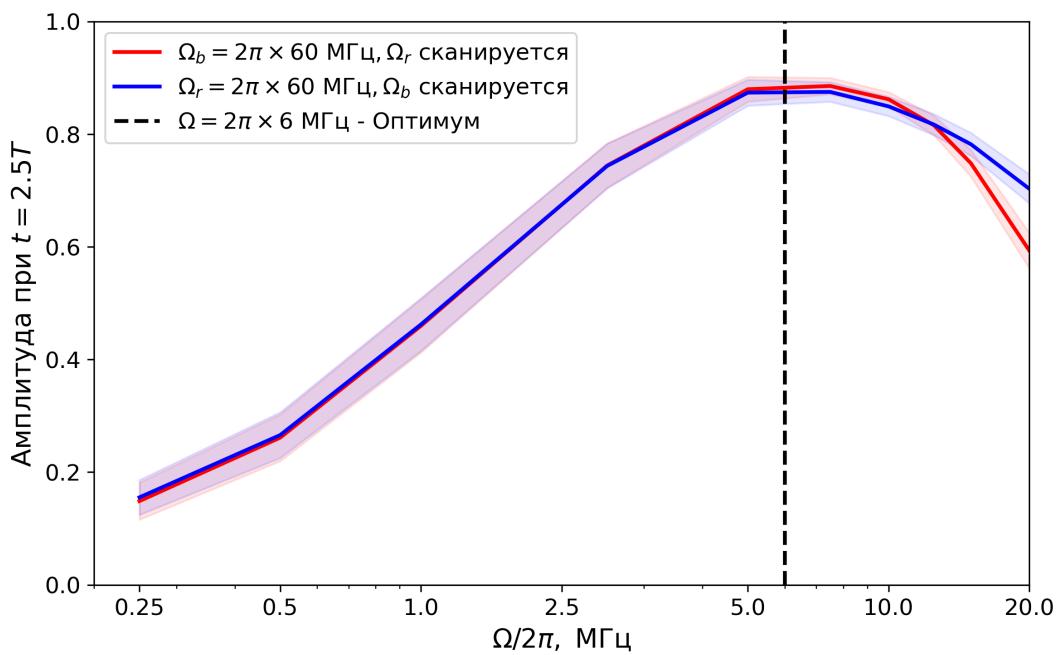


Рис. 42: Зависимость точности 5π -импульса для ридберговского возбуждения от двухфотонной частоты Раби. Сканируется однофотонная частота Раби одного из лазеров.

На текущий момент получается, что точность ридберговского возбуждения в основном ограничена тепловым движением атома. Также следует учитывать ухудшение контраста осцилляций Раби из-за SPAM-ошибок. Чтобы повысить контраст, можно использовать оптическую накачку в рамановской схеме [46], а также СВЧ-излучение при детектировании ридберговского состояния [5]. Далее будет рассказано про компенсацию теплового движения за счёт flat-top пучков.

4.4 Улучшение двухкубитных вентилей за счёт flat-top пучков

Как было показано в 4.3.3, точность двухфотонного возбуждения в ридберговское состояние, как и в случае с однокубитными операциями 3, ограничена тепловым движением атома. Для компенсации этой ошибки можно использовать flat-top пучки [5, 60]. За счёт плоского профиля интенсивности однофотонные частоты Раби почти не меняются на масштабе локализации атома, что уменьшает чувствительность к шумам из-за теплового движения. Flat-top пучок создаётся с помощью пассивного оптического элемента AdlOptica Focal- π Shaper Q, который представляет собой фазовую маску. После прохождения фазовой маски формируется пучок Эйри, который формирует плоское распределение интенсивности после собирающей линзы. Для проверки работы flat-top пучка, а также подбора его положения была измерена зависимость ридберговского возбуждения одиночного атома от положения пучка (рис. 43).

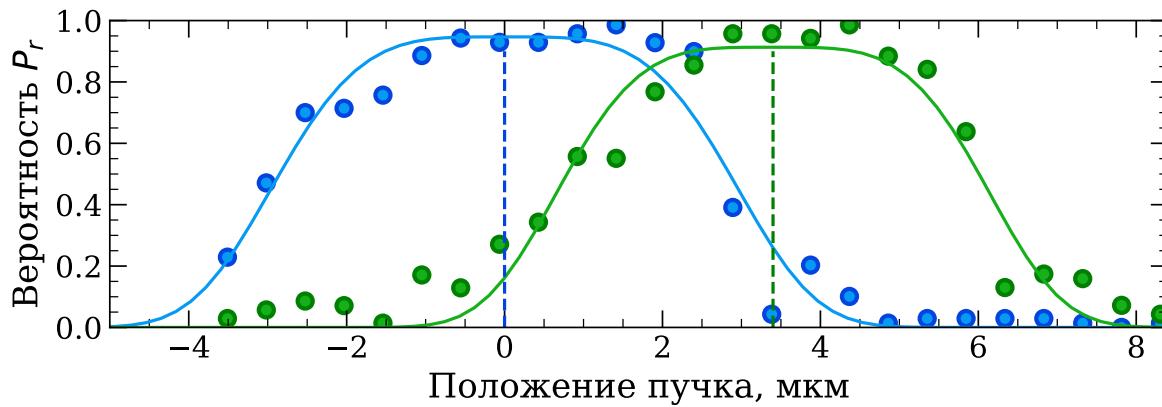


Рис. 43: Зависимость возбуждения в ридберговское состояние для двух соседних атомов от положения flat-top пучка. Положение сканируется частотой на АОД, затем частота переводится в положение с учётом известного расстояния между атомами.

Зависимость вероятности возбуждения от положения пучка хорошо согласуется с формулой $\Omega(r) = \Omega_0 \exp\left(-2\left(\frac{r}{w}\right)^n\right)$ [60] при параметре $n = 4$ и радиусе перетяжки $w = 2.1$ мкм. Для обычного гауссового пучка $n = 2$.

После подбора положения flat-top пучка снимаются осцилляции Раби между состояниями $|1\rangle$ и $|r\rangle$, результаты для обычных пучков и flat-top пучков показаны на рисунке 44. Видно, что использование пучков с плоским профилем интенсивности заметно уменьшает затухание осцилляций. Также следует отметить, что так как для реализации двухкубитных операций требуется возбуждать сразу два атома одновременно, то пучок нужно размещать посередине между атомами, расширять его с помощью телескопа.

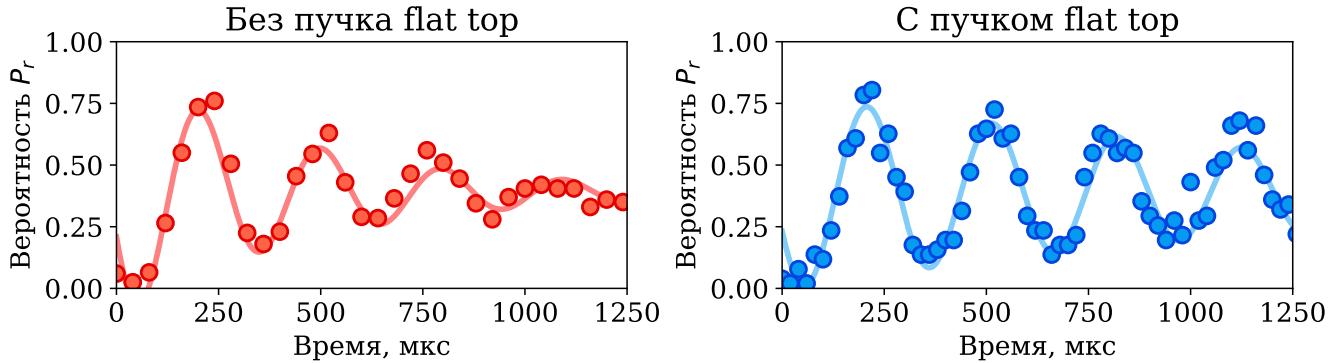


Рис. 44: Слева: ридберговские осцилляции для обычных пучков красного и синего лазеров. Справа: то же самое, но для flat-top пучков.

4.5 Результаты главы

Эта часть работы посвящена улучшению точности двухфотонного возбуждения в ридберговское состояние, которое используется для реализации двухкубитных операций. Получилось достичь следующих результатов:

1. Определен основной источник ошибок в двухкубитных операциях - тепловое движение атомов. Для его компенсации требуется использовать flat-top пучки [60] и сильнее охлаждать атом [61].
2. Сделана численная модель двухфотонного ридберговского возбуждения в каскадной схеме с учётом теплового движения атомов, спонтанного распада из промежуточного состояния, фазовых шумов лазера и SPAM-ошибок.
3. По ходу измерения параметров модели собрана гетеродинная схема измерений спектров лазеров, получена ширина линии на полувысоте (FWHM) лазеров red rydberg и накачки blue rydberg, она составила 1.2 кГц. Сервобампы в спектре лазеров удаётся убрать за счёт правильной настройки усиления обратной связи при стабилизации лазеров по частоте.
4. Продемонстрировано улучшение вероятности возбуждения в ридберговское состояние за счёт использования flat-top пучков.

5 Заключение

5.1 Результаты работы

Работа состоит из двух частей одна из которых посвящена улучшению точности однокубитных логических операций, а вторая - двухкубитных. Детально результаты глав изложены в разделах 3.3.4, 4.3.3, основные результаты работы заключаются в следующем:

1. Определен основной источник ошибок для однокубитных и двухкубитных операций с двухфотонным возбуждением осцилляций Раби, им является тепловое движение атомов в оптических пинцетах. Показано, что при использовании обычных локальных рамановских импульсов ошибка составляет порядка 10^{-2} .
2. Сделана численная модель для рамановских двухфотонных переходов в Λ -схеме и каскадной схеме. В модели для однокубитных операций рассматривается тепловое движение атома и спонтанный распад из промежуточного состояния. В модели для ридберговского возбуждения дополнительно рассматриваются ошибки связанные с фазовыми шумами лазеров и SPAM-ошибки. Результаты моделирования подтверждают предположение о том что основным источником ошибок является тепловое движение, а также помогают найти оптимальные экспериментальные параметры. Для уменьшения ошибки ридберговского возбуждения предлагается увеличить двухфотонную частоту Раби до уровня $2\pi \times 6$ МГц при сохранении оптимального соотношения однофотонных частот Раби красного и синего лазеров $\Omega_r = \Omega_b$. Это потребует использования более мощного синего лазера.
3. Предложено использование последовательности BB1 для компенсации теплового движения атомов, амплитудных шумов лазера, неоднородности интенсивности по атомному массиву. В моделировании показано, что использование последовательности BB1 позволяет достичь ошибки для локальных рамановских операций на уровне 10^{-4} , что ограничивается уже временем спонтанного распада из промежуточного состояния. Собрана схема для экспериментальной реализации на основе IQ-модулятора, начаты измерения.
4. Предложено использование flat-top пучков для компенсации теплового движения атомов при ридберговском возбуждении, которое используется для двухкубитных логических операций. Экспериментально продемонстрировано улучшение вероятности возбуждения в ридберговское состояние по сравнению с использованием обычных гауссовых пучков. Точность двухкубитной операции CNOT повысилась с 51% до 83% после установки пучков flat-top.

5.2 Планы по дальнейшей работе

В ближайшее время хотелось бы закончить экспериментальную реализацию импульсной последовательности BB1 на нашей установке, сравнить её с обычными импульсами в плане точности однокубитных вентилей. В случае улучшения видности осцилляций Раби с рамановским возбуждением хочется обобщить результаты на атомный массив, провести бенчмаркинг однокубитных операций на всём массиве.

Список литературы

- [1] D. Bluvstein, S. J. Evered, A. A. Geim, S. H. Li, H. Zhou, T. Manovitz, S. Ebadi, M. Cain, M. Kalinowski, D. Hangleiter, J. P. Bonilla Ataides, N. Maskara, I. Cong, X. Gao, P. Sales Rodriguez, T. Karolyshyn, G. Semeghini, M. J. Gullans, M. Greiner, V. Vuletić и M. D. Lukin, «Logical quantum processor based on reconfigurable atom arrays», *Nature* **626**, 58–65 (2024).
- [2] S. Wimperis, «Broadband and narrowband composite excitation sequences», *Journal of Magnetic Resonance* (1969) **86**, 46–59 (1990).
- [3] S. Wimperis, «Composite pulses with rectangular excitation and inversion profiles», *Journal of Magnetic Resonance* (1969) **83**, 509–524 (1989).
- [4] S. Wimperis, «Broadband, Narrowband, and Passband Composite Pulses for Use in Advanced NMR Experiments», *Journal of Magnetic Resonance, Series A* **109**, 221–231 (1994).
- [5] S. Ebadi, T. T. Wang, H. Levine, A. Keesling, G. Semeghini, A. Omran, D. Bluvstein, R. Samajdar, H. Pichler, W. W. Ho, S. Choi, S. Sachdev, M. Greiner, V. Vuletić и M. D. Lukin, «Quantum phases of matter on a 256-atom programmable quantum simulator», *Nature* **595**, 227–232 (2021).
- [6] I. Bloch, J. Dalibard и W. Zwerger, «Many-body physics with ultracold gases», *Reviews of Modern Physics* **80**, 885–964 (2008).
- [7] K. P. Nuckolls и A. Yazdani, «A microscopic perspective on moirématerials», *Nature Reviews Materials*, [10.1038/s41578-024-00682-1](https://doi.org/10.1038/s41578-024-00682-1) (2024).
- [8] X. Mi, M. Ippoliti, C. Quintana, A. Greene, Z. Chen, J. Gross, F. Arute, K. Arya, J. Atalaya, R. Babbush, J. C. Bardin, J. Basso, A. Bengtsson, A. Bilmes, A. Bourassa, L. Brill, M. Broughton, B. B. Buckley, D. A. Buell, B. Burkett, N. Bushnell, B. Chiaro, R. Collins, W. Courtney, D. Debroy, S. Demura, A. R. Derk, A. Dunsworth, D. Eppens, C. Erickson, E. Farhi, A. G. Fowler, B. Foxen, C. Gidney, M. Giustina, M. P. Harrigan, S. D. Harrington, J. Hilton, A. Ho, S. Hong, T. Huang, A. Huff, W. J. Huggins, L. B. Ioffe, S. V. Isakov, J. Iveland, E. Jeffrey, Z. Jiang, C. Jones, D. Kafri, T. Khattar, S. Kim, A. Kitaev, P. V. Klimov, A. N. Korotkov, F. Kostritsa, D. Landhuis, P. Laptev, J. Lee, K. Lee, A. Locharla, E. Lucero, O. Martin, J. R. McClean, T. McCourt, M. McEwen, K. C. Miao, M. Mohseni, S. Montazeri, W. Mruczkiewicz, O. Naaman, M. Neeley, C. Neill, M. Newman, M. Y. Niu, T. E. O'Brien, A. Opremcak, E. Ostby, B. Pato, A. Petukhov, N. C. Rubin, D. Sank, K. J. Satzinger, V. Shvarts, Y. Su, D. Strain, M. Szalay, M. D. Trevithick, B. Villalonga, T. White, Z. J. Yao, P. Yeh, J. Yoo, A. Zalcman, H. Neven, S. Boixo, V. Smelyanskiy, A. Megrant, J. Kelly, Y. Chen, S. L. Sondhi, R. Moessner, K. Kechedzhi, V. Khemani и P. Roushan, «Time-crystalline eigenstate order on a quantum processor», *Nature* **601**, 531–536 (2021).
- [9] C. Nayak, S. H. Simon, A. Stern, M. Freedman и S. Das Sarma, «Non-Abelian anyons and topological quantum computation», *Reviews of Modern Physics* **80**, 1083–1159 (2008).
- [10] J. Zhang, P. W. Hess, A. Kyprianidis, P. Becker, A. Lee, J. Smith, G. Pagano, I. .- Potirniche, A. C. Potter, A. Vishwanath, N. Y. Yao и C. Monroe, «Observation of a discrete time crystal», *Nature* **543**, 217–220 (2017).
- [11] A. Lopez-Bezanilla, J. Raymond, K. Boothby, J. Carrasquilla, C. Nisoli и A. D. King, «Kagome qubit ice», *Nature Communications* **14**, 1105 (2023).
- [12] B. Bauer, S. Bravyi, M. Motta и G. K.-L. Chan, «Quantum Algorithms for Quantum Chemistry and Quantum Materials Science», *Chemical Reviews* **120**, PMID: 33090772, 12685–12717 (2020).

- [13] M.-T. Nguyen, J.-G. Liu, J. Wurtz, M. D. Lukin, S.-T. Wang и H. Pichler, «Quantum Optimization with Arbitrary Connectivity Using Rydberg Atom Arrays», *PRX Quantum* **4**, 010316 (2023).
- [14] N. Pirnay, V. Ulitzsch, F. Wilde, J. Eisert и J.-P. Seifert, «An in-principle super-polynomial quantum advantage for approximating combinatorial optimization problems via computational learning theory», *Science Advances* **10**, eadj5170 (2024).
- [15] M. Cerezo, A. Arrasmith, R. Babbush, S. C. Benjamin, S. Endo, K. Fujii, J. R. McClean, K. Mitarai, X. Yuan, L. Cincio и P. J. Coles, «Variational quantum algorithms», *Nature Reviews Physics* **3**, 625–644 (2021).
- [16] T. Albash и D. A. Lidar, «Adiabatic quantum computation», *Rev. Mod. Phys.* **90**, 015002 (2018).
- [17] M. S. Moss, S. Ebadi, T. T. Wang, G. Semeghini, A. Bohrdt, M. D. Lukin и R. G. Melko, «Enhancing variational Monte Carlo simulations using a programmable quantum simulator», *Phys. Rev. A* **109**, 032410 (2024).
- [18] A. Callison и N. Chancellor, «Hybrid quantum-classical algorithms in the noisy intermediate-scale quantum era and beyond», *Phys. Rev. A* **106**, 010101 (2022).
- [19] U. Schollwöck, «The density-matrix renormalization group in the age of matrix product states», *Annals of Physics* **326**, 96–192 (2011).
- [20] I. Oseledets, «Tensor-Train Decomposition», *SIAM J. Scientific Computing* **33**, 2295–2317 (2011).
- [21] M. Fishman, S. White и E. Stoudenmire, «The ITensor Software Library for Tensor Network Calculations», *SciPost Physics Codebases*, [10.21468/scipostphyscodeb.4](https://doi.org/10.21468/scipostphyscodeb.4) (2022).
- [22] D. Perez-Garcia, F. Verstraete, M. M. Wolf и J. I. Cirac, «Matrix Product State Representations», (2007).
- [23] G. Catarina и B. Murta, «Density-matrix renormalization group: a pedagogical introduction», *The European Physical Journal B* **96**, [10.1140/epjb/s10051-023-00575-2](https://doi.org/10.1140/epjb/s10051-023-00575-2) (2023).
- [24] O. F. Syljuåsen и A. W. Sandvik, «Quantum Monte Carlo with directed loops», *Physical Review E* **66**, [10.1103/physreve.66.046701](https://doi.org/10.1103/physreve.66.046701) (2002).
- [25] I. Kosztin, B. Faber и K. Schulten, «Introduction to the diffusion Monte Carlo method», *American Journal of Physics* **64**, 633–644 (1996).
- [26] A. W. Senior, R. Evans, J. Jumper, J. Kirkpatrick, L. Sifre, T. Green, C. Qin, A. Žídek, A. W. R. Nelson, A. Bridgland, H. Penedones, S. Petersen, K. Simonyan, S. Crossan, P. Kohli, D. T. Jones, D. Silver, K. Kavukcuoglu и D. Hassabis, «Improved protein structure prediction using potentials from deep learning», *Nature* **577**, 706–710 (2020).
- [27] D. Silver, A. Huang, C. J. Maddison, A. Guez, L. Sifre, G. van den Driessche, J. Schrittwieser, I. Antonoglou, V. Panneershelvam, M. Lanctot, S. Dieleman, D. Grewe, J. Nham, N. Kalchbrenner, I. Sutskever, T. Lillicrap, M. Leach, K. Kavukcuoglu, T. Graepel и D. Hassabis, «Mastering the game of Go with deep neural networks and tree search», *Nature* **529**, 484–489 (2016).
- [28] O. Sharir, A. Shashua и G. Carleo, «Neural tensor contractions and the expressive power of deep neural quantum states», *Phys. Rev. B* **106**, 205136 (2022).
- [29] E. Pelucchi, G. Fagas, I. Aharonovich, D. Englund, E. Figueroa, Q. Gong, H. Hannes, J. Liu, C.-Y. Lu, N. Matsuda, J.-W. Pan, F. Schreck, F. Sciarrino, C. Silberhorn, J. Wang и K. D. Jöns, «The potential and global outlook of integrated photonics for quantum technologies», *Nature Reviews Physics* **4**, 194–208 (2022).

- [30] B. J. Shastri, A. N. Tait, T. Ferreira de Lima, W. H. P. Pernice, H. Bhaskaran, C. D. Wright и P. R. Prucnal, «Photonics for artificial intelligence and neuromorphic computing», *Nature Photonics* **15**, 102–114 (2021).
- [31] M. Mazanov и V. A. Shklovskij, «Lectures on spintronics and magnonics», (2023).
- [32] M. A. Hoque, L. Sjöström, D. Khokhriakov, B. Zhao и S. P. Dash, «Room temperature nonlocal detection of charge-spin interconversion in a topological insulator», *npj 2D Materials and Applications* **8**, 10 (2024).
- [33] F. Schwierz, «Graphene transistors», *Nature Nanotechnology* **5**, 487–496 (2010).
- [34] P. Scholl, A. L. Shaw, R. B.-S. Tsai, R. Finkelstein, J. Choi и M. Endres, «Erasure conversion in a high-fidelity Rydberg quantum simulator», *Nature* **622**, 273–278 (2023).
- [35] I. S. Madjarov, J. P. Covey, A. L. Shaw, J. Choi, A. Kale, A. Cooper, H. Pichler, V. Schkolnik, J. R. Williams и M. Endres, «High-fidelity entanglement and detection of alkaline-earth Rydberg atoms», *Nature Physics* **16**, 857–861 (2020).
- [36] S. Ma, G. Liu, P. Peng, B. Zhang, S. Jandura, J. Claes, A. P. Burgers, G. Pupillo, S. Puri и J. D. Thompson, «High-fidelity gates and mid-circuit erasure conversion in an atomic qubit», *Nature* **622**, 279–284 (2023).
- [37] K. Singh, C. E. Bradley, S. Anand, V. Ramesh, R. White и H. Bernien, «Mid-circuit correction of correlated phase errors using an array of spectator qubits», *Science* **380**, 1265–1269 (2023).
- [38] R. W. Gerchberg, «A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures», *Optik* **35**, 237–246 (1972).
- [39] A. L. Gaunt и Z. Hadzibabic, «Robust Digital Holography For Ultracold Atom Trapping», *Scientific Reports* **2**, 721 (2012).
- [40] P. Zupancic, P. M. Preiss, R. Ma, A. Lukin, M. E. Tai, M. Rispoli, R. Islam и M. Greiner, «Ultra-precise holographic beam shaping for microscopic quantum control», *Opt. Express* **24**, 13881–13893 (2016).
- [41] A. Ashkin, «Optical Trapping and Manipulation of Neutral Particles Using Lasers», *Opt. Photon. News* **10**, 41 (1999).
- [42] N. Schlosser, G. Reymond и P. Grangier, «Collisional Blockade in Microscopic Optical Dipole Traps», *Phys. Rev. Lett.* **89**, 023005 (2002).
- [43] S. J. M. Kuppens, K. L. Corwin, K. W. Miller, T. E. Chupp и C. E. Wieman, «Loading an optical dipole trap», *Phys. Rev. A* **62**, 013406 (2000).
- [44] Ю. М. Белоусов, «Квантовая механика. Нерелятивистская теория.», (2023).
- [45] D. A. Steck, «Rubidium 87 D Line Data», (revision 2.2.2, 9 July 2021).
- [46] H. Levine, A. Keesling, G. Semeghini, A. Omran, T. T. Wang, S. Ebadi, H. Bernien, M. Greiner, V. Vuletić, H. Pichler и M. D. Lukin, «Parallel Implementation of High-Fidelity Multiqubit Gates with Neutral Atoms», *Phys. Rev. Lett.* **123**, 170503 (2019).
- [47] M. Lukin, «Modern Atomic and Optical Physics II», (Notes last updated December 2016).
- [48] D. A. Steck, «Quantum and Atom Optics», (revision 0.10.4, 10 May 2016).
- [49] Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, «Теоретическая физика: Учебное пособие в 10 т. Том 2: Теория поля.», (2022).

- [50] J. Hines, M. Lu, R. K. Naik, A. Hashim, J.-L. Ville, B. Mitchell, J. M. Kriekbaum, D. I. Santiago, S. Seritan, E. Nielsen, R. Blume-Kohout, K. Young, I. Siddiqi, B. Whaley и T. Proctor, «Demonstrating Scalable Randomized Benchmarking of Universal Gate Sets», *Physical Review X* **13**, 10.1103/physrevx.13.041030 (2023).
- [51] T. Proctor, K. Rudinger, K. Young, E. Nielsen и R. Blume-Kohout, «Measuring the capabilities of quantum computers», *Nature Physics* **18**, 75–79 (2022).
- [52] D. Jaksch, J. I. Cirac, P. Zoller, S. L. Rolston, R. Côté и M. D. Lukin, «Fast Quantum Gates for Neutral Atoms», *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2208–2211 (2000).
- [53] M. Martinez-Dorantes, W. Alt, J. Gallego, S. Ghosh, L. Ratschbacher, Y. Völzke и D. Meschede, «Fast Nondestructive Parallel Readout of Neutral Atom Registers in Optical Potentials», *Phys. Rev. Lett.* **119**, 180503 (2017).
- [54] C. A. Sackett, D. Kielpinski, B. E. King, C. Langer, V. Meyer, C. J. Myatt, M. Rowe, Q. A. Turchette, W. M. Itano, D. J. Wineland и C. Monroe, «Experimental entanglement of four particles», *Nature* **404**, 256–259 (2000).
- [55] R. Grimm, M. Weidemüller и Y. B. Ovchinnikov, «Optical dipole traps for neutral atoms», (1999).
- [56] C. Tuchendler, A. M. Lance, A. Browaeys, Y. Sortais и P. Grangier, «Energy distribution and cooling of a single atom in an optical tweezer», *Physical Review A* **78**, 033425 (2008).
- [57] S. Krämer, D. Plankensteiner, L. Ostermann и H. Ritsch, «QuantumOptics.jl: A Julia framework for simulating open quantum systems», *Computer Physics Communications* **227**, 109–116 (2018).
- [58] A. M. Kaufman, B. J. Lester и C. A. Regal, «Cooling a Single Atom in an Optical Tweezer to Its Quantum Ground State», *Physical Review X* **2**, 10.1103/physrevx.2.041014 (2012).
- [59] J. D. Thompson, T. G. Tiecke, A. S. Zibrov, V. Vuletić и M. D. Lukin, «Coherence and Raman Sideband Cooling of a Single Atom in an Optical Tweezer», *Physical Review Letters* **110**, 10.1103/physrevlett.110.133001 (2013).
- [60] K. Gillen-Christandl, G. D. Gillen, M. J. Piotrowicz и M. Saffman, «Comparison of Gaussian and super Gaussian laser beams for addressing atomic qubits», *Applied Physics B* **122**, 10.1007/s00340-016-6407-y (2016).
- [61] Y.-S. Chin, M. Steiner и C. Kurtsiefer, «Polarization gradient cooling of single atoms in optical dipole traps», *Phys. Rev. A* **96**, 033406 (2017).
- [62] S. Friebel, C. D’Andrea, J. Walz, M. Weitz и T. W. Hänsch, «CO₂-laser optical lattice with cold rubidium atoms», *Phys. Rev. A* **57**, R20–R23 (1998).
- [63] T. A. Savard, K. M. O’Hara и J. E. Thomas, «Laser-noise-induced heating in far-off resonance optical traps», *Phys. Rev. A* **56**, R1095–R1098 (1997).
- [64] C. W. Gardiner, J. Ye, H. C. Nagerl и H. J. Kimble, «Evaluation of heating effects on atoms trapped in an optical trap», *Phys. Rev. A* **61**, 045801 (2000).
- [65] R. Jáuregui, N. Poli, G. Roati и G. Modugno, «Anharmonic parametric excitation in optical lattices», *Physical Review A* **64**, 10.1103/physreva.64.033403 (2001).
- [66] Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, «Теоретическая физика: Учебное пособие в 10 т. Том 1: Механика.», (2021).

- [67] B. T. Torosov и N. V. Vitanov, «Smooth composite pulses for high-fidelity quantum information processing», *Phys. Rev. A* **83**, 053420 (2011).
- [68] K. R. Brown, A. W. Harrow и I. L. Chuang, «Arbitrarily accurate composite pulse sequences», *Phys. Rev. A* **70**, 052318 (2004).
- [69] S. de Léséleuc, D. Barredo, V. Lienhard, A. Browaeys и T. Lahaye, «Analysis of imperfections in the coherent optical excitation of single atoms to Rydberg states», *Phys. Rev. A* **97**, 053803 (2018).
- [70] X. Jiang, J. Scott, M. Friesen и M. Saffman, «Sensitivity of quantum gate fidelity to laser phase and intensity noise», *Phys. Rev. A* **107**, 042611 (2023).
- [71] E. Robertson, N. Šibalić, R. Potvliege и M. Jones, «ARC 3.0: An expanded Python toolbox for atomic physics calculations», *Computer Physics Communications* **261**, 107814 (2021).
- [72] T. G. Walker и M. Saffman, «Consequences of Zeeman degeneracy for the van der Waals blockade between Rydberg atoms», *Phys. Rev. A* **77**, 032723 (2008).
- [73] I. I. Beterov и M. Saffman, «Rydberg blockade, Förster resonances, and quantum state measurements with different atomic species», *Physical Review A* **92**, 10.1103/physreva.92.042710 (2015).
- [74] Y. Chew, T. Tomita, T. P. Mahesh, S. Sugawa, S. de Léséleuc и K. Ohmori, «Ultrafast energy exchange between two single Rydberg atoms on a nanosecond timescale», *Nature Photonics* **16**, 724–729 (2022).
- [75] E. Urban, T. A. Johnson, T. Henage, L. Isenhower, D. D. Yavuz, T. G. Walker и M. Saffman, «Observation of Rydberg blockade between two atoms», *Nature Physics* **5**, 110–114 (2009).
- [76] K. Srakaew, P. Weckesser, S. Hollerith, D. Wei, D. Adler, I. Bloch и J. Zeiher, «A subwavelength atomic array switched by a single Rydberg atom», *Nature Physics* **19**, 714–719 (2023).
- [77] S. J. Evered, D. Bluvstein, M. Kalinowski, S. Ebadi, T. Manovitz, H. Zhou, S. H. Li, A. A. Geim, T. T. Wang, N. Maskara, H. Levine, G. Semeghini, M. Greiner, V. Vuletić и M. D. Lukin, «High-fidelity parallel entangling gates on a neutral-atom quantum computer», *Nature* **622**, 268–272 (2023).
- [78] I. I. Beterov, I. I. Ryabtsev, D. B. Tretyakov и V. M. Entin, «Quasiclassical calculations of blackbody-radiation-induced depopulation rates and effective lifetimes of Rydberg nS , nP , and nD alkali-metal atoms with $n \leq 80$ », *Phys. Rev. A* **79**, 052504 (2009).
- [79] L. Beguin, «Measurement of the van der Waals interaction between two Rydberg atoms.», *PhD Thesis* (Institut d'Optique Graduate School, 2013).
- [80] E. D. Black, «An introduction to Pound–Drever–Hall laser frequency stabilization», *American Journal of Physics* **69**, 79–87 (2001).
- [81] L. Li, W. Huie, N. Chen, B. DeMarco и J. P. Covey, «Active Cancellation of Servo-Induced Noise on Stabilized Lasers via Feedforward», *Phys. Rev. Appl.* **18**, 064005 (2022).