

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт имени П. Н. Лебедева Российской академии наук

На правах рукописи

Хабарова Ксения Юрьевна

Прецизионная спектроскопия однофотонных переходов с
использованием ультрастабильных лазерных источников

Специальность 1.3.6 – Оптика

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

Научный консультант
член-корр. РАН, д.ф.-м.н.
Колачевский Николай Николаевич

МОСКВА, 2021

Оглавление

Введение	5
1 Ультрастабильные лазерные источники	13
1.1 Высокодобротный оптический резонатор Фабри-Перо	14
1.2 Стабилизация частоты лазера по внешнему высокодобротному резонатору . .	18
1.2 Стабилизация частоты лазера по внешнему высокодобротному резонатору . . .	18
1.3 Предел тепловых шумов и шумовые характеристики ультрастабильных опти- ческих резонаторов	20
1.4 Спектральные характеристики лазерных систем, стабилизированных по внеш- нему высокодобротному резонатору ULE.	24
1.4.1 Лазерные системы спектроскопии интеркомбинационного перехода $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ в атомах ^{88}Sr	24
1.4.2 Лазерные системы спектроскопии часового перехода $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ в атомах ^{88}Sr	26
1.4.3 Лазерная система для возбуждения перехода 2S—4P	29
1.4.4 Лазерная система опроса часового перехода в атоме тулия	33
1.4.5 Основные результаты первой главы	35
2 Прецизионная спектроскопия перехода 2S—4P в атоме водорода	38
2.1 Водородный спектрометр	41
2.1.1 Управление и контроль лазера возбуждения перехода 2S—4P	44
2.1.2 Измерение частоты излучения лазера 2S-4P	44
2.2 Эффект Доплера первого порядка при спектроскопии однофотонных переходов	47
2.2.1 Принцип работы системы подавления эффекта Доплера первого поряд- ка на основе активного волоконного ретрорефлектора	49
2.2.2 Минимизация остаточного доплеровского сдвига	52
2.2.3 Активная стабилизация ретрорефлектора	57
2.2.4 Компенсация доплеровского сдвига первого порядка в эксперименте по спектроскопии перехода 2S—4P в атоме водорода	59
2.3 Основные результаты второй главы	62

3	Эффект квантовой интерференции в эксперименте по прецизионной спектроскопии перехода $2S-4P$ в атоме водорода	65
3.1	Классическая модель эффекта квантовой интерференции	65
3.2	Квантовомеханическая модель эффекта квантовой интерференции	70
3.2.1	Матричные элементы	73
3.2.2	Диаграмма направленности	74
3.2.3	Конечный телесный угол	75
3.3	Эффект квантовой интерференции в эксперименте по спектроскопии перехода $2S-4P$ в атоме водорода	76
3.3.1	Полная форма линии	79
3.3.2	Экспериментальное наблюдение эффекта квантовой интерференции	87
3.4	Основные результаты третьей главы	91
4	Определение постоянной Ридберга и зарядового радиуса протона из спектроскопии перехода $2S-4P$ в атоме водорода	92
4.1	Получение и обработка экспериментальных данных	93
4.2	Анализ данных	96
4.3	Абсолютные значения частот переходов $2S_{1/2}^{F=0} \rightarrow 4P_{1/2}^{F=1}$ и $2S_{1/2}^{F=0} \rightarrow 4P_{1/2}^{F=1}$, постоянная Ридберга и зарядовый радиус протона	98
4.4	Поправки и погрешности	100
4.4.1	Эффект Доплера первого порядка	102
4.4.2	Световой сдвиг	104
4.4.3	Модельные поправки	105
4.4.4	Смещение выборки	106
4.4.5	Эффект Доплера второго порядка	107
4.4.6	Статический эффект Штарка	108
4.4.7	Эффект Зеемана	109
4.4.8	Сдвиг давлением	110
4.4.9	Спектр лазера и калибровка частоты	111
4.4.10	Эффект отдачи	112
4.4.11	Поправки сверхтонкого расщепления	113
4.5	Основные результаты четвертой главы	114
5	Спектроскопия узких переходов в атоме стронция	116
5.1	Особенности глубоко лазерного охлаждения атомов стронция	117
5.2	Экспериментальная установка	120
5.3	Спектроскопия интеркомбинационного перехода $^1S_0-^3P_1$ в лазерно-охлажденных атомах ^{88}Sr	122
5.3.1	Лазерное охлаждение атомов стронция на переходе $^1S_0-^1P_1$	123

5.3.2	Спектроскопия насыщенного поглощения перехода вторичного охлаждения в ячейке	125
5.3.3	Спектроскопия перехода вторичного охлаждения в магнито-оптической ловушке	128
5.3.4	Реализация вторичного охлаждения атомов ^{88}Sr	131
5.4	Спектроскопия часового перехода $^1S_0 - ^3P_0$ в атомах ^{88}Sr в вертикальной оптической решетке	138
5.5	Основные результаты пятой главы	143
6	Исследование магнито-дипольного перехода на длине волны 1,14 мкм в атомах тулия	145
6.1	Структура уровней атома тулия	147
6.2	Подготовка ансамбля холодных атомов	149
6.3	Особенности магнито-оптической ловушки на узком охлаждающем переходе .	151
6.3.1	Режим малого насыщения	153
6.3.2	Симметричный режим	155
6.3.3	Режим двойной структуры	156
6.3.4	Квазиклассическое и квантово-механическое описание режима работы МОЛ с двойной структурой	158
6.4	Магическая длина волны для магнито-дипольного перехода на длине волны 1,14 мкм	162
6.4.1	Теоретическое предсказание магической длины волны для магнито-дипольного перехода на длине волны 1,14 мкм	163
6.4.2	Экспериментальное определение магической длины волны для часового перехода в атомах тулия	180
6.4.3	Спектроскопия магнито-дипольного перехода на длине волны 1,14 мкм в оптической решетке на магической длине волны 813,32 нм	190
6.4.4	Анализ дифференциальной поляризуемости	190
6.4.5	Статическая дифференциальная поляризуемость и сдвиг за счет излучения черного тела	192
6.5	Основные результаты шестой главы	199
	Заключение	200
	Благодарности	203
	Основные публикации по материалам диссертации	205
	Список литературы	210

Введение

Актуальность темы. С созданием в 1960 г. лазера в спектроскопии появился новый мощный инструмент, позволивший существенно повысить точность измерений и открывший новые возможности взаимодействия как с веществом, так и с отдельными частицами. В 1975 г. Т.В. Хэнш и А.Л. Шавлов предложили охлаждать разреженные газы при помощи квазимонохроматического излучения, близкого по частоте к атомному резонансу [1]. Одновременно та же идея была высказана Д. Вайнландом и Г. Демельтом [2]. В основе идеи лежало открытое П.Н. Лебедевым явление давления света [3]. Снижение тепловой скорости взаимодействующих с излучением частиц было необходимо для повышения точности спектроскопических экспериментов, а в дальнейшем стало необходимо для развития атомных часов. Первыми экспериментально охлажденными при помощи лазерного излучения частицами стали ионы магния [4]. На ионы, захваченные в радиочастотную ловушку, направлялось лазерное излучение с отстройкой в “красную” область спектра от атомного резонанса. За счет эффекта Доплера с наибольшей вероятностью ионы рассеивали фотоны, летящие им навстречу, которые в системе отсчета, связанной с атомом, обладали частотой, близкой к резонансу. Поскольку переизлучение фотонов происходило изотропно, в результате скорость ионов снижалась, что приводило к понижению их температуры. Процесс продолжался до тех пор, пока скорость нагрева ионов за счет эффекта отдачи не уравнивала скорость охлаждения. В последствии метод получил название доплеровского лазерного охлаждения.

Еще раньше, до идеи лазерного охлаждения, в 1968 году В.С. Летохов предложил использовать дипольную силу, являющуюся результатом взаимодействия между индуцированным дипольным моментом и градиентом светового поля, для захвата нейтральных атомов в ловушки [5]. Теоретически процесс лазерного доплеровского замедления нейтральных атомов был исследован в работе В.Г. Миногина [6], а в 1981 году в институте спектроскопии Летоховым были проведены первые эксперименты, явно продемонстрировавшие лазерное охлаждение нейтральных атомов [7].

Лежащий в основе метода доплеровский сдвиг являлся источником дополнительных сложностей, поскольку в результате многократного поглощения фотонов из отстроенного по частоте в красную область лазерного пучка доплеровский сдвиг атомов изменялся и они выходили из резонанса с лазерным излучением. Уже в 1976 году путь решения этой проблемы был также намечен Летоховым, Миногиным и Павликом [8]. В своих экспериментах они использовали chirпированное излучение, вовлекая во взаимодействие атомы всего скоростного распределения. При этом свет оставался в резонансе и с уже охлажденными атомами [9, 10].

Другой метод замедления пучков был предложен У. Филиппсом, который добавил к лазерному излучению градиентное магнитное поле [11]. В процессе замедления атомов изменяющееся магнитное поле изменяет частоту атомного резонанса за счет эффекта Зеемана, что позволяет замедлять атомы лазерным излучением без перестройки частоты последнего. В противном случае при изменении скорости атома частота лазерного излучения быстро отстраивается от частоты атомного резонанса и эффективность охлаждения падает. Сегодня зеемановский замедлитель, как называли данный прибор, является необходимым элементом в экспериментах по лазерному охлаждению нейтральных атомов.

В дальнейшем улучшение понимания механизмов лазерного охлаждения и развитие теории позволило достичь чрезвычайно низких температур атомных ансамблей. Так, например, в результате был реализован конденсат Бозе–Эйнштейна в газе рубидия [12].

Появление в начале 2000-х годов фемтосекундного синтезатора оптических частот стало еще одним фактором, оказавшим существенное влияние на развитие и возможности методов лазерной спектроскопии [13]. В 2005 году Т.В. Хэнш и Дж. Холл были удостоены Нобелевской премии за “вклад в развитие лазерной прецизионной спектроскопии, включая технику фемтосекундных оптических гребенок”. Благодаря оптической гребенке многократно выросла точность определения частоты когерентного оптического излучения, а также появилась возможность простого преобразования оптических частот в микроволновый диапазон. До изобретения оптических гребенок измерение оптических частот требовало применения громоздких цепей последовательного деления частоты (“harmonic frequency chains”) для преодоления разрыва в 5 порядков частоты между оптическим и микроволновым диапазонами [14]. В таких цепях при помощи нелинейных элементов формировались частотные гармоники заданного осциллятора, к которому методом фазовой подстройки частоты привязывался следующий осциллятор. Из-за сложности реализации получить видимый свет, который имел бы характеристики стабильности атомных микроволновых часов, используемых в качестве опоры, удалось только в 1995 г. [15]. Помимо того, что такие цепи легко занимали пространство нескольких лабораторий, к их недостаткам относилось то, что с их помощью было возможно измерить фактически только одну оптическую частоту.

Наконец третьим краеугольным камнем, лежащим в основе методов современной прецизионной спектроскопии стали ультрастабильные лазерные источники с субгерцовой спектральной шириной линии. Появление таких лазерных систем сделало возможным спектроскопию сильно запрещенных атомных переходов, а также позволило существенно увеличить точность при лазерной спектроскопии широких атомных резонансов. Характеристики стабильности и спектра излучения лазера особенно важны для оптических часов и тестов фундаментальных теорий [16]. Лазер, опрашивающий “часовой” переход, должен обеспечивать излучение с достаточным временем когерентности, сравнимым со временем когерентности соответствующего атомного резонанса и при этом играть роль маховика в промежутки времени между циклами опроса.

Времена когерентности атомных переходов, которые исследуются сегодня для приме-

нения в оптических часах, составляют от нескольких секунд до десятков минут. Исследуются даже такие сильно запрещенные переходы, как электрический октупольный переход $^2S_{1/2} - ^2F_{7/2}$ в ионе $^{171}\text{Yb}^+$, естественное время жизни возбужденного уровня которого составляет около 6 лет [17]. Для столь узких переходов разрешаемая спектральная ширина линии фурье-ограничена временем опроса t_{int} , т.е. $\Delta\nu \approx 1/t_{int}$, которое в свою очередь определяется временем когерентности лазерного излучения.

Однофотонные атомные переходы представляют собой широкий класс объектов исследований, включающий как широкие электрические дипольные переходы, так и узкие и сверхузкие магнито-дипольные, электрические квадрупольные и т.д. атомные переходы. Как следствие, лазерная спектроскопия однофотонных атомных переходов является удобным и точным инструментом исследований в большой области атомной физики как фундаментального, так и прикладного характера. Исследования однофотонных переходов в простых атомных системах, как, например, атом водорода, позволяет пролить свет на фундаментальные основы устройства мира, провести чувствительные тесты физических теорий, измерить и уточнить фундаментальные константы. Простые атомные и ионные системы, захваченные в ловушки, являются прекрасными моделями идеальных осцилляторов, практически изолированных от внешних воздействий. В свою очередь на однофотонных переходах в сложных атомных системах можно осуществлять охлаждение и захват ансамблей частиц, управление их внутренними состояниями, получать информацию о внутреннем устройстве атомных систем, а также реализовывать квантовые симуляторы.

Цель работы. Целью работы являлось повышение точности определения абсолютных частот однофотонных атомных переходов в атоме водорода для уточнения значений постоянной Ридберга и зарядового радиуса протона, а также разработка и исследование оптических реперов частоты на атомах стронция и тулия.

Для достижения этой цели в ходе работы решались следующие основные задачи:

1. Разработка метода компенсации эффекта Доплера первого порядка при спектроскопии перехода $2S-4P$ в криогенном пучке метастабильных атомов водорода и его реализация для снижения вклада эффекта Доплера первого порядка в погрешность определения частоты перехода $2S-4P$ до уровня 2 кГц.
2. Разработка теоретической модели эффекта квантовой интерференции при лазерной спектроскопии однофотонных переходов $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$ в атоме водорода и ее применение к экспериментальным данным для исключения эффекта квантовой интерференции до уровня менее 500 Гц.
3. Прецизионное измерение абсолютной частоты однофотонного перехода $2S-4P$ в криогенном пучке атомов водорода и исследование систематических эффектов: сдвига частоты за счет эффектов Доплера первого и второго порядка, эффекта Штарка, эффекта Зеемана, сдвига давлением, эффектов отдачи, модельных поправок. Получение уточненных значений постоянной Ридберга и зарядового радиуса протона.

4. Создание экспериментальной установки для лазерного охлаждения и спектроскопии атомов ^{88}Sr и ^{87}Sr . Разработка метода симметризации магнитных полей в области магнито-оптической ловушки по наблюдению зеемановских подуровней в атомах стронция. Реализация вторичного охлаждения атомов Sr и перезахват атомов в оптическую решетку на магической длине волны 813 нм. Реализация магнито-индуцированной спектроскопии перехода $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ (698 нм) в атомах ^{88}Sr в оптической решетке со спектральным разрешением лучше 200 Гц.
5. Спектроскопия однофотонного магнито-дипольного часового перехода на длине волны 1,14 мкм в атомах тулия в оптической решетке со спектральным разрешением 10 Гц. Экспериментальное определение дифференциальной динамической поляризуемости уровней часового перехода в широком спектральном диапазоне (800–1060 нм). Изучение влияния излучения черного тела на частоту часового перехода.

Научная новизна работы. Результаты, полученные в работе, являются новыми и оригинальными. Разработан оригинальный метод компенсации эффекта Доплера первого порядка в экспериментах по спектроскопии однофотонных переходов на основе активного волоконного ретрорефлектора. Впервые экспериментально и теоретически исследовано явление квантовой интерференции в экспериментах по спектроскопии однофотонных переходов в атоме водорода. Показано, что эффект может приводить к существенному искажению наблюдаемого профиля линии и сдвигу частоты перехода. Уточнено значение постоянной Ридберга R_∞ и зарядового радиуса протона r_p с использованием абсолютного значения частоты перехода 2S–4P в атоме водорода, что явилось существенным вкладом в решение загадки “зарядового радиуса протона”.

Создана экспериментальная установка для проведения спектроскопии перехода $^1S_0 - ^3P_0$ в атомах ^{88}Sr и ^{87}Sr . Реализовано лазерное зеемановское замедление и доплеровское охлаждение изотопов ^{84}Sr , ^{86}Sr , ^{87}Sr и ^{88}Sr . Реализовано вторичное охлаждение и загрузка в оптическую решетку на магической длине волны 813 нм атомов ^{88}Sr . Предложен оригинальный метод настройки положения облака лазерно охлажденных атомов Sr по наблюдению расщепления уровня 3P_1 в магнитном поле ловушки при спектроскопии интеркомбинационного перехода $^1S_0 - ^3P_1$. Реализована магнито-индуцированная спектроскопия перехода $^1S_0 - ^3P_0$ в атомах ^{88}Sr в присутствии магнитного поля величиной 2 мТл со спектральным разрешением 200 Гц.

Исследованы режимы лазерного охлаждения атомов Tm на узком переходе 530,7 нм. продемонстрировано, что при малых значениях параметра насыщения реализуется чечевичный режим работы МОЛ с существенным влиянием силы тяжести на форму облака. Показано, что при высоком значении параметра насыщения помимо доплеровского охлаждения реализуется механизм субдоплеровского охлаждения, что формирует двухтемпературное распределение в облаке атомов. Впервые теоретически и экспериментально определена дифференциальная поляризуемость уровней часового магнито-дипольного перехода на длине волны

1,14 мкм между тонкими компонентами основного состояния в атомах тулия. С использованием ультрастабильной лазерной системы 1,14 мкм реализована спектроскопия часового перехода в атомах Tm в оптической решетке на магической длине волны 813 нм со спектральным разрешением 10 Гц. Впервые определено, что чувствительность часового перехода в атоме Tm к излучению черного тела составляет $\Delta\nu^{BBR}/\nu = -2,3 \times 10^{-18}$, что в 2500 раз меньше, чем чувствительность часового перехода в атоме Sr.

Практическая значимость.

Результаты работы имеют непосредственное отношение к широкому кругу научных задач, имеющих как прикладное, так и фундаментальное значение. Уточнение значений постоянной Ридберга и зарядового радиуса протона, относящихся к фундаментальным физическим константам, играет важную роль в повышении точности физических теорий и расчетов. Полученный в данной работе результат способствовал решению загадки “зарядового радиуса протона”, что впоследствии (в 2018 г.) привело к пересмотру рекомендованных группой CODATA значений постоянной Ридберга и зарядового радиуса протона. Разработанные методы спектроскопии (компенсация доплеровского сдвига, учет квантовой интерференции) позволяют уточнить абсолютные значения частот атомных переходов в различных экспериментах и методиках, что важно для решения широкого круга физических задач, в том числе прикладного характера.

Проведенные исследования спектрально узких переходов в лазерно охлажденных атомах стронция играют важную роль в разработке стандартов частоты. На основе полученных в работе результатов во ФГУП ВНИИФТРИ реализован оптический стандарт частоты на лазерно охлажденных атомах ^{87}Sr , который был встроен в государственный эталон времени и частоты ГЭТ1 и с 2016 г. участвует в формировании национальной шкалы времени UTC(SU).

Исследования магнито-дипольного перехода на длине волны 1,14 мкм в атомах тулия также имеют важное значение для разработки новых оптических реперов частоты, в том числе транспортируемых. Определены значения магических длин волн для часового перехода в атоме тулия, что открывает возможность создания перспективного транспортируемого оптического репера частоты с низкой чувствительностью к сдвигу за счет излучения черного тела. Это важно для задач релятивистской геодезии, развития сети наземных стандартов частоты для повышения точности геопозиционирования и глобальной спутниковой навигации.

Положения, выносимые на защиту.

1. За счет высокой фазовой идентичности антиколлинеарных лазерных пучков в разработанном активном волоконном ретрорефлекторе в условиях эксперимента по прецизионной спектроскопии перехода 2S—4P в атоме водорода обеспечивается компенсация эффекта Доплера первого порядка до уровня 4×10^{-6} от полного коллинеарного значения, что соответствует вносимой погрешности 2,13 кГц.
2. При аппроксимации экспериментально полученных спектральных линий переходов

$2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$ в атоме водорода в рамках предложенной теоретической модели на основе функции Фано-Фойгта с асимметричным дисперсионным членом обеспечивается компенсация сдвига центра линий за счет эффекта квантовой интерференции с остаточной погрешностью 0,20 кГц.

3. Новые значения постоянной Ридберга и зарядового радиуса протона составляют $R_\infty = 10973731,568076(96) \text{ м}^{-1}$ и $r_p = 0,8335(95) \text{ фм}$, соответственно. Значения получены с использованием абсолютных значений частот переходов $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$ в атоме водорода, измеренных методом прецизионной спектроскопии в криогенном пучке метастабильного атомарного водорода с учетом вкладов систематических эффектов. Относительная погрешность измерения частоты центроида перехода $2S-4P$ в атоме водорода сопоставима с погрешностью усредненной совокупности мировых данных, полученных из 12и предыдущих измерений частот переходов в атоме водорода. Полученные значения постоянной Ридберга и зарядового радиуса протона согласуются в пределах погрешности с данными, полученными из спектроскопии мюонного водорода и подтверждаются новыми измерениями лэмбовского сдвига в атоме водорода, а также результатами спектроскопии перехода $1S-3S$ в атоме водорода, выполненными позднее другими экспериментальными группами.
4. Созданная экспериментальная установка для измерения частоты часового перехода в атоме стронция на длине волны 698 нм обеспечивает охлаждение атомов ^{88}Sr до температуры $T = 2,5 \pm 1 \text{ мк}$, их перезахват в оптическую решетку на магической длине волны 813 нм и возможность регистрации часового перехода $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ в атомах ^{88}Sr со спектральной шириной $(130 \pm 17) \text{ Гц}$ в присутствии магнитного поля 2 мТл.
5. Частота магнито-дипольного перехода на длине волны 1,14 мкм в атоме тулия обладает наименьшей подтвержденной чувствительностью к излучению черного тела при 300 К, по сравнению с часовыми переходами в других исследованных атомах.

Апробация работы и публикации.

Результаты работы докладывались на семинарах российских и зарубежных институтов и университетов (ФИАН, ВНИИФТРИ, ИЛФ СО РАН, ИСАН, Российский Квантовый Центр, Институт квантовой оптики общества им. Макса Планка, Физико-технический федеральный институт Германии РТВ и др.), а также на всероссийских и международных конференциях (ICOLS, ICAP, ICONO/LAT, EFTF, IWQO, ICQT, MPLP, ФУХА, CLEO, Ла-Плаз, Симпозиум “Метрология времени и пространства”, UltrafastLight, GRANIT, Научная сессия НИЯУ МИФИ.). По теме диссертации опубликовано 22 научных работы в рецензируемых научных журналах, индексируемых базами данных Web of Science и Scopus, в том числе групп Science, Nature и Physical Review, а также 16 публикаций по материалам конференций. Ссылки на публикации приведены в заключительной части диссертации на странице 205.

Достоверность. Достоверность полученных результатов подтверждается воспроизводимостью экспериментальных данных, согласованностью результатов экспериментов с результатами других экспериментов, проведенных позднее другими научными группами, а также с теоретическими предсказаниями и результатами моделирования.

Личный вклад автора. Все основные научные результаты, включенные в диссертацию, получены автором лично, либо под руководством и при непосредственном участии автора. Анализ и интерпретация полученных результатов, подготовка материалов к опубликованию производилась автором лично или в тесном сотрудничестве с соавторами.

Структура и объем работы.

Диссертационная работа состоит из введения, шести глав, заключения и списка литературы, включая основные публикации по материалам диссертации. Объем диссертации — 223 страницы.

В первой главе описываются ультрастабильные лазерные системы, созданные и исследованные в рамках диссертационной работы. Приводится описание высокодобротного оптического резонатора, метода стабилизации частоты лазеров по моде внешнего оптического резонатора, рассматриваются шумовые характеристики резонаторов, оказывающие влияние на итоговые характеристики стабильности частоты лазерных систем. Для всех использованных в работе лазерных систем приводятся их спектральные характеристики, включая спектральную ширину линии излучения и относительную нестабильность частоты в зависимости от времени усреднения.

Вторая глава посвящена эксперименту по прецизионной спектроскопии перехода $2S-4P$ в атоме водорода. В главе представлена экспериментальная установка, включая систему компенсации эффекта Доплера первого порядка на основе активного волоконного ретрорефлектора, обеспечивающая антипараллельные гауссовы лазерные пучки с высокой идентичностью волновых фронтов. Описано исследование характеристик описываемой системы, анализируются требования к оптическим элементам для минимизации вносимых возмущений. Описывается водородный спектрометр для прецизионной спектроскопии перехода $2S-4P$. Оценивается остаточный эффект Доплера первого порядка в эксперименте по прецизионной спектроскопии перехода $2S-4P$ в атоме водорода.

В третьей главе рассматривается эффект квантовой интерференции, являющийся одним из существенных систематических эффектов как при спектроскопии перехода $2S-4P$ в атоме водорода. Рассматривается как классическая, так и квантовомеханическая модель описания данного эффекта, после чего приводятся экспериментальные данные наблюдения эффекта квантовой интерференции при спектроскопии перехода $2S-4P$ в атоме водорода. Приводятся результаты численного моделирования в рамках теории возмущений. Сравняются результаты аппроксимации экспериментальных данных симметричной аппроксимирующей функцией с последующей корректировкой результата при помощи численного моделирования и функцией Фано-Фойгта, включающей дисперсионный асимметричный параметр. Оценивается вклад в погрешность определения частоты перехода $2S-4P$ остаточного эффек-

та квантовой интерференции.

Четвертая глава посвящена получению нового значения постоянной Ридберга и значения зарядового радиуса протона. Представлены результаты по измерению абсолютного значения частоты перехода $2S-4P$ в атоме водорода. Приведен анализ полученных экспериментальных данных. Оценивается вклад основных физических процессов, приводящих к сдвигу центра линии. Проводится анализ данных с использованием симметричной и специальной модели формы линии с последующим сравнением с результатами численного моделирования.

В пятой главе приводятся результаты спектроскопии спектрально узких однофотонных переходов в атомах стронция. Описываются особенности лазерного охлаждения и подготовки ансамбля атомов стронция, приводится схема экспериментальной установки. Описываются эксперименты по спектроскопии интеркомбинационного перехода $^1S_0 - ^3P_1$ в ячейке и магнито-оптической ловушке. Описывается реализация вторичного широкополосного и узкополосного охлаждения ансамбля атомов стронция на интеркомбинационном переходе $^1S_0 - ^3P_1$. Представлен эксперимент по магнито-индуцированной спектроскопии перехода $^1S_0 - ^3P_1$ в атомах ^{88}Sr .

Шестая глава посвящена исследованию часового магнито-дипольного перехода на длине волны 1,14 мкм в атомах тулия. Описываются особенности структуры электронных уровней тулия, реализация лазерного охлаждения атомов тулия, различные режимы работы магнито-оптической ловушки на узком переходе. Описан метод расчета и экспериментального определения магической длины волны магнито-дипольного перехода на длине волны 1,14 мкм в атомах тулия. Представлены результаты эксперимента по спектроскопии часового перехода на длине волны 1,14 мкм в оптической решетке на магической длине волны 813 нм. Определяется чувствительность часового перехода в атоме тулия к излучению черного тела ($T=300$ К). Рассматривается магнитное взаимодействие атомов тулия и его влияние на результаты спектроскопических исследований.

В заключении приводятся основные результаты работы.

Глава 1

Ультрастабильные лазерные источники

Точность, а иногда и сама возможность лазерной спектроскопии однофотонных переходов, напрямую связана со спектральными характеристиками используемой лазерной системы. Появление лазеров с шириной линии порядка 1 Гц и относительной нестабильностью частоты на уровне единиц пятнадцатого знака на интервалах времени до 100 с привело к существенному увеличению точности оптической спектроскопии. Одновременно это стало толчком к развитию нового поколения атомных часов на основе оптических сильно запрещенных переходов в нейтральных атомах и одиночных ионах, а также выполнению прецизионных тестов физических теорий и уточнению фундаментальных констант. Так, в основе наиболее точных и стабильных на сегодняшний день оптических часов на нейтральных атомах лежит переход $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ в атоме ^{87}Sr с естественной шириной линии около 1 мГц [18], а в лучших оптических часах на одиночных ионах используется октупольный переход $^2S_{1/2}(F=0) \rightarrow ^2F_{7/2}(F=3)$ в ионе $^{171}\text{Yb}^+$ [19]. Для возбуждения и спектроскопии столь узких переходов необходим ультрастабильный источник непрерывного когерентного излучения со спектральной шириной линии, сопоставимой с шириной линии опрашиваемого перехода. Желательно, чтобы спектральная ширина излучения лазера была менее, чем планируемая погрешность измерений, поскольку асимметрия спектра излучения лазера может являться заметным вкладом в систематическую погрешность оптических часов. В противном случае возникает необходимость детального исследования формы спектра излучения лазера, что является отдельной трудоемкой задачей [20].

В работе проводились эксперименты по прецизионной спектроскопии однофотонных переходов, обладающих различными свойствами. Переход $2S-4P$ в атоме водорода является разрешенным электрическим дипольным переходом и обладает естественной шириной линии 12,9 МГц. До работ, лежащих в основе данной диссертации, точность определения центра линии переходов $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$ составляла 10 кГц и 15 кГц, соответственно [21]. В рамках работы была поставлена задача определить центр линии переходов $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$ с точностью менее 2 кГц, что было важно для разрешения загадки “зарядового радиуса протона” [22]. Использование спектрально чистого лазера для возбуждения перехода $2S-4P$ являлось критическим условием для реализации поставленной цели.

Также в рамках работы были исследованы два спектрально узких перехода в атоме стронция ^{88}Sr : интеркомбинационный переход $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$, на длине волны излучения 689 нм, имеющий естественную ширину линии 7,4 кГц и “часовой” переход $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$. Последний является строго запрещенным для четного изотопа и его спектроскопия возможна только в присутствии магнитного поля [23].

Наконец, в работе исследовался переход между компонентами основного состояния в атоме тулия на длине волны 1,14 мкм, который является магнито-дипольным. Его естественная ширина линии составляет около 1 Гц [24], что делает его возможным кандидатом для реализации оптических часов. Исследование свойств данного перехода также было одно из задач диссертационной работы, что также накладывало жесткие требования на характеристики стабильности частоты и спектра используемого в спектроскопии лазерного источника.

Во всех перечисленных случаях переходы являлись однофотонными, что требовало либо применения методов лазерного охлаждения, либо специальных подходов для компенсации эффекта Доплера первого порядка. Для возбуждения переходов использовались лазерные системы, частоты которых стабилизировались по внешнему высокодобротному оптическому резонатору Фабри-Перо, что позволяло добиться сужения спектральной ширины излучения лазера до значений около 1 Гц. В первой главе описывается конструкция оптического резонатора Фабри-Перо, оптоэлектронная система стабилизация частоты лазера по пику пропускания резонатора Фабри-Перо, шумовые характеристики, стабильность и дрейф частоты созданных лазерных систем.

1.1 Высокодобротный оптический резонатор Фабри-Перо

Предельная стабильность частоты излучения лазерной системы, стабилизированной по пику пропускания внешнего оптического резонатора ограничена стабильностью частоты его собственных мод, которая в свою очередь определяется стабильностью расстояния между зеркалами резонатора. Случайные изменения расстояния между зеркалами резонатора могут быть вызваны внешними вибрациями, изменением линейных размеров тела резонатора за счет флуктуаций температуры, а также тепловыми броуновскими шумами, неизбежно присутствующими в составных частях резонатора: теле, подложках и покрытиях зеркал. Для уменьшения влияния температурных флуктуаций тело резонатора изготавливается из материала, обладающего “нулевой” точкой температурного расширения, например стекла ULE [25], как для всех использованных в настоящей работе лазерных систем. Отличительной особенностью стекла ULE является то, что нулевая точка теплового расширения у этого материала находится в области комнатных температур. Коэффициент теплового расширения стекла ULE η приблизительно описывается выражением:

$$\eta \approx 10^{-9}(T - T_c)^2, \quad (1.1)$$

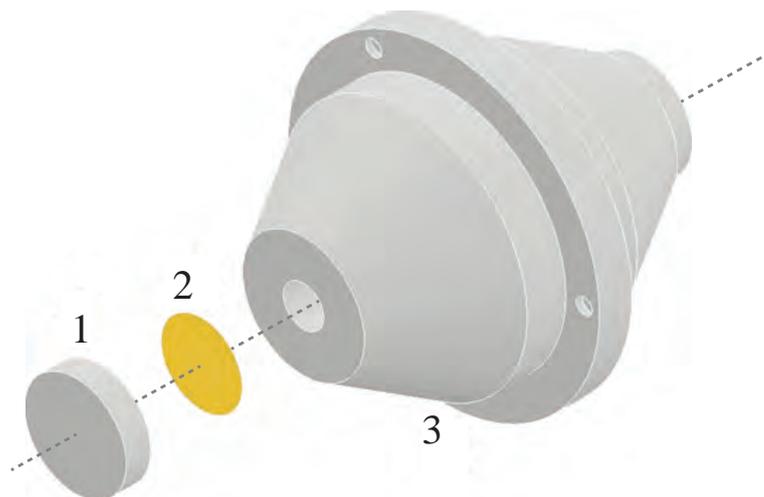


Рис. 1.1: Составные части резонатора: 1-подложка, 2-отражающее покрытие и 3-тело.

где α — температура материала, а T_c - температура критической (нулевой) точки. В критической точке достигается минимум чувствительности к флуктуациям внешней температуры. Обычно критическая точка для стекла ULE лежит в диапазоне $0 - 30^\circ$ и определяется экспериментально из оптических измерений. При температуре нулевой точки коэффициент линейного теплового расширения материала обращается в ноль. Дополнительно резонатор помещают в теплоизолированную высоковакуумную камеру. В области комнатных температур была продемонстрирована возможность стабилизации температуры с точностью до 100 мкК [26].

Правильный выбор формы тела резонатора, метода его подвеса и использование вибрационной компенсации позволяют подавить влияние вибраций. Одним из возможных подходов является использование биконической формы (рисунок 1.1) и вертикального расположения резонатора с подвесом в плоскости его центра тяжести [26]. В наших экспериментах длина резонатора составляла 77,5 мм. Для дополнительного подавления вибраций вакуумная камера с резонатором устанавливается на пассивную или активную вибрационную платформу. Поскольку флуктуации коэффициента преломления воздуха также оказывают влияние на стабильность частоты моды резонатора, резонатор помещен в вакуумную камеру, как показано на рисунке 1.2. Камера откачивается ион-геттерным насосом до давления порядка $1 \cdot 10^{-8}$ мбар. Резонатор окружен двумя тепло-изолирующими рубашками, изготовленными из дюраля, температура внешнего экрана стабилизируется при помощи двухступенчатого Пельтье-элемента. Стабилизация температуры осуществляется температурным контроллером (например DTC110, Toptica), сенсор которого (например AD590) располагается в непосредственной близости Пельтье-элемента. Постоянная времени для всех систем составляет около 12 часов, что свидетельствует о хорошей тепловой изоляции. Система температурной стабилизации позволяет изменять температуру рубашки в диапазоне $0 - 40^\circ$ и поддерживать температурную стабильность на уровне долей мК.

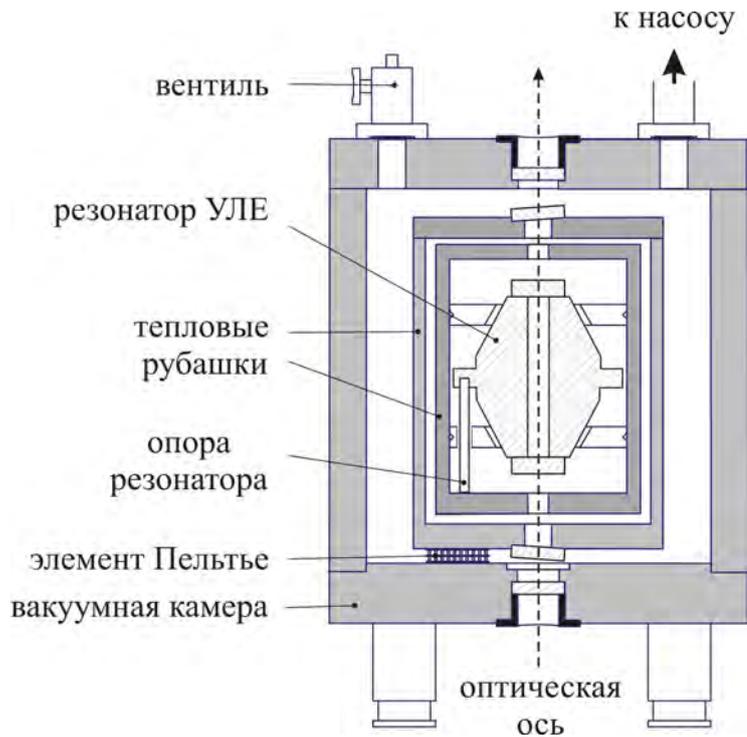


Рис. 1.2: Схематическое изображение вакуумной камеры с резонатором УЛЕ.

Резонатор формируется двумя зеркалами из материала УЛЕ с радиусами кривизны $R_1 = \infty$ и $R_2 = -0,5$ м и коэффициентом отражения более 99,997 %. Изготовление таких “суперзеркал” является сложной задачей, поскольку помимо коэффициента отражения необходимо контролировать потери в зеркалах, непосредственно влияющие на характеристики резонатора. Для всех резонаторов, используемых в данной работе, зеркала с подложками из стекла УЛЕ были изготовлены компанией Advanced Thin Films (США). Зеркала крепятся к телу резонатора на оптический контакт.

Резонатор имеет диапазон свободной дисперсии $\nu_{FSR} = 1,92$ ГГц. Поскольку конфигурация резонатора далека от конфокальной, поперечные моды оказываются разрешены по частоте, что позволяет легко настроиться на моду TEM_{00} .

Резкость резонаторов определялась путем измерения времени жизни излучения в резонаторе методом “ring-down”: после мгновенной блокировки поступающего в резонатор излучения, интенсивность выходящего из него света $I(t)$ экспоненциально падает. Постоянная времени экспоненты соответствует времени жизни фотона в резонаторе:

$$\begin{aligned} I(t) &= I_0 e^{-t/\tau_r}, \\ \tau_r^{-1} &= 2\pi\Delta\nu_{1/2}, \end{aligned} \tag{1.2}$$

где $\Delta\nu_{1/2}$ — ширина на полувысоте пика пропускания резонатора.

Для измерения времени жизни фотонов в резонаторе излучение лазера пропускалось через акусто-оптический модулятор (АОМ), работающий в +1 порядке. Дифрагированное в

АОМ излучение заводилось в оптоволокно и поступало в резонатор. Для резкого выключения излучения использовался радиочастотный ключ, управляющий сигналом частоты, поступающим на АОМ. Выключение света осуществлялось либо по внешнему TTL-триггеру, либо по триггеру, формируемому при появлении сигнала пропускания резонатора. Характерный вид сигнала на фотодиоде представлен на рисунке 1.3.

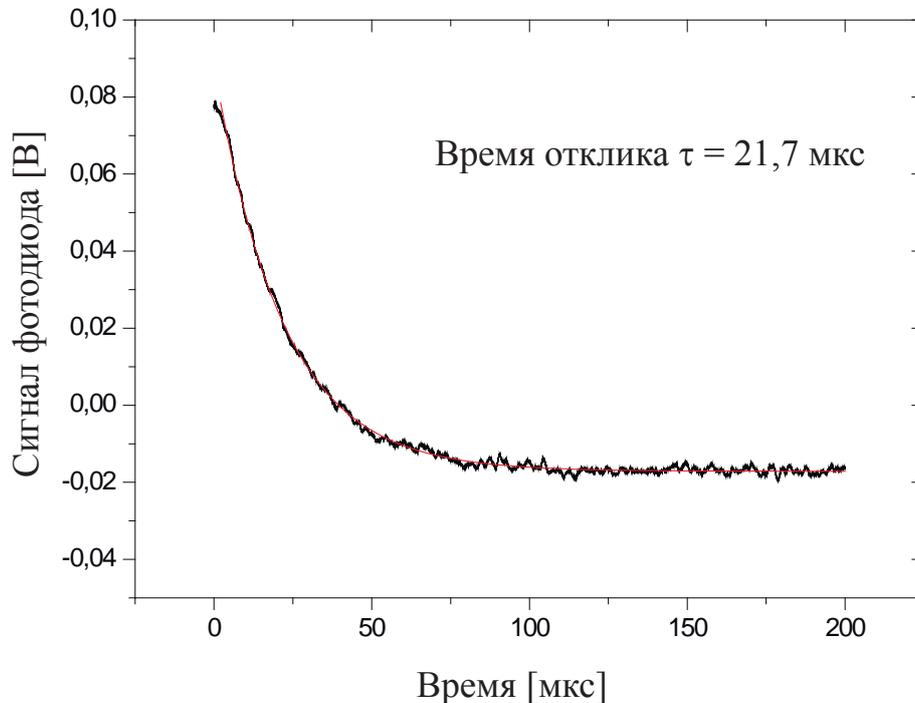


Рис. 1.3: Отклик резонатора ULE лазера возбуждения часового перехода в атоме Sr (длина волны 698 нм), настроенного на моду TEM_{00} , на резкое выключение света в момент времени $t = 0$; скорость выключения АОМ и отклик фотодиода 0,5 мкс

Резкость резонатора, в случае одинаковых коэффициентов отражения зеркал R , определяется по формуле:

$$F = \frac{\nu_{FSR}}{\Delta\nu_{1/2}} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}. \quad (1.3)$$

Для всех экспериментов, описываемых в данной работе, за исключением спектроскопии часового перехода в атоме тулия, было создано две практически идентичных лазерных системы, что позволило с большой эффективностью охарактеризовать их спектральные характеристики. В таблице 1 приведены значения резкости для всех семи резонаторов, исследованных и использованных в работе.

Атом, переход	Резкость резонатора 1	Резкость резонатора 2
$Sr(^1S_0 \rightarrow ^3P_1)$ [27]	45 000	60 000
$Sr(^1S_0 \rightarrow ^3P_0)$ [28]	260 000	280 000
$H(2S - 4P)$ [26]	410 000	400 000
Tm	500 000	-

Таблица 1.1: Резкость семи резонаторов, использованных для стабилизации частоты лазерных систем, исследованных в работе.

1.2 Стабилизация частоты лазера по внешнему высокодобротному резонатору

Двумя наиболее распространенными методами стабилизации частоты лазера по моде внешнего оптического резонатора являются поляризационный метод Хэнша-Куйо [29] и фазово-модуляционный метод Паунда-Дривера-Холла [30].

Метод Хэнша Куйо относительно прост, универсален и часто используется для предварительной стабилизации лазеров. Однако, из-за того, что в его основе лежит принцип вычитания постоянных токов, положение точки привязки зависит от среднего значения сигнала ошибки. Кроме того, на него оказывают влияние собственные низкочастотные шумы лазера, что недопустимо при целевом уровне относительной нестабильности лучше единиц пятнадцатого знака.

Для стабилизации лазерных систем, используемых в данной работе, использовался метод Паунда-Дривера-Холла. Схема привязки различных лазерных систем незначительно отличается, в основном используемыми в работе конкретными элементами. Для примера здесь приводится схема привязки лазеров вторичного охлаждения атомов ^{88}Sr (рисунок 1.4).

Излучение полупроводникового лазера с длиной волны излучения 689 нм заводилось по одномодовому волокну на виброизолирующую платформу с установленным на нее резонатором Фабри-Перо. Для предотвращения обратной связи и паразитных эталонов устанавливался оптический изолятор с коэффициентом изоляции 30 дБ. Лазер ДЛ-1, стабилизированный по резонатору ULE-1 имел возможность перестройки частоты относительно пика пропускания резонатора с помощью акустооптического модулятора АОМ-1, работающего на центральной частоте 110 МГц. В оптической схеме лазера ДЛ-2 этот элемент отсутствовал. Грубая настройка на пик пропускания и выбор определенной моды осуществлялся с помощью волномера WS-7 (Angstrom).

Вакуумная камера с резонатором была установлена в центре виброизоляционной платформы, где обеспечивалась максимальная вибрационная защищенность. Подводящееся по оптоволокну излучение проходило через акусто-оптический модулятор АОМ-2, работающий на частоте 40 МГц, который служил для оптической развязки выходного коллиматора волокна и резонатора ULE. Далее излучение модулировалось с помощью электро-оптического

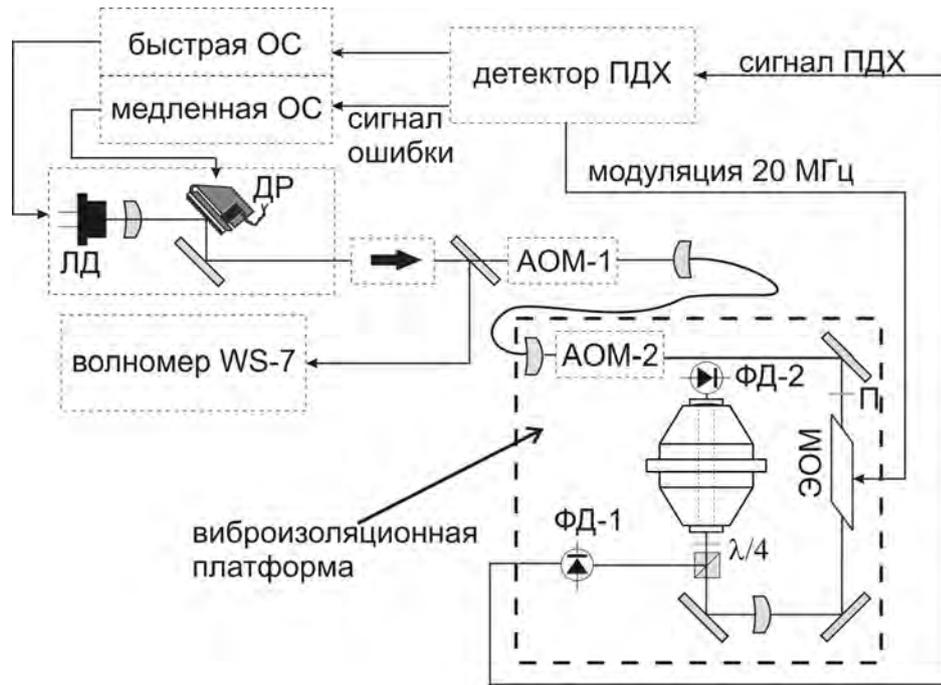


Рис. 1.4: Схема стабилизации лазера. ОС — петля обратной связи, АОМ — акустооптический модулятор, ЭОМ — электрооптический модулятор, ФД — фотодетектор, П — поляризатор, ЛД — лазерный диод, ДР — дифракционная решетка.

модулятора (ЭОМ). Для системы ULE-1 использовался модулятор LM0202 phas, Linos, а для системы ULE-2 ЭОМ на кристалле КТР под углом Брюстера, изготовленный в Новосибирске. Электро-оптический модулятор, включенный в резонансную цепь, осуществлял фазовую модуляцию лазерного излучения на частоте, близкой к 20 МГц с индексом модуляции $\approx 10\%$. Модулированное излучение заводилось через согласующую линзу в резонатор. Излучение, отраженное от плоского зеркала резонатора, попадало на фотодиод с частотной полосой 500 МГц (сигнал ПДХ). Электрический сигнал ПДХ подавался на модулятор-демодулятор сигнала ошибки (PDH, Toptica), сигнал модуляции с которого шел на ЭОМ. Демодулированный сигнал ошибки разделялся на два канала для петель быстрой и медленной обратной связи. Быстрая обратная связь осуществлялась с помощью пропорционально-интегрально-дифференциального модуля (FALC110, Toptica) и управляла током лазерного диода. Медленная петля обратной связи осуществлялась с помощью пропорционально-интегрального контроллера и управляла напряжением на пьезо-элементе дифракционной решетки. При замыкании петель обратной связи ширина спектра лазера сужалась и происходила стабилизация по центру пика пропускания резонатора. Глубина фазовой модуляции, постоянные времени и коэффициент усиления петель обратной связи оптимизировались по максимуму пропускания резонатора и минимуму шумов в этом сигнале. Для стабильной работы петли обратной связи в данном случае требовалось 30 мкВт излучения на входе в резонатор. При этом коэффициент пропускания резонаторов составлял 40% для ULE-1 и 20% для ULE-2.

Лазер находился в стабилизированном состоянии на временах до 12 часов.

1.3 Предел тепловых шумов и шумовые характеристики ультрастабильных оптических резонаторов

Случайные тепловые дрожания резонатора, в особенности зеркал, вызывают флуктуации его длины, а следовательно и значений собственных частот [31]. Такие микродвижения совершаются любым телом, имеющим ненулевую температуру.

Для расчета тепловых флуктуаций используют флуктуационно-диссипационную теорему (ФДТ), которая связывает спектр теплового шума и диссипационные свойства системы. ФДТ позволяет косвенно вычислять или предсказывать чрезвычайно слабые тепловые шумы по эффектам рассеяния энергии в системе. Согласно ФДТ, спектральная плотность мощности тепловых шумов механической системы пропорциональна мнимой части отклика резонансных колебаний на механическое возмущение данной частоты. Традиционно, для вычисления функции отклика использовался метод разложения движения по собственным модам [32], однако этот способ громоздок, так как требует полного расчета резонансов системы с учетом влияния их на длину резонатора. Более простой способ был предложен в работе [33], где непосредственно связывались спектр теплового шума и мощность, рассеиваемая системой под действием возбуждающей силы. При этом спектр теплового шума и общее затухание механических колебаний могут быть представлены в виде суммы вкладов от отдельных элементов резонатора в соответствии с долями энергетического заполнения и параметрами затухания [31]. Этот метод дает феноменологические оценочные формулы, позволяющие вычислить вклады в спектр теплового шума резонатора Фабри-Перо, используя величины, характеризующие его форму и размеры, а так же константы упругости и коэффициенты потерь материалов, из которых он изготовлен. Так, вклад тела резонатора в спектральную плотность мощности тепловых колебаний составляет:

$$S_{spacer}(f) = \frac{2kT}{\pi f} \frac{L}{3\pi R^2 E} \varphi, \quad (1.4)$$

где T — температура тела резонатора, L — длина резонатора, R — радиус тела резонатора, E — модуль Юнга, φ — коэффициент механических потерь материала тела резонатора. Вклад теплового шума подложек зеркал составляет:

$$S_{substrate}(f) = \frac{2kT}{\pi f} \frac{1 - \sigma^2}{\sqrt{\pi} w_0 E} \varphi_{substrate}, \quad (1.5)$$

где w_0 — радиус перетяжки на зеркале, σ — коэффициент Пуассона, $\varphi_{substrate}$ — коэффициент механических потерь материала подложки. Для вклада покрытий зеркал в спектр теплового шума имеем:

$$S_{coating}(f) = S_{substrate}(f) \cdot \left(1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1 - 2\sigma}{1 - \sigma} \frac{\varphi_{coating}}{\varphi_{substrate}} \times \frac{d}{w_0}\right), \quad (1.6)$$

где d — толщина отражающего покрытия, $\varphi_{coating}$ — коэффициент механических потерь в покрытиях зеркал.

В формулах (1.4)-(1.6) оценивается низкочастотное крыло спектра тепловых шумов. Действительно, самый низкочастотный резонанс механических колебаний интерферометра представляет собой основное колебание тела резонатора Фабри-Перо с частотой $\nu_f \sim 10$ кГц, а при интервалах времени усреднения 1-1000 с актуальна только спектральная плотность шумов в субгерцовой области. Хотя используемые формулы и не являются точными, они вполне состоятельны и с точностью выше 10% способны описывать экспериментальные достижения последних лет в области применения резонаторов для стабилизации частоты лазеров. Формулы (1.4), (1.5) и (1.6) содержат обобщенный феноменологический параметр — фактор механических потерь φ , равный обратной добротности механических колебаний элементов интерферометра $Q = 1/\varphi$. Подразумевается, что Q не зависит от частоты колебаний (по крайней мере, в области низких частот) — это обстоятельство связано с характером доминирующего механизма затухания механических колебаний в материале элементов конструкции — с так называемым “структурным” затуханием. Выбор материала резонатора играет определяющую роль для его потенциального уровня стабильности. На амплитуду тепловых шумов влияют, в первую очередь, добротность и температура, значение которой определяется положением нулевой точки. Как уже упоминалось выше, для стекла ULE нулевая точка T_c зачастую оказывается в области комнатных температур, что делает его использование удобным. Лучшие резонаторы из стекла ULE позволяют добиться относительной нестабильности частоты лазера менее 1×10^{-16} на временах усреднения около минуты [34]. Однако стекло проигрывает некоторым кристаллическим материалам по таким параметрам, как модуль Юнга и коэффициент механических потерь, характеризующим предел теплового шума резонатора, что определяет предельно достижимый уровень стабильности частоты моды.

Для каждого резонатора необходимо определить температуру T_c , в которой чувствительность его длины к температурным флуктуациям минимальна. Это возможно по измерению частоты сигнала биений между двумя идентичными системами, дрейфу частоты моды резонатора относительно стабилизированной оптической гребенки частот или относительно атомного резонанса.

Схема сличения лазерных систем (на примере лазерных систем вторичного охлаждения атомов ^{88}Sr), используемая также для поиска нулевой точки теплового расширения резонатора, показана на рисунке 1.5. Для определения абсолютной частоты мод резонатора дополнительно использовался фемтосекундный синтезатор оптических частот (ФСОЧ), для которого опорный сигнал обеспечивал водородный мазер.

Сличение лазеров проводилось по исследованию сигнала биений, формируемому на быстром фотодетекторе ФД1 с полосой 1 ГГц. Частота сигнала после усиления измерялась с

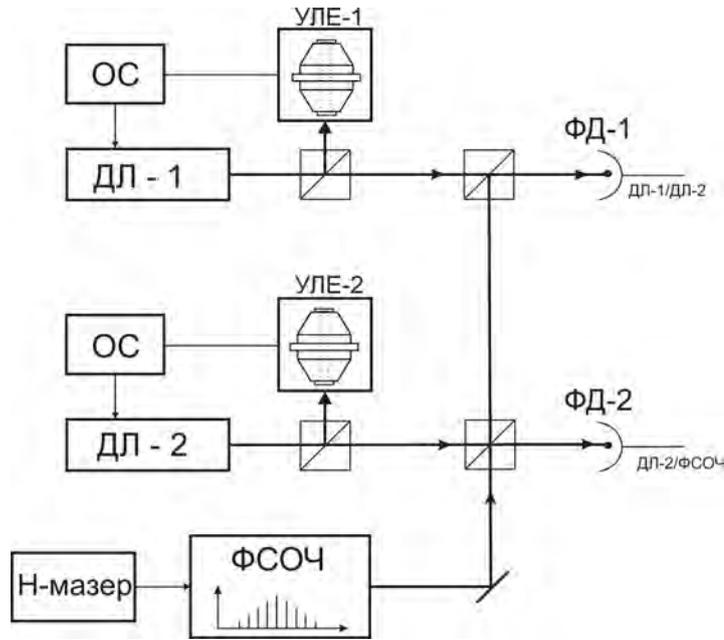


Рис. 1.5: Схема сличения лазерных систем. Тонкие линии — электрические сигналы, толстые линии — оптические пути.

помощью счетчика, данные с которого записывались на компьютер. Сам сигнал биений исследовался с помощью анализатора спектра.

Для каждого ULE резонатора была определена критическая температура T_c (4). Как видно из выражения (4) в критической точке длина резонатора оказывается минимальной, что регистрируется по частоте сигнала биений сличаемых лазеров ЛС1/ЛС2. Для этого изменялась частота одного из ULE резонаторов с интервалом в несколько суток (чтобы дать системе стабилизироваться), а температура второго ULE резонатора поддерживалась постоянной. Полученная кривая аппроксимируется квадратичной функцией и ее экстремум соответствует искомой критической точке резонатора (рисунок 1.6). Температуры¹ критических точек T_c для всех лазерных систем, описываемых в работе, приведены в таблице 1.2. Точность определения критической температуры составляет $0,1^\circ\text{C}$. Также исследовалась стабильность поддержания температуры резонаторов по наблюдению сигнала температурного датчика на протяжении нескольких суток. Флуктуации температуры на временах до 1 недели не превышали 5 мК, что согласуется с наблюдаемыми флуктуациями сигнала температурного датчика в свободном режиме [26].

Отличие критических температур резонаторов объясняется тем, что тела были изготовлены из разных блоков стекла ULE. Существует три класса стекла производства компании Corning (стекло ULE является торговой маркой фирмы Corning): regular grade, premium grade и laser grade. В первом классе допустимо наличие пор и каверн, поэтому такое стекло

¹Температура в данном случае является относительной величиной и определяется конкретным используемым датчиком AD590. Абсолютная точность определения температуры для некалиброванного датчика AD590, согласно технической спецификации, составляет $\pm 10^\circ\text{C}$

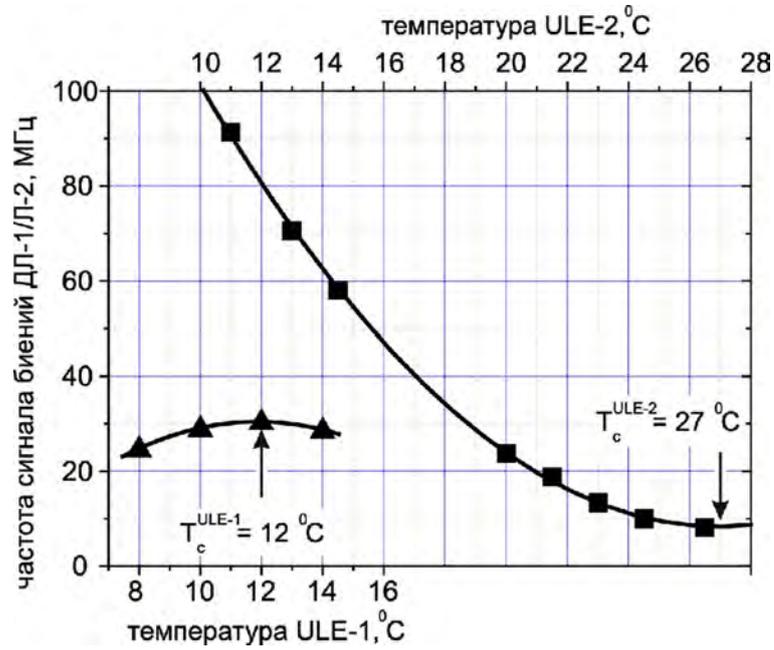


Рис. 1.6: Частота сигнала биений лазеров возбуждения интеркомбинационного перехода $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ в атомах ^{88}Sr ЛС1/ЛС2 при изменении температуры резонаторов ULE1 и ULE2.

Атом, переход, длина волны	T_c резонатора 1	T_c резонатора 2
$\text{Sr}, (^1S_0 \rightarrow ^3P_1), 689$ [27]	$12\text{ }^\circ\text{C}$ (ЛС1)	$27\text{ }^\circ\text{C}$ (ЛС2)
$\text{Sr}, (^1S_0 \rightarrow ^3P_0), 698$ [28]	$30\text{ }^\circ\text{C}$ (ЛС3)	$31\text{ }^\circ\text{C}$ (ЛС4)
$\text{H}, (2S - 4P), 972\text{ нм}$ (2 ^{ая} гармоника) [26]	$7\text{ }^\circ\text{C}$ (LS1)	$12,5\text{ }^\circ\text{C}$ (LS2)
$\text{Tm}, 1140\text{ нм}$ [35]	$20\text{ }^\circ\text{C}$ (ЛСТ _m)	-

Таблица 1.2: Температуры точек нулевого теплового расширения T_c резонаторов ULE созданных в работе.

непригодно для изготовления резонаторов. Классы premium grade и laser grade отличаются температурой нулевой точки: в случае самого высокого класса стекла laser grade температура нулевого теплового расширения заведомо выше $25\text{ }^\circ\text{C}$. Для стекла класса premium grade нулевая точка часто оказывается при температуре ниже $15\text{ }^\circ\text{C}$, что является дополнительной технической трудностью. Кроме того, что охлаждение вакуумной камеры представляется более сложной задачей, чем нагревание, при температурах ниже точки росы на холодных поверхностях осаждаются конденсат.

1.4 Спектральные характеристики лазерных систем, стабилизированных по внешнему высокочастотному резонатору ULE.

Спектральные характеристики излучения лазера, стабилизированного по внешнему резонатору, могут быть определены путем сличения с другой лазерной системой, обладающей сравнимыми или лучшими характеристиками. При этом, однако, определить характеристики каждой из лазерных систем нельзя. Для определения индивидуальных характеристик может быть использован метод “треуголки” (“tree-corner hat”) [36]. В разделе приводятся результаты исследований спектральных характеристик стабилизированных лазерных систем, использованных в данной работе.

1.4.1 Лазерные системы спектроскопии интеркомбинационного перехода $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ в атомах ^{88}Sr

Переход $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ в атомах стронция, имеющий естественную ширину линии $7,4\text{ кГц}$, используется для реализации вторичного охлаждения ансамбля атомов для достижения температур порядка 10 мК . Спектроскопия этого перехода не требует сверхвысоких спектральных характеристик излучения возбуждающего лазера — достаточно, чтобы линия излучения лазера была менее 1 кГц . При этом важно, чтобы скорость дрейфа частоты позволяла оставаться в резонансе с переходом на временах проведения эксперимента. Поэтому система стабилизации частоты лазера может не включать таких составных частей, как петля стабилизации интенсивности и система компенсации шумов волокна, доставляющего излучение лазера на плиту оптического резонатора, без которых добиться высокой стабильности частоты излучения сложно. Кроме того нет необходимости в использовании для изготовления резонатора суперзеркал с рекордно большим коэффициентом отражения, обеспечивающим сверхвысокую добротность и субгерцовую ширину линии лазера.

Для возбуждения перехода $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ использовалась лазерная система на основе полупроводникового лазера с длиной волны излучения 689 нм (Toptica DLpro). Для исследования спектральных характеристик было создано две практически идентичных лазерных системы,

стабилизированных по внешним резонаторам из стекла ULE: лазер ЛС1 был стабилизирован по резонатору ULE1, лазер ЛС2 стабилизировался по резонатору ULE2. Сличение лазеров ЛС1 и ЛС2 проводилось по сигналу биений, формируемому на быстром фотодетекторе ФД1 с полосой 1 ГГц. Частота сигнала после усиления измерялась с помощью частотомера Pendulum CNT90, данные с которого записывались на компьютер. Сам сигнал биений исследовался с помощью анализатора спектра Agilent G4445A (рисунок 1.5). Спектральный анализ сигнала биений ЛС1 и ЛС2 показал, что спектральная ширина линии сигнала биений на полувысоте составляет 110 Гц. На рисунке 1.7 представлен результат измерений 14 спектров при времени регистрации 40 мс и разрешении 47 Гц. Исследования показали, что основной вклад в спектральную ширину линии, скорее всего, дает лазер ЛС2, который обладает более высокой чувствительностью к вибрациям. Возможно, это связано с недостаточной оптической изоляцией лазерного диода. В предположении идентичного вклада лазерных систем в ширину линии сигнала биений спектральную ширину линии генерации каждого из лазеров можно оценить величиной $\sim 80 \text{ Гц} = 110 \text{ Гц} / \sqrt{2}$. Частота сигнала биений лазеров ЛС1 и ЛС2 регистрировалась в течение нескольких часов при помощи частотомера. Относительный дрейф частот двух лазерных систем обладает практически линейной зависимостью от времени с наклоном 300 мГц/с. Такое поведение является характерным для резонаторов ULE, работающих вблизи T_c [37], и связано с рекристаллизацией материала ULE, приводящей к постепенному уменьшению длины тела резонатора. Также известно, что дрейф снижается с течением времени (порядка года). Малое наблюдаемое отклонение относительного дрейфа от линейной зависимости (на уровне 30 Гц за 2000 с) указывает на незначительное влияние флуктуаций внешней температуры на температурно-компенсированный резонатор ULE.

Для анализа относительной нестабильности частоты лазеров используется девиация Аллана $\sigma_y(\tau)$ [38, 39] сигнала биений ДЛ-1/ДЛ-2:

$$\sigma_y = \sqrt{\frac{1}{2} \langle (\bar{y}_{i+1} - \bar{y}_i) \rangle}. \quad (1.7)$$

Усреднение проводится по всем значениям \bar{y}_i , соответствующим времени усреднения τ .

При вычислении девиации Аллана важно, чтобы сохранялась когерентность фазы сигнала. Потеря когерентности фазы вследствие, например, амплитудных флуктуаций сигнала биений (“проскальзывание” цикла) приводит к неправильному вычислению частоты сигнала. Также необходимо отслеживать слишком большие скачки фазы. Одним из критериев отсутствия проскальзывания цикла является совпадение показаний счетчика на двух его каналах. Для этого сигнал биений делится на две части и подается на два канала счетчика через фильтры или ослабители разного номинала. Из рассмотрения убираются точки, значение которых превышает допустимое отклонение от среднего медианного отклонения набора данных [40].

На рисунке 1.8 представлен график нормированной аллановской девиации для сличения частот ЛС1 и ЛС2 без вычета (кривая 1) и с вычетом линейного дрейфа (кривая 2). Данные регистрировались с интервалом времени 1 с, большие времена усреднения формировались совмещением последовательных измерений в течение 1 с. Видно, что аллановская девиация

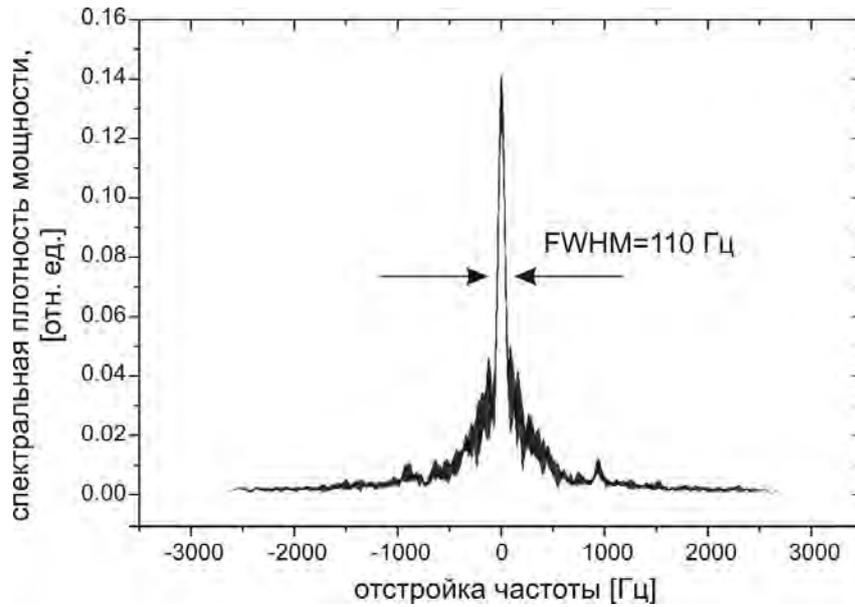


Рис. 1.7: Спектр сигнала биения двух идентичных лазеров, стабилизированных по резонаторам ULE1 и ULE2 (усреднено четырнадцать спектров, зарегистрированных с разрешением 47 Гц в течение 40 мс)

без учета линейного дрейфа достигает значения $(2 - 3) \times 10^{-14}$ на временах усреднения 100 — 1000 с.

1.4.2 Лазерные системы спектроскопии часового перехода $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ в атомах ^{88}Sr

Часовой переход $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ в изотопе ^{88}Sr в отсутствие магнитного поля является полностью запрещенным. Однофотонное возбуждение этого перехода становится возможным только в присутствии магнитного поля, которое перемешивает состояние 3P_0 и близлежащее состояние 3P_1 , за счет чего запрет снимается. В проведенных экспериментах по спектроскопии перехода $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ для снятия запрета прикладывалось магнитное поле порядка 100 мГс.

При исследовании методами лазерной спектроскопии сильно запрещенных часовых переходов, как правило, требуются лазерные системы со сверхвысокими спектральными характеристиками излучения. Для эффективного возбуждения и спектроскопии узких переходов необходимо, чтобы источник непрерывного когерентного излучения обладал спектральной шириной линии, сопоставимой с шириной перехода.

Для проведения спектроскопии часового перехода $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ в атомах ^{88}Sr было создано две стабилизированные по внешним резонаторам Фабри-Перо лазерных системы. Помимо возможности прямой характеристики систем методом сличения, это удобно при работе с репером частоты, поскольку становится возможным непрерывный мониторинг спектральных

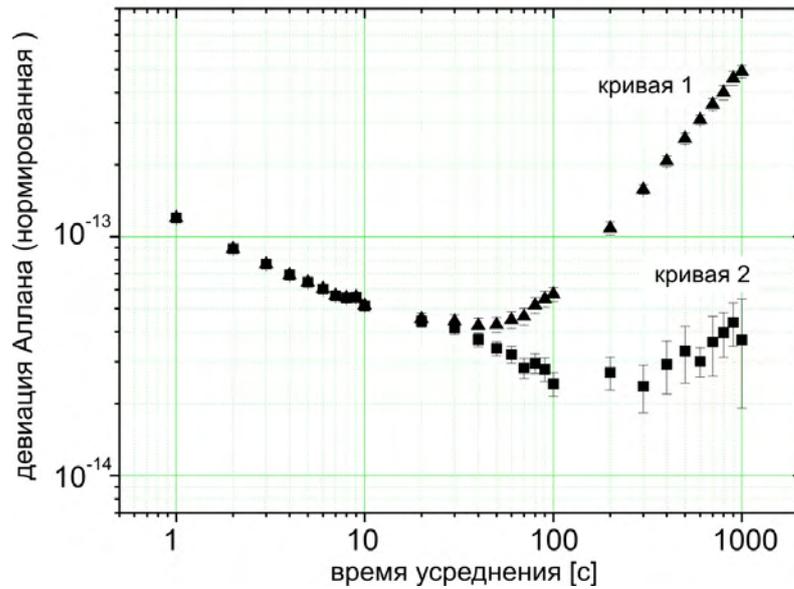


Рис. 1.8: Нормированная девиация Аллана для сигнала биения двух идентичных лазеров, стабилизированных по резонаторам ULE1 и ULE2 с вычетом (1) и без вычета (2) линейного дрейфа.

характеристик часового лазера.

Два полупроводниковых лазера с длиной волны излучения 698 нм (Toptica DLpro) были стабилизированы методом Паунда-Древера-Холла [30] по пику пропускания практически идентичных внешних высокодобротных резонаторов Фабри-Перо из стекла ULE: ULE3 и ULE4. Резкость обоих резонаторов была измерена по затуханию мощности, циркулирующей в резонаторах и составила более 250 000. Для исследования спектральных характеристик излучения было выполнено сличение систем ЛС3 и ЛС4, стабилизированных по пику пропускания резонаторов ULE3 и ULE4 соответственно. Одновременно частота излучения лазеров измерялась при помощи фемтосекундного генератора оптических частот (ФСОЧ) для точной настройки на частоту перехода $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$.

Конструкция резонатора и схема привязки аналогичны описанным выше. В схеме привязки добавлена система активной компенсации шумов волокна, по которому излучение лазера доставляется на плиту оптического резонатора, аналогичная описанной в [41].

Спектральный анализ сигнала биений ЛС3 и ЛС4 показал, что спектральная ширина сигнала биений на полувысоте составляет 1,5 Гц. На рисунке 1.9 представлен результат усреднения измерений семи спектров, зарегистрированных с разрешением 1 Гц при времени регистрации 1.8 с. В предположении равного вклада лазеров в спектральную ширину сигнала биений, спектральную ширину линии излучения каждого лазера можно оценить величиной $\sim 1 \text{ Гц} = 1,5 \text{ Гц}/\sqrt{2}$. Отметим, что разрешение спектроанализатора дает определенный вклад в ширину регистрируемого спектра, поэтому приведенная оценка является оценкой сверху.

Лучшие характеристики часовых лазерных систем ЛС3 и ЛС4 по сравнению с создан-

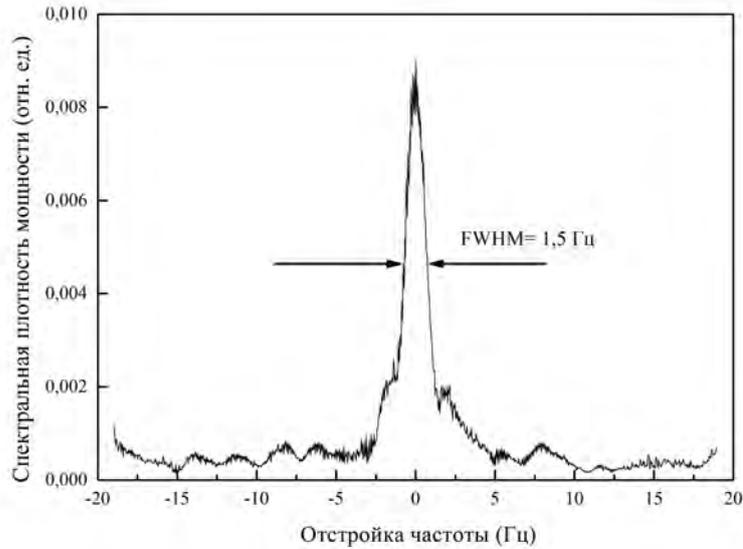


Рис. 1.9: Спектр сигнала биения часовых лазерных систем ЛС3/ЛС4, стабилизированных по резонаторам ULE3 и ULE4 (усреднено 7 спектров, зарегистрированных с разрешением 1Гц в течение 1,8 с.

ными ранее системами ЛС1 и ЛС2 для вторичного охлаждения атомов стронция (раздел 1.4.1) достигнуты в основном за счет повышения резкости резонаторов. Снижение подводимой мощности, приводящей к нагреву поверхности зеркал, а также размещение систем в специальном помещении с системой кондиционирования позволило практически достигнуть предела тепловых шумов, который для выбранной конструкции и материалов резонатора составляет 1×10^{-15} .

Для измерения аллановской девиации сигнал биений регистрировался счетчиком без мертвого времени в течение нескольких часов. Для регистрации возможных проскальзываний циклов сигнал делился на две части, отфильтровывался разными полосовыми фильтрами и регистрировался одновременно на двух каналах счетчика. Разность сигналов отслеживалась в течение всего времени измерения. В случае превышения разности сигналов определенного значения точка выбраковывалась. По полученным данным строилась нормированная девиация Аллана.

Сигнал биений излучения лазерных систем имеет составляющую линейного дрейфа частоты на уровне 200 мГц/с, вызванным процессом рекристаллизации, протекающем в стекле ULE. На рисунке 1.10 представлена нормированная девиация Аллана сигнала биений ЛС3/ЛС4 с вычетом (1) и без вычета (2) линейного дрейфа. Видно, что без учета линейного дрейфа на временах усреднения 1–100 с относительная нестабильность частоты лазеров достигает $(2-3) \times 10^{-15}$ и приближается к пределу теплового шума [26]. Результаты измерения аллановской девиации согласуются с измерениями спектральной ширины лазерного спектра с помощью спектроанализатора.

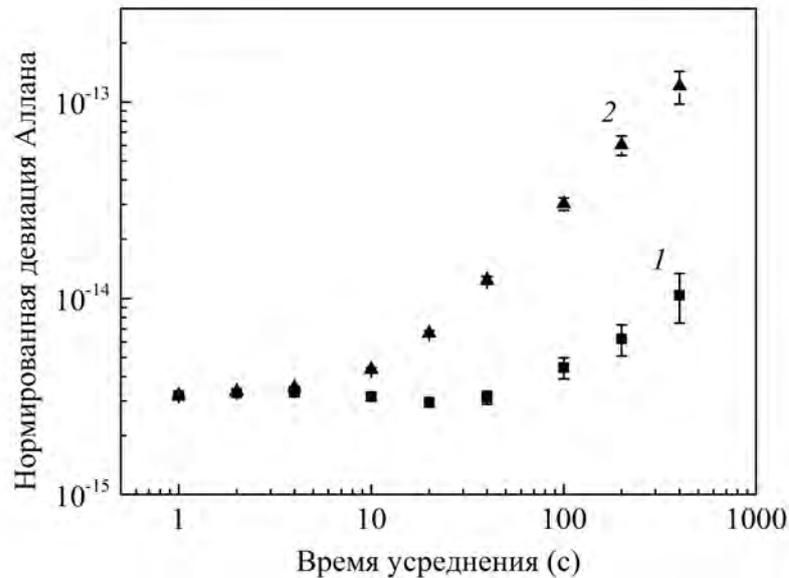


Рис. 1.10: Нормированная девиация Аллана сигнала биения двух часовых лазеров, стабилизированных по резонаторам ULE3 и ULE4 с вычетом (1) и без вычета (2) линейного дрейфа.

Описанные в разделе 1.4.1 лазерные системы ЛС1 и ЛС2, а также лазерные системы ЛС3 и ЛС4 были созданы в рамках выполнения исследований по данной диссертации.

1.4.3 Лазерная система для возбуждения перехода 2S—4P

Переход 2S—4P в атоме водорода это электрический дипольный переход, естественная ширина линии которого составляет 12,9 МГц. Это оказывается большой величиной, если требуется достичь точности определения центра линии в единицы кГц, поскольку требуется разделение линии на порядка 10^4 частей. Для определения центра линии с точностью лучше 2 кГц, что было задачей эксперимента, необходима лазерная система с как можно более узкой спектральной линией и низким дрейфом частоты.

Для возбуждения атомарного водорода в метастабильное состояние 2S использовалась лазерная система LS1 специальной конструкции на основе полупроводникового лазера 972 нм с рупорным усилителем и двумя последующими каскадами удвоения на нелинейных кристаллах. Подробно система для возбуждения перехода 1S—2S в атоме водорода описана в [26, 42]. Полностью идентичная конструкция осциллятора и привязки к резонатору была использована для лазерной системы LS2, которая использовалась для возбуждения перехода 2S—4P. Обе лазерные системы были разработаны и созданы ранее в лаборатории спектроскопии водорода МРQ. Отличительной особенностью конструкции лазера с внешним резонатором в системе Литтрова, использовавшихся в обеих системах, является резонатор длиной 24 см и встроенный электрооптический модулятор для контроля частоты лазера. Большая длина резонатора обеспечивает низкий уровень фазовых шумов за счет уменьшения предела

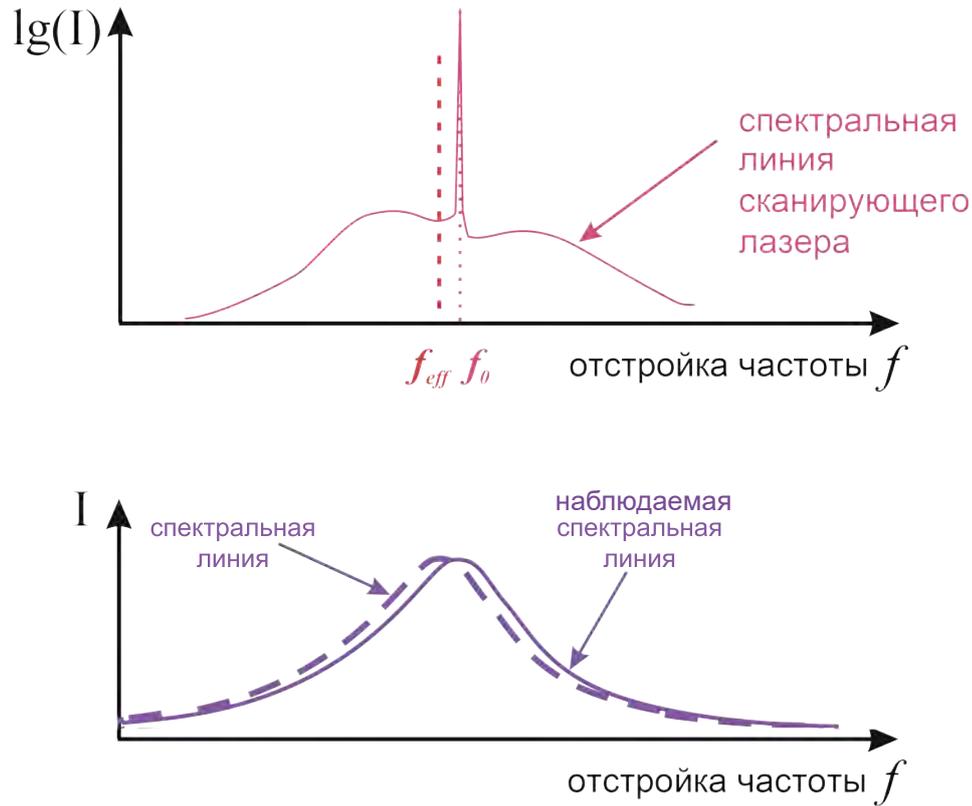


Рис. 1.11: Иллюстрация возможного сдвига наблюдаемой спектральной линии перехода за счет асимметрии пьедестала фазовых шумов возбуждающей лазерной системы. Частота лазера f_0 , определяемая при помощи фемтосекундного синтезатора оптических частот (ФСОЧ), отличается от эффективной частоты лазера f_{eff} , возбуждающей атомный переход при наличии асимметрии в пьедестале фазовых шумов, что приводит к искусственному сдвигу наблюдаемой спектральной линии перехода.

Шавлова-Таунса [43], однако приводит к уменьшению области свободной перестройки частоты лазера до 500 МГц, что на порядок меньше области перестройки полупроводниковых лазеров со стандартной длиной резонатора в 2 см.

Обе лазерные системы были стабилизированы по внешним резонаторам из стекла ULE идентичной конструкции (FP1 и FP2, соответственно). Поскольку в случае полупроводниковых лазеров уровень фазовых шумов, определяемых пределом Шавлова-Таунса, велик и при стабилизации частоты по внешнему резонатору несущая частота располагается на пьедестале фазовых шумов, необходимо принимать во внимание возможную асимметрию пьедестала, которая может привести к ошибке при определении абсолютной частоты возбуждаемого перехода (рисунок 1.11).

Перед проведением эксперимента лазерная система LS2, стабилизированная по резонатору FP2, была охарактеризована по сигналу биения с лазерной системой LS1, которая была принята за опорную. Обе системы были настроены на длину волны 972 нм с отстройкой не более 1 ГГц. Для сравнения была исследована лазерная система DL pro (Toptica) с ре-

зонатором длиной 6 см, которая также стабилизировалась по внешнему резонатору FP2. Поскольку длина резонатора у системы DL про в 4 раза меньше, чем у LS2, фазовые шумы и спектральная ширина линии DL про в нестабилизированном состоянии больше, чем у LS2 [42]:

$$\Delta\nu = \frac{\Delta\nu_{LD}}{1 + L/(nL_{LD})^2}, \quad (1.8)$$

где $\Delta\nu_{LD}$ — спектральная ширина линии излучения лазерного диода, L_{LD} — его длина, n — его коэффициент преломления.

Схема эксперимента приведена на рисунке 1.12.

Излучение опорного лазера и исследуемого лазера на длине волны 972 нм совмещалось на поляризационном кубике и регистрировалось фотодиодом ФД1. Часть излучения преобразовывалась при помощи генераторов второй гармоники в излучение на длине волны 486 нм и также совмещалось на поляризационном кубике. Получаемый сигнал биений регистрировался фотодиодом ФД2. Дополнительно сигнал фотодиода ФД2 делился на две части, одна из которых подвергалась удвоению на электронном удвоителе. При этом регистрировался искусственный сигнал биений “243 нм”, по которому можно было судить о величине фазовых шумов четвертой гармоники. При помощи откидного зеркала процесс переключения от лазера LS2 к лазеру DL про осуществлялся в течение нескольких минут, необходимых для перенастройки петли обратной связи системы стабилизации частоты по резонатору FP2. Сигналы биений анализировались с помощью анализатора спектра. Определялся процент мощности, сосредоточенной в несущей и симметрия пьедестала фазовых шумов. Сигналы биений для лазеров DL про и LS2, полученные для излучения на длине волны 486 нм приведены на рисунке 1.13.

Для определения части мощности излучения, заключенной в несущей, сигнал биений переводился в линейную шкалу. Полный интеграл под кривой спектра сравнивался с интегралом под пьедесталом фазовых шумов. Для этого исключались точки в отрезке $[-25 \text{ кГц}, 25 \text{ кГц}]$ вокруг центрального пика. Для сигнала биений на длине волны 486 нм часть мощности, заключенная в пьедестале шумов составила 0,0052(1) для лазера LS2 и 0,093(2) для лазера DL про, соответственно. Часть мощности, заключенной в несущей может быть выражена через среднеквадратичное значение фазы поля как:

$$\eta = \exp(-\phi_{rms}^2). \quad (1.9)$$

В процессе удвоения частоты, не важно оптическим или электронным методом, мощность в несущей уменьшается:

$$\eta' = \exp(-(2\phi_{rms})^2) = \exp(-4(\phi_{rms})^2) = \eta^4. \quad (1.10)$$

За счет конверсии амплитудной модуляции в фазовую (что приводит к корреляции шумов) пьедестал фазовых шумов может оказаться асимметричным. Поскольку частота лазера определяется по частоте несущей, а возбуждение атомного перехода происходит на эффективной

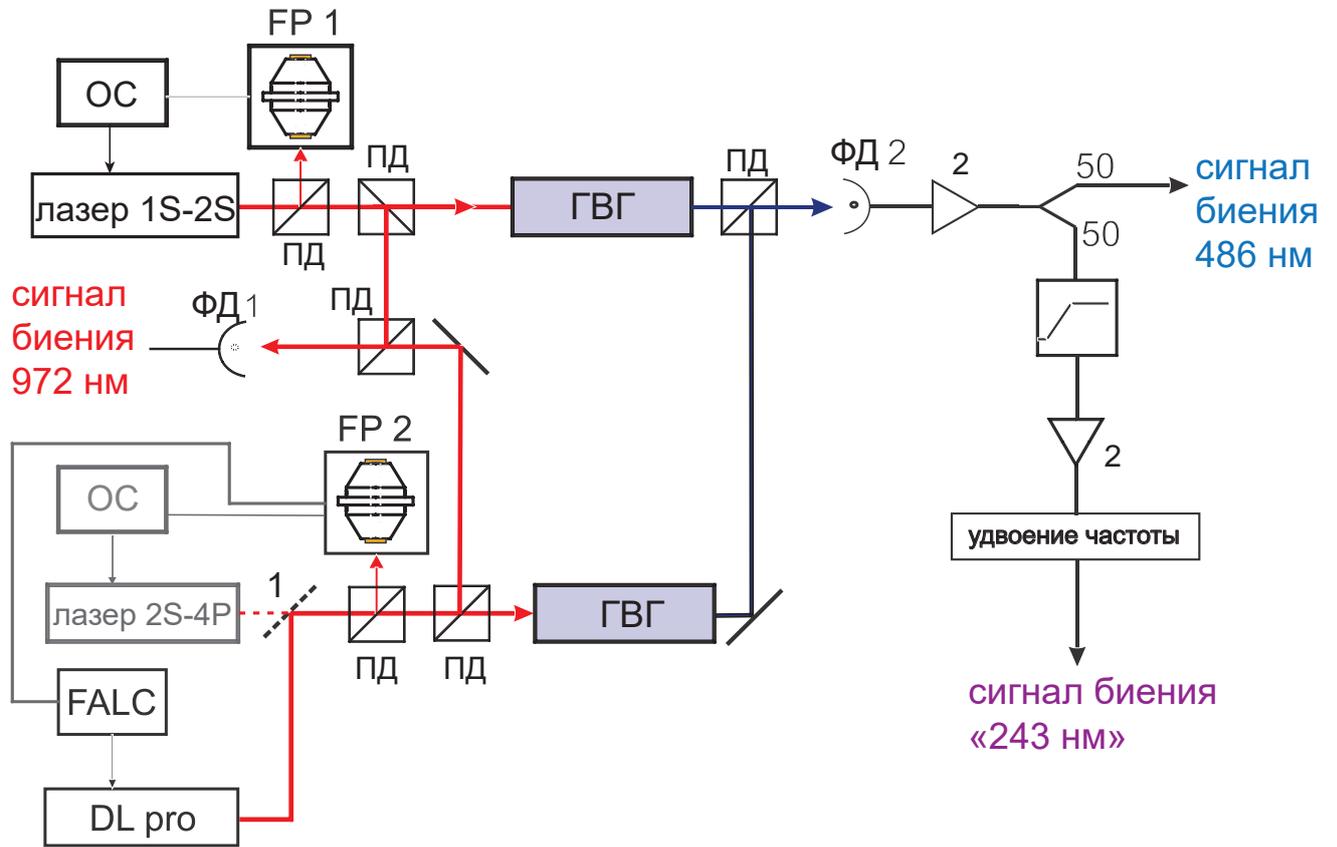


Рис. 1.12: Схема эксперимента по характеристике лазерной системы LS2. В качестве опорной использовалась лазерная система LS1, стабилизированная по внешнему резонатору FP1. По внешнему резонатору FP2 поочередно стабилизировались лазерная система LS2 и DL pro (Toptica). Регистрировались оптические сигналы биения на фундаментальной длине волны 972 нм и после оптического удвоения на длине волны 486 нм. Для оценки мощности в несущей на длине волны 243 нм сигнал биения на длине волны 486 нм удваивался при помощи электронного удвоителя частоты 243 нм. Цветные линии — оптические сигналы, черные линии — электрические сигналы. 1 — откидное зеркало, 2 — усилитель электрических сигналов. FALC — быстрый аналоговый контроллер (Toptica), ФД — фотодиоды, ПД — поляризационный кубик, ГВГ — оптический генератор второй гармоники, ОС — система обратной связи.

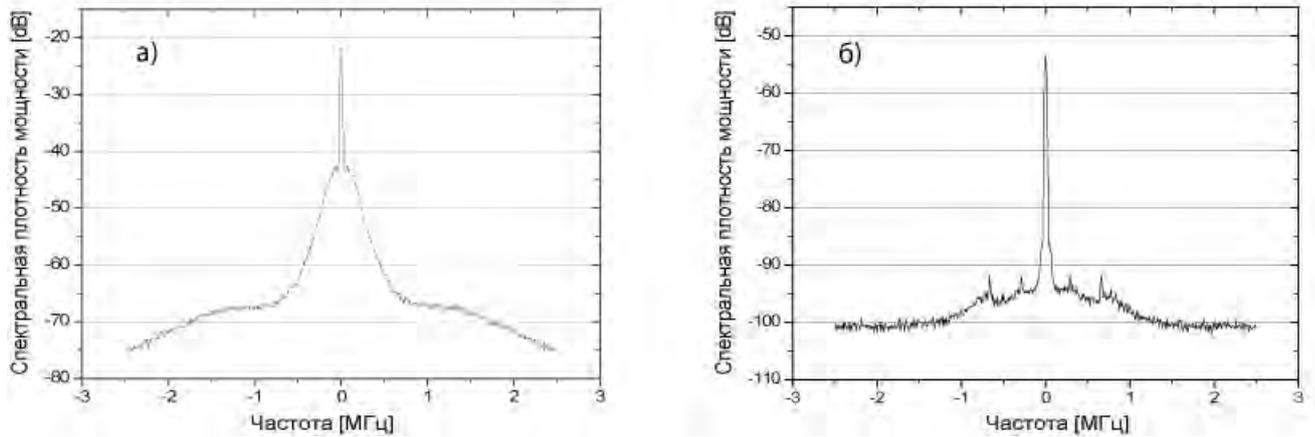


Рис. 1.13: Спектры сигнала биений между излучением второй гармоники лазерных систем LS1 и DL pro (а) и полностью эквивалентными лазерными системами LS1 и LS2 (б) зарегистрированные на длине волны 486 нм (в логарифмическом масштабе). Усреднение 20-ти последовательных сканов спектроанализатора с разрешением 20 кГц. Частота сигнала биения составляла 1,4 ГГц. Мощность в несущей составляет 0,907(2) и 0,9948(2) для лазера DL pro и LS2, соответственно.

частоте, соответствующей “центру тяжести” спектра, нами оценивалась разница между этими двумя значениями, полученными из спектров, приведенных на рисунке 1.13. Обработанный спектр сигнала биений на длине волны 243 нм для лазера LS2 приведен на рисунке 1.14. Красным обозначена область под несущей, которая была исключена для определения мощности, заключенной в пьедестале. Асимметрия пьедестала фазовых шумов сигнала биений на длине волны 243 нм составила менее 2%.

Для определения спектральной ширины линии лазеров записывалась серия из десяти последовательно регистрируемых анализатором спектра сигналов биений лазеров FP1 и FP2. После усреднения полученный спектр аппроксимировался функцией Лоренца, по которой определялась полная ширина на полувысоте (FWHM) полученного спектра. В предположении равных вкладов обоих лазеров, результирующая спектральная ширина каждого из лазеров определяется как $\delta\nu = FWHM/\sqrt{2}$. Спектр сигнала биений на длине волны 972 нм для лазеров LS1 и LS2, стабилизированных по резонаторам FP1 и FP2, соответственно, приведен на рисунке 1.15.

В таблице 1.3 приведены полученные характеристики стабилизированных лазеров LS2 и DL pro.

1.4.4 Лазерная система опроса часового перехода в атоме тулия

Сердцем атомных оптических часов является лазер опроса часового перехода. Спектральные характеристики его излучения определяют вероятность возбуждения часового перехода в атоме, а его характеристики стабильности определяют стабильность часов на временах до

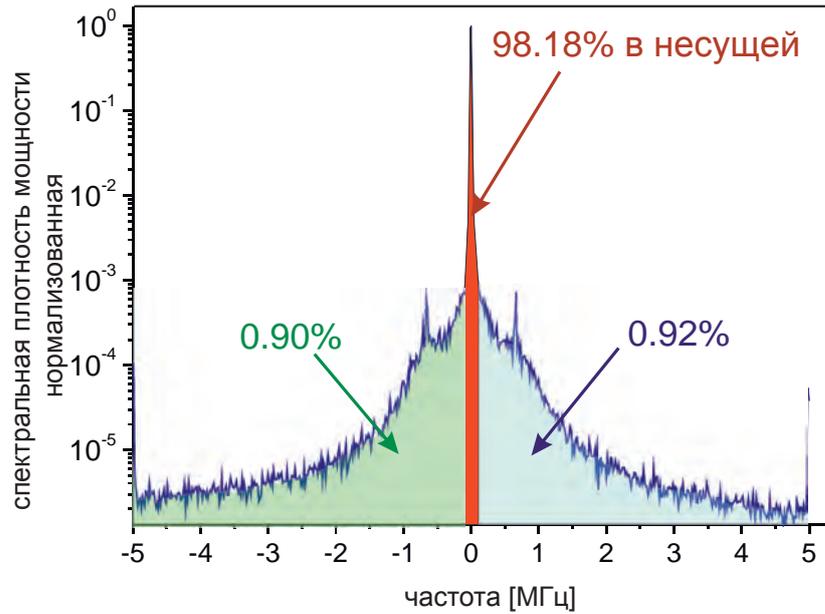


Рис. 1.14: Пример обработки спектра сигнала биений для определения асимметрии пьедестала фазовых шумов. Область под несущей (закрашена красным) исключалась из области интегрирования. Сравнивалась интегральная мощность, заключенная в левом и правом крыле пьедестала. На рисунке показан спектр сигнала биений для лазера LS2 на длине волны 243 нм, на которой спектральная плотность мощности фазовых шумов максимальна.

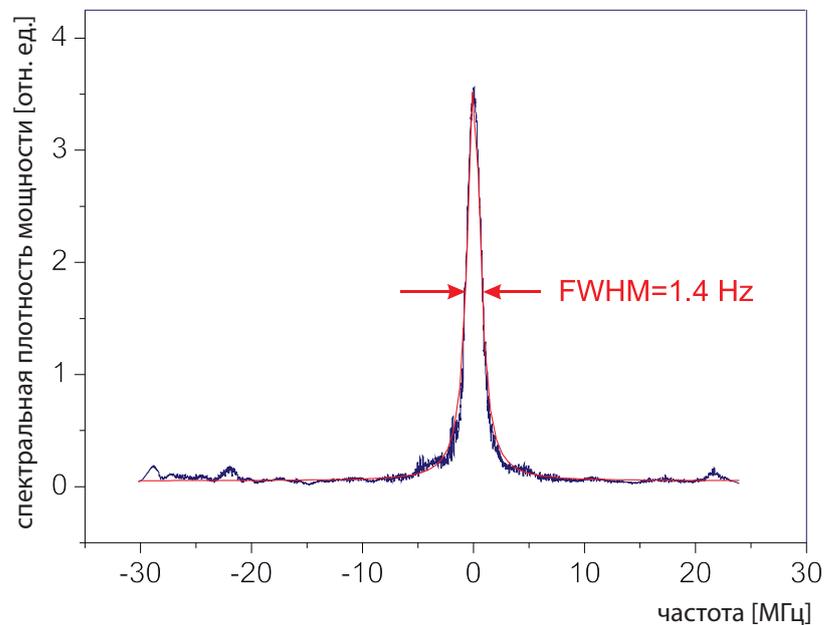


Рис. 1.15: Спектр сигнала биений на длине волны 972 нм лазеров LS1 и LS2, стабилизированных по резонаторам FP1 и FP2, соответственно. Усреднение 10 последовательных сканов анализатора спектра с разрешением 1 Гц. Красным обозначена аппроксимирующая функция Лоренца с полной шириной на полувысоте 1,4 Гц.

Лазер	Мощность в несущей на длине волны 972 нм	Мощность в несущей на длине волны 486 нм	Ошибка определения абсолютной частоты перехода $2S-4P$ за счет асимметрии спектра, Гц
DL pro	0,977(1)	0,907(2)	250
LS2	>0,999	0,9948(2)	100

Таблица 1.3: Результаты характеристики спектральных свойств лазерных систем LS2 и DL pro.

100 с пока статистика опроса атомов не станет достаточной. Эра оптических атомных часов началась с появлением методов стабилизации частоты, сужения спектра и точного измерения частот лазерных источников.

Наша группа в ФИАНе разрабатывает оптические атомные часы на холодных атомах тулия в оптической решетке. Для возбуждения часового перехода нами была создана ультрастабильная лазерная система $ЛС_{Tm}$, состоящая из полупроводникового лазера с длиной волны излучения 1140 нм и внешнего ультрастабильного резонатора из стекла ULE. Конструкция резонатора идентична описанной выше в разделах 1.1 и 1.2.

Методом измерения времени затухания светового поля в резонаторе была измерена резкость резонатора, составившая более 500 000. Настройка петли обратной связи лазерной системы проводилась по наблюдению сигнала пропускания резонатора. Такой метод является косвенным и не позволяет оценить стабильность и спектральную ширину линии излучения лазера, привязанного к пику пропускания резонатора. Прямое измерение относительной нестабильности частоты лазера по сигналу биений двух идентичных систем провести было нельзя, поскольку была создана только одна такая лазерная система.

Тем не менее существует альтернативный способ определения спектральной ширины линии лазера, позволяющий наложить ограничение сверху, коим является непосредственно возбуждение спектрально узкого часового перехода. В эксперименте по прецизионной спектроскопии атомов тулия в оптической решетке на магической длине волны (описание эксперимента приводится в разделе 6.4) была получена спектральная линия магнито-дипольного перехода на длине волны 1,14 мкм с шириной на полувысоте 10 Гц (рисунок 1.16). Данный результат свидетельствует о том, что спектральная ширина линии излучения опрашивающего ансамбль атомов лазера не превышает 10 Гц.

1.4.5 Основные результаты первой главы

В рамках совместных работ с ФГУП ВНИИФТРИ по созданию стандарта частоты на ультрахолодных атомах стронция в оптической решетке в ФИАНе разработаны и созданы две идентичные лазерные системы возбуждения интеркомбинационного перехода $^1S_0 - ^3P_1$

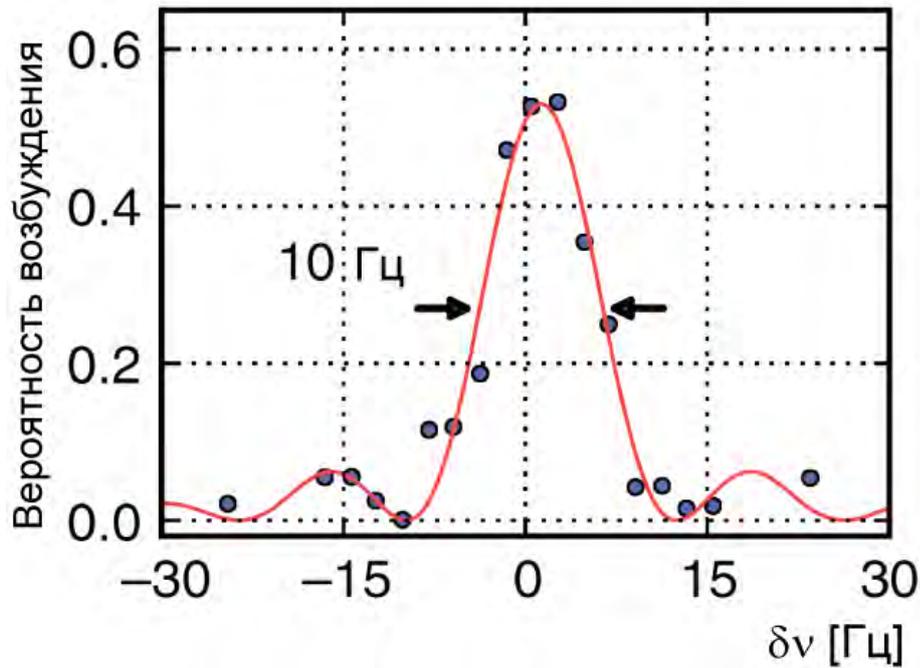


Рис. 1.16: Спектральная форма линии магнито-дипольного перехода на длине волны 1.14 мкм в атомах тулия. Каждая точка получена при усреднении шести измерений. Сплошная линия отображает аппроксимацию для Фурье-ограниченного прямоугольного π -импульса длительностью 80 мс.

в атомах стронция, использующиеся для вторичного охлаждения ансамбля атомов до температур ~ 10 мК на основе полупроводниковых лазеров с длиной волны излучения 689 нм и ультрастабильных резонаторов Фабри-Перо из стекла ULE (ЛС1 и ЛС2). Определены температуры нулевого расширения резонаторов ULE1 и ULE2, составившие $12,0^\circ\text{C}$ и $27,0^\circ\text{C}$, соответственно. Измерена спектральная ширина линий излучения стабилизированных лазерных систем ЛС1 и ЛС2, составившая менее 100 Гц. Относительная нестабильность лазерных систем ЛС1 и ЛС2 достигает значений $(2 - 3) \times 10^{-14}$ на временах усреднения 100 – 1000 с.

Разработаны и созданы две лазерных системы возбуждения часового перехода $^1S_0 - ^3P_0$ в атомах стронция на основе полупроводниковых лазеров с длиной волны излучения 698 нм и ультрастабильных резонаторов Фабри-Перо из стекла ULE (ЛС3 и ЛС4). Резкость обоих резонаторов составила более 250 000. Спектральная ширина линии излучения стабилизированных лазерных систем составила ~ 1 Гц. Без учета линейного дрейфа относительная нестабильность ЛС3 и ЛС4 на временах усреднения 1–100 с не превышает $(2 - 3) \times 10^{-15}$ и приближается к пределу теплового шума.

Исследована лазерная система LS2 возбуждения перехода $2S-4P$ в атоме водорода на основе созданного ранее в лаборатории полупроводникового лазера с длинным внешним резонатором, встроенным электро-оптическим модулятором и двумя ступенями оптического удвоения частоты, стабилизированная по внешнему высокочастотному резонатору FP2. Проведена оценка асимметрии пьедестала фазовых шумов, составившая менее 2%. Измерена мощность в несущей после оптического удвоения частоты, составившая $0,907(2)$. Измерена

Лазерная система	Предназначение	Резкость резонатора	Спектральная ширина линии излучения, Гц	Относительная нестабильность
ЛС1	Спектроскопия перехода $^1S_0 - ^3P_1$ в атомах Sr [27]	45000	80(5)	3×10^{-14} (100 с)
ЛС2	Спектроскопия перехода $^1S_0 - ^3P_1$ в атомах Sr [27]	60000	80(5)	3×10^{-14} (100 с)
ЛС3	Спектроскопия перехода $^1S_0 - ^3P_0$ в атомах Sr [28]	250000	1,1(1)	3×10^{-15} (10 с)
ЛС4	Спектроскопия перехода $^1S_0 - ^3P_0$ в атомах Sr [28]	250000	1,1(1)	3×10^{-15} (10 с)
LS2	Спектроскопия перехода $2S - 4P$ в атомах H	410000	1,0(1)	2×10^{-15} (0,1–10 с) [26]
ЛС $_{Tm}$	Спектроскопия часового перехода 1,14 мкм в атомах Tm [35]	500000	<10	

Таблица 1.4: Характеристики созданных и исследованных в работе лазерных систем

спектральная ширина линии излучения лазера FP2, составившая менее 1 Гц.

В рамках исследования по созданию оптических часов на ультрахолодных атомах тулия в ФИАНе создана лазерная система Tm возбуждения магнито-дипольного перехода на длине волны 1,14 мкм в атомах тулия на основе полупроводникового лазера с длиной волны излучения 1140 нм и внешнего ультрастабильного резонатора из стекла ULE. Методом прямого возбуждения перехода в оптической решетке получено ограничение на спектральную ширину излучения лазера в 10 Гц.

В таблице 1.4 приведена информация о созданных и исследованных в работе лазерных системах.

Глава 2

Прецизионная спектроскопия перехода 2S—4P в атоме водорода

Атом водорода исторически играет важную роль в формировании наших представлений об окружающем мире. Водород является самой простой атомной системой: цепь экспериментальных открытий и следовавших за этим усовершенствований теории связаны именно с ним.

Нильс Бор предложил теорию атома водорода, объяснявшую эмпирическую формулу Иоганна Бальмера, описывающую известный к тому времени спектр атома водорода. В ней впервые предлагалась идея корпускулярно-волнового дуализма для объяснения дискретности наблюдаемого спектра. В своей планетарной модели Бор предположил, что орбита электрона совпадает с целым числом его длин волн де Бройля. В процессе изучения простейшего из стабильных атомов — водорода, возникла новая область физики — квантовая механика. В 1926 году Эрвин Шредингер написал знаменитое волновое уравнение, подтверждая боровскую теорию. Его решением для электрона в поле бесконечно тяжелого кулоновского центра является простая зависимость энергии уровня от главного квантового числа n :

$$E_n = -\frac{R_\infty}{n^2}, \quad (2.1)$$

где R_∞ — постоянная Ридберга (в гауссовой системе единиц):

$$R_\infty = \frac{m_e e^4}{4\pi\hbar^3 c}. \quad (2.2)$$

Дальнейшее повышение точности спектральных измерений обнаружило наличие тонкой структуры в спектре атома водорода, что уже не объяснялось в рамках теории Бора и уравнения Шредингера. Потребовался новый шаг в развитии теории. В 1928 г. П.А.М. Дирак переформулировал уравнение Шредингера с учетом спина электрона и записал релятивистски-инвариантное волновое уравнение [44, 45]. Однако спустя два десятка лет, в результате появления новых экспериментальных методов и повышения точности измерений, результаты спектроскопических измерений в атоме водорода вышли на новый качественный уровень и в 1947 году У. Лэмбом и Р. Резерфордом вновь было обнаружено отклонение результатов

экспериментов от теории: состояние ${}^2S_{1/2}$ в атоме водорода оказалось выше по энергии на 1 ГГц по сравнению с состоянием ${}^2P_{1/2}$ [46]. Согласно уравнения Дирака эти два состояния должны были быть вырождены, поскольку характеризуются одинаковыми значениями главного квантового числа $n = 2$ и полного момента $j = 1/2$, несмотря на различие значения их угловых моментов (S и P). Для объяснения лэмбовского сдвига потребовалось следующее расширение теории — появилась квантовая электродинамика (КЭД). В 1946–1948 гг. Р. Фейнман, С. Томонага, Г. Бете и др. заложили фундамент теории современной КЭД, которая позволила с большой точностью вычислять процессы электромагнитного взаимодействия электронов и фотонов. В рамках КЭД было дано объяснение природы лэмбовского сдвига, основной физической причиной которого являются квантовые флуктуации электромагнитных и электрон-позитронных полей, что приводит к изменению потенциала взаимодействия электронов с ядром.

Наконец, полный момент электронной оболочки J ядра, магнитный дипольный и электрический квадрупольный момент также приводят к расщеплению уровней энергии в атоме. Данное расщепление носит название “сверхтонкого” и является самым слабым из упомянутых.

На протяжении последних 65 лет КЭД подтверждалась разнообразными тестами, включая экспериментальные проверки, точность которых за это время выросла на шесть порядков. Обнаруживаемые время от времени несоответствия в итоге оказывались либо результатом неучтенных поправок высоких порядков, либо следствием недооцененной погрешности экспериментов. При этом важную роль как в теоретических, так и в экспериментальных исследованиях играет атом водорода, будучи атомной системой, характеристики которой в наилучшей мере поддаются точным расчетам. Атом водорода, явившийся важнейшим экспериментальным объектом во время формирования современной физики, сегодня играет не менее важную роль при определении фундаментальных констант и других фундаментальных величин. В рамках КЭД энергетические уровни атома водорода описываются как произведение постоянной Ридберга на безразмерную функцию, отображающую энергию в единицах Ry . Последняя зависит постоянной тонкой структуры α , отношения массы электрона к массе протона m_e/m_p , зарядового радиуса протона r_p и некоторых других, (роль которых, однако, при сегодняшнем уровне точности незначительна), а постоянная Ридберга $Ry = 2,1798723611035(42) \times 10^{-18}$ Дж [?] играет роль конвертера в единицы СИ:

$$E_n = Ry \left(-\frac{1}{n^2} + f\left(\alpha, \frac{m_e}{m_p}, \dots\right) + \frac{16\pi^2 m_e^2 c^2 \alpha^2}{3h^2 n^3} \delta_{l0}(r_p) \right) \quad (2.3)$$

Из сравнения уравнений 2.1 и 2.3 видно, что за последние десятилетия существенным образом выросла сложность описания окружающего мира и что это описание требует знания целого набора параметров, вычислить которые из первоначально известных принципов невозможно. В рамках нерелятивистской теории Бора и Шредингера единственным внешним параметром являлась постоянная Ридберга, в рамках же полной теории КЭД необходимо знать ряд дополнительных величин: такие поправки высоких порядков к нерелятивистско-

му результату, как эффект отдачи за счет конечной массы протона, собственная энергия электрона и поляризация вакуума, вошедшие в слагаемое $f(\alpha, \frac{m_e}{m_p}, \dots)$ в уравнении 2.3.

Последнее слагаемое в 2.3 представляет собой поправку первого порядка, связанную с тем, что протон не является точечной частицей. Результатом является изменение кулоновского потенциала, который чувствует электрон в зависимости от его орбиты. Данная поправка оказывается особенно важной для состояний, характеризующихся большим пересечением волновых функций ядра и электрона (S-состояний).

Возросшая точность вычислений КЭД привела к тому, что расчеты КЭД используются для определения многих фундаментальных констант, например постоянной Ридберга R_∞ , постоянной тонкой структуры $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$ [47], отношения масс электрона и протона m_e/m_p [48].

Существует однако фундаментальная константа, точность теоретического определения которой остается невысокой (около 1%) — зарядовый радиус протона. Исторически зарядовый радиус протона определялся из экспериментов по упругому рассеянию высоко энергетичных электронов на протонах, что также обеспечивало точность не выше 1%. Альтернативным методом определения зарядового радиуса протона является спектроскопия переходов между компонентами электронной структуры в атоме водорода. В уравнение 2.3 входит четыре фундаментальных константы, две из которых (постоянная тонкой структуры α и отношение масс электрона и протона m_e/m_p) с высокой точностью определены в независимых экспериментах. Таким образом, для определения оставшихся двух, постоянной Ридберга R_∞ и зарядового радиуса протона r_p необходимо определить абсолютную частоту как минимум двух переходов в атоме водорода.

Наиболее точно в атоме водорода известна частота двухфотонного перехода $1S-2S$ $\nu_{1S-2S} = 2\,466\,061\,413\,187\,035$ (10) Гц (относительная погрешность составляет $1,4 \times 10^{-15}$), спектроскопией которого на протяжении более 20 лет занималась группа нобелевского лауреата Т.В. Хэнша [49]. Также проводились эксперименты по спектроскопии переходов из метастабильного состояния $2S$ в вышележащие состояния и радиочастотные измерения лэмбовского сдвига, однако их точность существенно уступает. Абсолютная погрешность таких экспериментов больше на два порядка. В большинстве случаев возбуждение атомов водорода в метастабильное состояние $2S$ осуществлялось электронным ударом, а спектроскопия проводилась на горячем пучке атомов с тепловыми скоростями $v_u > 3000$ м/с.

Группой сотрудников ФИАН под руководством Н.Н. Колачевского была предложена идея спектроскопии перехода $2S-4P$ с использованием холодного потока метастабильных $2S$ атомов водорода в выделенном $F=0$ состоянии (сверхтонкая компонента), который обеспечивала установка по спектроскопии перехода $1S-2S$ в институте квантовой оптики общества Макса Планка. Описываемые далее в Главе 2, 3 и 4 эксперименты и результаты получены совместно с немецкими коллегами из группы Т.В. Хэнша. Также по результатам совместной работы в ФРГ была защищена диссертационная работа Акселя Байера [50].

Переход $2S-4P$ в атоме водорода может возбуждаться лазерными полями малой интенсивности и характеризуется малой чувствительностью к динамическому эффекту Штар-

ка. Чувствительность перехода к постоянному электрическому полю (статический эффект Штарка) за счет малого значения главного квантового числа n при этом относительно невелика по сравнению с переходами на более высоко лежащие уровни. Зависимость пропорциональна n^7 . Однако, будучи однофотонным, его частота оказывается чувствительной к эффекту Доплера первого порядка. Целью эксперимента по спектроскопии перехода $2S-4P$ было определение абсолютной частоты перехода с погрешностью не хуже 2-3 кГц, что превосходило результаты всех предыдущих измерений и являлось существенным вкладом в решение загадки зарядового радиуса протона. Учитывая, что естественная ширина линии перехода составляет 12,9 МГц, это накладывало жесткие требования на уровень контроля лидирующих систематических эффектов, к которым в том числе относится эффект Доплера первого порядка. В главе представлена экспериментальная установка для проведения прецизионной спектроскопии перехода $2S-4P$ в атоме водорода, описывается метод подавления эффекта Доплера первого порядка при помощи активного волоконного ретрорефлектора, а также исследуются его характеристики и оценивается остаточный эффект Доплера.

2.1 Водородный спектрометр

В данном разделе описывается установка, созданная для проведения прецизионной спектроскопии перехода $2S-4P$ в атоме водорода. Схема установки приведена на рисунке 2.1. Часть установки, ранее использовавшейся для проведения двухфотонной спектроскопии перехода $1S-2S$ [49, 37], служила источником криогенного пучка атомов водорода в метастабильном состоянии $2S$, из которого происходило возбуждение атомов в состояние $4P$. Для получения атомарного водорода использовался микроволновый газовый разряд (частота 2,4 ГГц, мощность 30 Вт), в котором происходила диссоциация молекулярного водорода с эффективностью около 10 процентов. Предварительно молекулярный водород очищался палладиевым фильтром. Далее атомарный водород поступал по тефлоновой трубке в медное Т-образное сопло. Сопло поддерживалось при температуре 5,8 К при помощи проточного гелиевого криостата. Большая часть молекулярного водорода, не диссоциировавшего в разряде, замерзала на поверхности сопла, что способствовало термализации атомарного водорода в процессе специфических неупругих взаимодействий с твердым водородом. После сопла атомный пучок коллимировался двумя диафрагмами диаметром 1,9 мм (передняя диафрагма) и 2 мм (задняя диафрагма). Диафрагмы также использовались для разделения области с низким вакуумом (давление $P_{HV} \approx 5 \times 10^{-6}$ мбар) и с высоким вакуумом $P_{VB} \approx 10^{-8}$ мбар). Для откачки области высокого вакуума использовался криогенный насос с производительностью 10000 л/с.

Криогенный пучок атомов водорода распространялся вдоль оси ультрафиолетового оптического резонатора длиной 35 см, сформированного двумя зеркалами непосредственно в вакуумной камере. Возбуждение атомов водорода в метастабильное $2S$ состояние происходило во время светлой фазы дискового обтюлятора, работающего на частоте 160 Гц. Длина

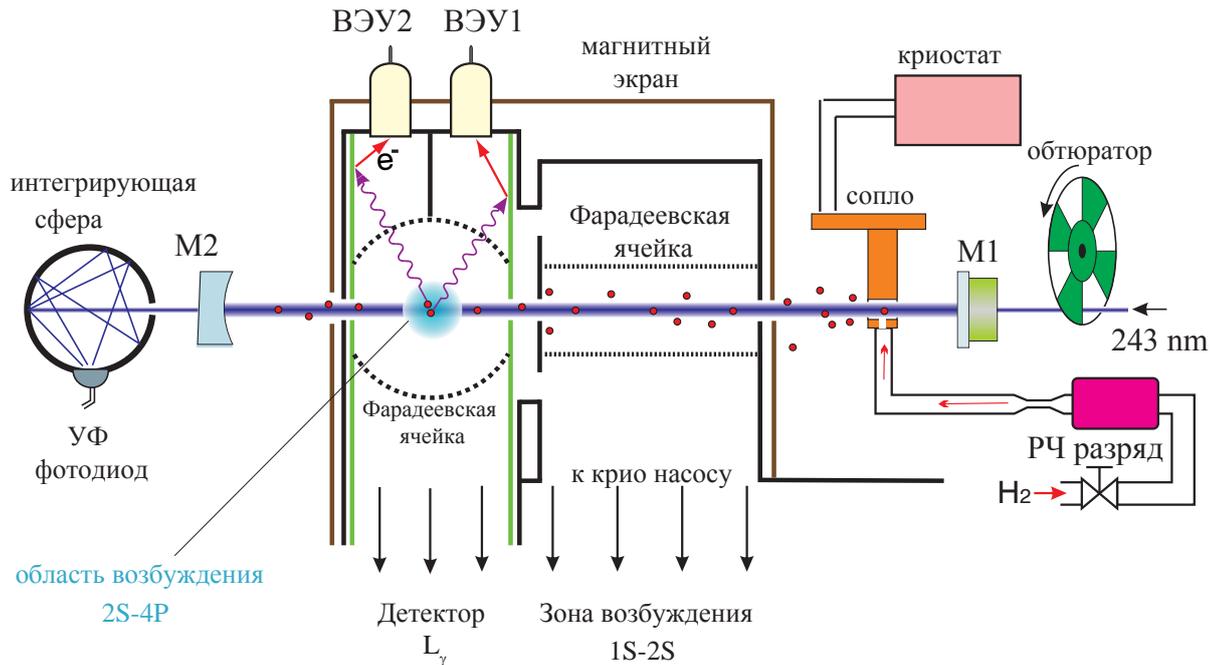


Рис. 2.1: Схема экспериментальной установки для спектроскопии перехода $2S-4P$ в атоме водорода (не в масштабе). Излучение лазера с длиной волны 243 nm используется для возбуждения вылетающих из холодного (5.8 K) сопла атомов водорода из основного состояния в метастабильное состояние $2S$. Спектроскопия перехода $2S-4P$ осуществляется лазером с длиной волны излучения 486 nm . Излучение этого лазера доставляется в зону возбуждения перехода $2S-4P$ при помощи активного волоконного ретрорефлектора, состоящего из поддерживающего поляризацию (PM) волокна, коллиматора и высоко отражающего (HR) зеркала (см. раздел 2.2.1.)

резонатора стабилизировалась методом Паунда-Древера-Холла [30]. В стоячей волне резонатора происходило возбуждение $1S \rightarrow 2S$ перехода в атоме водорода при двухфотонном поглощении на длине волны 243 нм. Поскольку в этом случае сверхтонкая структура состояния $2S$ оказывается хорошо разрешенной, атомы подготавливаются в выделенном состоянии $2S_{1/2}^{F=0}$. При оптическом возбуждении также сохраняется тепловая скорость движения атомов. В результате распределение атомов в состоянии $2S$ полностью определяется изначальным Максвелловским распределением $1S$ атомов и вероятностью возбуждения в состояние $2S$ [49]. В результате средняя скорость теплового движения атомов в состоянии $2S$ составляла 300 м/с, что более чем на порядок меньше, чем типичная тепловая скорость атомов при возбуждении электронным ударом [21]. Описанный способ оптического возбуждения также позволял контролируемо прерывать процесс возбуждения за счет перекрытия излучения лазера на длине волны 243 нм обтюратором и проводить регистрацию с разрешением по времени и, таким образом, регистрировать разные скоростные группы атомов. За одно измерение фиксировалось десять наборов данных со средней скоростью атомов от 270 м/с до 70 м/с.

Спектроскопия перехода $2S \rightarrow 4P$ проводилась во время темных окон, когда обтюратор перекрывал излучение 243 нм. Атомы переходили в область возбуждения перехода $2S \rightarrow 4P$, экранированного от внешних электрических и магнитных полей. В этой области возбуждение происходило излучением лазера на длине волны 486 нм, которое было направлено перпендикулярно направлению распространения атомного пучка. Отметим, что сама возможность получить стабильный пучок атомов водорода в оптически подготовленном состоянии $2S$ обеспечивалась появлением ультрастабильных лазерных систем с субгерцовой спектральной шириной линии излучения и фемтосекундного генератора оптических частот (ФСОЧ). Лазерная система подготовки состояния $2S$ LS1 стабилизировалась относительно внешнего резонатора FP1 (см. Глава 1), а точная настройка на переход $1S \rightarrow 2S$ осуществлялась с помощью ФСОЧ, стабилизированного по водородному мазеру и GPS. Состояние $4P$ быстро распадается до основного состояния $1S$ с вероятностью 84%. Сигнал флюоресценции L_γ регистрировался с помощью вакуумных электронных умножителей, собирающих сигнал фотоэлектронов, выбитых под действием излучения со стенок детектора по схеме с разрешением по времени. Каждые полтора часа за счет постоянного намерзания газа на сопле происходило существенное уменьшение мощности в резонаторе, поэтому требовалось нагревать сопло в течение около 15 минут при температуре 30 К, чтобы разморозить сопло и иметь возможность продолжать измерение.

Для большей наглядности 3D-схема части установки, в которой происходила регистрация фотоэлектронов, показана на рисунке 2.2. Детектор разделен на две части вдоль оси распространения лазерного излучения, возбуждающего переход $2S \rightarrow 4P$ (плоскость x - z на рисунке 3.11), то есть перпендикулярно плоскости вращения линейной поляризации лазерного излучения (синяя двойная стрелка на схеме 2.2). В такой конфигурации вторичные электронные умножители ВЭУ1 и ВЭУ2, расположенные наверху детекторы регистрируют вторичные электроны, выбиваемые фотонами, вылетающими из точки возбуждения атомов,

но при этом регистрация происходит из разных частей телесного угла эмиссии. Такая конфигурация имеет высокую чувствительность к эффекту квантовой интерференции (см. Главу 3), существенно уменьшает шумы и позволяет охарактеризовать степень схожести детекторов.

Большой телесный угол детектирования был получен за счет регистрации вторичных фотоэлектронов вместо прямой регистрации фотонов флюоресценции. Лайман- α и Лайман- γ фотоны, имеющие длину волны 97 и 121 нм, соответственно, попадают на поверхность детектора, покрытую графитом, и выбивают с нее фотоэлектроны. На сходы ВЭУ 1 и ВЭУ 2 подается положительное напряжение +270 В, что позволяет собрать электроны из большого телесного угла, по сравнению с углом чувствительного к ультрафиолетовому излучению фотоэлектронного умножителя, обычно используемого для сбора фотонов. Вокруг области взаимодействия атомов с лазерным излучением находится заземленная фарадеевская сетка, представляющая собой две сетчатые полусферы. Она экранирует область взаимодействия от внешних электрических полей. Возможные отсчеты детекторов за счет рассеянного света возбуждающего лазера на длине волны 486 нм полностью подавлены, поскольку работа выхода графита составляет 5 эВ.

2.1.1 Управление и контроль лазера возбуждения перехода 2S—4P

Интенсивность лазера LS2 стабилизировалась при помощи электро-оптического модулятора и поляризационного делителя (ПД), как показано на рисунке 2.3. Сканирование частоты лазера на длине волны 486 нм осуществлялось при помощи акусто-оптического модулятора. Оптическое волокно, сохраняющее поляризацию (PM волокно 2) доставляет излучение в модуль переключения поляризации. В модуле излучения разделяется на две части, направляемые по различным плечам. В каждом плече установлен оптический изолятор, высококачественная призма Глана-Томпсона (коэффициент экстинкции 1×10^5) и механический шаттер. Перед волокном, доставляющим излучение в вакуумную камеру (PM волокно 1), оптические пути совмещаются на поляризационном делителе и далее заводятся в волокно вместе. Направление пропускания поляризаторов тщательно настраивалось таким образом, чтобы совпадало с одной из осей волокна (быстрой (БО) или медленной (МО)). Поочередное открывание механических шаттеров приводит к изменению поляризации излучения в вакуумной камере на 90° . Согласно проведенным прямым измерениям, отношение коэффициентов экстинкции в области возбуждения перехода 2S—4P для обеих осей превышает 200. Выходной конец волокна внутри вакуумной камеры закреплен на вращающейся оправе, что позволяет изменять угол θ_L в процессе проведения спектроскопии.

2.1.2 Измерение частоты излучения лазера 2S-4P

Измерение абсолютного значения частоты лазера 2S—4P осуществлялось при помощи фемтосекундного синтезатора оптических частот на основе волоконного эрбиевого фемтосе-

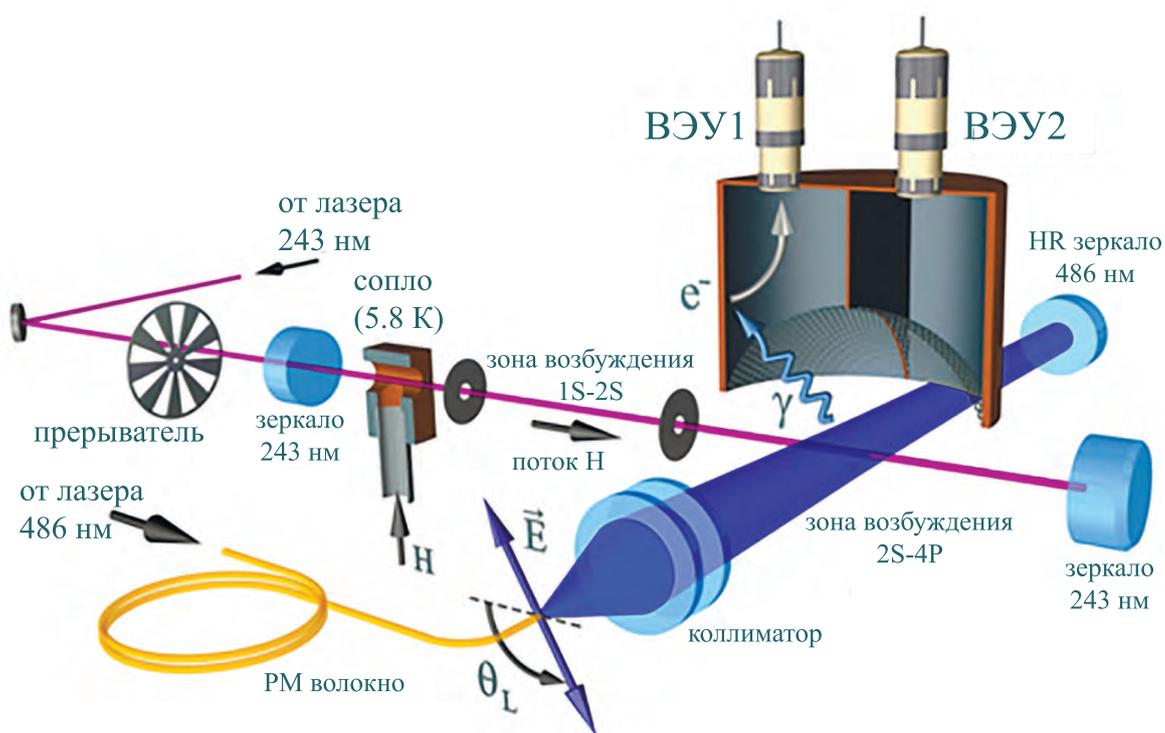


Рис. 2.2: 3D модель экспериментальной установки. Лазер LS1 с длиной волны излучения 243 нм используется для подготовки криогенного пучка атомов водорода в метастабильном состоянии 2S ($F=0$). Переход 2S—4P возбуждается ультрастабильным лазером LS2 с длиной волны излучения 486 нм. Излучение этого лазера заводится в активный волоконный ретрорефлектор, ориентированный перпендикулярно атомному пучку (см. раздел 2.2). Лайман- γ фотоны (γ), испускаемые при стремительном распаде состояния 4P, регистрируются по вторичным фотоэлектронам (e^-) с помощью электронных умножителей ВЭУ1 и ВЭУ2 во время темных окон обтюлятора. Детекторы разделены между собой вертикальной стенкой вдоль распространения излучения на длине волны 486 нм. Область взаимодействия атомов с возбуждающим светом экранирована от внешних электрических (заземленная сетка в форме полусферы) и магнитных полей (магнитная экранировка, не показана на рисунке). Результирующее электрическое и магнитное поля в области взаимодействия ограничены значениями 0,6 В/м и 1 мГс, соответственно (см. главу 4). Синяя двусторонняя стрелка обозначает электрическое поле лазера 486 нм с ориентацией θ_L по горизонтали.

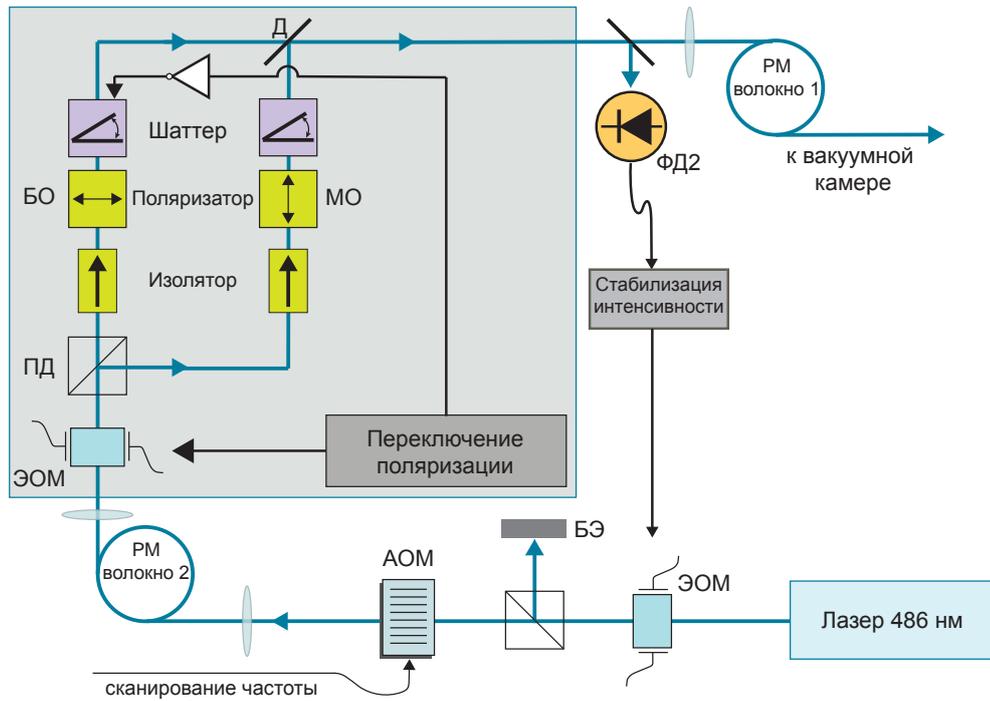


Рис. 2.3: Оптическая схема управления излучением лазера 2S–4P. Интенсивность лазера на длине волны 486 нм стабилизируется при помощи электро-оптического модулятора (ЭОМ) и поляризационного делителя пучка (ПД). Частота лазера 486 нм в процессе эксперимента сканируется при помощи акусто-оптического модулятора (АОМ). Сохраняющее поляризацию света волокно (PM волокно 1) доставляет излучение в вакуумную камеру после модуля переключения поляризации, в котором происходит поочередное переключение поляризации в соответствии с одной из выбранных осей волокна (быстрой (БО) или медленной (МО)). ФД — фотодетектор, БЭ — блокирующий излучение экран.

кундного лазера (производитель: Menlo systems, Германия). В качестве источника опорного РЧ сигнала для ФСОЧ служил активный водородный мазер, калибруемый по глобальной системе позиционирования GPS, обеспечивающей уровень относительной неопределенности частоты лучше 1×10^{-13} в любой момент времени измерения. Абсолютное значение частоты лазера 2S—4P на длине волны 972 нм измерялось по сигналу биений с одной из мод ФСОЧ. Значение частоты излучения лазера на длине волны 486 нм определялось как:

$$\nu_{2S-4P}^{486} = 2 \times (N \times \nu_{ep} + 2\nu_{CEO} - \nu_{LO}) + 2 \times (\nu_{beat}(t) - \nu_{AOM}(t)), \quad (2.4)$$

где $\nu_{rep} = 250$ МГц — частота повторения ФСОЧ, $\nu_{CEO} = 30$ МГц — частота офсета несущей ФСОЧ, $\nu_{LO} = 150$ МГц (только для спектроскопии перехода $2S - 4P_{1/2}$) — частота дополнительного осциллятора, используемого для уменьшения частоты сигнала биения до значения $\nu_{beat}(t) \approx 10$ МГц, $\nu_{AOM}(t) \approx 350 \pm 30$ МГц — частота АОМа, используемого для сканирования частоты в области резонанса атомного перехода.

2.2 Эффект Доплера первого порядка при спектроскопии однофотонных переходов

Эффект Доплера может быть одним из лидирующих систематических эффектов в лазерной спектроскопии, приводящим к уширению наблюдаемого резонанса и сдвигу центра линии. К уширению линии приводит относительное движение атомов в лазерном пучке, во время как за счет движения их центра масс сдвигается центр резонанса. Одним из эффективных способов подавления эффекта Доплера является лазерное охлаждение [51]. Такие методы, как сверхзвуковое расширение и быстрая коллинеарная спектроскопия уменьшают только относительное движение атомов, что приводит к сужению наблюдаемой линии, однако не влияет на сдвиг ее центра [52].

Эффект Доплера первого порядка для атома, движущегося со скоростью \vec{v} в плоской волне с волновым вектором $\vec{k} = 2\pi/\lambda$ выражается как:

$$\Delta\nu_D = \frac{1}{2\pi} \vec{k} \cdot \vec{v} = \frac{v}{\lambda} \cos \alpha, \quad (2.5)$$

где λ — длина волны, v — модуль вектора скорости атома, а α — угол между вектором скорости и волновым вектором. В этом уравнении эффект Доплера выражается через число волновых фронтов, проходимых атомом в единицу времени. Из него же следует, что, помимо уменьшения скорости атомов, подавления эффекта Доплера можно добиться, если атомы будут распространяться строго перпендикулярно к лазерному пучку. Однако требования к юстировке в современных экспериментах по прецизионной спектроскопии оказываются очень высокими, особенно, когда требуется учитывать расходимость атомного пучка и кривизну лазерного волнового фронта.

Стандартный способ преодоления этой трудности заключается в использовании двух распространяющихся навстречу друг другу лазерных пучков, таких что $\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = 0$, где \vec{k}_1 и \vec{k}_2

— соответствующие волновые вектора. Эта процедура используется в некоторых широко используемых методах с подавлением эффекта Доплера, например спектроскопии насыщенного поглощения [52] и двухфотонной спектроскопии [49]. В случае двухфотонной спектроскопии результирующий линейный эффект Доплера обращается в ноль, поскольку атом поглощает по одному фотону из распространяющихся навстречу другу другу лазерных пучков. В случае идеально повторяющих друг друга плоских волн такая компенсация имеет место в любой точке независимо от скорости атомов и наблюдаемый резонанс не испытывает ни уширения, ни сдвига.

В случае возбуждения однофотонного дипольно-разрешенного перехода идеальной стоячей волной, образованной двумя лазерными пучками одинаковой интенсивности и идентичными волновыми фронтами, наблюдаются схожие особенности. В этом случае регистрируется пара симметрично сдвинутых за счет эффекта Доплера спектральных компонент: одна для $\vec{k}_1 \cdot \vec{v}$, вторая для $\vec{k}_2 \cdot \vec{v} = -\vec{k}_1 \cdot \vec{v}$ (Линии K1 и K2 на рисунке 2.4). При этом центр масс этих спектральных компонент не испытывает сдвига за счет эффекта Доплера, а уширение за счет эффекта Доплера проявляется в виде расщепления двух спектральных линий, как это видно на рисунке 2.4.

Несмотря на то, что двухфотонные переходы менее чувствительны к некоторым систематическим эффектам, в выполненной работе продемонстрирован метод, позволяющий приблизиться к идеальной ситуации и в случае однофотонного разрешенного дипольного перехода.

Полный линейный эффект Доплера для атомов водорода, обладающих скоростью 300 м/с, составляет 12 МГц при угле между скоростью атома и волновым вектором поля $\theta = 1^\circ$. При этом даже при настройке пучка атомов строго перпендикулярно возбуждающему излучению, полностью избавиться от эффекта Доплера нельзя, поскольку атомы в пучке имеют конечный угол расхождения. Как описывается ниже, атомы водорода перед попаданием в область возбуждения перехода 2S—4P проходят последовательно две диафрагмы, что позволяет уменьшить распределение их поперечных скоростей до 4 м/с, что соответствует углу расхождения атомного пучка $0,013^\circ$. То есть максимальный сдвиг за счет эффекта Доплера составляет около 150 кГц.

Наиболее точные эксперименты по спектроскопии перехода 2S—4P в атоме водорода проводились в Йеле на атомарном пучке, возбуждемом в метастабильное состояния 2S при помощи электронного удара [21]. Погрешность определения частоты перехода в этих экспериментах составила 15 кГц для перехода $2S - 4P_{1/2}$ и 10 кГц для перехода $2S - 4P_{3/2}$. При этом расхождение значений частоты перехода 2S—4P, соответствующее паре $[R_\infty, r_p]$, полученных из мюонного водорода, и полученное из совокупности водородных экспериментов на момент 2010 г. отличалось всего на 8,9 кГц. Таким образом, для получения значимого для решения “загадки радиуса протона” результата необходимо было провести измерение абсолютной частоты перехода 2S—4P с погрешностью не более 2 кГц.

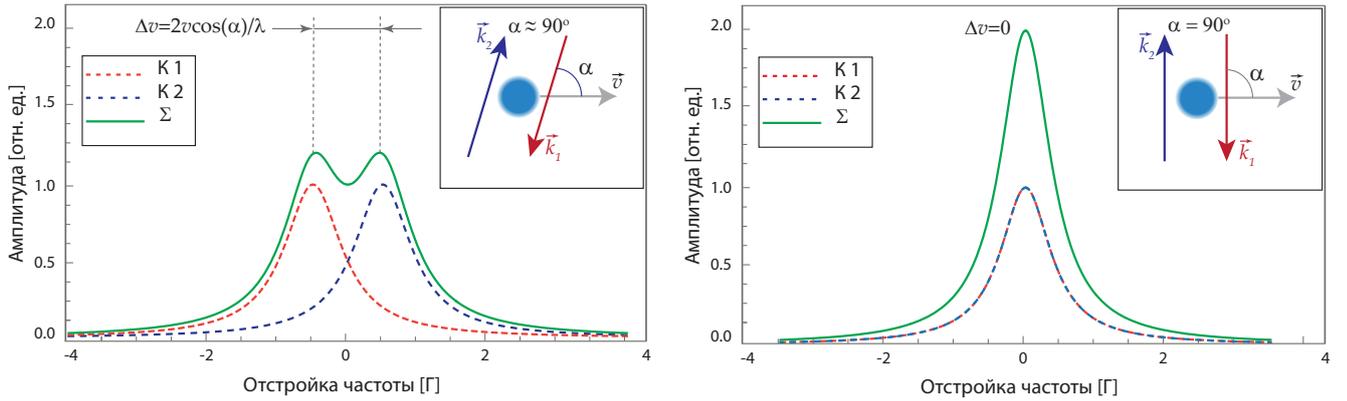


Рис. 2.4: Компенсация эффекта Доплера первого порядка при использовании антиколлинеарных лазерных пучков. Слева: антиколлинеарные лазерные пучки распространяются по отношению к траектории атомов под углом, отличным от $\alpha = 90^\circ$. Наблюдаемый спектр представляет собой дублет, разделенный на величину $\Delta v = 2v \cos(\alpha)/\lambda$. Индивидуальные линии (K1 и K2), соответствуют взаимодействию атомов с одним из лазерных пучков (обозначены пунктирными кривыми). Наблюдаемый спектр обозначен сплошной зеленой кривой. Отстройка частоты измеряется в единицах естественной ширины линии Г. Справа: для атома, пересекающего лазерные пучки под углом $\alpha = 90^\circ$ компоненты спектра совпадают. В обоих случаях центр наблюдаемого спектра оказывается невозмущенным, если интенсивность лазерных пучков идентична. В реальном случае необходимо учитывать искривление волновых фронтов лазерного излучения. Тогда среднее значение локального эффекта Доплера первого порядка также обращается в ноль, при условии, что волновые фронты в точности повторяют друг друга, то есть вектора k_1 и k_2 в любой точке являются антиколлинеарными.

2.2.1 Принцип работы системы подавления эффекта Доплера первого порядка на основе активного волоконного ретрорефлектора

Для достижения необходимой точности измерения абсолютной частоты перехода $2S-4P$ в атоме водорода была разработана система подавления эффекта Доплера первого порядка, являющегося основным систематическим эффектом. В основе системы лежит активный ретрорефлектор на базе поддерживающего поляризацию волокна, схема которого представлена на рисунке 2.5.

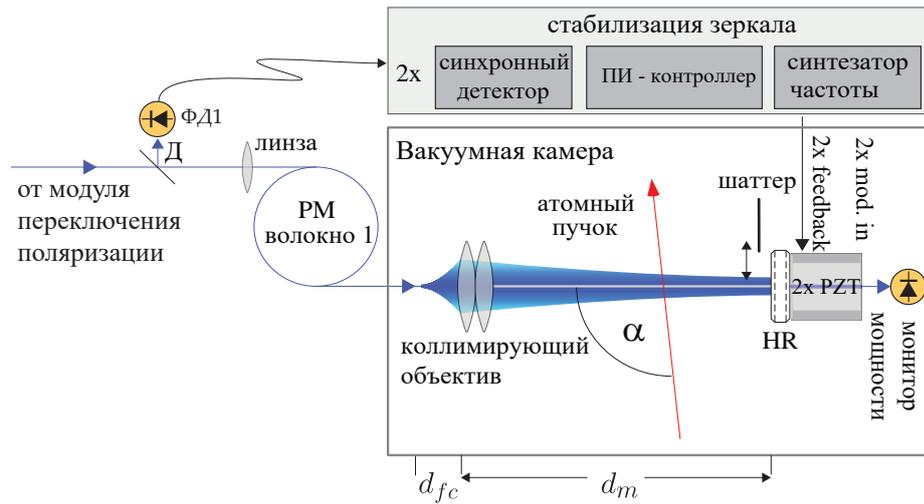


Рис. 2.5: Схема активного волоконного ретрорефлектора. Основными компонентами являются одномодовое волокно с сохранением поляризации (PM волокно 1), коллимирующий объектив с низким уровнем aberrаций (фокусное расстояние $f=27$ мм) и активно стабилизированное высокоотражающее зеркало (HR, коэффициент отражения $R=99,995\%$). Свет, выходящий из волокна 1, коллимируется таким образом, чтобы перетяжка пучка ($w_r = 2,1$ мм) находилась на плоском зеркале HR, расположенном на расстоянии $d_m = 260$ мм. В случае идеального гауссова пучка волновой фронт отраженного луча будет точно воспроизводить исходный. Отклонения от идеальной ситуации могут быть вызваны сферическими aberrациями коллимирующего объектива. Второе одномодовое волокно с сохранением поляризации (PM волокно 2 на рис. 2.3) используется для очищения моды излучения, заводимого в волокно 1, что необходимо для повышения повторяемости эффективности обратного заведения излучения в волокно 1. На последнюю могут оказывать влияние настройки акустооптического и электрооптического модуляторов (АОМ и ЭОМ), а также условия работы лазера 486 нм (рис. 2.3). PZT — пьезоэлектрический элемент, ПД — поляризационный делитель, Д — делитель пучка, ФД — фотодетектор.

Свет спектрально узкого ($\Delta\nu < 1$ Гц) непрерывного одномодового лазера с длиной волны излучения 486 нм заводится в одномодовое волокно с сохранением поляризации (PM волокно 1). Волокно Nufern S405 XP обладает следующими параметрами: диаметр моды по полю $MFD = 3,8(5)$ мкм (по уровню $1/e^2$ для диаметра по интенсивности, интерполяция для длины волны 486 нм), $w_0^f = 1,9(25)$ мкм (радиус поля по уровню $1/e$). Антиотражающее покрытие торцов волокна выполнено компанией Diamond (SA Via dei Patrizi 5, CH-6616 Losone), коэффициент отражения $R \leq 0,1\%$. Выход волокна находился внутри вакуумной камеры. Свет на выходе из волокна коллимировался при помощи объектива с низким уровнем aberrаций и фокусным расстоянием $f = 27$ мм. Объектив представлял собой комбинацию из двух ахроматических дублетов с антиотражающим покрытием. Дублеты были изготовлены на заказ компанией QlOptiq, фокусные расстояния дублетов составляли $f_1 = 80$ мм и $f_2 = 40$ мм, соответственно. Свет на выходе из волокна представлял собой гауссов пучок [53]. Положение объектива выбрано таким образом, чтобы перетяжка пучка оказалась в месте расположения плоского зеркала (HR), коэффициент отражения которого был близок к

единице ($R=99,995\%$). Зеркало отражало свет обратно в волокно, которое играло роль малой апертуры. Малейшее угловое отклонение обратно распространяющегося пучка от траектории преобразовывалось в измеряемый с помощью фотодетектора ФД1 амплитудный сигнал. Угол наклона зеркала HR по вертикали и горизонтали модулировалось, что позволяло отслеживать возникающие отклонения обратного пучка при помощи синхронного детектора и корректировать их при помощи петли обратной связи.

Простая оценка чувствительности системы к юстировке по углу может быть получена с использованием законов геометрической оптики параксиальных лучей, как изображено на рисунке 2.6а. Свет, падающий на тонкую линзу под разными углами фокусируется в разные точки фокальной плоскости. Небольшие отклонения по углу приводят к смещению сфокусированного гауссова пучка по отношению к моде оптического волокна. В эксперименте была измерена величина полной ширины на полувывоте получаемого для угла профиля эффективности обратного заведения света в волокно, которая составила $\Delta\theta_{FWHM} = 111,05(13)$ мкрад.

Для стабилизации по максимальному значению интенсивности обратно заводимого в волокно излучения мы добивались максимального повторения пути распространения для волн прямого и обратного направления. Оправа зеркала HR оснащена двумя пьезоактюаторами (PZT) для точной юстировки и стабилизации обратного пучка. Напряжения на PZT модулируются синусоидальным сигналом на частоте 1100 Гц и 876 Гц для угла по вертикали и горизонтали, соответственно. Частоты выбраны из условия минимизации эффекта взаимного влияния двух каналов.

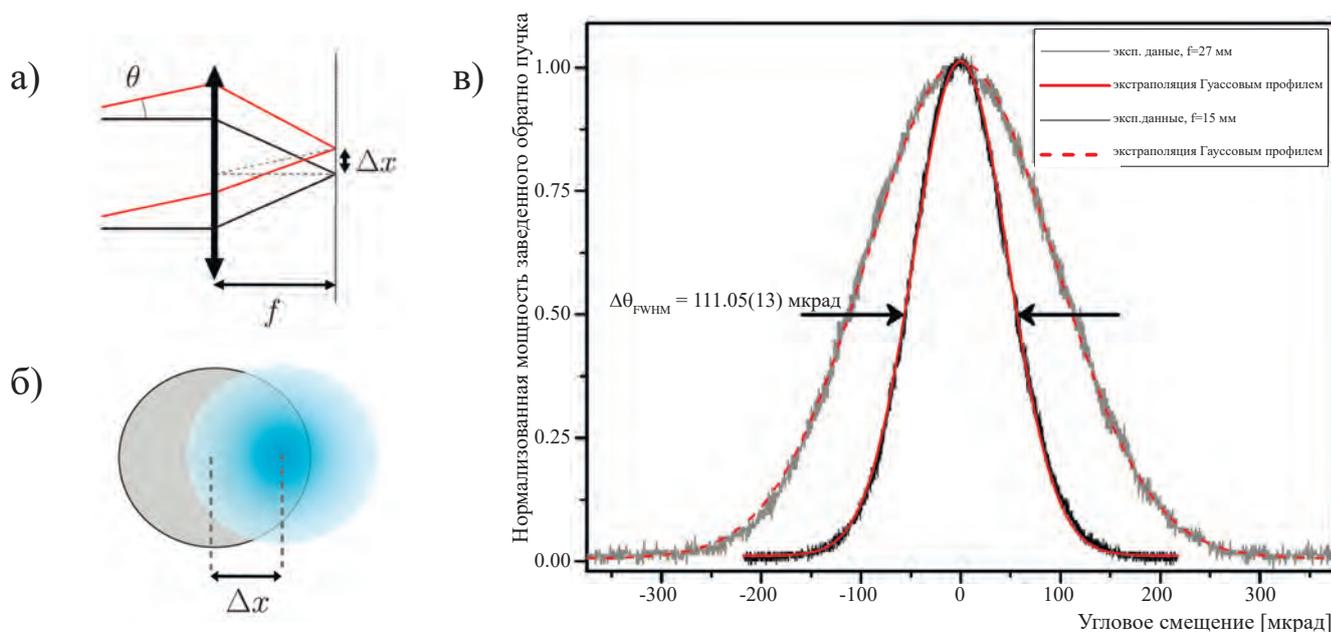


Рис. 2.6: Оценка чувствительности активного волоконного ретрорефлектора (AFR) к юстировке. а) Разъюстировка распространяющегося обратно пучка на угол θ приводит к смещению фокуса на $\Delta x \approx \theta f$ и следовательно, к уменьшению эффективности обратного заведения света в волокно. Свертка моды света, возвращающегося в волокно с модой волокна, как показано на вставке б) дает функцию $\exp(-\Delta x^2/w_0^2)$ с полной шириной на полувысоте $\Delta\theta_{FWHM} = 2w_0\sqrt{\ln(2)}/f$. Для $f = 27$ мм и $w_0 = 1,90(25)$ мкм полная ширина на полувысоте составляет $\Delta\theta_{FWHM} = 111,05(13)$ мкрад. в) Интенсивность, измеренная фотодетектором ФД1 (рисунок 2.5 как функция углового смещения распространяющегося обратно пучка. Смещение определяется напряжением на пьезоактюаторах. Кривая отклика описывается функцией Гаусса с полной шириной на полувысоте (FWHM) 111,05(13) мкрад, что соответствует оценкам, приведенным на вставках а) и б). Для сравнения приведена функция отклика для коллиматора с фокусным расстоянием $f = 15$ мм (светлосерый). Уменьшение чувствительности к угловому смещению приводит к увеличению значения полной ширины функции на полувысоте до 222,1(3) мкрад и соответствует уменьшению фокусного расстояния.

Была произведена калибровка углов юстировки по вертикали и горизонтали в зависимости от напряжений на PZT. Для этого измерялась величина отклонения лазерного пучка для различных значений напряжения на расстоянии 5 м. В линейном режиме работы PZT (до 50 В) калибровочный коэффициент составляет 9,9 мкрад/В для обоих направлений.

2.2.2 Минимизация остаточного доплеровского сдвига

Как уже обсуждалось выше, при использовании системы AFR одним из ключевых элементов является коллимирующий объектив с низким уровнем aberrаций, который должен обеспечивать хорошую однородность пучка и вносить малые фазовые искажения. Для характеристики качества пучка после прохождения коллимирующего объектива исследовался поперечный профиль интенсивности пучка на различных расстояниях от объектива. Асфери-

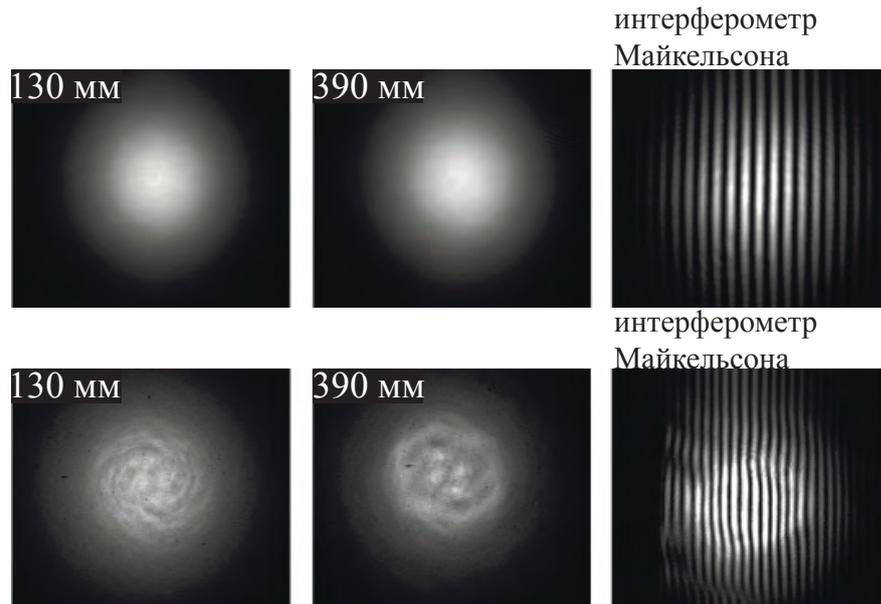


Рис. 2.7: Фотографии профиля интенсивности пучков, прошедших через два различных коллиматора, охарактеризованных для системы AFR. Верхний ряд: коллиматор, использованный в дальнейшем при проведении экспериментов (комбинация из двух ахроматических дублетов (изготовитель: QIoptiq) с фокусными расстояниями $f_1 = 80$ мм и $f_2 = 40$ мм и антиотражающим покрытием. Фокусное расстояние коллиматора $f = 27$ мм.) Нижний ряд: одиночная асферическая линза (фокусное расстояние $f = 30$ мм.) Расстояния соответствуют точкам пересечения атомного пучка с излучением при прямом (130 мм) и обратном (390 мм) распространении последнего. За счет недостаточного качества поверхности (шероховатость $\approx 0,3$ м RMS) профиль пучка после асферической линзы отличен от гауссова и волновые фронты излучения не полностью повторяют друг друга. Качественную оценку вносимых коллиматором фазовых возмущений можно получить при помощи интерферометра Майкельсона (крайние фото справа.)

ческие линзы могут обеспечивать достаточно низкий уровень сферических aberrаций и при их использовании число отражающих поверхностей минимально, однако качество поверхности может оказаться недостаточно высоким, как это было обнаружено в нашем случае (рис. 2.7).

Качество повторения волнового фронта также зависит от положения перетяжки лазерного пучка, которое в свою очередь определяется расстоянием между торцом волокна и задней поверхностью коллимирующего объектива d_{fc} (см. рис. 2.5). Изображение гауссова пучка, выходящего из волокна (PM волокно 1), проходящего через коллиматор до зеркала HR и назад может быть рассчитано в рамках матричного формализма для гауссовых пучков в оптических системах [54]. Потери при заведении в волокно обратно распространяющегося пучка L_{rc} для заданных значений расстояния d_{fc} и расстояния до зеркала d_m выражается как интеграл перекрытия сфокусированного обратного пучка с перетяжкой w_r и моды волокна с перетяжкой w_0 . Если пренебречь кривизной волнового фронта, то L_{rc} аппроксимируется

выражением:

$$L_{rc} \approx \frac{(w_0 - w_r)^2}{(w_0^2 + w_r^2)^2}, \quad (2.6)$$

где w_r выражается как:

$$w_r = \frac{w_0}{f^2} \left[\left[2d_{fc}d_m - 2(d_{fc} + d_m)f + f^2 \right]^2 + \left[2(d_{fc} - f)(d_{fc}d_m - (d_{fc} + d_m)f) \frac{\lambda}{\pi w_0^2} \right]^2 \right]^{1/2}. \quad (2.7)$$

Для используемого в эксперименте коллиматора ($f = 27$ мм) сдвиг относительно оптимального положения d_{fc} всего на 15 мкм приводит к потерям на обратном заведении в волокно в 12%. Причем, поскольку коэффициент отражения при откачке вакуумной камеры изменяется, необходимо иметь возможность удаленного управления расстоянием d_{fc} . Если расстояние d_{fc} оптимизировалось только в атмосферных условиях и не юстировалось после откачки вакуумной камеры, относительные потери пропускания, регистрируемые фотодетектором ФД1, составляют 46%. Для обеспечения удаленного контроля расстояния d_{fc} на микрометрическую оправу (Thorlabs, модель SMZ1) был установлен микрометрический винт, управляемый пьезоактюатором. Аксиальное положение коллиматора d_{fc} достаточно стабильно и дополнительной активной стабилизации его не требуется.

Влияние смещения коллиматора из оптимального положения d_{fc} оценивалось методом численного моделирования с решением оптических уравнений Блоха для процесса возбуждения перехода 2S—4P в атоме водорода (см. раздел 2.2 и рисунок 2.8). В уравнении (2.5) введем параметр $\zeta(\delta\alpha)$, который определяет наклон кривой доплеровского сдвига в зависимости от угла $\alpha = 90^\circ \pm \delta\alpha$ как функцию скорости атома в Гц/(м/с):

$$\Delta v_D = \zeta(\delta\alpha) \times v, \quad (2.8)$$

где

$$\zeta(\delta\alpha) = 1/\lambda \times \sin(\delta\alpha). \quad (2.9)$$

Эффект Доплера первого порядка пропорционален скорости атома. Коэффициент пропорциональности ζ может выразиться через уравнение (2.9) для плоских волн или локально для волновых фронтов любой кривизны. Далее выражение (2.8) будет использоваться для экспериментального определения наклона ζ . Остаточный некомпенсированный доплеровский сдвиг для положения центра масс, полученный из численного моделирования при значении сдвига коллиматора из оптимального положения в 15 мкм, соответствующего потерям при обратном заведении света в волокно $L_{rc} > 12\%$ по сравнению со случаем идеальной работы активного волоконного ретрорефлектора составляет $\zeta_{cd}(0,08^\circ) \leq 7,7$ Гц/(м/с). Для среднего значения тепловых скоростей атомов $\langle v \rangle = 300$ м/с (криогенный пучок при 5,8 К) соответствующий некомпенсированный сдвиг за счет эффекта Доплера первого порядка составляет 2,3 кГц (рис. 2.8).

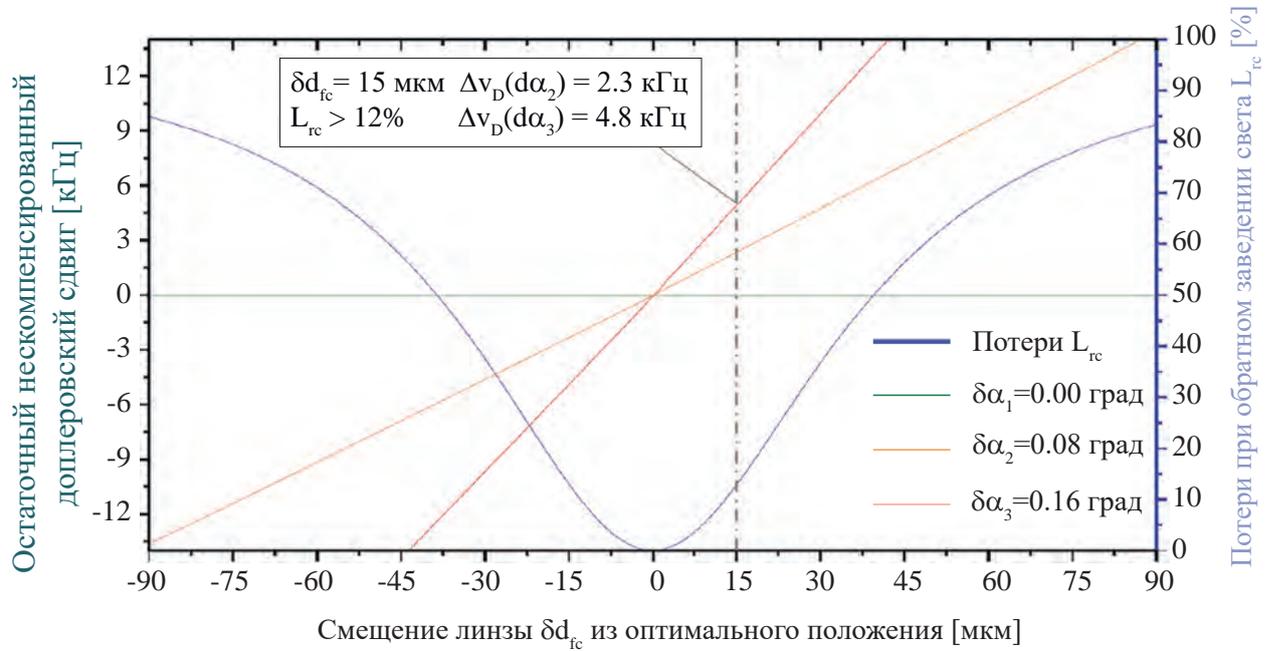


Рис. 2.8: Численное моделирование потерь при обратном заведении света в волокно (синий, правая шкала) и остаточного некомпенсированного сдвига за счет эффекта Доплера первого порядка (левая шкала) для атомов со скоростью $v=300$ м/с как функция продольного смещения линзы d_{fc} идеального активного волоконного ретрорефлектора. При моделировании размер перетяжки пучка принимался равным 2,1 мм, что соответствует размеру перетяжки коллиматора, используемого в эксперименте (два ахроматических дублета с фокусным расстоянием $f=27$ мм). Гауссовы пучки, распространяющиеся в прямом и обратном направлении идеально накладываются друг на друга при отсутствии смещения ($d_{fc} = 0$), когда перетяжка пучка находится на плоском высоко отражающем зеркале. Атомные траектории пересекают пучок под углами $\alpha_1 = 0^\circ$ (зеленый), $\alpha_2 = 0,08^\circ$ (оранжевый), $\alpha_3 = 0,16^\circ$ (красный). При отсутствии смещения $d_{fc} = 0$, доплеровский сдвиг полностью компенсируется в независимости от угла $\alpha = \pi/2 + \delta\alpha$ между лазерным пучком и траекторией атомов. Небольшое смещение $d_{fc} = 15$ мкм приводит к потерям при обратном заведении света в волокно в 12%, что делает систему чувствительной к смещениям коллиматора и позволяет точно юстировать систему в экспериментах.

В эксперименте было проведено измерение эффективности обратного заведения света в волокно ретрорефлектора в оптимизированном состоянии, которое показало значение 100,4(9)%.

Дисбаланс в интенсивностях лазерных полей, распространяющихся в прямом и обратном направлении существенным образом подавляется за счет использования высокоотражающего зеркала (коэффициент отражения $R = 99,995\%$). Остаточный некомпенсированный сдвиг за счет эффекта Доплера может быть оценен как сумма двух Лоренцевых линий, разделенных на $\Delta\nu = 2v \cos(\alpha)/\lambda$ (рис. 2.4). В предположении малой скорости рассеяния, т.е. в случае отсутствия эффектов насыщения, и для малых отклонений $\delta\alpha$ при $R \in [90\%; 100\%]$, некомпенсированный сдвиг за счет эффекта Доплера первого порядка можно аппроксимировать линейной функцией дисбаланса интенсивностей $\xi = 1 - R$, если расстояние между двумя компонентами менее ширины линии:

$$\Delta\nu_{D,m} \approx \frac{v}{2\lambda} \times \delta\alpha \times \xi. \quad (2.10)$$

Следует отметить, что в данном случае некомпенсированный сдвиг за счет эффекта Доплера уже не является независимым от угла между атомными траекториями и лазерным пучком, поскольку в данном случае наблюдается линейная зависимость. В настоящей работе, при спектроскопии перехода 2S—4P в атомах водорода, некомпенсированный сдвиг за счет дисбаланса интенсивностей полей, распространяющихся в прямом и обратном направлении, вызванного несто процентным коэффициентом отражения зеркала ($\xi_m = 5 \times 10^{-5}$), был оценен в $\zeta_m < 0,23$ Гц/м/с даже для больших углов расхождения $\delta\alpha = 0,5^\circ$.

Поскольку для точного повторения волновых фронтов в ретрорефлекторе важно, чтобы распространяющиеся туда и обратно пучки были гауссовыми, важным является вопрос остаточных aberrаций коллимирующей оптики. В частности сферические aberrации и граничные искажения могут вызывать aberrации волновых фронтов гауссовых пучков. Такие изменения волновых фронтов испытывают эволюцию в процессе распространения пучков и не обязательно повторяют свою форму после переотражения (см. рисунок 2.7). Система линз, использованная в активном ретрорефлекторе представляет собой комбинацию двух ахроматических дублетов. Несмотря на то, что в данном случае хроматические aberrации не оказывают влияния на волновой фронт выходящего из коллиматора пучка за счет того, что спектральная ширина линии лазера чрезвычайно узка, необходимо было учитывать возможные сферические aberrации линз коллиматора. Для этой цели с помощью бесплатной программы winLens Basic было проведено моделирование различных комбинаций дублетов и выбран подходящий дизайн, обладающий минимальными остаточными сферическими aberrациями. Для характеристики изготовленного коллиматора использовался слегка разъюстированный интерферометр Майкельсона, позволяющий визуализировать разницу волновых фронтов полей, распространяющихся в прямом и обратном направлениях. Для использованного в экспериментах коллиматора остаточные сферические aberrации были меньше разрешающей способности интерферометра.

Другая важная качественная оценка правильности работы ретрорефлектора может быть проведена путем измерения мощности заводимого обратно в волокно излучения. Эффективность обратного заведения излучения идеального активного волоконного ретрорефлектора равна единице (см. рисунок 2.8). Эффективность обратного заведения определяется как интеграл перекрытия возвращающегося пучка и моды волокна и не может быть измерена напрямую в эксперименте. Вместо этого измерялась мощность излучения, вернувшаяся из волокна и прошедшая через делитель пучка Д (см. рисунок 2.5). Для определения мощности действительно заведенного обратно в волокно излучения учитывались потери на элементах, проходимых излучением в обоих направлениях. В частности учитывались поверхности вводов волокна ($R \leq 0,1\%$), коллимационный объектив ретрорефлектора ($R \leq 0,1\%$), поглощение в РМ волокне ($\leq 0,1$) дБ, коллимирующая линза на входе в РМ волокно 1 ($R \leq 0,5\%$), дополнительное зеркало ($R = 96,3(5)\%$, не показано на рисунке 2.5) и делитель 50:50 Д, используемый для отделения части вернувшегося обратно излучения ($T = 50,3(5)\%$). С использованием этих значений, эффективность обратного заведения излучения в волокно составила $100,4(9)\%$. Разумеется, эффективность заведомо не превышает 100% . С 90% вероятностью эффективность обратного заведения излучения была оценена в 99% , что неразличимо с пределом в 100% для идеального AFR при заданном уровне точности измерений.

Свет, который не был заведен обратно в волокно за счет смещения коллиматора или остаточных aberrаций в основном рассеивается на входе в волокно. Поскольку конец волокна сколот под углом в 8° и расстояние до области взаимодействия с атомами довольно велико (130 мм), влияние рассеянного света на сигнал при спектроскопии должен быть невелик. Кроме того, на все важные оптические элементы, особенно линзы коллиматора и концы оптического волокна, было нанесено антиотражающее покрытие, подавляющее возможные эталоны Фабри-Перо. Последнее измерялось по пропусканию HR зеркала (монитор мощности на рисунке 2.5) и зависимости интенсивности света от частоты обнаружено не было.

В схеме AFR используется поддерживающее поляризацию волокно типа PANDA, которое обеспечивает определенную поляризацию света в процессе эксперимента. Волокно содержит в оболочке специальные стержни, определяющие оси в волокне. Эти напряжения также могут деформировать центральную жилу волокна, что приводит к небольшому различию диаметров и форм выходных пучков в зависимости от поляризации на входе. Однако мы не наблюдали никакого существенного влияния поляризации заводимого излучения на остаточный сдвиг за счет эффекта Доплера и поэтому усреднение данных проводилось без учета поляризации.

2.2.3 Активная стабилизация ретрорефлектора

Как упоминалось выше, для гарантии максимальной повторяемости волновых фронтов распространяющегося в прямом и обратном направлении света надо стабилизировать к максимальному значению коэффициент эффективности обратного заведения света в волокно.

Для этой цели использовался держатель зеркала, оборудованный двумя пьезоактюаторами (PZT) для управления микрометрическими винтами грубой настройки и двумя пьезоактюаторами для тонкой настройки и стабилизации. Напряжение на пьезоактюаторах модулировалось синусоидальными сигналами на частотах 1100 Гц и 876 Гц для юстировки наклона и скручивания, соответственно. Частоты были выбраны таким образом, чтобы их взаимное влияние было минимальным. Амплитуды модуляции составили 1,0 мкрад и 0,4 мкрад, соответственно, и определялись при помощи измерения модуляции интенсивности на ФД1 и кривой, представленной на рисунке 2.6. Эти амплитуды соответствуют максимальному доплеровскому сдвигу 0,3 кГц при скоростях атомов $v = 300$ м/с, который в результате усреднения обращается в ноль, так как время интегрирования при регистрации данных составляет 1 с (см. раздел 1.3.4.), что значительно превышает временной масштаб модуляции. Сигналы ошибки для пропорционально-интегральных контроллеров (PI-контроллеры) в каждом канале (наклон и скручивание) формируются при демодуляции сигнала фотодетектора ФД1 при помощи синхронных детекторов (Stanford Research Systems SR530). Дополнительно была проведена калибровка офсетов синхронных детекторов и PI-контроллеров, поскольку необходимо, чтобы офсет петли обратной связи поддерживался равным нулю. Для этого вход синхронного детектора был нагружен на 50 Ом в то время как все настройки и опорные частоты были выставлены. Сигнал на выходе синхронного детектора подавался на вход для сигнала ошибки контроллера. Наконец, при отключенном интеграторе PI-контроллера, входной офсет контроллера настраивается таким образом, чтобы сигнал на выходе стал нулевым. Обратная связь зеркала AFR оптимизировалась и охарактеризовывалась по внутривольным сигналам ошибки после демодуляции синхронным детектором. На рисунке 2.9 показан FFT спектр внутривольного сигнала ошибки в одном из каналов (скручивание) в диапазоне от 31 мГц до 89 Гц. Ширина петли обратной связи составила 30 Гц, что обозначено на рисунке штрих-пунктирной зеленой линией в точке пересечения кривых в случае, когда стабилизация включена и отключена. На частоте 45 Гц наблюдается пик, связанный с работой петли обратной связи. Измерения спектральных шумов во втором канале (наклон) показывают сходные результаты.

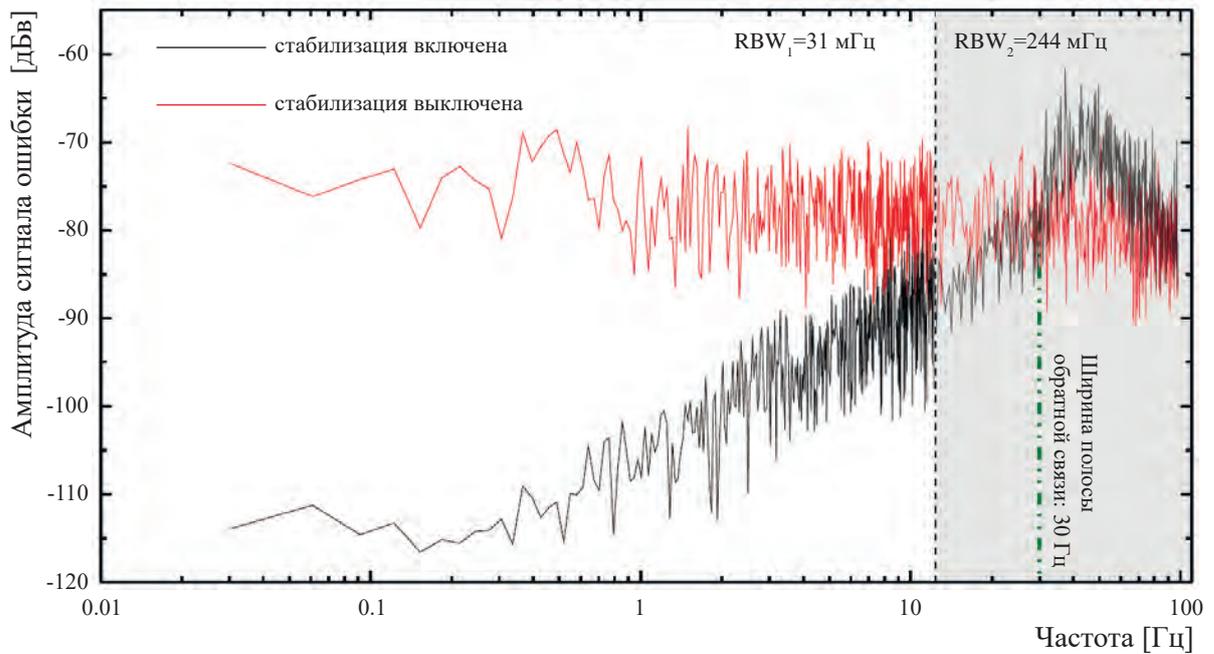


Рис. 2.9: Быстрое Фурье преобразование (FFT) сигнала ошибки внутри петли обратной связи после демодуляции синхронным детектором в одном из каналов активного зеркала AFR (скручивание). Интервал частот [31 мГц; 12,2 Гц] записан при $RBW_1 = 31$ мГц (слева от черной пунктирной линии), интервал частот [12,2 Гц; 97,4 Гц] при $RBW_2 = 244$ мГц (справа от черной пунктирной линии). Разница в RBW учитывалась путем масштабирования амплитуды во втором интервале в RBW_1/RBW_2 раз. Ширина полосы петли обратной связи определялась по точке пересечения шумовых характеристик при включенной (черный) и выключенной (красный) стабилизации. Пик, связанный с работой петли обратной связи, расположен при 45 Гц.

2.2.4 Компенсация доплеровского сдвига первого порядка в эксперименте по спектроскопии перехода $2S-4P$ в атоме водорода

Приведенные в разделе 2.2.2. результаты численного моделирования дают полезную информацию о потенциальных возможностях системы AFR. В данном разделе приводятся результаты прямых измерений остаточного сдвига за счет эффекта Доплера при спектроскопии перехода $2S-4P$ в атомах водорода с применением активного волоконного ретрорефлектора в водородном спектрометре.

Как упоминалось выше, спектроскопия перехода $2S-4P$ в наших экспериментах проводилась на холодном пучке атомарного водорода в метастабильном $2S$ состоянии. Атомарный водород, вылетающий из сопла, охлажденного до 5,8 К, возбуждается в метастабильное $2S$ состояние в процессе двухфотонного лазерного возбуждения в коллинеарном оптическом резонаторе, что позволяет сохранить низкую тепловую скорость атомов. Распределение по скоростям атомов водорода в состоянии $2S$ задается произведением максвелловского распределения по скоростям атомов в основном состоянии и вероятности возбуждения перехода $1S-2S$. Учитывая то, что атомный пучок также проходит через две диафрагмы диаметром

1,9 мм (передняя) и 2 мм (задняя), расположенных на расстоянии 109 мм, результирующий разброс поперечных скоростей оказывается менее 4 м/с (FWHM).

Возбуждение однофотонного перехода $2S-4P$ происходит перпендикулярным к траектории распространения атомов лазерным пучком на длине волны 486 нм (рисунок 2.1). Спектральная ширина линии лазера составляет менее 1 Гц и пренебрежимо мала по сравнению с естественной шириной линии перехода $2S-4P$, составляющей 12,9 МГц. Экспериментально наблюдаемая ширина линии составляет около 20 МГц, что в 1,5 раз больше естественной. Это связано с расхождением атомного пучка (доплеровское уширение) и уширением мощностью. Вклад этих двух эффектов одинаков.

Для того, чтобы можно было проводить сравнение получаемых результатов при подавлении эффекта Доплера с помощью AFR и без него, в систему встроено шаттер, позволяющий перекрывать лазерный пучок, распространяющийся в обратном направлении (рисунок 2.5.) Атомный резонанс сканируется по частоте в произвольной последовательности выбора точек, причем для каждой точки записывается по два значения. Первое значение соответствует открытому шаттеру (AFR активна), а второе — закрытому, когда атомы взаимодействуют только с возбуждающим излучением, распространяющимся в прямом направлении (AFR неактивна). Такой способ дифференциального измерения позволяет существенным образом подавить шумы, связанные с другими систематическими эффектами, которые изменяются на масштабах времени больших, чем время измерения (около 3 с для каждого значения частоты лазера.) Оптическое волокно, коллимирующая оптика и HR зеркало ретрорефлектора AFR установлены на вращающейся оправе внутри вакуумной камеры. Таким образом угол α между лазерными лучами и атомным пучком может настраиваться удаленно путем вращения оси AFR по отношению к атомному пучку. Угол α можно считать по шкале, расположенной внутри вакуумной камеры. Положение, соответствующее случаю $\alpha = 90^\circ$ определялось в процессе измерения резонансов с одним лазерным пучком (шаттер закрыт) при различных установках угла и по измерению ширины линии резонанса как функции угла между лазерными лучами и атомным пучком [21]. В первом случае положение $\alpha = 90^\circ$ на шкале определялось интерполяцией к точке нулевого наклона ($\zeta = 0$ Гц/м/с) с неопределенностью менее $0,01^\circ$ после около 30 минут измерений. Во втором точность установления угла $\alpha = 90^\circ$ ограничена точностью считывания шкалы и составила $0,08^\circ$.

Для наложения ограничения на остаточный эффект Доплера первого порядка было снято около 500 пар спектров перехода $2S-4P$. Для малых отклонений угла α от 90° , атомный спектр можно аппроксимировать функцией Фойгта. Средние значения полученных центров линий показаны на рисунке 2.10 как функция средней скорости атомов, участвующих в сигналах с соответствующей задержкой. Точность определения наблюдаемых наклонов ζ ограничена статистикой, при этом наклон аппроксимирующей прямой линии в случае активного AFR сравним с нулем. Угол $\alpha_{exp} = 89,60^\circ \pm 0,03^\circ$, определенный из экспериментальных данных, полученных с использованием только одного лазерного луча (красные круги) сравним с результатами менее точного метода считывания шкалы, что говорит о воспроизводимости

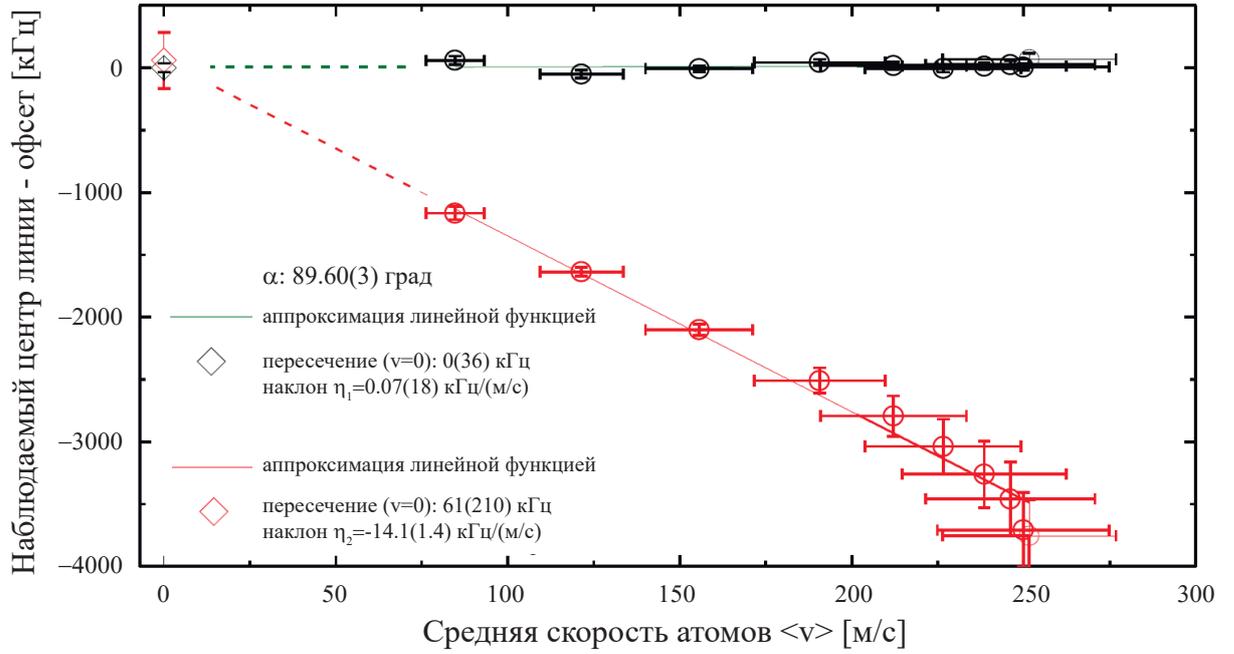


Рис. 2.10: Измеренная частота перехода для различных средних скоростей атомов при активном и неактивном AFR. Несовершенства системы AFR характеризуются при помощи дифференциальных измерений при угле между атомным пучком и лазерными лучами $\alpha = 89,60^\circ \pm 0,03^\circ$ (угол α определен как показано на рисунке 2.5. Красные круги: без компенсации эффекта Доплера, шаттер на рисунке 2.5 закрыт. Черные круги: компенсация эффекта Доплера активна, шаттер открыт. В последнем случае ошибка мала в масштабе рисунка и указана внутри кругов, обозначающих экспериментальные точки. Для лучшей читаемости рисунка по оси ординат добавлен офсет на ≈ 616 ТГц так, чтобы аппроксимирующая линейная функция черных точек экстраполировалась в ноль при $v = 0$. Точность определения наблюдаемого наклона ζ_1 (с компенсацией эффекта Доплера) зависимости частоты перехода от средней скорости $\langle v \rangle$ ограничена статистикой и сравнима с нулем. При $v = 0$ полученные наборы данных совпадают в пределах погрешности.

сти настройки с хорошей точностью. Пересечение полученных наборов данных при $v = 0$ является подтверждением правильности проведенного анализа.

В соответствии с уравнением (2.5) для углов α близких к 90° ($\alpha = \pi/2 + \delta\alpha$) остаточный некомпенсированный доплеровский сдвиг можно выразить как:

$$\Delta v_{resid} = \frac{1}{2} \frac{v}{\lambda} [\sin(\delta\alpha) - (\sin(\delta\alpha - \epsilon))] \approx \frac{v}{2\lambda} \epsilon. \quad (2.11)$$

Таким образом, доплеровский сдвиг для случая, когда обратно распространяющийся лазерный луч заблокирован и не заблокирован определяется как $\delta\alpha \times v/\lambda$ и $\epsilon \times v/2\lambda$, соответственно. Как правило, отклонение $\delta\alpha$ от идеально перпендикулярного расположения между атомным пучком и лазерными лучами гораздо больше, чем угол между распространяющимся в прямом и обратном направлении лучами лазера ϵ и сравнение полученных в этих двух случаях результатов не дает достаточно точной оценки значения ϵ . Тем не менее определение этого угла критично для точной оценки остаточного доплеровского сдвига. В связи с этим остаточный доплеровский сдвиг был измерен непосредственно в процессе серии экспе-

риментов по спектроскопии перехода 2S—4P (серия экспериментов продолжалась в течение 15 дней).

В течение серии экспериментов было получено 48 000 индивидуальных резонансов перехода 2S—4P при активной системе AFR (черные точки на рисунке 2.10). Угол между атомным пучком и лазерными лучами был настроен описанным выше методом и составлял $\alpha = 90^\circ \pm 0,08^\circ$. Так же использовался метод детектирования с время-пролетным разрешением для определения центра линии перехода 2S—4P как функции средней скорости атомов $\langle v \rangle$, участвующих в спектроскопии. Усредненные значения наклона линейной аппроксимирующей функции ζ_j , определяющей остаточный некомпенсированный сдвиг за счет эффекта Доплера первого порядка показаны на рисунке 2.11 для каждого дня измерений. Погрешность для каждого усредненного значения за один день измерений составляет около 35 Гц/(м/с). Для сравнения, ожидаемый наклон при использовании только одного лазерного луча при угле $\alpha = 89,92^\circ$ составляет 2871 Гц/(м/с). Полное усреднение данных с учетом отсутствия избыточного рассеяния данных ($\chi^2/dof = 0,72, dof = 14$) составило 3 ± 8 Гц/(м/с), что сравнимо с нулем и включает все возможные несовершенства используемой системы AFR, описанной выше. По сравнению с полным коллинеарным сдвигом за счет эффекта Доплера первого порядка, составляющим $\zeta(90^\circ) = 2,05 \times 10^6$ Гц/(м/с), это ограничение соответствует уменьшению эффекта почти на 6 порядков.

Соответствующее значение сдвига за счет эффекта Доплера первого порядка составляет $\Delta v_D = 0,8(2,2)$ кГц для самого быстрого класса скоростей ($\langle v \rangle \approx 270$ м/с) и $\Delta v_D = 0,20(56)$ кГц для самого медленного ($\langle v \rangle \approx 70$ м/с). Если предположить, что остаточный эффект Доплера вызван только отклонением обратно распространяющегося лазерного луча в системе AFR, то соответствующее несовпадение по углу составляет $\epsilon_{AFR} = 2,9(7,7)$ мкрад. Отметим, что это значение получено для усредненного набора данных, полученного в течение серии экспериментов общей длительностью 15 дней. За это время вакуумная камера многократно открывалась, производилась перенастройка и переюстировка системы и менялись экспериментальные условия (в частности мощность и поляризация излучения лазера). Ничего из выше перечисленного не привело ни к увеличению разброса экспериментальных точек, ни к сколько нибудь существенному остаточному некомпенсированному доплеровскому сдвигу на протяжении серии экспериментов. Кроме того, в значение ϵ_{AFR} вносят вклад все остальные возможные несовершенства системы, так что это значение является верхней оценкой среднего значения ошибки в угле обратно распространяющегося лазерного луча системы AFR.

2.3 Основные результаты второй главы

Разработана и создана система компенсации эффекта Доплера первого порядка на основе активного волоконного ретрорефлектора, обеспечивающего высокоточное воспроизведение волновых фронтов гауссовых лазерных лучей, распространяющихся навстречу друг другу для проведения прецизионной лазерной спектроскопии переходов. Проведено числен-

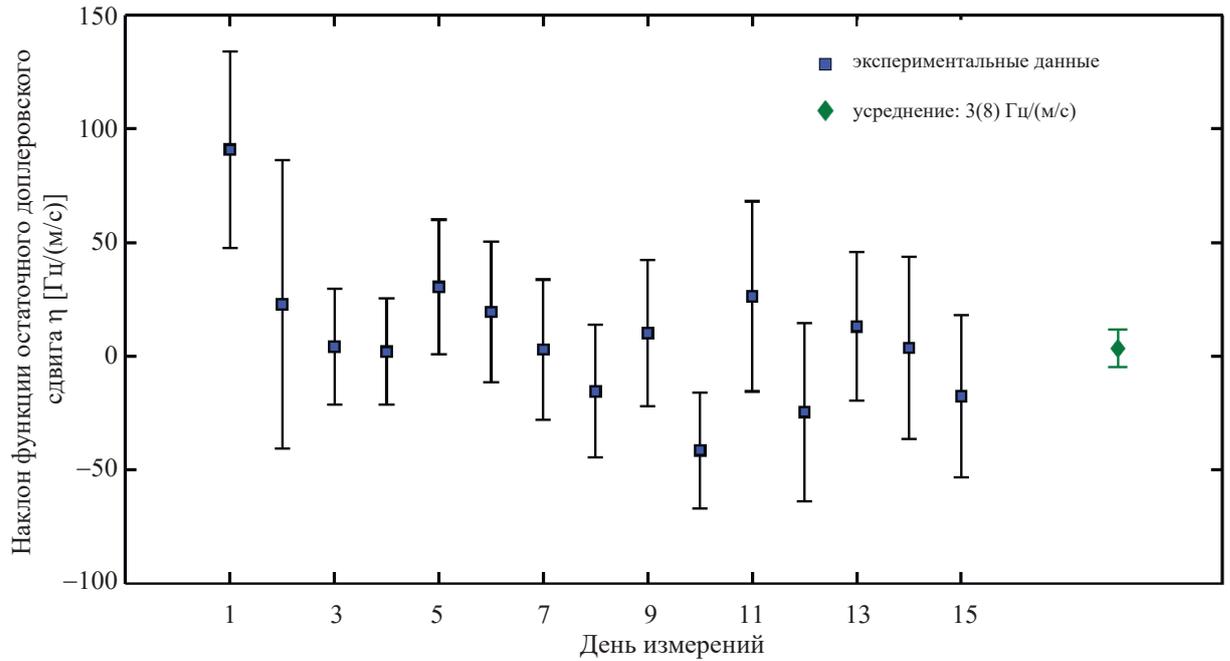


Рис. 2.11: Характеризация остаточного некомпенсированного доплеровского сдвига. Угол между атомным пучком и распространяющимися навстречу друг другу лазерными лучами активного волоконного ретрорефлектора AFR составляет $\alpha = 90^\circ \pm 0,08^\circ$. Центр линии перехода $2S-4P$ в атомарном водороде был получен массива 48 000 профилей линии как функция средней скорости атомов, участвующих в соответствующем сигнале. Синие точки — средние значения наклона линейной функции, определяющей некомпенсированный доплеровский сдвиг за один день измерений при активном AFR (черные точки на рисунке 2.10). Средняя погрешность для дневного значения составляет около 35 Гц/(м/с). На протяжении серии измерений увеличения разброса экспериментальных данных не наблюдалось. Полное среднее значение наклона $\zeta_{exp} = 3(8)$ Гц/(м/с), что соответствует уменьшению полного коллинеарного доплеровского сдвига $\zeta(90^\circ) = 2,05 \times 10^6$ Гц/(м/с) в более чем 250 000 раз.

ное моделирование влияния смещения коллиматора из оптимального положения на значение остаточного некомпенсированного эффекта Доплера. Исследованы остаточные aberrации коллимирующей оптики, проведена оценка корректности работы ретрорефлектора путем измерения обратно заводимой мощности излучения. Продемонстрировано, что с использованием активного волоконного ретрорефлектора при спектроскопии перехода $2S-4P$ в атомах водорода эффект Доплера первого порядка подавлен до 4×10^{-6} (более, чем в 250 000 раз) от полного коллинеарного эффекта Доплера.

Глава 3

Эффект квантовой интерференции в эксперименте по прецизионной спектроскопии перехода $2S—4P$ в атоме водорода

Эффект квантовой интерференции, впервые описанный Ф.Лоу в 1952 г. при анализе естественной формы линии для определения Лэмбовского сдвига [55], может приводить к существенному возмущению наблюдаемого профиля линии в экспериментах по прецизионной спектроскопии. Схема уровней, при спектроскопии которых наблюдается рассматриваемый в данной работе эффект, проиллюстрирована на рисунке 3.1. При спектроскопии происходит возбуждение перехода из начального состояния $|i\rangle$ в возбужденное состояние $|e\rangle$ с последующим распадом в состояние $|f\rangle$. Интерференция происходит между различными путями из начального в конечное состояние. В данном случае есть два возможных возбужденных состояния $|e_n\rangle$ и $|e_m\rangle$, соответствующие подуровнями $4P_{1/2}$ и $4P_{3/2}$.

В данной главе приводятся классическая и квантовомеханическая модели, описывающие эффект квантовой интерференции, предлагается модель формы линии, учитывающая эффект и приводятся экспериментальные результаты исследования эффекта квантовой интерференции, полученные при спектроскопии перехода $2S—4P$ в атоме водорода.

3.1 Классическая модель эффекта квантовой интерференции

Интуитивно понятная картина эффекта квантовой интерференции может быть получена при рассмотрении двух классических диполей, совершающих вынужденные колебания на частоте ω . Предположим, что эти диполи обладают собственными резонансными частотами ω_0 и $\omega_0 + \Delta$, разделенными величиной Δ и характеризующимися постоянной затухания Γ .

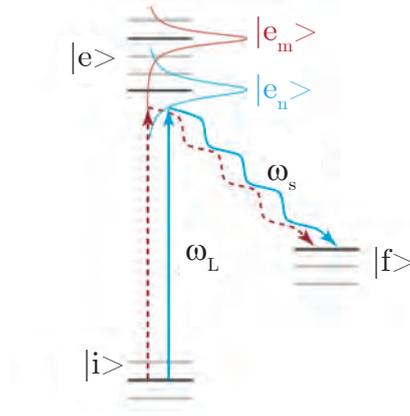


Рис. 3.1: Схема уровней, в которой наблюдается эффект квантовой интерференции. Наличие различных неразличимых путей перехода из начального состояния $|i\rangle$ в конечное состояние $|f\rangle$ приводит к возникновению квантовой интерференции. Возбуждение происходит на частоте лазера ω_L , которая отстроена от возбужденных состояний. Частота испускаемого при распаде возбужденного состояния фотона, в общем случае, отличается от частоты лазера. В случае, если начальное и конечное состояния совпадают, систему можно модельно представить в виде двух классических осцилляторов, испытывающих вынужденные колебания.

Их ориентация в пространстве задается векторами \vec{D}_0 и \vec{D}_1 , которые не обязательно коллинеарны. В данной простой модели нас интересует процесс “затягивания”, который будет испытывать основной резонанс на частоте ω_0 из-за наличия второго резонанса на частоте $\omega_0 + \Delta$ (рисунок 3.2). Под затягиванием понимается то, что центр линии более не совпадает с энергией перехода.

Диполи складываются согласно известным законам электродинамики и полный дипольный момент $D(\omega_L)$ выражается как:

$$D(\omega_L) \propto \frac{\vec{D}_0}{(\omega_L - \omega_0) + i\Gamma/2} + \frac{\vec{D}_1}{(\omega_L - \omega_0 - \Delta) + i\Gamma/2}. \quad (3.1)$$

Помещенный в начало координат, он формирует в удаленной точке, определяемой вектором \vec{r} , электрическое поле:

$$\vec{E}(\vec{r}) \propto \left(\vec{r} \times \vec{D}(\omega_L) \right) \times \frac{\vec{r}}{r^3}. \quad (3.2)$$

Регистрируемая интенсивность, пропорциональная квадрату модуля поля, выражается как:

$$I(\vec{r}, \omega_L) \propto \frac{r^2 |\vec{D}(\omega_L)|^2 - |\vec{D}(\omega_L) \cdot \vec{r}|^2}{r^4} \propto |\vec{D}(\omega_L)|^2 (1 - \cos(\varphi)^2), \quad (3.3)$$

где φ — угол между $\vec{D}(\omega_L)$ и \vec{r} .

Поскольку и амплитуда и направление результирующего диполя $\vec{D}(\omega_L)$ зависит от частоты лазера, угол φ изменяется в процессе сканирования резонанса. Таким образом для



Рис. 3.2: Схема спектра излучения для системы с двумя уровнями возбуждения. Энергия переходов составляет $h\omega_0$ и $h(\omega_0 + \Delta)$. Положение пиков на схеме отличается от значений энергии переходов. Для простоты предполагается, что ширина линий одинакова и равна Γ , дипольные моменты также равны между собой. Центр основной линии сдвигается из-за наличия второй линии за счет двух эффектов: некогерентного, связанного с тем, что линия находится на крыле расположенного рядом лоренцевского профиля, и когерентного, вызванного эффектом интерференции, который изменяет пространственный паттерн эмиссии в зависимости от отстройки. Все те же самые рассуждения справедливы в отношении второй линии.

фиксированного положения детектора наблюдаемая линия резонанса окажется искаженной. В рамках квантовомеханического описания взаимное расположение диполей уже не является непрерывным и $(1 - \cos(\varphi))^2$ оказывается независимым от отстройки лазера [56, 57]. Поэтому в классической модели мы тоже опустим эту зависимость. Тогда наблюдаемый спектр описывается выражением:

$$|\vec{D}(\omega_L)|^2 \propto \frac{D_0^2}{(\omega_L - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2} + \frac{D_1^2}{(\omega_L - \omega_0 - \Delta)^2 + (\Gamma/2)^2} + 2\vec{D}_0 \cdot \vec{D}_1 \frac{(\omega_L - \omega_0)(\omega_L - \omega_0 - \Delta) + (\Gamma/2)^2}{((\omega_L - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2)((\omega_L - \omega_0 - \Delta)^2 + (\Gamma/2)^2)}, \quad (3.4)$$

которое состоит из двух лоренцевских членов и перекрестного нелоренцевского члена. Второе слагаемое описывает тот факт, что основной резонанс оказывается на крыле лоренцевской линии расположенного рядом возмущающего резонанса. Этот член называется некогерентным затягиванием линии, поскольку также может быть получен сложением соответствующих интенсивностей. Перекрестный член часто не принимается во внимание при аппроксимации экспериментально полученных спектров. Он возникает в результате интерференции испускаемого при распаде обоих возбужденных состояний излучения и поэтому называет-

ся когерентным затягиванием линии. И когерентный, и некогерентный члены приводят к систематической ошибке определения центра линии основного резонанса.

Для случая большой отстройки возмущающего резонанса будем следовать приближениям, принятым в работе [58]. Первое слагаемое в (3.4) представляет тогда основной резонанс, а остальные поправками к его форме. Второй член можно представить как приблизительно линейный фон с разложением в виде:

$$\frac{D_1^2}{\Delta^2 + (\Gamma/2)^2} + \frac{2D_1^2\Delta}{(\Delta^2 + (\Gamma/2)^2)^2}(\omega_L - \omega_0) + \dots \approx \frac{D_1^2}{\Delta^2} + \frac{2D_1^2}{\Delta^3}(\omega_L - \omega_0). \quad (3.5)$$

Для третьего члена вынесем за скобки лоренцевскую часть, а оставшееся разложим в ряд:

$$\begin{aligned} & \frac{2\vec{D}_0 \cdot \vec{D}_1}{(\omega_L - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \left(\frac{(\Gamma/2)^2}{\Delta^2 + (\Gamma/2)^2} - \frac{\Delta(\Delta^2 - (\Gamma/2)^2)}{(\Delta^2 + (\Gamma/2)^2)^2}(\omega_L - \omega_0) + \dots \right) \approx \\ & \approx \frac{2\vec{D}_0 \cdot \vec{D}_1}{(\omega_L - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \left(\frac{(\Gamma/2)^2}{\Delta^2} - \frac{(\omega_L - \omega_0)}{\Delta} \right). \end{aligned} \quad (3.6)$$

В итоге получаем основной член с поправками первого порядка:

$$|D(\omega_L)|^2 \propto \frac{a_1}{(\omega_L - \omega_0) + (\Gamma/2)^2} + a_2(\omega_L - \omega_0) + a_3 + a_4 \frac{(\omega_L - \omega_0)}{(\omega_L - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (3.7)$$

$$a_1 \approx D_0^2 + 2\vec{D}_0 \vec{D}_1 \frac{\Gamma^2}{4\Delta^2},$$

$$a_2 \approx \frac{2D_1^2}{\Delta^3},$$

$$a_3 \approx \frac{D_1^2}{\Delta^2},$$

$$a_4 \approx -2 \frac{\vec{D}_0 \vec{D}_1}{\Delta}. \quad (3.8)$$

Третье слагаемое в (3.7) можно опустить, поскольку оно не зависит от отстройки $\omega_L - \omega_0$ и не приводит к затягиванию линии. Оно лишь формирует некоторый постоянный фон, который учитывается в форме аппроксимирующей функции. Первое слагаемое представляет собой невозмущенный основной резонанс при малых значениях отстройки лазера $\omega_L - \omega_0 \approx 0$. Слагаемые с коэффициентами a_2 и a_4 это асимметричные поправки, которые приводят к затягиванию основной линии. Отметим, что наличие симметричных поправок не было бы существенной проблемой при нахождении центра линии.

Поскольку полная и сложная геометрическая зависимость четвертого слагаемого полностью описывается коэффициентом a_4 , множество различных асимметричных поправок можно промоделировать добавляя в выражение для формы линии малую дисперсионную поправку, как слагаемое 4 в выражении (3.7). Такие возмущения, масштабируясь коэффициентом a_4 , линейно добавляются к невозмущенной линии. Так, суммирование по всем возможным путям распада и пространственным положениям детектора приводит только к изменению коэффициента a_4 , а не к изменению формы возмущения как такового. Таким образом, наличие дополнительных резонансов и, соответственно, пиков в наблюдаемом спектре не приведет к

изменению выражения для формы основной линии. Изменяются только значения коэффициентов $a_1 - a_4$. Из-за большого удаления возмущающего резонанса от основной линии, когда $\Delta \gg \Gamma$, пьедестал его лоренцевской линии в области основного резонанса убывает как $1/\omega_L^2$ и не зависит от его времени жизни Γ .

Коэффициент a_2 описывает величину затягивания линии за счет некогерентного эффекта, связанного с наличием крыла лоренцевского профиля соседнего резонанса при $\omega_L - \omega_0 = \Delta$. Коэффициент a_4 отвечает за когерентный эффект квантовой интерференции. Следуя [58], определим затягивание линии как смещение относительно точки нулевой отстройки $\omega_L - \omega_0 = 0$ точек резонанса на полувысоте:

$$\Delta\omega = \frac{2a_4\Gamma^2 + a_2\Gamma^4}{8a_1} \approx \quad (3.9)$$

$$\approx \frac{2a_4\Gamma^2 + a_2\Gamma^4}{8D_0^2} \left(1 - \frac{\vec{D}_0 \cdot \vec{D}_1}{2D_0^2} \frac{\Gamma^2}{\Delta^2} + \dots \right) \approx \quad (3.10)$$

$$\approx \frac{\vec{D}_0 \cdot \vec{D}_1}{2D_0^2} \frac{\Gamma^2}{\Delta} + \frac{(\vec{D}_0 \cdot \vec{D}_1)^2 + D_0^2 D_1^2}{4D_0^4} \frac{\Gamma^4}{\Delta^3} + \dots \quad (3.11)$$

Лидирующий член в данном разложении по степеням Γ/Δ является член с a_4/a_1 , в то время как член с a_2 , отвечающий за некогерентное затягивание оказывается подавлен $\propto (\Gamma/\Delta)^2$ и во многих случаях может не учитываться.

На рисунке 3.3 показано, как затягивается линия за счет когерентного и некогерентного эффектов, если соответствующие эффекты не были учтены в аппроксимирующей функции. Как видно, при учете коэффициентов a_1 и a_4 , но без учета коэффициента a_2 соответствующий некогерентный эффект оказывается частично подавлен. В случае, когда в форме линии не учтен когерентный член, связанный с эффектом квантовой интерференции, затягивание линии велико даже при большой отстройке соседнего возмущающего резонанса.

Для того, чтобы получить ограничение сверху на величину затягивания линии, положим равными и параллельными модельные дипольные моменты. В этом случае величина затягивания линии $\Delta\omega \approx \Gamma^2/2\Delta$. Такое же ограничение было получено при решении оптических уравнений Блоха [56]. Правило, которое определяет чувствительность эксперимента к эффекту квантовой интерференции можно сформулировать следующим образом: эффект квантовой интерференции может не учитываться в форме линии, если целевая точность определения центра линии менее, чем Γ/N и расстояние до ближайшего резонанса не менее, чем ΓN [56].

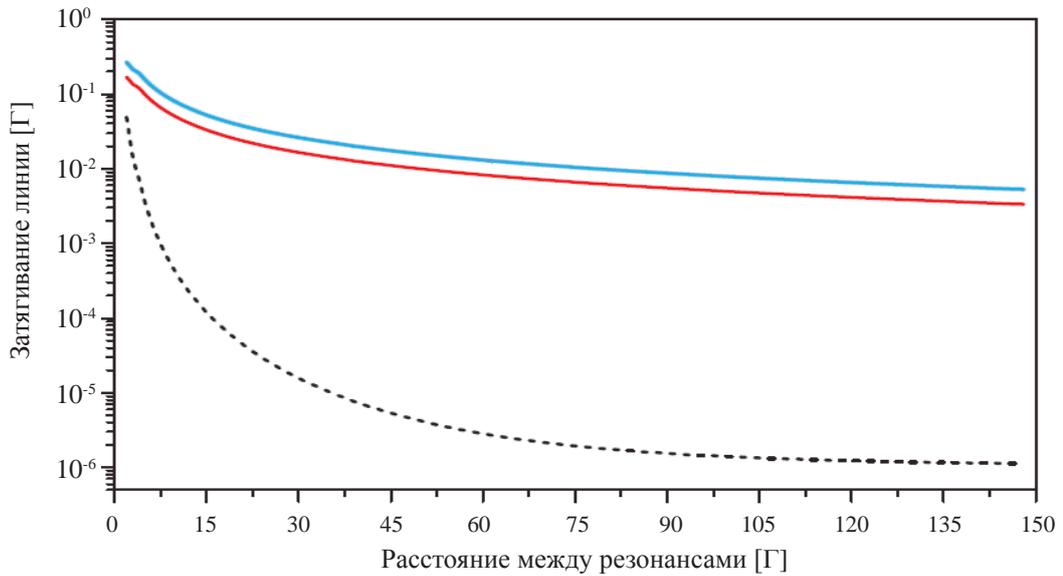


Рис. 3.3: Затягивание линии, испытывающей эффект квантовой интерференции при аппроксимации разными фитующими функциями. Моделирование проведено для линии, описываемой полным уравнением (3.4) для случая идентичных и параллельных дипольных моментов $D_0 = D_1$ и одинаковых спектральных ширин переходов Γ . Красная линия получена при аппроксимации профиля суммой двух лоренцевских функций в диапазоне $\omega_L = (\omega_0 - 2\Gamma, \omega_0 + 2\Gamma)$ как функция расстояния между резонансами в единицах Γ . Результат аппроксимации функцией с учетом первого и второго членов в уравнении (3.7). Использование того же выражения, но с учетом первого и четвертого членов уменьшает эффект на много порядков (черная линия). Голубая линия обозначает ограничение сверху $\Delta\omega \approx \Gamma^2/2\Delta$.

3.2 Квантовомеханическая модель эффекта квантовой интерференции

Классическое описание эффекта квантовой интерференции наглядно и дает интуитивное понимание сути эффекта. Однако оно не является полным, поскольку не оперирует дипольными моментами квантовых систем осцилляторов. Кроме того, она дает неправильное решение в случае, когда начальное и конечное состояния отличаются. Например, при возбуждении перехода $2S(F=0) \rightarrow 4P_{1/2}(F=1)$ в атоме водорода при помощи линейно поляризованного света (только переход $F=0 \rightarrow F=1$ является разрешенным), и наблюдении фотонов, испускаемых при распаде возбужденного состояния во все зеемановские подуровни $1S$ состояния, диаграмма направленности оказывается сферически симметричной. Однако описание в рамках классической теории не дает такого результата для диаграммы направленности классического диполя.

Существует два возможных подхода описания эффекта квантовой интерференции в рамках квантовой механики. Более общий заключается в решении оптических уравнений Блоха для описания взаимодействия многоуровневой квантовой системы с квантованным электромагнитным полем с использованием формализма матриц плотности и приближения Вигнера-Вайскопфа для трактовки спонтанного распада как результата взаимодействия с электромагнитным вакуумом [59, 60]. При этом учитываются многократные возбуждения атомов, например, оптическая накачка и эффекты насыщения. Кроме квантовой интерференции, можно включить в рассмотрение все остальные дополнительные воздействия на экспериментальную форму линии, например, доплеровский эффект. Для спектра $2S \rightarrow (4P_{1/2}, 4P_{3/2}) \rightarrow 1S$, рассматриваемого в данной работе, в моделировании с использованием данного подхода записывается 2707 связанных комплексных дифференциальных уравнений. Для проведения численного моделирования с таким числом уравнений требуется большая вычислительная мощность. Проведенное на базе вычислительного центра общества Макса Планка численное моделирование с учетом траекторий вторичных электронов и экспериментальной геометрии показало высокую точность совпадения результата с экспериментальными данными.

Несмотря на то, что численное интегрирование оптических уравнений Блоха является наиболее полным методом моделирования, мы остановимся на более простой модели в рамках теории возмущений. Последняя относительно проста, не требует сверхбольших вычислительных мощностей и позволяет получить аналитическое решение для формы линии в приближении малой интенсивности излучения.

Подход в рамках теории возмущений базируется на формуле Крамерса-Гейзенберга, полученной в рамках приближения вращающейся волны [61, 62]. Как и в рассмотренной выше простой модели, рассматривается процесс рассеяния атомом классической электромагнитной волны ω_L , при котором он переходит из начального состояния $|i\rangle$ в конечное состояние $|f\rangle$ через возбужденное состояние $|e\rangle$. Матричные элементы рассеяния тогда выражаются как:

$$S_{q,p}^{e,i \rightarrow f} \equiv \frac{d_p(i \rightarrow e)d_p(e \rightarrow f)}{\omega_L - \omega_{ei} + i\Gamma_e/2}. \quad (3.12)$$

Энергии уровней заданы как $\omega_i, \omega_f, \omega_e$, частота перехода: $|i\rangle \rightarrow |e\rangle$ $\omega_{ie} = \omega_e - \omega_i$, частота рассеиваемой волны: $\omega_s = \omega_L - \omega_f + \omega_i$. Время жизни возбужденного состояния $\tau_e = 1/\Gamma_e$, время жизни конечного состояния в выражение не входит. Дипольные моменты поглощения и испускания фотона задаются как $d_p(i \rightarrow e)$ и $d_p(e \rightarrow f)$, соответственно. Их поляризации задаются с помощью сферических компонент p и q , которые связаны с декартовыми компонентами:

$$d_{-1} = +\frac{1}{\sqrt{2}}(d_x - id_y), \quad d_0 = d_z, \quad d_{+1} = -\frac{1}{\sqrt{2}}(d_x + id_y). \quad (3.13)$$

Компоненты с $(q, p) = 0$ соответствуют дипольному моменту, который осциллирует линейно вдоль оси z (π - компонент). $(q, p) = \pm 1$ отражают дипольные моменты, которые

циркулируют вокруг z оси — компоненты σ^\pm . Соответствующая поляризация света зависит от направления распространения, о котором в дипольном приближении атом не знает. Эти компоненты связаны не только с поляризацией, но и с диаграммой направленности диполя.

Скорость рассеяния для лазерного излучения с амплитудой электрического поля E_L :

$$R_{q,p}(i \rightarrow f) = \frac{\pi E_L^2 \omega_s^3}{h^3 c^3 \epsilon_0} |D_{q,p}(\omega_L)|, \quad (3.14)$$

где

$$D_{q,p}(\omega_L) = \sum_e S_{q,p}^{e,i \rightarrow f}$$

описывает какое число начальных фотонов с частотой ω_L и поляризацией p конвертировались в испущенные фотоны с частотой ω_s и поляризацией q в результате перехода атома из состояния $|i\rangle$ в состояние $|f\rangle$.

На языке теории возмущения эффект квантовой интерференции описывается весьма похоже с классическим описанием. Когерентное сложение путей из начального состояния в конечное через все возможные возбужденные состояния представляет собой отдельные резонансы и перекрестные члены, выражающиеся через квадрат модулей. Поскольку отдельные квантовые пути интерферируют, отсюда возникает название “квантовая интерференция”.

Случай произвольной поляризации лазера

Для случая линейной вдоль оси z или круговой поляризации лазера, скорость рассеяния можно вычислить полагая $p = 0$ и $p = \pm 1$, соответственно, используя приведенные выше формулы. Любой другой вектор поляризации $\vec{\epsilon}_L$ со сферическими компонентами ϵ_p , аналогично с (3.13) необходимо представить как скалярное произведение для разделения по сферическим компонентам дипольного оператора:

$$\vec{d}(i \rightarrow e) \cdot \vec{\epsilon}_L = \sum_p (-1)^p d_p(i \rightarrow e) \epsilon_{-p}. \quad (3.15)$$

Поглощающий диполь $d_p(i \rightarrow e)$ в выражении (3.12) должен быть заменен на сумму в правой части, так что полный излучающий диполь теперь выражается как:

$$D_{q,p}(\omega_L) = \sum_e \sum_p (-1)^p S_{q,p}^{e,i \rightarrow f} \epsilon_{-p}. \quad (3.16)$$

Например для линейной поляризации вдоль направления (θ_L, φ_L) вектор поляризации будет задан следующими выражениями:

$$\epsilon_{-1} = +\frac{1}{\sqrt{2}}(\sin(\theta_L) \cos(\varphi_L) - i \sin(\theta_L) \sin(\varphi_L)), \quad (3.17)$$

$$\epsilon_0 = \cos(\theta_L), \quad (3.18)$$

$$\epsilon_{+1} = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\sin(\theta_L) \cos(\varphi_L) + i \sin(\theta_L) \sin(\varphi_L)). \quad (3.19)$$

3.2.1 Матричные элементы

Теорема Вигнера-Экарта [63] позволяет разложить дипольные матричные элементы на члены, зависящие от пространственных координат, (то есть z-компонентов вовлеченных угловых моментов) и приведенный матричный элемент без этой зависимости:

$$\langle n, (IJ)FM | d_q | n', (IJ')F'M' \rangle = (-1)^{F-M} \begin{pmatrix} F & 1 & F' \\ -M & q & M' \end{pmatrix} \langle n, (IJ)F || d || n', (IJ')F' \rangle. \quad (3.20)$$

В этом выражении полагается, что угловой момент ядра I и полный электронный угловой момент J связаны с полным угловым моментом атома F с z-компонентой M . Главные квантовые числа участвующих в рассмотрении электронных состояний выражаются как n и n' . Угловой момент ядра ассоциируется только с магнитным дипольным моментом, поэтому дипольный оператор не воздействует на I . В такой ситуации приведенный матричный элемент может быть редуцирован еще раз [63]:

$$\begin{aligned} \langle n, (IJ)F || d || n', (IJ')F' \rangle &= (-1)^{I+J+F'+1} \sqrt{(2F+1)(2F'+1)} \times \\ &\times \begin{Bmatrix} J & F & I \\ F' & J' & 1 \end{Bmatrix} \langle n, J || d || n', J' \rangle. \end{aligned} \quad (3.21)$$

Полный угловой момент J также состоит двух компонентов: полного орбитального углового момента L и полного спина S электронов. Опять, электрический дипольный оператор не действует на спин, поэтому матричный элемент снова редуцируется. В итоге имеем:

$$\begin{aligned} d_q(e \rightarrow f) &= (-1)^{F_f-M_f} \begin{pmatrix} F_f & 1 & F_e \\ -M_f & q & M_e \end{pmatrix} \langle n_f, L_f || d || n_e, L_e \rangle \times \\ &\times (-1)^{J_f+I+F_e+1} \sqrt{(2F_f+1)(2F_e+1)} \begin{Bmatrix} J_f & F_f & I \\ F_e & J_e & 1 \end{Bmatrix} \times \\ &\times (-1)^{L_f+S+J_e+1} \sqrt{(2J_f+1)(2J_e+1)} \begin{Bmatrix} L_f & J_f & S \\ J_e & L_e & 1 \end{Bmatrix}. \end{aligned} \quad (3.22)$$

В приведенных выражениях круглые и фигурные скобки обозначают $3j$ и $6j$ символы, соответственно. Последний приведенный матричный элемент может быть рассчитан из, например, силы осцилляторов или иных параметров силы линии [64]. Для атомарного водорода приведенный матричный элемент может быть рассчитан из выражений (63.2) и (63.5) классической книги Бете и Сальпетера [65]. Здесь n_f , F_f , M_f , J_f и L_f — квантовые числа конечного состояния, n_e , F_e , M_e , J_e и L_e — квантовые числа возбужденного состояния. Аналогичное выражение для поглощательного дипольного момента получается заменой $f \rightarrow e$, $e \rightarrow i$ и $q \rightarrow p$. Для анализа формы линий, принадлежащих одним и тем же n_e и L_e , приведенный матричный элемент устанавливается равным 1. $3j$ и $6j$ символы можно рассчитать по формулам Рака [66] или с помощью математических программных пакетов (например, Wolfram Mathematica).

3.2.2 Диаграмма направленности

Для того, чтобы рассчитать испускаемый спектр и его диаграмму направленности теперь будем рассматривать амплитуду рассеяния (3.12) следующим образом: энергетический знаменатель и диполи в числителе $d_p(i \rightarrow e)$ определяют амплитуду испускающего диполя $D(\omega_L)$, которая задается в сферических координатах выражением (3.14). Дальнее поле этого диполя, осциллирующего на частоте ω_s и расположенного в начале координат в классической электродинамике описывается выражением:

$$\vec{E}(\vec{r}) \propto \left(\vec{r} \times \vec{D}(\omega_L) \right) \frac{e^{i\omega_s t - ikr}}{r^3}. \quad (3.23)$$

Здесь \vec{r} это точка, в которой расположен детектор, а $r = |\vec{r}|$ — расстояние до начала координат. Важно только направление детектирования. Это направление описывается в сферических координатах углами (θ, φ) . Единичные вектора определяются выражениями:

$$\vec{e}_r = \begin{pmatrix} \sin(\theta) \cos(\varphi) \\ \sin(\theta) \sin(\varphi) \\ \cos(\theta) \end{pmatrix}, \quad \vec{e}_\theta = \begin{pmatrix} \cos(\theta) \cos(\varphi) \\ \cos(\theta) \sin(\varphi) \\ -\sin(\theta) \end{pmatrix}, \quad \vec{e}_\varphi = \begin{pmatrix} -\sin(\varphi) \\ \cos(\varphi) \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (3.24)$$

Подставляя сферические компоненты $\vec{D}(\omega_L)$, задаваемые аналогично (3.13), в выражение (3.23), получим выражение для испускаемого поля $\vec{E}(\vec{r})$ для каждой сферической компоненты q . Последнее можно использовать для проверки того, что поле является поперечным, т.е. $\vec{e}_r \cdot \vec{E}(\vec{r}) = 0$.

Нас интересуют две компоненты поляризации вдоль единичных векторов \vec{e}_θ и \vec{e}_φ :

$$E_\theta(\theta, \varphi) \equiv \vec{e}_\theta \cdot \vec{E}(\vec{r}) \propto -\sin(\theta) D_{0,p}(\omega_L) + \frac{\cos(\theta)}{\sqrt{2}} (e^{+i\varphi} D_{-1,p}(\omega_L) - e^{-i\varphi} D_{+1,p}(\omega_L)), \quad (3.25)$$

$$E_\varphi(\theta, \varphi) \equiv \vec{e}_\varphi \cdot \vec{E}(\vec{r}) \propto \frac{i}{\sqrt{2}} (e^{+i\varphi} D_{-1,p}(\omega_L) + e^{-i\varphi} D_{+1,p}(\omega_L)). \quad (3.26)$$

Член $\frac{e^{i\omega_s t - ikr}}{r^3}$ оказывается подавлен.

Чтобы принять во внимание возможность наличия различных конечных состояний, их интенсивности складываются некогерентным образом, поскольку квантовые пути, заканчивающиеся в различных состояниях не интерферируют. В итоге, для интенсивности, которую регистрирует поляризационно нечувствительный детектор имеем:

$$\begin{aligned} I(\theta, \varphi) &\propto |\vec{e}_\theta \cdot \vec{E}(\vec{r})|^2 + |\vec{e}_\varphi \cdot \vec{E}(\vec{r})|^2 \propto \\ &\propto \sum_f \left| \sum_{e,p} (-1)^p \left(-\sin(\theta) S_{0,p}^{e,i \rightarrow f} + \frac{\cos(\theta)}{\sqrt{2}} \left(e^{+i\varphi} S_{-1,p}^{e,i \rightarrow f} - e^{-i\varphi} S_{+1,p}^{e,i \rightarrow f} \right) \right) \epsilon_{-p} \right|^2 + \\ &+ \frac{1}{2} \sum_f \left| \sum_{e,p} (-1)^p \left(e^{+i\varphi} S_{-1,p}^{e,i \rightarrow f} + e^{-i\varphi} S_{+1,p}^{e,i \rightarrow f} \right) \epsilon_{-p} \right|^2. \end{aligned} \quad (3.27)$$

Суммирование по возбужденным состояниям включает в себя все уровни J_e, F_e, M_e , близкие к резонансу. Суммирование по конечным состояниям также должно включать все J_f, F_f, M_f , переходы в которые регистрирует детектор.

Во многих случаях возбуждение происходит только при одной поляризации лазера ϵ_p . Тогда выражение (3.27) можно упростить:

$$I_p(\theta) \propto \sin^2(\theta) \sum_f \left| \sum_e S_{0,p}^{e,i \rightarrow f} \right|^2 + \frac{\cos^2(\theta) + 1}{2} \sum_f \left(\left| S_{+1,p}^{e,i \rightarrow f} \right|^2 + \left| S_{-1,p}^{e,i \rightarrow f} \right|^2 \right). \quad (3.28)$$

Три сферические компоненты излучаемого света не интерферируют. Испускаемая интенсивность обладает вращательной симметрией для каждой сферической компоненты q , поэтому зависимость от угла φ здесь отсутствует. Первый член выражения это π -компонента ($q = 0$) излучаемого излучения, которая характеризуется диаграммой направленности вида $\sin^2(\theta)$. Второй член описывает σ^\pm -компоненты ($q = \pm 1$), для которых диаграммы направленности идентичны. Относительная интенсивность излучения, испускаемого вдоль положительного направления оси z ($\theta = 0$) для компонент (σ^+, π, σ^-) составляет (1,0,1), поскольку значение $\sum_f \left| \sum_e S_{+1,p}^{e,i \rightarrow f} \right|^2$ одинаково для всех q . Относительные интенсивности, испускаемые перпендикулярно оси z ($\theta = \pi/2$) составляют (1/2, 1, 1/2). Это означает, что π -компонента исчезает при наблюдении вдоль оси z , а σ -компоненты имеют половину интенсивности при наблюдении в направлении, перпендикулярном оси z . При этом вклад всех компонент одинаков, если складывать интенсивности по всем трем осям x, y, z .

3.2.3 Конечный телесный угол

Во всех приведенных выше рассуждениях предполагалось, что детектор является точечным и расположен по направлению (θ, φ) относительно атома, где происходит измерение формы линии согласно выражению (3.27). Реальный детектор не является точечным, а характеризуется некоторым конечным телесным углом Ω_d , так что форма линии принимает вид:

$$I(\Omega_d) = \iint_{\Omega_d} I(\theta, \varphi) \sin(\theta) d\theta d\varphi. \quad (3.29)$$

Важным случаем является случай полного телесного угла $\Omega_d = 4\pi$, который почти невозможно организовать на практике:

$$\begin{aligned} I(\Omega_d = 4\pi) \propto \frac{8\pi}{3} \sum_f \left(\sum_{e,p} \left| (-1)^p S_{0,p}^{e,i \rightarrow f} \epsilon_{-p} \right|^2 + \sum_{e,p} \left| (-1)^p S_{-1,p}^{e,i \rightarrow f} \epsilon_{-p} \right|^2 + \right. \\ \left. + \sum_{e,p} \left| (-1)^p S_{0,p}^{e,i \rightarrow f} \epsilon_{-p} \right|^2 \right) = \frac{8\pi}{3} \sum_{f,q} \sum_{e,p} \left| (-1)^p S_{q,p}^{e,i \rightarrow f} \epsilon_{-p} \right|^2. \end{aligned} \quad (3.30)$$

Здесь перекрестные члены с $\sin(\theta) \cos(\theta)$ и $\cos(2\varphi)$ исчезли в процессе интегрирования. Оставшийся перекрестный член $\sum_{f,q} S_{q,p}^{e,i \rightarrow f} (S_{q,p}^{e',i \rightarrow f})$ мог бы привести к квантовой интерфе-

ренции. Однако, если приведенные матричные элементы всех испускающих дипольных моментов одинаковы, этот перекрестный член также исчезает для $e \neq e'$, что видно по соответствующим суммам $3j$ и $6j$ символов:

$$\begin{aligned} & \sum_{L,f} \sum_{J_f, L_f} (2J_f + 1)(2F_f + 1) \underbrace{\left\{ \begin{array}{ccc} L_f & J_f & S \\ J_e & L_e & 1 \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{ccc} L_f & J_f & S \\ J_{e'} & L_{e'} & 1 \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{ccc} L_f & J_f & I \\ F_e & J_e & 1 \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{ccc} L_f & J_f & I \\ F_{e'} & J_{e'} & 1 \end{array} \right\}}_{\delta_{L_e \cdot L_{e'}} \delta_{J_e \cdot J_{e'}}} \times \\ & \underbrace{+ \sqrt{(2F_e + 1)(2F_{e'} + 1)} \sum_{M_f, q} \left(\begin{array}{ccc} F_f & 1 & F_e \\ -M_f & q & M_e \end{array} \right) \left(\begin{array}{ccc} F_f & 1 & F_{e'} \\ -M_f & q & M_{e'} \end{array} \right)}_{\delta_{F_e \cdot F_{e'}} \delta_{M_e \cdot M_{e'}}}. \end{aligned} \quad (3.31)$$

Полученные в итоге символы Кроннекера во втором слагаемом связаны с ортогональностью $3j$ символов. Совместно с условием ортогональности $6j$ символов (суммирование по J_f и F_f) они используются в первом слагаемом. Таким образом, квантовая интерференция не будет наблюдаться в случае, когда телесный угол сбора фотонов составляет $\Omega_d = 4\pi$, за исключением того случая, когда по меньшей мере два возбужденных состояния имеют все одинаковые квантовые числа угловых моментов, а значит должны отличаться значением главного квантового числа. Как правило в этом случае не найдется столь близко лежащего по энергии соседнего резонанса, чтобы эффект квантовой интерференции играл значительную роль. Здесь же важным выводом является то, что увеличение телесного угла регистрации приводит к уменьшению систематического эффекта в дополнение к уменьшению статистической ошибки.

3.3 Эффект квантовой интерференции в эксперименте по спектроскопии перехода 2S-4P в атоме водорода

В нашем эксперименте холодный пучок атомов водорода в метастабильном состоянии 2S формируется при возбуждении двухфотонного перехода 1S—2S лазером с длиной волны излучения 243 нм. Лазерное возбуждение является селективным и позволяет подготовить атомы исключительно в состоянии с $F=0$. После возбуждения перехода 2S—4P лазером с длиной волны излучения 486 нм, состояние 4P распадается в основное состояние 1S (конечное состояние). Соответствующие уровни энергии в атоме водорода показаны на рисунках 3.4 и 3.5.

В предыдущих экспериментах по спектроскопии перехода 2S—4P на горячем пучке атомов водорода [21] использовался метод регистрации числа оставшихся в 2S состоянии атомов. В этом случае получаемый спектр не испытывает искажения за счет эффекта квантовой интерференции, поскольку эффективность всех зеемановских подуровней состояния 2S одина-

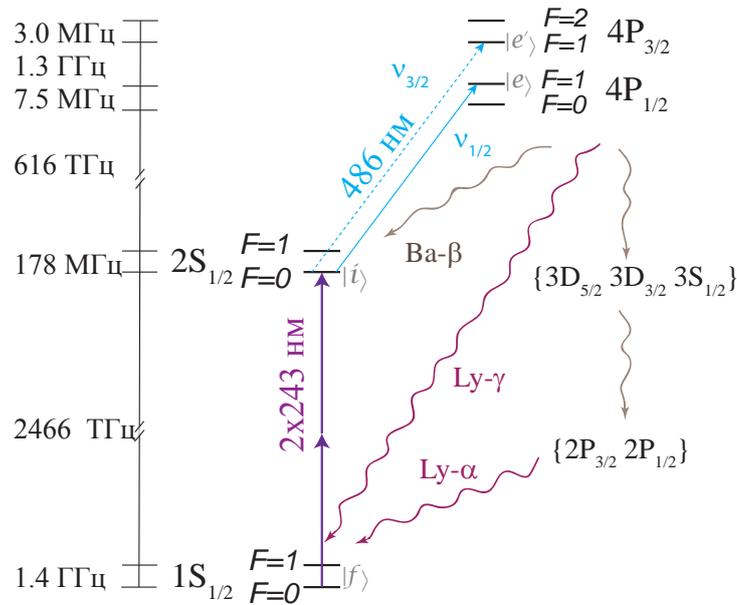


Рис. 3.4: Уровни энергии в атоме водорода, задействованные в спектроскопии перехода $2S-4P$ (не в масштабе). Атомы подготавливаются в метастабильном состоянии $2S_{1/2}(F=0)(|i\rangle)$ двухфотонным возбуждением лазером с длиной волны излучения 243 нм. Лазер с длиной волны излучения 486 нм возбуждает однофотонные переходы $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$, переводя атомы в состояния $4P_{1/2}(F=1)(|e\rangle)$ и $4P_{3/2}(F=1)(|e'\rangle)$. При это определяются соответствующие частоты переходов $\nu_{1/2}$ и $\nu_{3/2}$. Эти состояния быстро распадаются преимущественно в состояние $1S(|f\rangle)$ или напрямую с испусканием Лайман- γ фотона на длине волны 97 нм ($Ly - \gamma$, вероятность распада 84%), или через $3S, 3D, 2P$ уровни с испусканием Лайман- α фотона на длине волны 121 нм ($Ly - \alpha$, вероятность распада 4%). Оставшиеся 12% распадаются обратно в состояние $2S$, из которых 4% также распадаются в начальное состояние $1S_{1/2}(F=0)$. Переходы из состояния $2S_{1/2}(F=0)$ в $4P_{1/2}(F=0)$ и $4P_{3/2}(F=2)$ запрещены законом сохранения углового момента.

кова. Однако в этом случае необходимо регистрировать малый провал в сигнале при наличии большого фона, что увеличивает ошибку измерений.

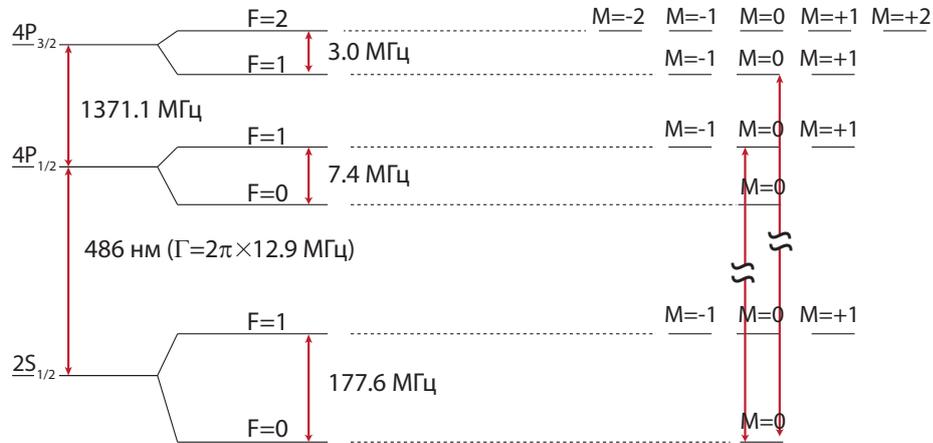


Рис. 3.5: Схема мультиплета $2S-4P$ в атоме водорода (спин ядра $I=1/2$). Слева - тонкое расщепление состояния $4P$ составляет около 1,4 ГГц, сверхтонкое расщепление составляет 7.4 МГц и 3.0 МГц. Справа - подготовка атомов в метастабильном $2S$ состоянии. Есть только два разрешенных зеемановских подуровня, спектрально разделенные на 1.4 ГГц, что составляет $\Delta/\Gamma \approx 100$. При целевой точности измерения центра линии лучше 1% эффект квантовой интерференции необходимо принимать во внимание.

В нашем методе регистрируется флюоресценция при распаде состояния $4P$ в состояние $1S$. В эксперименте проводилась спектроскопия двух переходов, являющихся друг для друга возмущающими с точки зрения квантовой интерференции: $2S(F=0) \rightarrow 4P_{1/2}(F=1)$ и $2S(F=0) \rightarrow 4P_{3/2}(F=1)$. Соотношение интенсивностей от этих двух переходов составляет 1 : 2. Спектральное расстояние между переходами $\Delta = 2\pi \times 1367$ МГц (106 Г), их ширина линии одинакова и составляет $\Gamma = 12,9$ МГц. Согласно классической модели квантовой интерференции затягивание линии без учета эффекта и при использовании точечного детектора максимально составляет $\Gamma^2/\sqrt{2}\Delta \sim 2\pi \times 120$ кГц. Важно отметить, что выражение (3.11) меняет знак, если меняются местами \vec{D}_0 и \vec{D}_1 и при замене Δ на $-\Delta$. То есть для двух соседних резонансов сдвиг всегда будет происходить в противоположную сторону и для переходов $2S(F=0) \rightarrow 4P_{1/2}(F=1)$ и $2S(F=0) \rightarrow 4P_{3/2}(F=1)$ эффект будет иметь противоположный знак. Таким образом, если комбинировать измерения для двух переходов с правильными весами, эффект можно существенным образом подавить или даже полностью компенсировать, как будет показано ниже.

3.3.1 Полная форма линии

Чтобы получить выражение для полной формы линии с учетом эффекта квантовой интерференции, в качестве начального состояния возьмем состояние $2S$ с $F_i = M_i = 0$, $J_i = 1/2$, и $L_i = 0$. Далее положим, что излучение возбуждающего перехода $2S-4P$ лазера линейно поляризовано вдоль оси z ($p = 0$) и используем выражение (3.28) с приведенным матричным элементом, равным 1 (3.22). Возбужденные состояния $4P$ имеют квантовые числа $F_{e'} = 1$, $M_{e'} = 0$, $J_{e'} = 1/2$, $L_{e'} = 1$, и $F_{e''} = 1$, $M_{e''} = 0$, $J_{e''} = 3/2$, $L_{e''} = 1$. Регистрация происходит по направлению ($\theta, \varphi = 0$), регистрируется флюоресценция по каналу распада $4P - 1S$, так что $J_f = 1/2$, $L_f = 0$, $F_f = 1, 0$ (со всеми разрешенными M_f). Функция для полной формы линии в этом случае имеет вид:

$$I^{P_{1/2}}(\theta) \propto \left| \frac{1}{(\omega_L - \omega_0) + i\Gamma/2} - \frac{1}{(\omega_L - \omega_0 - \Delta) + i\Gamma/2} \right|^2 (1 + \cos^2(\theta)) + \left| \frac{1}{(\omega_L - \omega_0) + i\Gamma/2} + \frac{1}{(\omega_L - \omega_0 - \Delta) + i\Gamma/2} \right|^2 \sin^2(\theta). \quad (3.32)$$

Здесь мы считаем невозмущенным резонанс $2S - 4P_{1/2}$, $J_e = 1/2$ (для него $\delta = 0$).

Для случая другой линейной лазерной поляризации ось z может быть выбрана так, чтобы ее направление совпадало с поляризацией. Зеемановские подуровни $M_e = -1, 0, +1$, по которым необходимо провести суммирование, в этом случае предполагаются вырожденными.

На рисунке 3.6 показана форма линии для случая линейно поляризованного возбуждающего излучения. На том же рисунке показана аппроксимирующая лоренцевская функция. На первый взгляд аппроксимация выглядит удовлетворительно, однако при более детальном рассмотрении разность двух кривых обнаруживает расхождение. Разность оказывается асимметрична, что свидетельствует о существенном затягивании линий.

Моделирование интенсивности, испускаемой в каждую из сферических компонент оказывается наглядным, несмотря на то, что измерить их по отдельности в эксперименте сложно. На рисунке 3.7 показано, как различные сферические компоненты участвуют в квантовой интерференции. При сложении всех компонент их суммарный вклад становится равен нулю независимо от поляризации лазерного излучения. Также суммарный вклад оказывается равным нулю, если регистрация проводится по всем трем осям x , y и z (рисунок 3.8).

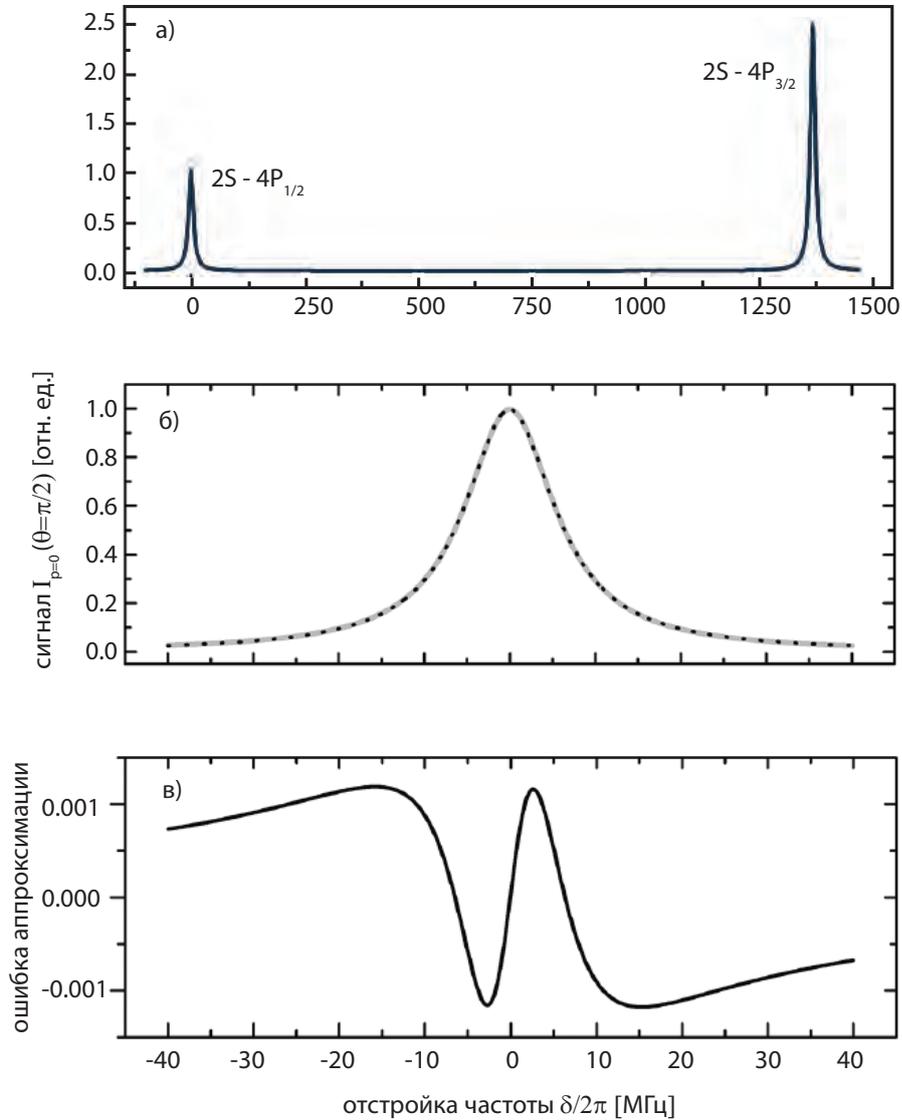


Рис. 3.6: а) Вид резонансов $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$ при возбуждении линейно поляризованным вдоль оси z излучением ($p=0$). Регистрируется вся флюоресценция вдоль оси x не зависимо от поляризации $\theta = \pi/2, \varphi = 0$ согласно модели полной формы линии (3.32). Нулевая отстройка соответствует невозмущенному резонансу $2S - 4P_{1/2}$. Разрешены переходы только между сверхтонкими компонентами $F = 0 \rightarrow F = 1$. б) Резонанс $2S - 4P_{1/2}$ в увеличенном масштабе. Пунктирная линия обозначает аппроксимацию лоренцевской формой линии. Без вычисления разности функций (в) несоответствие аппроксимирующей функции Лоренца полной форме линии почти незаметно.

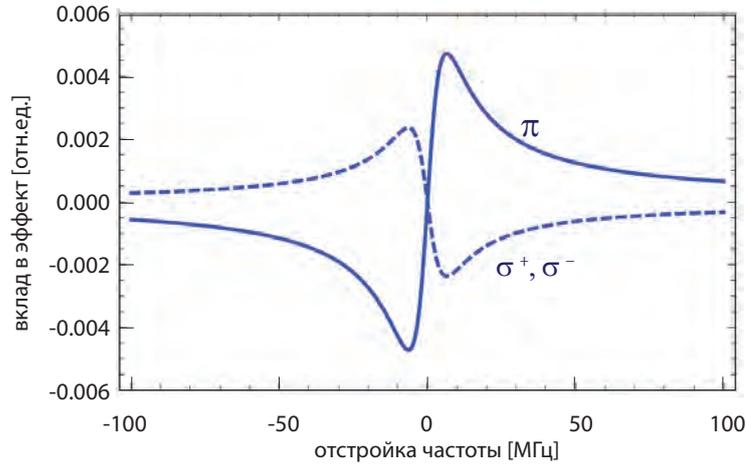


Рис. 3.7: Вклад различных сферических компонент в эффект квантовой интерференции для резонанса $2S - 4P_{1/2}$ при возбуждении перехода линейно поляризованным вдоль оси z излучением. Относительные единицы такие же, как на рисунке 3.6. Сферические компоненты с $q = -1, 0, +1$ соответствуют компонентами σ^- , π , σ^+ . σ^- - компоненты имеют одинаковые диаграммы направленности.

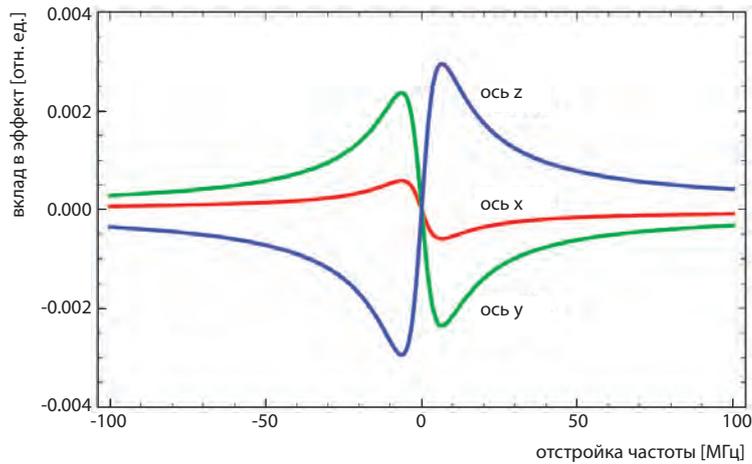


Рис. 3.8: Вклад эффекта квантовой интерференции в резонанс $2S - 4P_{1/2}$ при возбуждении перехода линейно поляризованным вдоль оси, повернутой на 30° относительно оси z в направлении оси x , излучением. Относительные единицы такие же, как на рисунке 3.6. Красная, зеленая и синяя кривые обозначают вклад квантовой интерференции в сигнал, регистрируемый с обеими поляризациями вдоль оси x , y и z , соответственно. При сложении всех трех кривых вклад обращается в ноль вне зависимости от поляризации лазерного излучения.

Итак, усреднение индивидуальных вкладов разных сферических компонент приводит к нулевому полному эффекту в случае, если все излучательные моды регистрируются с одинаковой эффективностью. Причиной тому, за исключением редких случаев, является тот факт, что квантовая интерференция не приводит к изменению полных скоростей распада возбужденных состояний $|e\rangle$, а только изменяет относительную силу различных путей, при распаде

через которые излучение поступает в разные дипольные излучательные моды [67]. Таким образом, эффект и его зависимости от некоторых специфических параметров зависит только того, регистрируются ли различные каналы распада и соответствующие им различные дипольные излучательные моды с равной вероятностью.

Условие равновероятностной регистрации различных излучательных мод не выполняется, если испускаемое излучение регистрируется только для некоторых значений угла испускания. Самый простой вариант заключается в рассмотрении бесконечно малого детектора. В этом случае интенсивность, попадающая на детектор может быть вычислена с помощью выражения 3.27. Полученные формы линии аппроксимируются функцией Лоренца, чтобы получить сдвиги, вызванные эффектом квантовой интерференции. Здесь моделирование на примере перехода $2S \rightarrow 4P_{1/2}$ используется, чтобы выявить некоторые особенности сдвигов линии за счет эффекта квантовой интерференции.

Сдвиги линии, полученные для бесконечно малого детектора, расположенного по направлению оси z как функции угла линейной поляризации излучения возбуждающего резонанс лазера θ_l представлены на рисунке 3.9. Зависимость имеет периодический характер с периодом 180° . Это легко понять, поскольку этот период определяется неразличимостью линейных поляризаций, поворачиваемых на 180° и является общей особенностью. Синусоидальное поведение напротив, является особенностью именно $4P_{1/2}$ состояния, поскольку излучение при его распаде испускается изотропно. В случае состояния $4P_{3/2}$ периодическая зависимость уже не будет синусоидальной. Также важно отметить, что ни в одном случае при интегрировании по всем углам линейной поляризации лазера θ_L усредненное значение сдвига не обращается в ноль. Такое же периодическое поведение наблюдается и для случая круговой поляризации лазера, и при вращении детектора вокруг точки эмиссии флюоресценции.

В более реалистичном случае детектор будет иметь конечный угол раскрытия, определяющий телесный угол регистрации. В нашем случае это детектор, обладающий вращательной симметрией, ось которого совпадает с осью z , а его угол раскрытия $\theta \in [0^\circ, 90^\circ]$ (рисунок 3.11). Вероятность регистрации излучения из всех трех дипольных мод одинакова.

Интенсивность излучения, падающего на детектор, имеющий конечный угол раскрытия можно выразить из (3.27):

$$I_{\theta_c} = \sum_{p,q} \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_c} I_{p,q}(\theta) d\theta d\varphi. \quad (3.33)$$

Сдвиги линии за счет квантовой интерференции для разных значений телесного угла детектора показаны на рисунке 3.9. Соответствующие оффеты, получаемые при усреднении по всем поляризациям лазерного излучения и сдвиг при магическом угле показаны на рисунке 3.10. Как видно из рисунка, при увеличении телесного угла детектора сдвиг уменьшается, обращаясь в ноль в предельных случаях $\theta_c = 90^\circ$ и $\theta_c = 90^\circ$, а при магическом угле $\theta_c = \arccos 1/\sqrt{3} = 54,74^\circ$ равен нулю для любого телесного угла регистрации [62].

Если детектор обладает разной чувствительностью к различным сферическим компо-

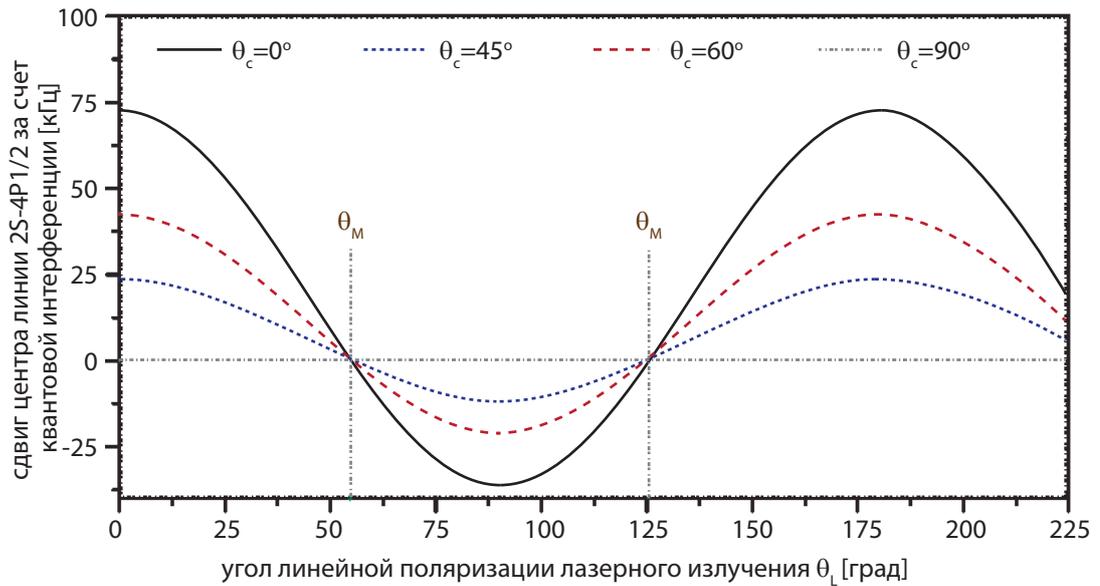


Рис. 3.9: Сдвиг центра линии перехода $2S - 4P_{1/2}$ за счет квантовой интерференции при разных значениях телесного угла регистрации (численное моделирование). Сдвиг определяется как разность центров линий при использовании полной формы линии и аппроксимации функцией Лоренца без учета асимметричного искажения за счет квантовой интерференции. Вычисления выполнены в рамках модели с использованием формализма теории возмущений. Для перехода $2S - 4P_{1/2}$ зависимость близка к синусоидальной. Существует “магический” угол направления поляризации лазерного излучения, при котором квантовоинтерференционный сдвиг исчезает.

нентам, их индивидуальные вклады необходимо учитывать с соответствующими весами. В общем случае это может быть довольно сложно. Далее будет рассмотрен случай детектора, использовавшегося в эксперименте по спектроскопии перехода $2S - 4P$.

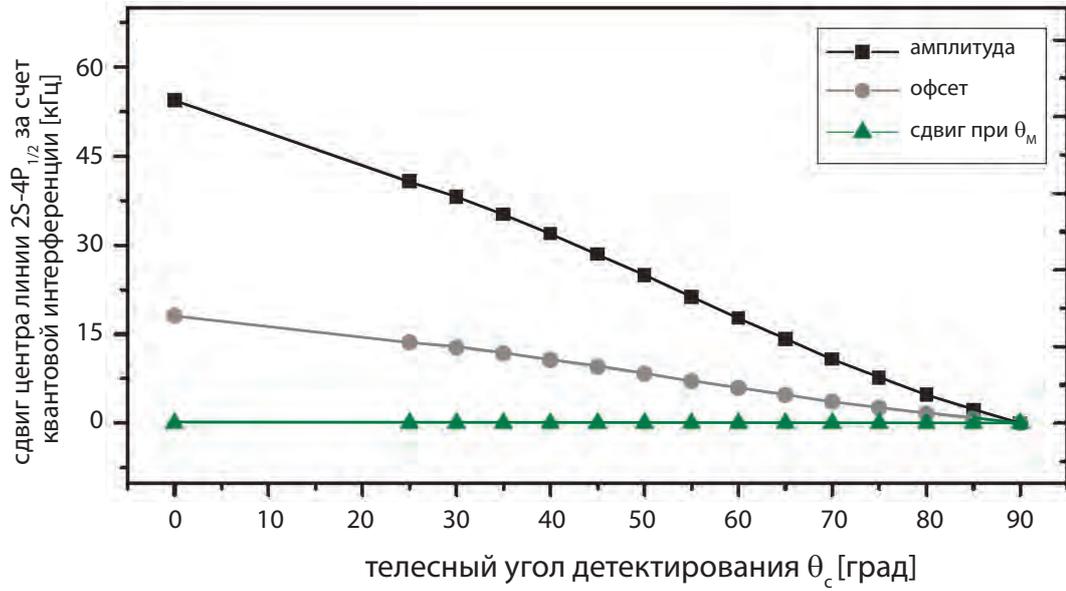
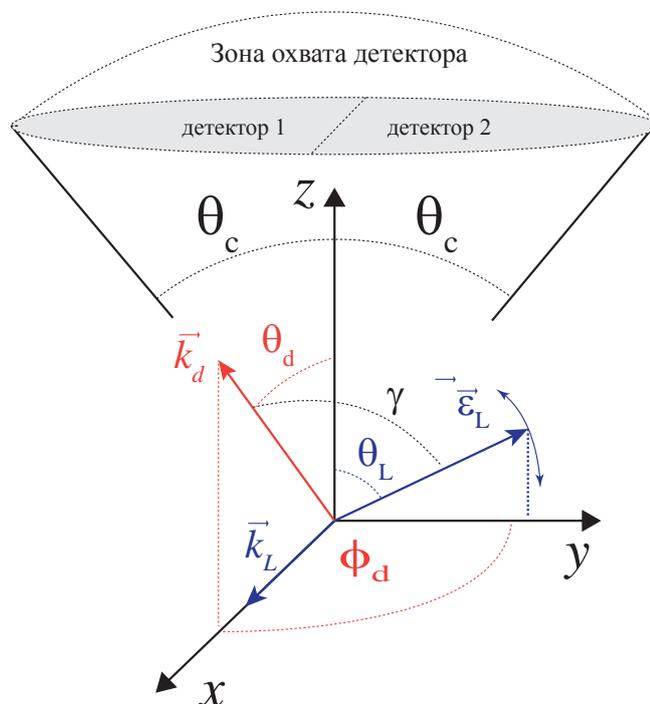


Рис. 3.10: Амплитуда периодической зависимости сдвига, показанной на рисунке 3.9 и офсет, получаемый при усреднении по всем углам поляризации лазерного излучения. Амплитуда уменьшается с увеличением телесного угла регистрации θ_c , а при $\theta_c \rightarrow 90^\circ$ сдвиг за счет квантовой интерференции исчезает. При усреднении по всем поляризациям лазерного излучения сдвиг не усредняется в ноль, как видно из зависимости офсета (серая кривая). Однако его величина также уменьшается с ростом телесного угла детектирования и обращается в ноль в предельном случае $\theta_c \rightarrow 90^\circ$. Для магического угла θ_M сдвиг за счет квантовой интерференции равен нулю для любого значения телесного угла регистрации.



Поменяем теперь ролями два резонанса и будем рассматривать переход $2S - 4P_{1/2}$ как возмущающий для перехода $2S - 4P_{3/2}$. Снова можно посчитать сумму в (3.27) или просто заменить отстройку $(\omega_L - \omega_0) \rightarrow (\omega_L - \omega_0 + \Delta)$ и относительные интенсивности в (3.32) получим для формы линии резонанса $2S - 4P_{3/2}$:

$$I^{P_{3/2}}(\theta) \propto \left| \frac{1}{(\omega_L - \omega_0) + i\Gamma/2} - \frac{1}{(\omega_L - \omega_0 + \Delta) + i\Gamma/2} \right|^2 (1 + \cos^2(\theta)) + \left| \frac{1}{(\omega_L - \omega_0) + i\Gamma/2} + \frac{1}{(\omega_L - \omega_0 + \Delta) + i\Gamma/2} \right|^2 \sin^2(\theta). \quad (3.34)$$

Используя разложение (3.7), получим для переходов $2S-4P$ следующие простые выражения:

$$4P_{1/2} : \quad a_1 = 2 \quad a_2 = \frac{7-3\cos(\theta)}{\Delta^3} \quad a_4 = \frac{1+3\cos(2\theta)}{\Delta}, \quad (3.35)$$

$$4P_{3/2} : \quad a_1 = \frac{7}{2} - \frac{3}{2}\cos(2\theta) \quad a_2 = \frac{-4}{\Delta^3} \quad a_4 = -\frac{1+3\cos(2\theta)}{\Delta}. \quad (3.36)$$

Для обоих случаев магический угол получается из условия $a_4 = 0$. Используя в качестве определения затягивания линии выражение (3.9) в первой порядке ($\Delta \gg \Gamma$) $\Delta\omega \approx a_4/4a_1$:

$$\Delta\omega(P_{1/2}) \approx \frac{1+3\cos(2\theta)}{8} \frac{\Gamma^2}{\Delta}, \quad (3.37)$$

$$\Delta\omega(P_{3/2}) \approx -\frac{1+3\cos(2\theta)}{14-6\cos(2\theta)} \frac{\Gamma^2}{\Delta}. \quad (3.38)$$

Для учета доплеровского уширения линии необходимо произвести свертку полученной функции с функцией Гаусса с шириной на полувысоте Γ_G . При этом мы полагаем, что атомы распределены в пространстве некоторым произвольным образом, так что их вклады в испускаемое поле не имеют заданных фазовых отношений. Иначе говоря, различные доплеровские компоненты не интерферируют. Согласно [56], хорошим приближением в этом случае является замена естественной ширины линии Γ на ширину наблюдаемой линии. В результате получается форма линии, которую далее мы будем называть профилем Фано-Фойгта. Именно эта форма линии использовалась нами для анализа экспериментальных данных, о которых речь пойдет дальше.

В результате свертки с функцией Гаусса можно получить функцию, которая выражается через действительную и мнимую части функции Фаддеевой (комплексная функция ошибки w_z) [68, 69]. Это было сделано для удобства вычислений, поскольку в используемых программных пакетах для этих стандартных функций существуют быстрые алгоритмы [70]:

$$|D(\omega_L)|^2 \propto A(\text{Re}[w(z)] + 2\eta\text{Im}[w(z)]), \quad z = 2\sqrt{\ln 2} \left(\frac{\omega_0 - \omega_L}{\Gamma_g} + i \frac{\Gamma}{2\Gamma_G} \right). \quad (3.39)$$

Полученная функция включает шесть свободных параметров: центральную частоту перехода ω_0 , амплитуду A , постоянный фон, ширины профилей Лоренца и Гаусса, Γ и $\Gamma_G = \omega_0 \sqrt{2k_B T / M c^2}$ (ширина на полувысоте в рад/с⁻¹) и параметр асимметрии $\eta = a_4 \Gamma / a_1$.

Особенностью этой формы линии является то, что она сохраняет свою форму не только для линейной поляризации лазерного излучения. Второй важной особенностью является то, что усреднение, например, при изменении угла регистрации θ при помощи вращения поляризации лазерного излучения при фиксированном положении детектора, не приводит к полному исчезновению эффекта, хотя он уменьшается. С другой стороны, выражения (3.37) открывают другой, очень эффективный способ компенсации сдвига за счет квантовой интерференции, заключающийся в том, что использоваться должны усредненные значения для затягивания линий $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$, которые, однако, берутся с весами, определяемыми силой осцилляторов a_1 (рисунок 3.12). При этом важно, что для линии $2S - 4P_{3/2}$ сила осциллятора зависит от направления наблюдения. Сдвиг центра тонкой структуры имеет следующий порядок малости:

$$\Delta\omega_{centroid} \approx \frac{3 \sin(\theta)^2}{22 - 6 \cos(2\theta)} \frac{\Gamma^4}{\Delta^3} \approx 0. \quad (3.40)$$

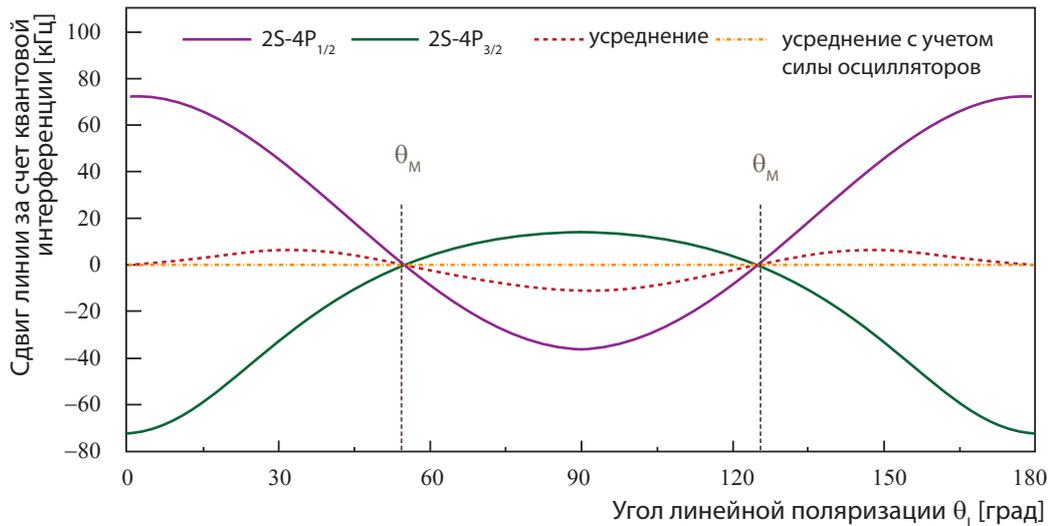


Рис. 3.12: Сдвиг линий за счет эффекта квантовой интерференции для переходов $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$ в соответствии с выражениями (3.37). При “магическом” угле поляризации лазерного излучения $\theta_L = 54.74^\circ$ сдвиги линий исчезают для обоих переходов. Сдвиги не исчезают при простом усреднении частот переходов (красная пунктирная линия). Для перехода $2S - 4P_{3/2}$ излучение при распаде возбужденного состояния испускается анизотропно и зависимость сдвига от угла поляризации не аппроксимируется синусоидальной функцией. Тем не менее, при использовании взвешенного усреднения сдвиги компенсируются для любых значений угла θ_L .

Его вклад в бюджет ошибок составляет до 1,2 Гц, что является пренебрежимо малым. Тем не менее, поскольку были сделаны некоторые допущения, например, пренебрегалось эффектами насыщения, в реальном эксперименте была проведена оценка сверху, составившая

100 Гц. Повторение анализа для двух других сферических компонент $p = \pm 1$ дает другие выражения для формы линии, но итоговый результат затягивания линии остается прежним. Это означает, что компенсация возмущений линии за счет квантовой интерференции имеет место для любой поляризации лазерного излучения. И поскольку компенсация работает для любого угла θ , она работает и для любого конечного телесного угла регистрации Ω_d . В работе использовались все методы компенсации сдвига за счет квантовой интерференции — моделирование, максимально большой телесный угол регистрации и усреднение с соответствующими весами при вычислении центра тонкой структуры.

3.3.2 Экспериментальное наблюдение эффекта квантовой интерференции

При проведении спектроскопии переходов $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$ отчетливо наблюдалось затягивание линий за счет эффекта квантовой интерференции. Это стало возможным после подавления других систематических эффектов, в частности эффекта Доплера первого порядка (см. выше). На рисунке 3.13 показано, как эффект квантовой интерференции сдвигает линии переходов $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$. Данные получены для различных углов линейной поляризации лазерного излучения θ_L , что означает различные ориентации наведенного атомного диполя по отношению к углу зрения детектора. Набор данных состоит из 22 928 и 25 064 индивидуальных резонансов переходов $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$, соответственно, и различного количества резонансов на каждое значение θ_L .

Регистрация флюоресценции при распаде уровня 4P происходило только в моменты времени, когда обтюратор перекрывал излучение лазера 243 нм. Атомы в метастабильном состоянии 2S переходили из зоны возбуждения перехода 1S—2S в зону возбуждения 2S—4P (рисунок 2.1). При мощности возбуждающего лазерного излучения около 15 мкВт (6 мкВт), в среднем около 30% общего числа атомов в метастабильном состоянии 2S возбуждались в состояние $4P_{1/2}$ ($4P_{3/2}$). Флюоресценция распада состояния 4P регистрировалась специально разработанным для наблюдения сдвига за счет квантовой интерференции XUV детектором с большим телесным углом наблюдения (рисунок 2.2).

Лазерная система для возбуждения перехода 2S—4P описана в разделе 1.4.3. Интенсивность излучения, используемая в эксперименте для возбуждения перехода стабилизировалась при помощи электро-оптического модулятора и поляризационного кубика (см. рисунок 2.3). Частота лазера сканировалась при помощи акусто-оптического модулятора, а его линейная поляризация быстро поворачивалась на 90° снаружи вакуумной камеры. Поворот поляризации приводит к повороту диаграммы направленности излучения диполя на 90° , что равносильно обмену телесными углами наблюдения между двумя детекторами. Это позволяет проводить дополнительную проверку систематических эффектов.

При использовании Фойгтовского профиля (асимметричный параметр $\eta = 0$ в уравнении (3.39)) в качестве аппроксимирующей функции, наблюдается зависимость частоты резонанса

от угла поляризации θ_L для обоих переходов и детекторов. Амплитуды сдвига равны 40 кГц и 20 кГц, соответственно. При усреднении по θ_L сдвиг уменьшается, но полностью не исчезает. Остаточный сдвиг составляет 6,8 кГц и $-3,0$ кГц для переходов $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$, соответственно, как следует из проведенного моделирования.

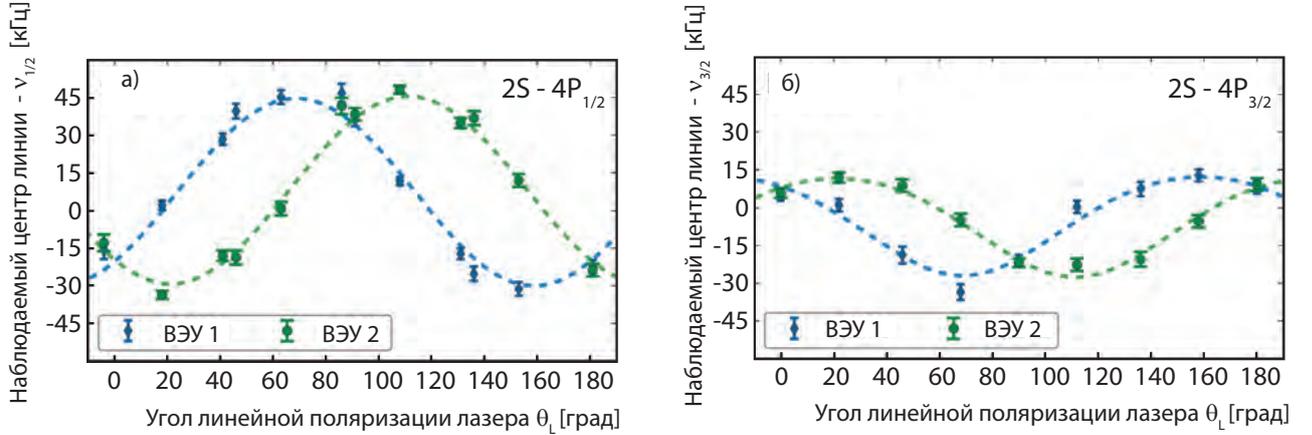


Рис. 3.13: Сдвиг линий, вызванный эффектом квантовой интерференции (эксперимент). Центры линий $2S - 4P_{1/2}$ (сверху) и $2S - 4P_{3/2}$ (снизу) определены при аппроксимации симметричным Фойгтовским профилем и показывают зависимость от угла линейной поляризации лазерного излучения θ_L . Амплитуда наблюдаемой зависимости достигает 40 кГц. Синие и зеленые точки обозначают данные, полученные детекторами ВЭУ 1 и ВЭУ 2, соответственно. Показана только статистическая ошибка. Пунктирные линии показывают результат численного моделирования, проведенного для данных экспериментальных условий.

Как и предполагалось (см. уравнение 3.11), для двух взаимно возмущающих переходов сдвиг имеет разный знак. Из геометрии экспериментальной установки следует, что обмен местами детекторов равнозначен зеркальному отражению поляризации относительно вертикали ($\theta_L = 90^\circ$). Экспериментально наблюдаемая зависимость хорошо совпадает с модельными данными, что свидетельствует о том, что геометрия детекторов была правильным образом принята во внимание. Это первое прямое наблюдение эффекта квантовой интерференции для случая хорошо разрешенных резонансов, расположенных на большом расстоянии ($\Delta/\Gamma > 100$). Ранее эффект квантовой интерференции наблюдался для неразрешимых D2 линий в атоме лития ($\Delta/\Gamma \approx 1$) [62, 71].

До использования профиля Фано-Фойгта по отношению к экспериментальным данным было проведено численное моделирование, как было упомянуто выше. В случае применения к экспериментальным данным в основе лежало предположение, что остаточные сдвиги линии должны следовать тому же функциональному поведению $\Delta\nu \equiv \Delta\nu(\theta_L)$, где θ_L — угол линейной поляризации лазерного излучения, что и некомпенсированные сдвиги, получаемые при аппроксимации симметричной функцией Фойгта. Мы параметризовали функцию $\Delta\nu(\theta_L)$, используя аналитическое выражение, полученное в рамках теории возмущений. Для перехода

$2S - 4P_{1/2}$ функция $\Delta\nu(\theta_L)$ имеет вид простой синусоиды. Для перехода $2S - 4P_{3/2}$ это более сложная функция, которую можно представить как сумму синусов с разными степенями. Параметризация $\Delta\nu(\theta_L, A_{res}, \Delta\nu_0)$ имеет два свободных параметра: остаточную амплитуду A_{res} и офсет $\Delta\nu_0$. Фаза и период функции фиксированы по значениям некомпенсированного сдвига и 180° , соответственно. $\Delta\nu \equiv \Delta\nu(\theta_L)$ используется для данных, к которым применялась аппроксимация профилем Фано-Фойгта с учетом только статистической погрешности.

Сначала анализировалась разница между двумя детекторами, то есть разница между наблюдаемыми центрами линии, которая более чувствительна к эффекту квантовой интерференции, чем сигнал индивидуального детектора. В этом случае амплитуда остаточного сдвига A_{res} для перехода $2S - 4P_{1/2}$ составила $4,46(1,36)$ кГц (для сравнения, амплитуда сдвига при аппроксимации симметричным Фойгтовским профилем составила $54,8(1,3)$ кГц). Для перехода $2S - 4P_{3/2}$ остаточная амплитуда составила $-1,68(2,00)$ кГц (при аппроксимации Фойгтовским профилем $28,6(2,0)$ кГц). Таким образом, остаточная амплитуда оказалась сравнима с нулем в случае перехода $2S - 4P_{3/2}$, но наблюдается небольшой остаточный эффект для перехода $2S - 4P_{1/2}$.

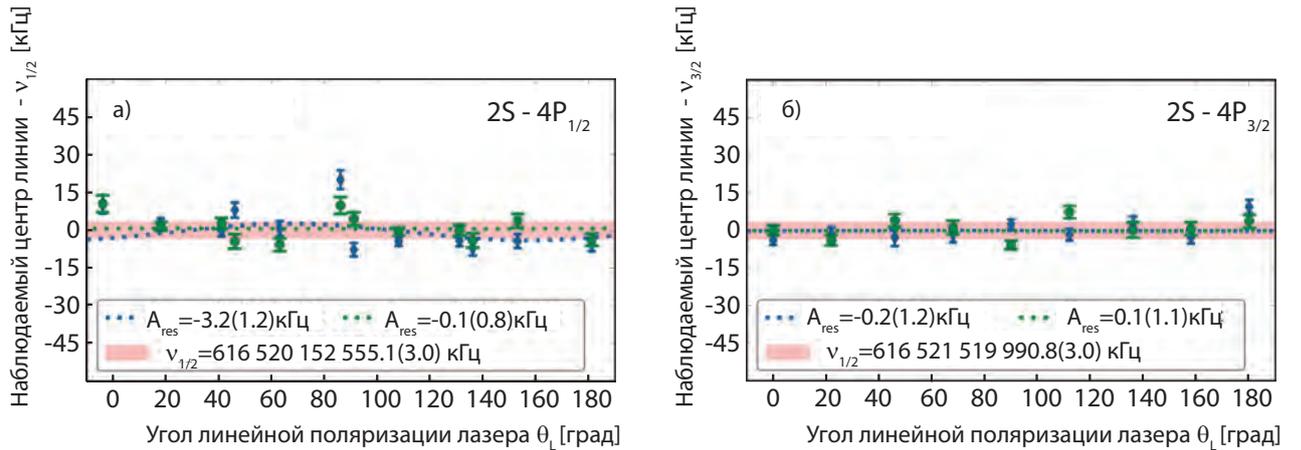


Рис. 3.14: Остаточный сдвиг линий $2S - 4P_{1/2}$ (сверху) и $2S - 4P_{3/2}$ (снизу) за счет эффекта квантовой интерференции при аппроксимации экспериментальных данных профилем Фано-Фойгта. Наблюдаемая при аппроксимации данных симметричным Фойгтовским профилем зависимость от θ_L исчезла. Розовая область обозначает взвешенное среднее для двух детекторов с учетом полной систематической погрешности, включая доминирующий вклад в погрешность доплеровского сдвига. Пунктирная линия обозначает оценку возможных остаточных сдвигов с амплитудой A_{res} .

Итак, аппроксимация данных профилем Фано-Фойгта приводит к исчезновению зависимости наблюдаемого центра линий от угла поляризации лазера θ_L (рисунок 3.14), поскольку теперь зависимость от геометрии включена в асимметричный параметр аппроксимирующей функции η . Остаточные амплитуды (A_{res} , обозначены на рисунке 3.14 пунктирными линиями), обозначающие возможный остаточный сдвиг за счет квантовой интерференции, равны нулю в пределах ошибки, за исключением данных, полученных на детекторе ВЭУ 1 для

перехода $2S - 4P_{1/2}$. Усреднение по всем θ_L и обоим детекторам для определения частот переходов $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$, остаточные сдвиги незначительны и составляют $0,3(3)$ кГц и $0,0(3)$ кГц, соответственно.

Для того, чтобы понять происхождение остаточных амплитуд сдвигов и оценить относительную погрешность, мы проанализировали данные, полученные для каждого индивидуального детектора ВЭУ 1 и ВЭУ 2. Остаточные сдвиги линий A_{res} сравнимы с нулем для данных, полученных при помощи детектора ВЭУ 2 для обоих переходов $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$ ($A_{res} = -0,09(0,84)$ кГц и $A_{res} = 0.11(1.06)$ кГц, соответственно) и для данных, полученных при спектроскопии перехода $2S - 4P_{3/2}$ при помощи детектора ВЭУ 1 ($A_{res} = -0,16(1,23)$ кГц). В случае детектора ВЭУ 1 и перехода $2S - 4P_{1/2}$ была обнаружена небольшая остаточная амплитуда $A_{res} = 3,23(1,16)$ кГц при качестве аппроксимации, характеризующейся параметром $\chi_{red}^2 = 6,6$. Таким образом, остаточная амплитуда, наблюдаемая при вычислении разности значений двух детекторов полностью определяется данными, полученными при помощи детектора ВЭУ 1. Во всем остальном данные, полученные при помощи разных детекторов, очень похожи.

Для того, чтобы дополнительно проверить правильность компенсации асимметрии при аппроксимации линии профилем Фано-Фойгта, мы проанализировали остаточные амплитуды сдвигов при использовании фойгтовского профиля для аппроксимации данных и численного моделирования для внесения соответствующих корректировок (величина корректировок имеет порядок десятков кГц). Полученный результат оказался очень похожим. Важность наличия остаточной амплитуды можно понять, если учесть, что простое усреднение с учетом весов линий описывает данные также удовлетворительно ($\chi_{red}^2 = 6,7$). Более того, как очевидно из большого значения параметра χ_{red}^2 , мы пренебрегли остаточными сдвигами за счет эффекта Доплера, которые дают вклад в итоговую погрешность, сравнимый с остаточной амплитудой и, как предполагается, вызывают разброс данных в зависимости от дня измерений, который и наблюдается здесь.

Поскольку ошибка, связанная с доплеровским сдвигом, для каждой точки составляет порядка 10 кГц, и коррелирована между двумя аппроксимирующими моделями, она не показана на рисунках 3.13 и 3.14 для того, чтобы подчеркнуть разницу между моделями. Когда учтены доплеровский и другие систематические сдвиги (розовая область на рисунке 3.14), наблюдается лишь небольшой разброс точек, за исключением углов в 0° и 90° . Эти две точки были получены в первые два дня измерительной кампании, когда наблюдалась более широкая линия резонансов, что было связано с небольшим отклонением угла между лазерным лучом и пучком атомов от 90° . Исключение этих данных из рассмотрения не приводит к существенному уменьшению результирующей погрешности.

Частоты переходов $\nu_{1/2}$ и $\nu_{3/2}$ были получены при усреднении значений по углу поляризации θ_L . Для оценки остаточных сдвигов этих частот за счет эффекта квантовой интерференции исследовались отношения амплитуд A_{res} и офсетов $\Delta\nu_0$ с использованием полного моделирования, основанного на решении оптических уравнений Блоха и экспериментальных

значений θ_L . Значения искомым отношений для переходов $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$ составили $\nu_0/A_{res} \approx 0,2$ и $\nu_0/A_{res} \approx -0,2$, соответственно. Используя эти значения и данные после усреднения по двум детекторам остаточные сдвиги линий $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$ были определены как $0,29(33)$ кГц и $0,00(26)$ кГц, соответственно. Соответствующие значения $\chi_{red}^2 > 1$ были учтены в погрешности добавлением масштабирующего фактора $\sqrt{\chi_{red}^2}$.

Мы пробовали воспроизвести с помощью моделирования появление остаточной амплитуды только в одном из детекторов, но не пришли к удовлетворительному объяснению этого явления. Одной из возможных причин является нарушение симметрии между детекторами, поскольку область возбуждения перехода $2S-4P$ не является точечным, а соответствует размеру лазерного луча (перетяжка $w_0 = 1,85$ мм, радиус детектора 28 мм). В этом случае детекторы имеют немного различный телесный угол регистрации и наблюдают различные скорости атомов. Тогда мы действительно наблюдаем немного разный сдвиг за счет эффекта Доплера для двух детекторов.

Не смотря на все вышеперечисленное, усреднение данных от двух детекторов и по всем углам θ_L , а также по обеим остаточным амплитудам и остаточному эффекту Доплера, как показано выше, дает результирующий остаточный сдвиг сравнимый с нулем, поэтому есть уверенность, что наличие остаточной амплитуды не оказывает влияние на конечный результат, полученный в результате такого усреднения.

Таким образом, погрешность связанная с остаточными сдвигами за счет квантовой интерференции составляет $0,33$ кГц и $0,26$ кГц для частот переходов $\nu_{1/2}$ и $\nu_{3/2}$, соответственно. Поскольку предполагается, что эти погрешности ограничены статистикой, они не коррелированы ($r = 0$) и результирующая погрешность составляет $0,20$ кГц для центроида ν_{2S-4P} .

3.4 Основные результаты третьей главы

Детально рассмотрен эффект квантовой интерференции, требующий внимания в экспериментах по прецизионной спектроскопии атомных переходов с участием нерезонансно возбуждаемых удаленных состояний. Приведена модель полной формы линии в рамках формализма теории возмущений. Предложена аппроксимирующая функция (Фано-Фойгтовский профиль), включающая в себя асимметричный параметр и позволяющая находить центр линии из экспериментальных данных, подверженных эффекту квантовой интерференции.

С использованием предложенной формы линии и численного моделирования компенсирован эффект квантовой интерференции для экспериментального набора данных, полученных при спектроскопии переходов $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$ в атоме водорода. Вклад в итоговую погрешность определения частоты центроида перехода $2S - 4P$ составляет $0,2$ кГц.

Глава 4

Определение постоянной Ридберга и зарядового радиуса протона из спектроскопии перехода 2S—4P в атоме водорода

Изучение атома водорода не потеряло своей актуальности и по сей день находится в центре интересов современной физики. Прецизионная лазерная спектроскопия атома водорода используется сегодня для определения фундаментальных физических констант, таких как постоянная Ридберга и зарядовый радиус протона, определяемый как квадратный корень из среднеквадратичного значения его зарядового распределения. В свою очередь, благодаря простоте структуры атома водорода, теоретические расчеты для него могут выполняться с потрясающей точностью, достигая единиц двенадцатого знака после запятой. При этом прецизионная лазерная спектроскопия высокого разрешения позволяет достичь даже большей точности, достигая 15-го знака после запятой для перехода 1S—2S, частота которого измерена с наивысшей точностью из всех переходов в атоме водорода [49, 72]. Уровни энергий в атоме водорода выражаются следующим образом:

$$E_{n,l,j} = hcR_{\infty} \left(-\frac{1}{n^2} + f_{n,l,j} \left(\alpha, \frac{m_e}{m_p}, \dots \right) + \delta_{l0} \frac{C_{NS}}{n^3} r_p^2 \right), \quad (4.1)$$

где n, l, j — главное, орбитальное квантовое число и квантовое число полного момента, соответственно. Первое слагаемое описывает структуру уровней энергии в атоме водорода как функцию главного квантового числа n .

Постоянная Ридберга $R_{\infty} = m_e \alpha^2 c / 2h$ является коэффициентом перехода из естественной атомной школы энергий в систему измерений СИ. Она связывает массу электрона m_e , постоянную тонкой структуры α , постоянную Планка h и скорость света в вакууме c . Относительная неточность определения постоянной Ридберга из прецизионной спектроскопии атома водорода составляет 6×10^{-12} , что делает ее самой точно определяемой физической константой, лежащих в основе мировой системы фундаментальных констант [73].

Точное значение одной из фундаментальных констант — зарядового радиуса протона r_p , оказалось под вопросом, поскольку очень точное значение r_p , полученное из лазерной спектроскопии экзотического атома мюонного водорода (μp) [22, 74] оказалось на 4% (5,6 стандартных отклонения) меньше рекомендованного группой CODATA [73]. Обзоры этой, научной проблемы приведены в [75, 76, 77]. Значение, рекомендованное группой CODATA, получено комбинацией 24 измерений частот переходов в водороде и дейтерии, а также некоторых результатов, полученных в экспериментах по упругому рассеянию высоко энергетичных электронов на протонах [78, 79, 80]. Высокая точность результата спектроскопии мюонного водорода связана с тем фактом, что орбита мюона в ~ 200 раз меньше чем электронная орбита в водороде, что приводит к тому, что влияние распределения заряда в протоне на уровни энергии в мюонном водороде на семь порядков больше. Похожее расхождение было получено и для радиуса дейтрона после проведения эксперимента с мюонным дейтерием [81].

В данной главе описывается возможное решение части загадки радиуса протона, связанной со спектроскопическими измерениями, а именно с разницей в 4σ между значением, полученным из мюонного водорода и значением, полученным при усреднении всех измеренных до 2010 г. переходов в атоме обыкновенного водорода (рисунок 4.2). Исходя из выражения для уровней энергии водорода (4.1) и того факта, что значение $f_{n,l,j} \left(\alpha, \frac{m_e}{m_p}, \dots \right)$ известно с высокой точностью, можно сделать вывод, что R_∞ и r_p сильно коррелированы. Согласно CODATA коэффициент корреляции постоянной Ридберга и зарядового радиуса протона составляет 0.9891. Выражение (4.1) включает два параметра R_∞ и r_p , которые необходимо определять одновременно из комбинации как минимум двух измерений частот переходов в атоме водорода. Одним из этих переходов всегда является наиболее точно измеренный переход $1S-2S$. Благодаря тому, что естественная ширина линии этого перехода составляет всего 1,3 Гц, его частота известна с точностью более чем в тысячу раз лучше, чем любого другого перехода в атоме водорода, где естественная ширина линии как правило порядка 1 МГц и более. Мы выбрали переход $2S-4P$ в пару к переходу $1S-2S$ и провели прецизионное измерение частоты центроида тонкого расщепления перехода $2S-4P$, что позволило уточнить значение R_∞ и r_p и внести существенный вклад в решение загадки радиуса протона.

4.1 Получение и обработка экспериментальных данных

В этом разделе приведены некоторые уточнения условия получения данных при спектроскопии перехода $2S-4P$. Вся основная информация приведена в Главе 2.

Сигнал флуоресценции регистрируется в моменты времени, когда обтюратор прекрывает излучение лазера, возбуждающего атомы в метастабильное состояние $2S$. Из всего числа атомов в метастабильном состоянии лазером с длиной волны излучения 486 нм в состояние $4P$ возбуждается около 30%. Область детекторов отделена от области низкого вакуума и откачивается криогенным насосом до давления менее 1×10^{-7} .

Зарегистрированные отсчеты сортируются согласно времени их прихода на детекторы в

10 временных интервалов $[\tau_i, \tau_{i+1}]$, включающие времена от 10 мкс до 2621 мкс. Длительность интервалов выбрана таким образом, чтобы обеспечивалась сравнимая статистика отсчетов для всех 10 наборов данных и варьируется от 50 мкс для самого маленького времени задержки до 1711 мкс для самых медленных атомов. Каждый индивидуальный набор данных, полученный таким образом, содержит информацию о различных скоростных группах атомов, что использовалось при компенсации эффекта Доплера (см. Главу 2).

Для каждого значения угла поляризации θ_L лазерного излучения на длине волны 486 нм перед проведением измерений проводилась настройка угла между лазерным лучом и атомным пучком так, чтобы он составлял $\alpha \approx 90^\circ$.

Одиночное измерение резонанса состоит из 29 точек, измеряемых при различных значениях частоты возбуждающего лазера в случайной последовательности, что занимает около 90 с [82]. Значение частоты чередует случайную красную и синюю отстройку от центра резонанса для уменьшения возможного смещения при вычислении центра линии за счет медленного дрейфа уровня регистрируемого сигнала, вызванного дрейфом числа атомов в метастабильном состоянии 2S, достигающих точки возбуждения перехода 2S—4P. Для каждого значения частоты сигнал интегрировался в течение 170 циклов обтюлятора, после чего происходил поворот поляризации на 90° и сигнал интегрировался в течение еще 170 циклов. Поворот поляризации осуществлялся переключением между двумя оптическими путями, по которым проходило излучение с соответствующей поляризацией. Типичный вид резонансов, регистрируемых с помощью ВЭУ 2 для первого временного интервала показан на рисунке 4.1.

Для каждого дня измерений снимались данные для двух значений угла поляризации лазерного излучения θ_L и $\theta_L + 90^\circ$. В сумме, в течение дня измерений регистрировалось около 100 индивидуальных резонансов для каждого направления поляризации. В итоге за день измерений регистрировалось около 4000 индивидуальных резонансов (два детектора, два направления поляризации, 10 индивидуальных скоростных групп).

Наблюдаемые фоновые отсчеты, то есть отсчеты, регистрируемые детекторами для больших отстроек частоты возбуждающего лазера от резонанса, вызваны распадом некоторых атомов из метастабильного состояния 2S в области детекторов. (Уровень темновых отсчетов детекторов, когда атомов в состоянии 2S нет, пренебрежимо мал.) Фон y_0 , измеренный относительно амплитудного значения резонанса A , отличается для двух детекторов. В среднем он составляет $y_0/A \approx 0,21$ для ВЭУ1 и $y_0/A \approx 0,10$ для ВЭУ2 даже для случая, когда амплитуды сигналов на обоих детекторах одинаковы. Этот фон оказался гораздо больше, чем ожидаемый минимальный фон от невозмущенного потока 2S атомов, пролетающих через область регистрации, составляющий $y_0/A \approx 0,002$ и одинаковый для обоих детекторов. Мы связываем наблюдаемый повышенный уровень фона со вторичной электронной эмиссией, происходящей при соударении атомов в метастабильном состоянии 2S со стенкой детектора ВЭУ1. Это объясняется малым размером отверстия в стенке детектора, что было сделано для реализации эффективной дифференциальной откачки и большого телесного угла детектора.

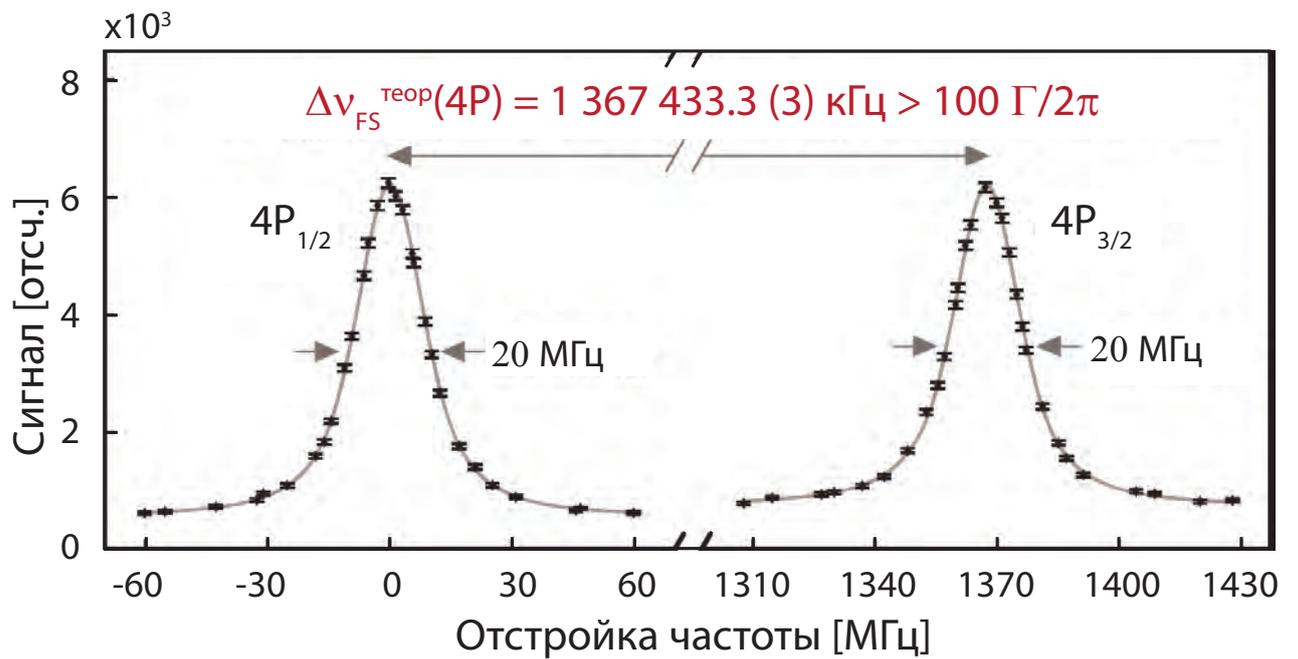


Рис. 4.1: Типичный вид сигнала флюоресценции при однократном сканировании резонанса $2S - 4P_{1/2}$ (слева) и $2S - 4P_{3/2}$ (справа). Наблюдаемая ширина линии на полувысоте составляет $2\pi \times 20$ МГц и больше естественной ширины линии $\Gamma = 2\pi \times 12.9$ МГц за счет доплеровского уширения и уширения мощностью. Постоянный уровень фонового сигнала связан с распадом атомов из метастабильного состояния $2S$ в области детектора.

Размер отверстия не позволяет всем атомам, оставшимся в состоянии $2S$ беспрепятственно покинуть область детектора, особенно учитывая неизбежные погрешности в юстировке. Вероятно, этот же процесс ответственен за разный уровень фона для двух детекторов, поскольку эффективность регистрации вторичных электронов, испущенных из нижней части стенки детектора не предполагается одинаковой для обоих детекторов.

Мы также рассмотрели возможность столкновительного гашения $2S$ атомов буферным газом и штарковского гашения электрическими полями. Давление молекулярного водорода H_2 , основного буферного газа в вакуумной системе, которое могло бы вызвать наблюдаемый уровень фоновых отсчетов составляет 9×10^{-6} , что значительно превышает верхний предел давления в вакуумной системе в области детектора 1×10^{-7} . Соответствующее электрическое поле оценивается в 50 В/м, что также многократно превышает экспериментально установленное ограничение в $0,6$ В/м (см. раздел 4.3.5).

Несмотря на различие в уровне фона более чем в 2 раза для двух детекторов, частоты переходов, полученные с использованием полного анализа, но только из данных одного из детекторов, совпадают с высоким уровнем точности. Мы также подтвердили с помощью численного моделирования, что наличие фона от распада $2S$ атомов не оказывает влияния на определяемую частоту перехода. Также был проведен повторный анализ данных для случая линейной зависимости уровня фона от отстройки частоты лазера. Результат совпал с результатом основного анализа, что свидетельствует о том, что фон является постоянным.

4.2 Анализ данных

Каждый индивидуальный резонанс регистрировался как N пар значений частоты возбуждающего лазера и числа зарегистрированных фотонов флюоресценции и аппроксимировался профилем Фано-Фойгта (3.39) с шестью параметрами (центр линии $\nu_0 = \omega_0/2\pi$, амплитуда A , уровень фона y_0 , ширина профиля Лоренца Γ , ширина гауссова профиля Γ_G и асимметричный параметр η). Полагалось, что погрешность $\sigma_{y,i}$ регистрации числа фотонов флюоресценции y_i главным образом определялась дробовым шумом, т.е. $\sigma_{y,i} \approx \sqrt{y_i}$ (поскольку $y_i \gg 1$, можно аппроксимировать пуассоновское распределение нормальным). Оптимальные значения параметров определялись путем минимизации χ^2 , с погрешностью, соответствующей возрастанию χ^2 в окрестности оптимального значения параметра.

Мы используем приведенную функцию $\chi_{red}^2 = \chi^2/N_{DOF}$, где $N_{DOF} = N - 6$ для оценки качества аппроксимации. Итоговое распределение χ_{red}^2 для аппроксимаций индивидуальных резонансов отличается от ожидаемого распределения для дробового шума в двух аспектах. Во-первых, наблюдаемое распределение на 20% больше, чем ожидалось, что соответствует среднему значению $\chi_{red}^2 \sim 1,20$. Во-вторых, хотя распределение соответствует ожидаемой форме для $\chi_{red}^2 \leq 2$, есть превышение в аппроксимациях резонансов с $\chi_{red}^2 \geq 2$.

Последнее объясняется тем, что хотя профиль Фано-Фойгта хорошо описывает наблюдаемую форму линии, между ними все же есть небольшое отличие. Отклонение аппроксими-

рующей функции от наблюдаемой в эксперименте можно разделить на две части: симметричную относительно центра линии (до 4% относительного отклонения) и асимметричную по отношению к центру линии, которая по величине более чем на порядок меньше симметричной. Симметричное отклонение вызвано (1) эффектами насыщения и (2) негауссовским уширением за счет эффекта Доплера, которые оба не включены в используемую для аппроксимации функцию Фано-Фойгта. Это отклонение может приводить к смещению выборки, о чем пойдет речь ниже. Асимметричное отклонение связано с эффектами квантовой интерференции, не учтенными в форме линии. Эти отклонения увеличивают ошибку аппроксимации по сравнению с ожидаемой при наличии только дробового шума при регистрации и сдвигают наблюдаемое распределение χ_{red}^2 в сторону больших значений.

Кроме того, в системе присутствуют и другие шумы. Помимо дробового шума, вклад в шум вносят дрейфы числа атомов в метастабильном состоянии $2S$, достигающие области взаимодействия с лазерным излучением, вызванные нарастанием водородного льда на криогенном сопле, а также дрейфы мощности подготавливающего $2S$ атомы лазера 243 нм и условий радиочастотного разряда, диссоциирующего молекулы водорода. Эти дополнительные шумы также увеличивают распределение χ_{red}^2 . Эти дрейфы вызывают и превышение при аппроксимации с $\chi^2 \geq 2$, как было показано с помощью Монте-Карло моделирования при интерполяции наблюдаемых амплитуд линий и фона как функций времени.

Еще одним вкладом в шумы являются короткие (то есть влияющие только на одну или две точки из набора данных при одиночном сканировании резонанса), но большие возмущения в системе, как, например, разряды в детекторах, приводящие к появлению коротких пиков на уровне сигнала. Для фильтрации таких событий при анализе данных накладывается отсечка на значение $\chi_{red}^2 \geq 3$ (индивидуальный резонанс, значение для которого $\chi_{red}^2 \geq 3$ исключается из дальнейшего анализа данных). В общей сложности из рассмотрения было исключено менее 4% записанных резонансов. Эффект отсечки на определенные частоты переходов входит в итоговую погрешность.

Свободный параметр асимметрии η в профиле Фано-Фойгта коррелирован с центром линии ν_0 . Для типичных значений отношения сигнал-шум в зарегистрированных резонансах это приводит к существенно большей погрешности в центре линии при аппроксимации профилем Фано-Фойгта по сравнению с аппроксимацией функцией Фойгта с $\eta = 0$. Для уменьшения этой погрешности параметр η считался не свободным параметром для каждого резонанса, а свободным параметром, который одинаков для набора резонансов, что приводило к увеличению отношения сигнал-шум. Каждый такой набор данных содержал данные, записанные только для одного конкретного значения угла поляризации лазера θ_L , одного детектора и одного временного интервала и поэтому для него возмущение линий за счет квантовой интерференции был одинаков, что равнозначно одному и тому же значению η . Таким образом погрешность для центра линии была уменьшена вдвое, до уровня погрешности при аппроксимации Фойгтовской формой линии.

Поскольку форма линии Фано-Фойгта численно нестабильна при аппроксимации резо-

нансов, для которых гауссово уширение незначительно ($\Gamma_G < 0,1$ МГц), в таких случаях для аппроксимации использовалась функция Фано-Лоренца (3.7), в которой не учитывается гауссово уширение. Обе процедуры, применение одного значения η для набора данных и функции Фано-Лоренца для некоторых резонансов, не привели к изменению итоговых значений частот в пределах погрешности аппроксимации.

Наконец, при определении частот центров линий для каждого записанного резонанса были определены и внесены небольшие поправки, связанные с моделью, смещением выборки и световыми сдвигами (см. разделы 4.3.1–4.3.3). Частоты переходов вычислялись как взвешенное среднее центров линий для всех значений θ_L , временных задержек и обоих детекторов, с использованием погрешности центра линии как веса. Статистическая погрешность дана в соответствии с погрешностью взвешенного среднего. Значение χ_{red}^2 этого взвешенного среднего составило 1,16 для обоих $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$ переходов.

4.3 Абсолютные значения частот переходов $2S_{1/2}^{F=0} \rightarrow 4P_{1/2}^{F=1}$ и $2S_{1/2}^{F=0} \rightarrow 4P_{1/2}^{F=1}$, постоянная Ридберга и зарядовый радиус протона

После компенсации лидирующего систематического эффекта — эффекта Доплера первого порядка, и убрав влияние эффекта квантовой интерференции за счет использования полной формы линии, мы определили частоты невозмущенных переходов $2S_{1/2}^{F=0} \rightarrow 4P_{1/2}^{F=1} \nu_{1/2}$ и $2S_{1/2}^{F=0} \rightarrow 4P_{1/2}^{F=1} \nu_{3/2}$:

$$\begin{aligned}\nu_{1/2} &= 616520152555,1(3,0) \text{ кГц}, \\ \nu_{3/2} &= 616521519990,8(3,0) \text{ кГц}.\end{aligned}\tag{4.2}$$

Указанная погрешность включает статистическую и систематическую погрешности, основной вклад вносит эффект Доплера первого порядка. Полученный результат оказался в 4,9 и 3,3 раза точнее, чем лучшие предыдущие значения частот переходов $2S_{1/2}^{F=0} \rightarrow 4P_{1/2}^{F=1}$ и $2S_{1/2}^{F=0} \rightarrow 4P_{1/2}^{F=1}$ [21]. В значения, приведенные в (4.2), была внесена поправка на эффект отдачи, составляющий 837,23 кГц. Подробно все учтенные поправки и погрешности описаны в разделе 4.4.

Для получения значения тонкого расщепления уровня $4P \Delta\nu_{FS}^{exp}(4P)$ между уровнями $4P_{1/2}^{F=1}$ и $4P_{3/2}^{F=1}$, вычислялась разница частот $\nu_{1/2}$ и $\nu_{3/2}$:

$$\Delta\nu_{FS}^{exp}(4P) = 1367435,7(4,3) \text{ кГц}\tag{4.3}$$

Величина расщепления тонкой структуры слабо зависит от поправок, связанных с конечными размерами ядра и поэтому может быть рассчитана очень точно [83] и составляет $\Delta\nu_{FS}^{theo}(4P) = 1367433,3(3) \text{ кГц}$. Разница между нашим экспериментально полученным результатом и теоретическим значением составляет 2,4(4,3) кГц, что является очень хорошим

совпадением. Кроме того, данное экспериментальное значение является наиболее точным определением тонкого расщепления в атоме водорода, полученное из измерения оптической частоты перехода.

Еще более важным является то обстоятельство, что поскольку любые сдвиги, вызванные эффектом квантовой интерференции имеют противоположный знак для участвующих в процессе резонансов, сравнение теоретического и экспериментального значений тонкого расщепления $\Delta\nu_{FS}^{theo}(4P)$ и $\Delta\nu_{FS}^{exp}(4P)$ обеспечивает возможность с высокой чувствительностью измерить остаточные сдвиги за счет квантовой интерференции, а также является независимым тестом внутренней согласованности проводимого анализа данных. Если эффект квантовой интерференции не принимался во внимание в наших экспериментах, когда происходит усреднение по всем углам поляризации и обоим детекторам, соответствующие сдвиги привели бы различию около 10 кГц между значениями $\Delta\nu_{FS}^{theo}(4P)$ и $\Delta\nu_{FS}^{exp}(4P)$. Для того, чтобы еще больше увеличить чувствительность этого теста, можно сравнить данные, полученные для значения поляризации, при котором сдвиг максимален, т.е. для $\theta_L \approx 110^\circ$ и детектора ВЭУ2. Разность теоретического и экспериментального значений для этого случая составила 10,0(16,9) кГц после применения для аппроксимации полной формы линии Фано-Фойгта, компенсирующей сдвиг ~ 70 кГц.

Учитывая тот факт, что сдвиги за счет эффекта квантовой интерференции, включая те, что не были компенсированы при использовании аппроксимирующей функции Фано-Фойгта, приводят к сдвигам с разными знаками для двух резонансов, оптимальным является определение частоты перехода из центроида сверхтонкой структуры уровня 2S в центроид тонкой структуры состояния 4P. Значение, полученное из (4.2) составляет:

$$\nu_{2S-4P} = 616520931626,8(2,3) \text{ кГц.} \quad (4.4)$$

Для этого значения модельные поправки и остаточные сдвиги за счет эффекта квантовой интерференции уменьшаются до пренебрежимо малых 0,1(1) и 0,2 кГц, соответственно. Итоговая погрешность измерения составляет 2,3 кГц, что в четыре раза меньше расхождения в значении радиуса протона в случае перехода 2S—4P. Основной вклад в погрешность дает погрешность сдвига за счет эффекта Доплера первого порядка, полученная как взвешенное среднее некоррелированных погрешностей для переходов $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$. Список примененных поправок и погрешностей приведен в таблице (4.1).

Для определения значений $[R_\infty, r_p]$ согласно уравнению (4.1) мы использовали полученное в данной работе значение (4.4) и наиболее точное значение частоты перехода 1S—2S [49, 72]. Уравнение решалось относительно R_∞ и r_p с учетом погрешностей и с использованием значений констант и поправок, рекомендованных CODATA [73].

$$R_\infty = 10973731,568076(96) \text{ м}^{-1}, \quad (4.5)$$

$$r_p = 0,8335(95) \text{ фм.} \quad (4.6)$$

Таблица 4.1: Поправки $\Delta\nu$ и погрешности σ определения частоты центроида тонкой структуры перехода $2S - 4P$ и ν_{2S-4P}).

Вклад	$\Delta\nu$ (кГц)	σ (кГц)
Статистика	0,00	0,41
Эффект Доплера I порядка	0,00	2,13
Квантовая интерференция	0,00	0,21
Световой сдвиг	-0,31	0,30
Модельные поправки	0,11	0,06
Смещение выборки	0,44	0,49
Эффект Доплера II порядка	0,22	0,05
Статический эффект Штарка	0,00	0,20
Эффект Зеемана	0,00	0,22
Сдвиг давлением	0,00	0,02
Спектр лазера	0,00	0,10
Водородный мазер	0,00	0,06
Эффект отдачи	-837,23	0,00
Поправки сверхтонкого расщепления	-132 552,092	0,075
Полное значение	-133 388,9	2,3

Данные значения являются наиболее точными из всех, полученных из спектроскопии атома водорода, а погрешность сопоставима с погрешностью совокупности всех мировых данных, полученных из спектроскопических экспериментов с атомом водорода, проведенных к 2010 г. Полученный результат согласуется со значением, полученным из мюонного водорода [22, 74], но отличается на 3,3 стандартных отклонения от значения, полученного из совокупности мировых спектроскопических данных для атома обыкновенного водорода, полученных ранее (рисунок 4.2) для обеих констант R_∞ и r_p . Наше значение R_∞ также согласуется с значением R_∞ , полученным из комбинации измерений мюонного дейтерия [84] и частоты $1S-2S$ перехода в электронном дейтерии [81]. Проведенные впоследствии эксперименты по измерению Лэмбовского сдвига в водороде согласуются с результатами спектроскопии мюонного водорода и подтверждают полученное нами значение [85].

4.4 Поправки и погрешности

Список поправок и вкладов от различных эффектов в итоговую погрешность (на уровне одного стандартного отклонения σ) для переходов $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$ приведен в таблице 4.2. Предполагалось, что индивидуальные вклады в погрешность не коррелированы, поэтому сложение производилось в квадратурах. Однако вклад в погрешность коррелирован между частотами двух переходов, поэтому приводится соответствующий коэффициент корреляции

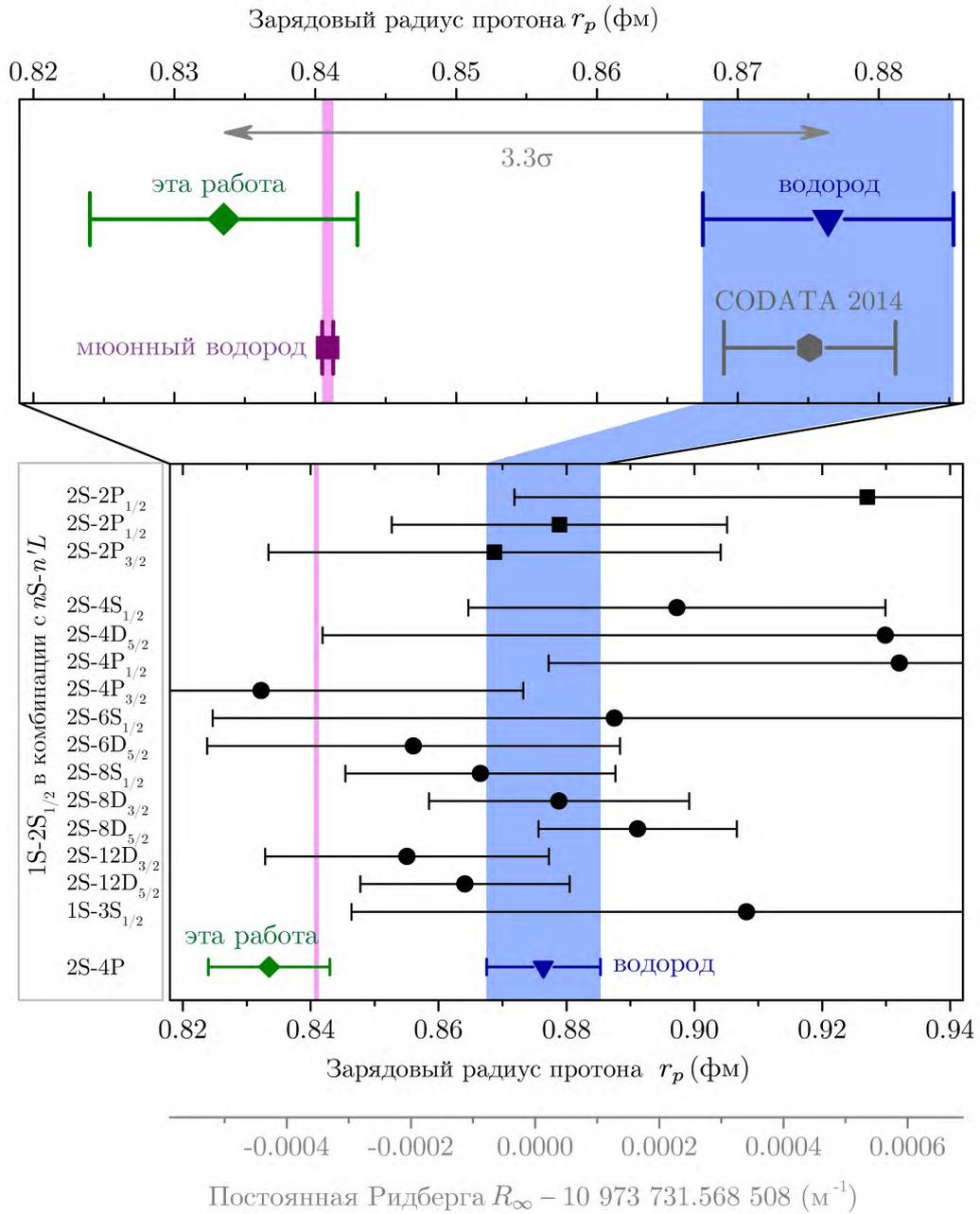


Рис. 4.2: Постоянная Ридберга R_∞ и зарядовый радиус протона r_p . Значения, полученные в данной работе (зеленый ромб) и мюонного водорода μp (μp , фиолетовый квадрат, сиреневая полоса на основном рисунке) согласуются между собой. При этом наблюдается расхождение в 3,3 и 3,7 стандартных отклонения по отношению к мировым водородным данным (синий треугольник и голубая полоса на основном рисунке) и рекомендованным группой CODATA в 2014 году значением (серый шестиугольник), соответственно. Мировые водородные данные состоят из 15 индивидуальных измерений частот разных переходов в атоме водорода (черные круги — оптические измерения, черные квадраты — микроволновые измерения). В дополнение к водородным данным группа CODATA учитывает данные, полученные из дейтерия (9 измерений) и данные экспериментов по упругому рассеянию высокоэнергетичных электронов на протонах. График для значений R_∞ выглядит идентично из-за практически полной корреляции R_∞ и r_p . Ось для R_∞ приведена внизу рисунка.

Таблица 4.2: Список поправок $\Delta\nu$ и погрешностей σ определения частот переходов $2S_{1/2}^{F=0}(\nu_{1/2})$ и $2S_{1/2}^{F=0}(\nu_{1/2})$ и коэффициент корреляции r между двумя переходами.

	$2S_{1/2}^{F=0}(\nu_{1/2})$		$2S_{1/2}^{F=0}(\nu_{1/2})$		коэф. корре- ляции
	$\Delta\nu$ (кГц)	σ (кГц)	$\Delta\nu$ (кГц)	σ (кГц)	
Статистика	0,00	0,48	0,00	0,56	0
Эфф. Доплера I порядка	0,00	2,92	0,00	2,84	0
Квантовая интерференция	0,00	0,33	0,00	0,26	0
Световой сдвиг	-0,43	0,40	-0,26	0,25	1
Модельные поправки	1,34	0,23	-0,50	0,10	-0,65
Смещение выборки	-0,34	0,40	0,83	0,70	0
Эфф. Доплера II порядка	0,22	0,05	0,22	0,05	1
Модельные поправки	1,34	0,23	-0,50	0,10	-0,65
Стат. эфф. Штарка	0,00	0,03	0,00	0,30	0
Сдвиг Зеемана	0,00	0,07	0,00	0,33	0
Сдвиг давлением	0,00	0,01	0,00	0,03	1
Спектр лазера	0,00	0,10	0,00	0,10	1
Н мазер	0,00	0,06	0,00	0,06	1
Эффект отдачи	-837,23	0,00	-837,23	0,00	—
Полное значение	-836,4	3,0	-836,9	3,0	0,011

r ($r_{X,Y} = \frac{cov(X,Y)}{\sigma_X\sigma_Y}$, где $cov(X,Y)$ — ковариация между X и Y).

4.4.1 Эффект Доплера первого порядка

Метод компенсации эффекта Доплера первого порядка с помощью активного волоконного ретрорефлектора подробно описан в разделе 2.2. В дополнение к этому разделу отметим, что для итоговой оценки вклада эффекта Доплера первого порядка и его погрешности дополнительно учитывался эффект квантовой интерференции в полной форме линии при аппроксимации экспериментальных данных. Это важно, поскольку существует зависимость возмущения линии за счет квантовой интерференции от времени взаимодействия с возбуждающим переходом, а значит и от средней скорости атомов. Если этот эффект не принят во внимание, он может привести к зависящему от времени задержки сдвигу частоты перехода, что маскирует эффект Доплера.

Распределение атомов по скоростям для различных времен задержки регистрации задается не только начальным распределением по скоростям атомов, вылетающих из сопла, и последующими коллимирующими диафрагмами, но также зависит от радиуса пучка, мощ-

ности и отстройки по частоте лазера 243 нм, возбуждающего атомы из основного состояние в метастабильное состояние $2S_{1/2}^{F=0}$. Для оценки влияния этих параметров было проведено дополнительное моделирование методом Монте-Карло траекторий атомов с учетом возбуждения переходов $1S - 2S$ и $2S - 4P$. Для оценки погрешности моделирования варьировались входные параметры, включая начальное распределение по скоростям, а результаты моделирования сравнивались с реальными экспериментальными параметрами — амплитудой сигнала и шириной линии, которые очень чувствительны к распределению скоростей. Полученная средняя скорость атомов, возбужденных в состояние $4P$, v_i менялась от 295(40) м/с до 85(10) м/с для десяти разных временных интервалов задержки. Средняя скорость по всем временам задержки составила $\bar{v} = 240(30)$. Поперечное распределение по скоростям, то есть вдоль распространения излучения 486 нм, возбуждающего переход $2S - 4P$, ответственное за доплеровское уширение, приближенно описывается функцией Гаусса с шириной на полувысоте от 1,9(2) м/с до 6(1) м/с в зависимости от времени задержки.

С использованием средних значений скорости v_i и измеренных значений частот переходов ν_i для десяти разных временных интервалов задержки, можно получить значение коэффициента наклона ζ как функции средней скорости, то есть наклон кривой доплеровского сдвига (2.9), для разных наборов данных. Для этого данные аппроксимировались линейной функцией $\nu = \zeta v + \delta\nu$ с погрешностью σ_ζ , которая определялась из погрешности измеренных частот переходов. Если значение редуцированной функции $\chi_{red}^2 = \chi^2/8$ оказывалась больше 1, погрешность ζ масштабировалась соответственно $\sqrt{\chi_{red}^2}$ для получения консервативной оценки погрешности коэффициента наклона ζ . Наконец, соответствующая погрешность эффекта Доплера $\sigma_{\nu,D}$ в частоте переходов, усредненная по всем временам задержки была получена в результате умножения погрешности σ_ζ на полную среднюю скорость для всех времен задержки $\sigma_{\nu,D} = \sigma_\zeta \bar{v}$.

Сравнивая полученные таким образом значения наклона доплеровской кривой, мы обнаружили некоторое превышение ожидаемого разброса данных ото дня ко дню. Как упоминалось в Главе 2, это объясняется небольшими разъюстировками системы подавления доплеровского сдвига AFR, такими как отклонение угла между атомным пучком и лучом лазера α от 90° или смещение положения перетяжки лазерного луча, которое в идеальном случае должно приходиться на плоскость высокоотражающего зеркала (HR на рисунке 2.5). Наблюдаемое в некоторые дни измерений увеличение ширины регистрируемых резонансов свидетельствует в пользу версии о не вполне точной установке угла α . Это может приводить к остаточному доплеровскому сдвигу, знак которого зависит от направления смещения угла α . Поскольку настройка угла α проводилась каждый день перед началом измерений, можно предположить, что отклонение носит случайный характер и соответствующий доплеровский сдвиг усредняется при достаточно большом числе измерительных дней.

Для полного набора данных для обоих переходов в итоге был определен наклон кривой доплеровского сдвига, который составил $\zeta = 0,7(12,1)$ Гц/(м/с) $\zeta = 9,5(11,8)$ Гц/(м/с) для переходов $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$, соответственно. Таким образом, итоговый сдвиг за счет

эффекта Доплера сравним с нулем в пределах погрешности для обоих переходов. Увеличение в разбросе данных проявилось в увеличенных значениях χ^2 , составивших 1,83 и 1,47 для двух переходов, что было учтено соответствующим увеличением погрешности в $\sqrt{\chi_{red}^2}$ раз.

Поскольку итоговый наклон доплеровской кривой сравним с нулем для обоих переходов, мы не делали никаких поправок к частотам переходов, а только учли погрешности σ_ζ . Наконец, погрешность, связанная с эффектом Доплера, для частот переходов $\nu_{1/2}$ и $\nu_{3/2}$ составила 2,92 кГц и 2,84 кГц, соответственно. С учетом нулевой корреляции этих погрешностей для двух переходов ($r=0$), итоговая погрешность для ν_{2S-4P} составляет 2,13 кГц.

4.4.2 Световой сдвиг

Некоторые аспекты светового сдвига за счет взаимодействия атомов со стоячей световой волной уже описывались в разделе 2.2.5. Здесь мы подробнее рассмотрим этот эффект и приведем оценку соответствующего сдвига.

Атомы, движущиеся по классическим траекториям через стоячую световую волну могут испытывать силу, притягивающую их в узлы при красной отстройке излучения или пучности этой волны при синей отстройке от резонанса [86]. В такой простой классической картине кажется очевидным, что наблюдаемый резонанс окажется возмущенным, поскольку красное крыло сигнала будет испытывать усиление, а синее наоборот ослабление, или, в зависимости от траектории, наоборот. Строго говоря этот эффект можно учесть при решении оптических уравнений Блоха с зависящей от положения частотой Раби совместно с ньютоновским уравнением движения [87, 88]. Однако для того, чтобы такое классическое описание было корректным, необходимо выполнение нескольких условий. Одно из них заключается в том, что атомы должны быть довольно сильно локализованы, чтобы почувствовать зависящую от расположения атома силу. В условиях нашего эксперимента это условие не выполнялось по двум причинам. Во-первых поперечная температура атомов в метастабильном состоянии $2S$ невысока, что приводит к сравнимой с периодичностью оптического потенциала длине когерентности атомной волны де Бройля ($\lambda = 243$ нм). Кроме того, энергии отдачи одного фотона достаточно, чтобы разделить часть волнового пакета, связанную с основным состоянием от части волновой функции возбужденного состояния на несколько длин полуволн в процессе пересечения атомом излучения, возбуждающего переход $2S-4P$.

Таким образом, систему необходимо описывать квантово-механически с учетом поперечного импульса атома p вдоль излучения, возбуждающего переход $2S-4P$ совместно с внутренней динамикой атома. Взаимодействие с лазерным излучением изменяет импульс атома на $\pm n\hbar k$, что соответствует обмену импульсом с n фотонами с импульсом $\hbar k$. В свою очередь, это связывает соответствующие состояния с разными моментами. Спонтанный распад сопровождается отдачей в произвольном направлении, который при усреднении обращается в ноль. В этом представлении связь между состояниями с разными моментами изменяет форму линии перехода и приводит к когерентной суперпозиции состояний с разными моментами,

что соответствует частичной локализации, как в классической картине. Аналитическое решение этой задачи может быть получено с использованием эффективного гамильтониана (см. например [89]). При этом начальное состояние атомов, вылетающих из сопла и пролетающих через коллимирующие диафрагмы описывается функцией Вигнера. Благодаря быстрому распаду состояния $4P$ в основное состояние $1S$, пространство импульсов может быть уменьшено до $n=4$, что достаточно для удовлетворительного описания системы. В аналитическом решении пренебрегается тем, что некоторые атомы возвращаются в начальное состояние $2S_{1/2}^{F=0}$. Поскольку их количество составляет всего 4%, такое приближение адекватно.

Хотя в принципе возможно включить в рассмотрение в рамках аналитического решения эффекты, влияющие на начальное состояние импульсов, (такие как, например, возбуждение перехода $1S - 2S$) достаточно описывать начальное импульсное состояние как (полностью делокализованное) собственное значение импульса $|p\rangle$. Потом используется моделирование, основанное на решении оптических уравнений Блоха (ОВЕ), для описания системы с реалистичными экспериментальными параметрами, включая в рассмотрение собственные значения импульса $|p + n\hbar k\rangle$ наравне с начальными состояниями атомов. Используя траектории атомов, описанные в разделе 4.3.1, как входные параметры для ОВЕ моделирования, можно провести моделирование методом Монте-Карло для оценки сдвигов наблюдаемого центра линии за счет связи между состояниями с разными моментами.

Следуя описанному подходу, сдвиг световым полем был оценен как $-0,43(40)$ кГц и $-0,26(25)$ кГц для переходов $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$, соответственно. Значения частот переходов $\nu_{1/2}$ и $\nu_{3/2}$ корректировались в соответствии с этими сдвигами. Величина погрешности определяется тем, насколько хорошо известно распределение атомов по скоростям, которое коррелировано для двух переходов. Таким образом, погрешность для двух переходов полностью коррелирована ($r = 1$) и итоговая поправка для ν_{2S-4P} составляет $-0,32(30)$ кГц.

4.4.3 Модельные поправки

Описанная в Главе 3 форма линии Фано-Фойгта была получена при описании эффекта квантовой интерференции в рамках теории возмущений, то есть не включает в себя такие эффекты, как распад состояния $4P$ обратно в состояние $2S_{1/2}^{F=0}$ и уменьшение населенности начального состояния, которое ведет к эффектам насыщения наблюдаемых переходов. В нашей системе около 4% атомов распадается из возбужденного состояния $4P$ обратно в состояние $2S_{1/2}^{F=0}$, а из метастабильного состояния $2S_{1/2}^{F=0}$ в возбужденное переходит около 30% атомов. При таких условиях асимметрии линии за счет квантовой интерференции для самых медленных атомов (т.е. для тех атомов, время взаимодействия с излучением которых максимально) могут увеличиться вдвое по сравнению с оценкой в рамках теории возмущений. Тем не менее, мы считаем что форма линии Фано-Фойгта хорошо описывает нашу систему, поскольку форма линии при увеличении асимметрии все еще хорошо совпадает с функци-

ей Фано-Фойгта и принимается во внимание при аппроксимации наблюдаемых резонансов. Остается лишь небольшая остаточная асимметрия, которая не совпадает с видом асимметрии в функции Фано-Фойгта. Важно отметить, что эта остаточная асимметрия гораздо меньше зависит от геометрии, чем асимметрия, устраняемая при помощи аппроксимации профилем Фано-Фойгта, поскольку в основном связана с небольшой модификацией населенности состояния $2S$ за счет обратного распада в него состояния $4P$, которое не зависит от геометрии регистрации. Это позволяет моделировать эту остаточную асимметрию без детального описания геометрии детектора.

Сдвиги линии, связанные с этой остаточной асимметрией, зависят от интенсивности возбуждающего перехода лазера и времени взаимодействия атомов с этим излучением и составляют около 1 кГц. Поскольку все эти эффекты являются следствием квантовой интерференции, они противоположны по знаку для двух возмущающих друг друга переходов. Интенсивности возбуждающего лазера в эксперименте были выбраны таким образом, чтобы частоты Раби были приблизительно одинаковы для обоих переходов, сдвиги соотносятся как 2:1 для $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$ переходов. Таким образом для центроида тонкой структуры ν_{2S-4P} они существенно компенсируются.

Кроме этих эффектов, связанных с квантовой интерференцией, существует также сдвиг атомных уровней за счет динамического эффекта Штарка и сдвиг линии, связанный с нерезонансными возбуждениями, вызванными оптической накачкой в состояния $2S_{1/2}^{F=1}$. Оба эффекта приводят к небольшому сдвигу центра линии на уровне 0,10 кГц.

Все эти эффекты были учтены при ОВЕ моделировании нашей системы. Для каждого записанного резонанса генерировалась соответствующая модельная форма линии. Добавлялся экспериментальный шум, состоящий из дробового шума и медленного дрейфа числа атомов в состоянии $2S$, дающих вклад в сигнал. Полученный резонанс аппроксимировался профилем Фано-Фойгта и процесс повторялся несколько раз для проведения моделирования типа Монте-Карло. Центр линии, полученный из этих аппроксимаций в итоге использовался в качестве модельной поправки для экспериментальных резонансов. Таким способом были получены модельные поправки для $\nu_{1/2}$ и $\nu_{3/2}$, составившие 1,34(23) кГц и -0,50(10) кГц, соответственно. Погрешность определялась варьированием входных параметров ОВЕ моделирования в рамках экспериментальных ограничений. Некоторые вклады в погрешность, например, интенсивность возбуждающего лазера, некоррелированы, в то время как другие, такие как распределение по скоростям, являются коррелированными для двух переходов. Полная погрешность является частично некоррелированной ($r = -0,65$) для двух переходов, а результирующая модельная поправка для ν_{2S-4P} составляет 0,11(6) кГц.

4.4.4 Смещение выборки

Как уже упоминалось в Разделе 4.2, наблюдались небольшие симметричные относительно центра линии отклонения между наблюдаемой формой линии и профилем Фано-Фойгта

(асимметричные отклонения гораздо меньше и включены в модельные поправки, описанные в разделе 4.3.3). В комбинации с экспериментальной частотной выборкой, которая не полностью симметрична относительно центра линии, это может приводить к смещению центра линии, определяемого при аппроксимации резонанса. Мы использовали метод моделирования Монте-Карло, описанный в разделе 4.3.3 для определения этого смещения и оценили его в 2,1 кГц для перехода $2S - 4P_{3/2}$.

Для уменьшения этого смещения мы модифицировали выборку, выборочно убирая две экспериментальных точки из каждого резонанса. Использовалась следующая процедура: сначала модельный резонанс аппроксимировался профилем Фано-Фойгта для всех доступных в моделировании точек без добавления экспериментального шума. Затем аппроксимация проводилась для экспериментальных точек с разницей в определенных центрах линий, которая задавала смещение, которое необходимо устранить. Следующим шагом было удаление одной или двух экспериментальных точек и вновь аппроксимация модельного резонанса. Процедура повторялась для всех возможных комбинаций с удалением одной или двух точек. В итоге удалялись те точки, без которых смещение оказывалось минимальным (в случае если смещение оказывалось минимальным для резонанса с полным набором точек, он оставался без изменений). В среднем удалялось 1,94 точки. Экспериментальные данные после применения этой процедура аппроксимировались снова, что привело к небольшому росту статистической погрешности на уровне 4%.

После применения описанной процедуры и повторения моделирования методом Монте-Карло, смещение выборки уменьшилось до 0,34 кГц и 0,83 кГц для $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$ переходов, соответственно. В частоты переходов $\nu_{1/2}$ и $\nu_{3/2}$ были внесены соответствующие поправки с погрешностями в 0,40 кГц и 0,70 кГц. Погрешности связаны с тем, что для оценки световых сдвигов использовалось отдельное ОВЕ моделирование и это моделирование показывало очень похожие симметричные отклонения (поскольку они также включают эффекты насыщения и доплеровское уширение, что и ОВЕ моделирование эффекта квантовой интерференции) и приводят к очень похожему смещению выборки. Для того чтобы избежать двойного учета этого смещения, мы внесли поправки, найденные только при моделировании эффекта квантовой интерференции, а смещение, обнаруженное при моделировании светового сдвига добавили как погрешность. Погрешность для двух переходов некоррелирована и соответствующая поправка к ν_{2S-4P} составляет 0,44(49) кГц.

4.4.5 Эффект Доплера второго порядка

Эффект Доплера второго порядка не компенсируется при возбуждении перехода $2S-4P$ распространяющимися навстречу друг другу лучами с повторяющимися друг друга волновыми фронтами. Однако, поскольку среднеквадратичная скорость атомов $\bar{v}^2 = 255(30)$ м/с, которую обеспечивает криогенный источник $2S$ атомов и которая была оценена с помощью моделирования методом Монте-Карло, описанным выше, мала, то сдвиг за счет эффекта

Таблица 4.3: Список коэффициентов статического эффекта Штарка для атомных уровней $4P_{1/2}^{F=1}$ и $4P_{3/2}^{F=1}$ и различных ориентаций статического электрического поля \vec{F} по отношению к вектору линейной лазерной поляризации \vec{E} .

Уровень	Ориентация \vec{F}	a_{J,m_F} (Гц/(В/м) ²)
$4P_{1/2}^{F=1}$	$\vec{F} \parallel \vec{E}$	97
$4P_{1/2}^{F=1}$	$\vec{F} \perp \vec{E}$	83
$4P_{3/2}^{F=1}$	$\vec{F} \parallel \vec{E}$	186
$4P_{3/2}^{F=1}$	$\vec{F} \perp \vec{E}$	1354

Доплера второго порядка составляет всего:

$$\Delta\nu_{SOD} = -\frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} \nu_{2S-4P} = -0,22(5) \text{ кГц}. \quad (4.7)$$

В измерениях частоты переходов вносилась соответствующая поправка $\Delta\nu_{SOD}$.

4.4.6 Статический эффект Штарка

Паразитные электрические поля в области возбуждения перехода 2S—4P были специальным образом подавлены для избежания связанных с ними сдвигов, вызванных статическим эффектом Штарка. Область возбуждения перехода 2S—4P экранировалась от электрических полей, формируемых входными поверхностями вторичных электронных умножителей, напряжение которых составляло +270 В, с помощью заземленного фарадеевского экрана, сделанного из стальной сетки, имеющей размер ячейки 0,25 мм² и диаметр проволоки 30 мкм. Экран и все остальные поверхности в области возбуждения покрыты графитом (покрытие наносилось из спрея, содержащего коллоидальный раствор графита) для подавления возникновения блуждающих зарядов и полей от контактных потенциалов. Верхний предел на градиент остаточного электрического поля 0,6 В/м был получен при проведении спектроскопии перехода 1S—2S на той же установке с такими же графитовыми покрытиями [72, 49]. Для оценки сдвига перехода 2S—4P за счет статического эффекта Штарка мы использовали это верхнее значение для градиента остаточного электрического поля.

Статический эффект Штарка при наличии статического электрического поля \vec{F} приводит к сдвигу энергий уровней $4P_{1/2}^{F=1}$ и $4P_{3/2}^{F=1}$ (сдвиг уровня $2S_{1/2}^{F=0}$ пренебрежимо мал при нашем уровне точности) на $\Delta\omega = 2\pi \times a_{J,m_F} F^2$ пропорционально квадрату величины поля $F = |\vec{F}|$. Коэффициенты a_{J,m_F} зависят от ориентации вектора статического электрического поля \vec{F} по отношению к оси квантования атома, задаваемой вектором линейной поляризации лазерного излучения \vec{E} .

Коэффициенты $a_{J,m_F} F^2$ были получены диагонализацией атомного гамильтониана в присутствии паразитного электрического поля и последующей аппроксимацией полученных сдвигов энергии квадратичной функцией (таблица 5).

Верхний предел статического штарковского сдвига частот переходов для наихудшего случая ориентации электрического поля составляет 0,03 кГц и 0,49 кГц для переходов $2S - 4P_{1/2}$ и $2S - 4P_{3/2}$, соответственно. Мы полагаем, что ориентация возможных электрических полей \vec{F} не коррелирована с направлением линейной поляризации лазера $2S - 4P$ \vec{E} . Поскольку частоты переходов $\nu_{1/2}$ и $\nu_{3/2}$ определены из данных, полученных при различных значениях поляризации лазера, верхний предел на сдвиг за счет статического эффекта Штарка уменьшается за счет усреднения по разным ориентациям паразитного электрического поля. Таким образом итоговый сдвиг за счет статического эффекта Штарка составляет 0,03 кГц и 0,30 кГц для частот переходов $\nu_{1/2}$ и $\nu_{3/2}$, соответственно. Погрешности для разных переходов некоррелированы ($r = 0$) и комбинированная погрешность для центроида $2S - 4P$ составляет 0,20 кГц.

Более того, мы заметили, что сдвиг центра линии, полученный из аппроксимации, может быть меньше соответствующего сдвига энергетических уровней, поскольку электрическое поле не только сдвигает энергии, но и перемешивает различные атомные уровни. Таким образом становятся дипольно разрешенными переходы на уровни 4S и 4D, которые теперь имеют некоторое подмешивание уровня 4P. Эти переходы, находясь в области сканирования частоты лазера, приводят к подавлению статического эффекта Штарка для уровня 4P. Однако в рамках данной работы этот эффект полностью не исследовался, поэтому в качестве верхнего предела для сдвига частоты резонансов мы использовали значения сдвигов энергий уровней.

4.4.7 Эффект Зеемана

Для компенсации лабораторного магнитного поля использовались три ортогональных пары гелимгольцевых катушек снаружи вакуумной камеры. В дополнение к этому область возбуждения перехода 2S—4P экранировалась от внешних магнитных полей двойным экраном из металла с высоким показателем магнитной проницаемости (μ -металл). Таким образом, магнитные поля подавлены до менее чем 1 мГс в объеме около 15 см³ вокруг области возбуждения перехода 2S—4P.

Для данного значения напряженности магнитного поля B , линейный эффект Зеемана приводит к сдвигу энергий магнитных подуровней $m_F = \pm 1$ для уровня $4P_{1/2}^{F=1}$ ($4P_{3/2}^{F=1}$) на $\Delta E/\hbar = g_F \mu_B B m_F / \hbar = 2\pi \times 0,467$ кГц/мГс ($\Delta E/\hbar = 2\pi \times 2,33$ кГц/мГс), где g_F — соответствующий g-фактор, а μ_B — магнетон Бора. Наблюдаемая частота перехода, т.е. центр тяжести сигналов от разных магнитных подуровней, будет сдвигаться только если вклад от разных подуровней $m_F = \pm 1$ будет иметь разную амплитуду. Для этого требуется наличие некоторого света с круговой поляризацией, вдоль направления магнитного поля, то есть несовпадение интенсивностей $|E_L|^2$ и $|E_R|^2$ лево- и право-поляризованных компонент, что выражается параметром Стокса $v = (|E_L|^2 - |E_R|^2) / (|E_L|^2 + |E_R|^2)$. Верхний предел сдвига частоты наблюдаемого перехода $\Delta\omega = \Delta E/\hbar \times v$ получается в предположении, что направле-

ние магнитного поля совпадает с направлением излучения возбуждающего переход лазера, при этом переход из состояния $2S_{1/2}^{F=0}$ в состояние $4P_{1/2}^{F=1}$ ($m_F = 1$) возбуждался светом с круговой поляризацией с амплитудой, равной $1/200$ от амплитуды линейной поляризации (ограничено качеством поддерживающей поляризации волокна). Итоговое значение коэффициента Стокса составило $v = 0,14$. Итоговая оценка погрешности за счет зеемановского сдвига составила $0,07$ кГц и $0,33$ кГц для частот переходов $\nu_{1/2}$ и $\nu_{3/2}$, соответственно. Сдвиг не коррелирован для двух переходов ($r = 0$) и для центра ν_{2S-4P} комбинационная погрешность составила $0,22$ кГц. Квадратичный эффект Зеемана, который оказывает влияние и на начальное $2S_{1/2}^{F=0}, m_F = 0$ состояние, и на состояния $4P_{1/2}^{F=1}, m_F = 0$ и $4P_{3/2}^{F=1}, m_F = 0$ пренебрежимо мал для заданного уровня точности.

4.4.8 Сдвиг давлением

В области возбуждения перехода присутствуют атомы, которые могут взаимодействовать друг с другом за счет соударений, что тоже потенциально может приводить к сдвигу частоты перехода. Для оценки сдвига давлением использовалось ударное приближение для двойных соударений [63]. Энергия взаимодействия между двумя соударяющимися атомами задается как диполь-дипольное взаимодействие в ближнем поле:

$$\hat{V} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 R^3} (\hat{d}_{1,x}\hat{d}_{2,x} + \hat{d}_{1,y}\hat{d}_{2,y} - 2\hat{d}_{1,z}\hat{d}_{2,z}), \quad (4.8)$$

где R — расстояние между атомами, а $\hat{d}_{i,j}$, с $j = x, y, z$ — компоненты электрического дипольного момента налетающего ($i = 1$) и рассеивающего $i = 2$ атомов. Сдвиг энергии итогового состояния $|n\rangle = |n_1\rangle \otimes |n_2\rangle = |n_1, n_2\rangle$ этих атомов за счет Ван-дер-Ваальсова взаимодействия может быть вычислен в рамках теории возмущений второго порядка:

$$E_{WdV}(n) = \sum_{m, E_n \neq E_m} \frac{|\langle n | \hat{V} | m \rangle|^2}{E_n - E_m} = \frac{C_6}{R^6}, \quad (4.9)$$

где $|m\rangle$ — все возможные итоговые состояния двух атомов, а E_m — энергия состояния $|m\rangle$. Энергия взаимодействия, таким образом $\propto 1/R^6$, а сила взаимодействия выражается коэффициентом C_6 . В случае резонансного взаимодействия, $E_n - E_m = 0$, уравнение (4.9) не корректно. Кроме того, в нашем случае налетающий и рассеивающий атомы могут быть связаны дипольно разрешенным переходом (например, при столкновении атомов в $4P$ и $1S$ состояниях). В этом случае возможно резонансное взаимодействие состояний $|n_1, n_2\rangle$ и $|n_2, n_1\rangle$, что приводит к ненулевому значению $\langle n_1, n_2 | \hat{V} | n_2, n_1 \rangle$, что соответствует обмену возбуждением между атомами. Известно, однако, что такие взаимодействия вызывают только уширение линии, но не ее сдвиг [90]. Следовательно можно оценить наибольший вклад в эффект для наименьшей возможной разности $E_n - E_m$ и использовать аналитическое выражение для дипольных матричных элементов соударяющихся атомов водорода в любых состояниях. Также предполагается, что все налетающие атомы — это атомы в основном состоянии $1S$, поскольку

доля атомов в состоянии $2S$ составляет всего около 0,1% от числа атомов $1S$, а вклад от соударений с молекулами остаточного газа пренебрежимо мал, поскольку возможные переходы в других атомах имеют большую отстройку. Остается только вклад от соударений атомов в состоянии $1S$ с атомами в возбужденном состоянии $4P_J$. Сумма в выражении (4.9) заменяется на приближенное значение с минимальной разницей внутренних энергий, которая задается сверхтонким расщеплением $4P_J$ состояний (7,9623(7) МГц для $J = 1/2$ и 2,95647(3) МГц для $J = 3/2$), что дает итоговые коэффициенты C_6 :

$$C_6(4P_{1/2} - 1S) = 1,9 \times 10^5 hcR_\infty a_0^6 \quad (4.10)$$

$$C_6(4P_{3/2} - 1S) = 1,9 \times 10^6 hcR_\infty a_0^6, \quad (4.11)$$

где a_0 — боровский радиус. В рамках ударного приближения взаимодействие Ван-дер-Ваальса приводит к сдвигу частоты [63]:

$$\Delta\omega \approx 2,9 \left(\frac{C_6}{\hbar} \right)^{2/5} v^{3/5} N, \quad (4.12)$$

где v — скорость соударяющихся атомов, N — плотность налетающих атомов. Согласно нашим экспериментальным данным, концентрация атомов в состоянии $1S$ в атомном пучке оценивается в $N_{beam} \approx 2,2 \times 10^{15} \text{ м}^{-3}$ при температуре 5 К, а концентрация атомов остаточного газа не более $N_{bkg} \approx 2,4 \times 10^{15} \text{ м}^{-3}$. Скорость соударяющихся атомов была оценена из значения их средней скорости. Итоговые значения сдвигов частоты переходов за счет давления для случаев соударения между собой атомов водорода из атомного пучка составили $\Delta\omega(4P_{1/2} - 1S, \text{поток-поток}) \approx 2\pi \times 3 \text{ Гц}$, $\Delta\omega(4P_{3/2} - 1S, \text{поток-поток}) \approx 2\pi \times 8 \text{ Гц}$, и $\Delta\omega(4P_{1/2} - 1S, \text{поток-ост. газ}) \approx 2\pi \times 9 \text{ Гц}$, $\Delta\omega(4P_{3/2} - 1S, \text{поток-ост. газ}) \approx 2\pi \times 23 \text{ Гц}$ для случаев столкновения с атомами остаточного газа. Итоговый сдвиг за счет давления оценивается менее 0,01 кГц для перехода $2S - 4P_{1/2}$ и менее 0,03 кГц для перехода $2S - 4P_{3/2}$. Погрешность для двух переходов полагается полностью коррелированной ($r = 1$) и итоговая погрешность для центроида ν_{2S-4P} составляет 0,02 кГц.

4.4.9 Спектр лазера и калибровка частоты

Для проведения спектроскопии перехода $2S-4P$ на пучке холодных атомов водорода необходимы две лазерные системы: система LS1 возбуждения перехода $1S-2S$ для подготовки атомов в метастабильном состоянии $2S_{1/2}^{F=0}$ и лазерная система LS2 возбуждения перехода $2S - 4P$. Метод стабилизации этих систем и некоторые их характеристики приведены в Главе 1. Системы характеризуются высоким уровнем стабильности частоты и спектральной чистотой излучения, что сделало возможным поведение эксперимента с возбуждением узкого двухфотонного перехода $1S-2S$ и последующим возбуждением перехода $2S-4P$. Лазерные системы имеют идентичную конструкцию. В основе лежит задающий полупроводниковый лазер с внешним резонатором с длиной волны излучения 972 нм. После усиления рупорным

усилителем, излучение на длине волны 972 нм преобразуется в двух каскадах внутррезонаторного удвоения во вторую (четвертую) гармонику для получения излучения на длине волны 486 нм (243 нм). Спектральная чистота излучения на длине волны 486 нм отслеживалась по сигналу биений между двумя лазерными системами.

К сдвигу частоты наблюдаемых переходов может приводить асимметрия пьедестала фазовых шумов, присутствующих в спектре излучения возбуждающего лазера. Подробно эта проблема и оценка величины эффекта для лазера, используемого в эксперименте, приведена в разделе 1.4.3. Для получения верхней оценки на возможный вклад асимметрии пьедестала в сдвиг частоты перехода мы искусственно отсекали половину пьедестала фазовых шумов, таким образом моделируя крайний случай асимметрии, затем численно добавляли эти шумы в форму линии перехода и аппроксимировали полученный резонанс. Таким образом, для обоих переходов было получено ограничение на вклад от асимметрии лазерного спектра в 0,10 кГц. Величина погрешности для двух переходов полностью коррелирована ($r = 1$).

Частоты обеих лазерных систем (LS1 и LS2, см. раздел 1.4.3) во время проведения эксперимента непрерывно измеряются с помощью фемтосекундного синтезатора оптических частот, опорный сигнал частоты для которого обеспечивается активным водородным лазером. Лазер калибруется по сигналу глобальной навигационной спутниковой системы (GPS), что обеспечивает относительную погрешность частоты 1×10^{-13} . Погрешность калибровки лазера приводит к погрешности измерений на уровне 0,06 кГц для частот переходов 2S–4P, которая полностью коррелирована для двух переходов.

Абсолютная частота лазеров определялась методом, описанным в разделе 2.1.2 с погрешностью менее 0,10 кГц для каждого резонанса. Результирующая погрешность измерения частоты переходов за счет ошибки измерения частот лазеров пренебрежимо мала.

4.4.10 Эффект отдачи

Законы сохранения энергии и импульса требуют, чтобы частота поглощаемого фотона была больше, чем частота атомного резонанса ν на соответствующую величину сдвига за счет эффекта отдачи при поглощении атомом фотона. Соответствующий сдвиг можно записать как:

$$\Delta\nu_{recoil} = \frac{h}{2M_H} \left(\frac{\nu}{c}\right)^2 \approx 837,23 \text{ кГц}, \quad (4.13)$$

где M_H — масса атома водорода. $\Delta\nu_{recoil}$ известна с гораздо большей точностью, чем требуется в данном случае. Отношение $\frac{h}{M_H}$ может быть вычислено из экспериментально полученных значений отношения h/m_e постоянной Планка h и массы электрона m_e , энергии связи атома водорода и значений масс протона и электрона в атомных единицах [73]. При вычислении частот переходов $\nu_{1/2}$, $\nu_{1/2}$ и ν_{2S-4P} применялась соответствующая поправка на эффект отдачи.

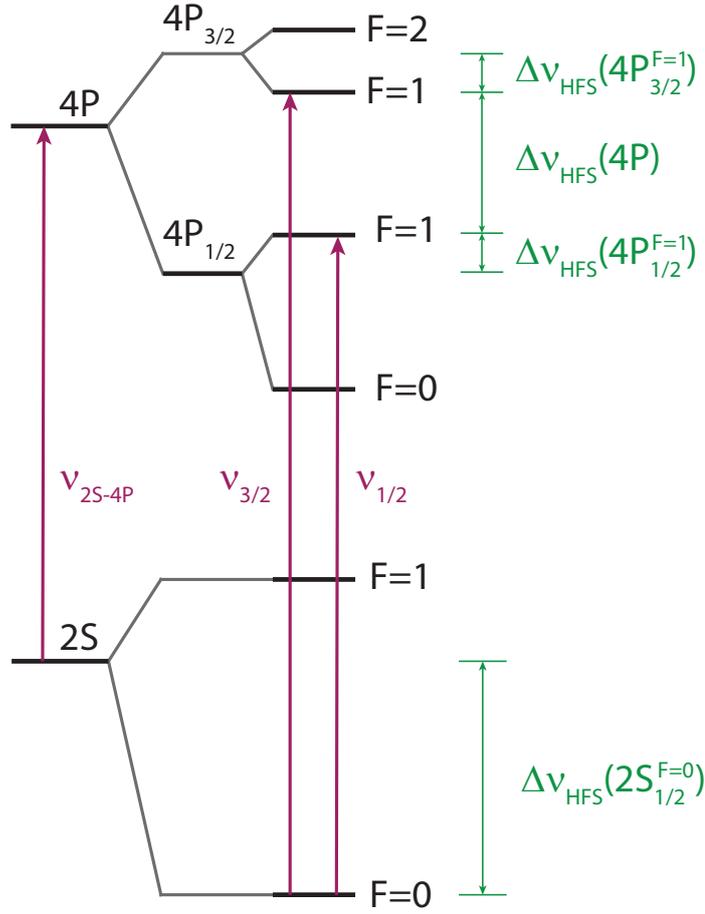


Рис. 4.3: Схема уровней перехода 2S—4P в атоме водорода (не в масштабе). Частоты переходов $2S_{1/2}^{F=0} - 4P_{1/2}^{F=1}(\nu_{1/2})$ и $2S_{1/2}^{F=0} - 4P_{3/2}^{F=1}(\nu_{3/2})$ определены экспериментально. Частота перехода из центра сверхтонкой структуры состояния 2S в центр тонкой структуры состояния 4P, ν_{2S-4P} получена при комбинировании значений $\nu_{1/2}$ и $\nu_{3/2}$ и введении поправок $\Delta\nu_{HFS}(2S_{1/2}^{F=0})$, $\Delta\nu_{HFS}(4P_{1/2}^{F=1})$ и $\Delta\nu_{HFS}(4P_{3/2}^{F=1})$. Расщепление тонкой структуры 4P состояния $\nu_{HFS}(4P)$ соответствует разности энергий $4P_{1/2}^{F=1}$ и $4P_{3/2}^{F=1}$ состояний.

4.4.11 Поправки сверхтонкого расщепления

Для получения частоты перехода из центра сверхтонкого расщепления состояния 2S в центр сверхтонкого расщепления состояния 4P (рисунок 4.3) в измеренные значения переходов $\nu_{1/2}$ и $\nu_{3/2}$ вводилась поправка за счет сверхтонкого сдвига состояний $2S_{1/2}^{F=0}$, $4P_{1/2}^{F=1}$ и $4P_{3/2}^{F=1}$ (таблица II в [56]):

$$\Delta\nu_{HFS}(2S_{1/2}^{F=0}) = -133167,6257(51) \text{ кГц}, \quad (4.14)$$

$$\Delta\nu_{HFS}(4P_{1/2}^{F=1}) = +1848,8(1) \text{ кГц}, \quad (4.15)$$

$$\Delta\nu_{HFS}(4P_{3/2}^{F=1}) = -1847,7(1) \text{ кГц}. \quad (4.16)$$

Сдвиги состояния 2S были определены экспериментально [91], а для состояния 4P — расчетной экстраполяцией к большим значениям n с добавлением малого недиагонального члена $\Delta\nu_{HFS}^{o.d.} = \pm 0,313 \text{ кГц}$. Частота перехода между центрами сверхтонкого расщепления со-

стояния 2S и тонкого расщепления состояния 4P ν_{2S-4P} получена как взвешенное среднее центроидов:

$$\begin{aligned}\nu_{2S-4P} &= \frac{1}{3}(\nu_{1/2} - \Delta\nu_{HFS}(4P_{1/2}^{F=1})) + (\nu_{3/2} - \Delta\nu_{HFS}(4P_{3/2}^{F=1}) + \Delta\nu_{HFS}(2S_{1/2}^{F=0})) = \\ &= \frac{1}{3}\nu_{1/2} + \frac{2}{3}\nu_{3/2} - 132\,552,092(75) \text{ кГц.}\end{aligned}\quad (4.17)$$

Теоретическое значение расщепления тонкой структуры $\Delta\nu_{FS}^{theo}(4P)$ между состояниями $4P_{1/2}^{F=1}$ и $4P_{3/2}^{F=1}$ можно получить из полных энергий связи для $4P_{1/2}^{F=1}$ и $4P_{3/2}^{F=1}$ состояний, приведенных в таблице IV в работе [83]:

$$\Delta\nu_{FS}^{theo}(4P) = 1367433,3(3) \text{ кГц} \quad (4.18)$$

4.5 Основные результаты четвертой главы

Получены абсолютные значения частот переходов $2S_{1/2}^{F=0} - 4P_{1/2}^{F=1}$ и $2S_{1/2}^{F=0} - 4P_{3/2}^{F=1}$:

$$\nu_{1/2} = 616520152555,1(3,0) \text{ кГц}, \quad \nu_{3/2} = 616521519990,8(3,0) \text{ кГц.}$$

Получено значение частоты перехода между центроидом сверхтонкой структуры 2S состояния и тонкой структуры 4P состояния:

$$\nu_{2S-4P} = 616520931626,8(2,3) \text{ кГц}$$

Описаны все учтенные поправки и погрешности.

Экспериментально определено значение тонкого расщепления состояния 4P $\Delta\nu_{HFS}^{exp}(4P)$, которое отлично согласуется с теоретически рассчитанным значением $\Delta\nu_{HFS}^{theo}(4P)$, что является чувствительным тестом наличия сдвигов, связанных с эффектом квантовой интерференции и дополнительным подтверждением правильности проведенного анализа данных.

Из значения ν_{2S-4P} и частоты перехода 1S—2S определены новые значения постоянной Ридберга R_∞ и зарядового радиуса протона r_p :

$$R_\infty = 10973731,568076(96) \text{ м}^{-1}$$

$$r_p = 0,8335(95) \text{ фм}$$

Итоговая погрешность сравнима с погрешностью совокупности всех предыдущих данных, полученных спектроскопией атомарного водорода. Результат согласуется со значением мюонного водорода, но отличается на 3,3 и 3,9 стандартных отклонения от значения, полученного из совокупности мировых водородных данных на 2010 г. При этом полученные в работе значения постоянной Ридберга R_∞ и зарядового радиуса протона r_p подтверждаются результатами измерения Лэмбовского сдвига и экспериментами по спектроскопии перехода 1S—3S в атоме водорода, проведенными другими группами позднее, что указывает на вероятные неучтенные систематические погрешности предыдущих измерений в атоме водорода.

Учитывая тот факт, что в 2018 году группа CODATA включила в рассмотрение результаты мюонных экспериментов и рекомендовала новое значение постоянной Ридберга R_∞ и зарядового радиуса протона r_p [92], можно считать проблему загадки зарядового радиуса протона фактически решенной.

Глава 5

Спектроскопия узких переходов в атоме стронция

Появление лазерных источников с субгерцовой спектральной шириной линии и относительной нестабильностью на уровне единиц пятнадцатого знака открыло возможности для лазерной спектроскопии чрезвычайно узких сильно запрещенных оптических переходов и дало толчок развитию оптических атомных часов.

В основе любых часов лежит осциллятор. Его колебания задают опорную частоту и единицу времени. На протяжении многих веков в основу измерения времени ложились астрономические явления, такие как вращение Земли вокруг своей оси или обращение Земли вокруг Солнца. Однако для коротких временных интервалов такие измерения неудобны, нужны стандарты частоты другого типа. Классическим примером макроскопических механических осцилляторов служат маятниковые часы. Со временем размеры часов уменьшались, а их точность вырастала. В начале 20-го века появились часы на основе кварцевого осциллятора.

Однако у всех этих часов имеются недостатки, ограничивающие их точность и стабильность. Частота вращения Земли не постоянна во времени, на частоту колебаний механического маятника оказывает влияние внешние факторы. Атом же является идеальным осциллятором, поскольку два атома одного типа неотличимы друг от друга. Поэтому создав прибор, в основе которого лежит частота естественных колебаний в атоме, можно быть уверенным, что все такие часы будут идентичны.

С 1967 года в основе первичного эталона частоты и времени лежит атом ^{133}Cs , работающий на микроволновом переходе между сверхтонкими компонентами основного состояния на частоте 9,2 ГГц. За более чем пятьдесят лет своего существования цезиевые атомные часы достигли фактического предела своей точности, обеспечивая относительную неточность и нестабильность частоты на уровне 1×10^{-16} .

Частота оптических переходов в атомах на три порядка выше, чем частота микроволнового перехода в атоме цезия. Это означает, что поскольку относительная неточность частоты выражается как $\Delta f/f_0$, где Δf — ошибка, а f_0 — частота перехода, то при переходе к оптическим частотам точность часов потенциально может увеличиться на три порядка.

Стронций является одним из признанных элементов, использующихся для создания оптических атомных часов на нейтральных атомах. За счет высокой согласованности значения абсолютной частоты часового перехода, полученного в различных лабораториях мира [93, 94, 95], стронций рассматривается как один из наиболее вероятных кандидатов для переопределения секунды. Относительная нестабильность и неточность часов на холодных атомах стронция в оптической решетке достигла рекордных значений в 2×10^{-18} [96].

В 2012 году в рамках Федеральной целевой программы “Поддержание, развитие и использование системы ГЛОНАСС на 2012-2020 годы” ФГУП ВНИИФТРИ были начаты работы по созданию наземного стандарта частоты на холодных атомах стронция в оптической решетке для включения его в состав государственной системы эталонов ГЭТ1. Автор диссертации принимала ключевое участие в создании данного стандарта как на этапе разработки и создания макета (будучи штатным сотрудником ФГУП ВНИИФТРИ до 2013 года), так и на этапе исследований (будучи сотрудником ФИАН). В данной главе приведены результаты экспериментов по лазерной спектроскопии интеркомбинационного перехода $^1S_0 - ^3P_1$, использующегося для вторичного охлаждения атомов стронция, и магнито-индуцированной спектроскопии часового перехода $^1S_0 - ^3P_0$ в изотопе ^{88}Sr , для которых нами были разработаны и созданы ультрастабильные лазерные источники, описанные в Главе 1.

5.1 Особенности глубоко лазерного охлаждения атомов стронция

Стронций является щелочноземельным элементом, как магний, кальций и т.д. и обладает соответствующей довольно простой системой уровней (рисунок 5.1). Наличие практически замкнутого широкого циклического перехода $^1S_0 - ^1P_1$ на длине волны $\lambda_D = 461$ нм, доступной для коммерческих лазеров, делает удобным первый этап лазерного доплеровского охлаждения. Однако, поскольку этот переход обладает большой естественной шириной линии $\gamma_1 = 30$ МГц, достижимая на первом этапе температура охлаждения довольно высока и составляет около 1 мК (доплеровский предел $T_D = h\gamma_1/2k_B = 770$ мК). Соответствующая тепловая скорость составляет около 1 м/с. Поскольку часовой переход $^1S_0 - ^3P_0$ в атоме ^{87}Sr ($\lambda = 698$ нм) является сильно запрещенным и имеет спектральную ширину линии всего 1 МГц, для реализации оптических часов такие температуры являются слишком высокими (для изотопа ^{88}Sr часовой переход $^1S_0 - ^3P_0$ является строго запрещенным и для его спектроскопии необходимо наличие магнитного поля, приводящего к подмешиванию к состоянию 3P_0 близлежащего состояния 3P_1 [23]). Кроме того, необходимо, чтобы время, в течение которого происходит опрос часового перехода, было порядка 1с, а атомы жестко ограничены пространственно для реализации режима Лэмба-Дике [97], при котором полностью подавляется эффект Доплера первого порядка. Необходимо более глубокое охлаждение атомов до температур < 10 мК и их захват в оптическую дипольную ловушку (оптическую решетку).

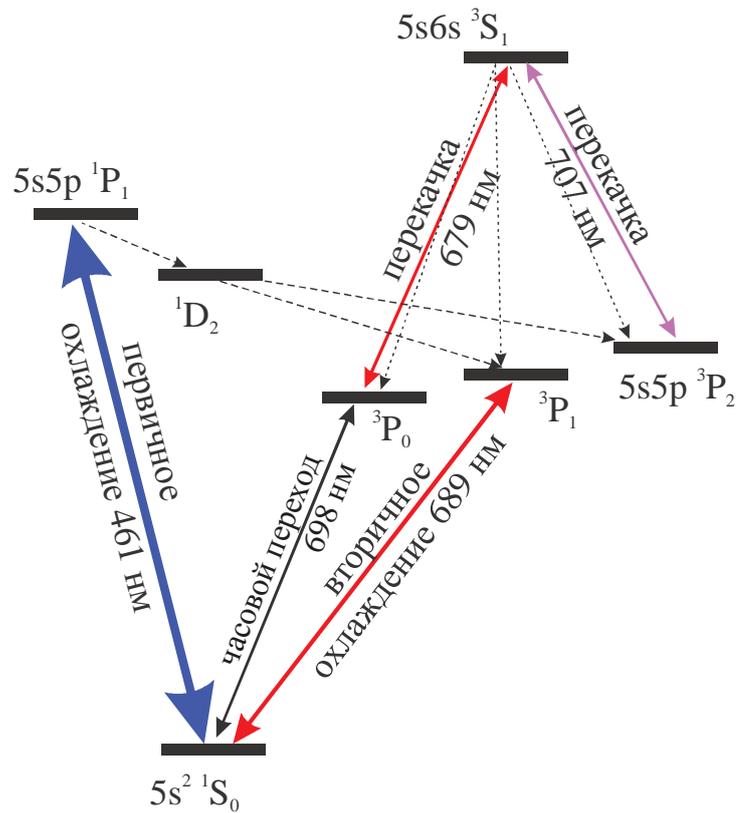


Рис. 5.1: Схема уровней атома ^{87}Sr и ^{88}Sr , участвующих в процессе лазерного охлаждения

Оптическая решетка образуется пучностями и узлами стоячей световой волны. Если частота излучения, образующего оптическую решетку, близка к атомному резонансу, уровни энергии в атоме сдвигаются, что известно как динамический эффект Штарка. Так, для “красной” отстройки (в меньшую по частоте сторону от частоты резонанса) частоты оптической решетки, сдвиг основного состояния отрицателен и атомы будут захватываться в области максимальной интенсивности излучения.

Величина сдвига энергетических уровней из-за динамического эффекта Штарка зависит от конкретного уровня и от свойств излучения. Даже для небольших интенсивностей световых полей, формирующих оптическую решетку глубиной порядка гравитационного потенциала, что необходимо для удерживания в ней атомов, сдвиг энергий каждого из уровней, формирующих часовой переход может достигать нескольких кГц, что соответствует относительной частоте 10^{-11} . Эта величина на семь порядков больше целевой относительной погрешности оптических часов.

Как было показано Н. Katori в 2001 году [98], можно так подобрать длину волны оптической решетки, что динамический эффект Штарка для уровней энергии, формирующих часовой переход оказывается одинаковым; в линейном приближении динамический эффект

Штарка для часового перехода становится равен нулю [95, 99]. Для атома стронция была теоретически предсказана такая “магическая” длина волны [99] в районе 800 нм, а позже группа P. Lemonde (SYRTE) экспериментально определила значение $813,428 \pm 0,001$ [100], которое впоследствии было подтверждено результатами других групп [101, 102].

Позднее в совместной работе российских и японских ученых было предложено использовать “голубую” магическую длину волны $\lambda_{blue} = 389,889(9)$ для атомов стронция [103]. В этом случае атомы должны захватываться в областях, где амплитуда поля близка к нулю и, следовательно, световые сдвиги должны быть меньше чем в уже классическом случае “красной” отстройки. Однако, в связи с недоступностью достаточно мощного источника когерентного излучения на этой длине волны, данный подход пока не был реализован для действующих стандартов.

Для обеспечения локализации атомов глубина оптической решетки должна быть достаточно большой. Однако увеличение глубины приводит к росту остаточного вклада динамического эффекта Штарка (за счет гиперполяризуемости), поэтому обычно рабочая глубина решетки выбирается менее $100E_{rec}$, где $E_{rec} = 0,1$ мкК — энергия отдачи для длины волны решетки λ_L . Отсюда следует, что для эффективной загрузки атомов в оптическую решетку необходимо глубокое охлаждение атомов до температур ниже 10 мкК. Для этого используется двухступенчатое лазерное охлаждение до температур 1-2 мкК [104].

Первичное охлаждение атомов стронция обеспечивается классическим методом лазерного охлаждения на переходе $^1S_0 - ^1P_1$ (461 нм) с естественной шириной линии $\gamma_1 = 30$ МГц, который является практически замкнутым. Однако, для того, чтобы минимизировать потери атомов в результате незначительного распада состояния 1P_1 в триплет 3P используются два лазера перекачки (рисунок 5.1). Для реализации первичного охлаждения можно использовать коммерчески доступные лазерные источники (например, компании Toptica), частоту которых удобно стабилизировать. Для стабилизации в нашем случае применялся волномер WS-U (производитель компания Ангстрем, г. Новосибирск), с PID контроллером, подающим управляющий сигнал на пьезоэлемент, контролирующий угол поворота дифракционной решетки лазера. Частоту при этом удается стабилизировать с точностью около 1 МГц.

Температуры в 1-3 мК, достигаемые в конце первой ступени охлаждения и обычно регистрируемые в экспериментах, оказываются слишком высоки и требуется цикл более глубокого охлаждения. В случае стронция, обладающего в основном состоянии нулевым моментом электронной оболочки, методы субдоплеровского охлаждения оказываются неэффективны и используется метод вторичного лазерного охлаждения на более слабом переходе. В отличие от атомов Er, Tm и некоторых других, обладающих достаточно широкими переходами вторичного охлаждения 100-300 кГц [105], в атоме стронция единственным переходом, позволяющим дальнейшее охлаждение, является интеркомбинационный переход $^1S_0 - ^3P_1$ на длине волны 689 нм с естественной шириной линии $\gamma_2 = 7.4$ кГц. Процесс вторичного лазерного охлаждения затруднен неоднородным доплеровским уширением, составляющим 1-3 МГц, существенно превышающим естественную ширину линии γ_2 . Для преодоления этой

трудности применяются модуляционные методы, которые позволяют адресовать различные скоростные группы атомов лазерно-охлаждающим излучением. Таким образом этап вторичного охлаждения делится на два подэтапа: широкополосный и узкополосный.

Ввиду малой спектральной ширины перехода $^1S_0 - ^3P_1$, используемого для вторичного охлаждения, возникают жесткие требования к используемой лазерной системе: спектральная ширина излучения лазера должна быть существенно меньше естественной ширины линии γ_2 и дрейф частоты не должен превышать 1 Гц/с. Последнее требование связано с необходимостью стабильной работы системы на больших интервалах времени.

5.2 Экспериментальная установка

Лазерное охлаждение изотопа ^{88}Sr осуществить проще, чем нечетного ^{87}Sr изотопа. Это связано как с большим процентом ^{88}Sr в естественной смеси, так и с его более простой энергетической структурой уровней. Во всех мировых научных лабораториях, занимающихся разработкой оптических часов на холодных атомах стронция, первым этапом являлся захват и лазерное охлаждение четного изотопа ^{88}Sr . Переход к нечетному изотопу ^{87}Sr требует несущественной перенастройки экспериментальной установки и осуществляется после отработки всех этапов лазерного охлаждения изотопа ^{88}Sr .

Совместно с сотрудниками ФИАН во ВНИИФТРИ была создана экспериментальная установка для лазерного охлаждения изотопа ^{88}Sr . Схема первичной магнито-оптической ловушки (МОЛ) (461 нм) была реализована в трех парах антиколлинеарных ортогональных световых пучков, которые пересекались в центре титановой вакуумной камеры, схематично представленной на рисунке 5.2. Вылетающие из теплового источника атомы стронция предварительно замедляются в зеemanовском замедлителе до скоростей около 20 м/с. Пучки первичной МОЛ пересекаются в центре ловушки (на рисунке 5.2 третья пара лучей направлена перпендикулярно плоскости рисунка и обозначена красным кружком) и формируют облако из потока замедленных атомов. Интенсивности лазерных пучков на охлаждающей длине волны $\lambda = 461$ нм соотносятся как 3 : 3 : 1 ($x : y : z$), что обеспечивает формирование наиболее симметричного облака. Магнитное поле в области МОЛ формируется двумя катушками в антигельмгольцевой конфигурации с осью вдоль z . Катушки сделаны из полый медной трубки диаметром 4 мм с каптоновой изоляцией. Водяное охлаждение осуществляется подачей через трубку воды под давлением, что позволяет пропускать через катушки ток до 70 А и достигать градиента магнитного поля в центре камеры вплоть до 120 Гс/см. Градиент, обеспечивающий максимальное количество захватываемых в МОЛ атомов, составляет 50 Гс/см.

Большой градиент магнитного поля в первичной МОЛ препятствует лазерному охлаждению на интеркомбинационном переходе, поэтому в процессе вторичного охлаждения градиент поля должен быть быстро снижен вплоть до 3 Гс/см. Поскольку характерное время разлета атомов в первичной ловушке составляет несколько миллисекунд, необходимо быст-

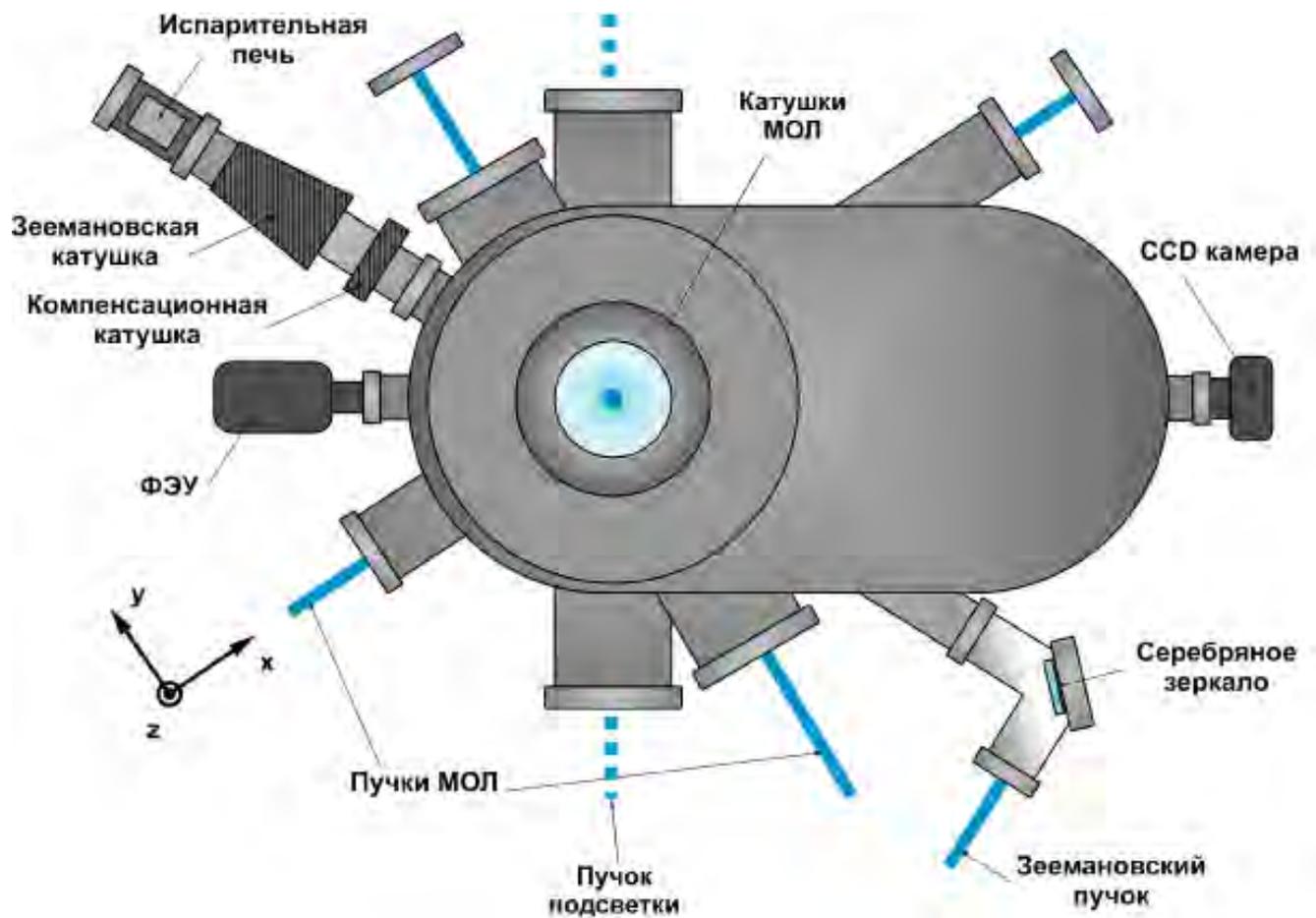


Рис. 5.2: Схема вакуумной камеры (1 — испарительная печь; 2 — зеемановский замедлитель; 3 — компенсационная катушка; 4 — ФЭУ; 5 — пучок подсветки; 6 — катушки МОЛ; 7 — пучки МОЛ (461 и 689 нм); 8 — CCD-камера; 9 — серебряное зеркало; 10 — зеемановский пучок (461 нм))

ро выключать поле при переходе к этапу вторичного охлаждения. Для этого катушки были снабжены электронной системой на полевых транзисторах, позволяющей выключать магнитное поле на характерных временах 0,5 мс. Лазерное излучение для зеемановского замедлителя и пучков МОЛ обеспечивалось полупроводниковой лазерной системой TA-SHG pro (ТОРТИСА), которая состояла из полупроводникового лазера с внешним резонатором, полупроводникового усилителя и схемы преобразования во вторую гармонику. Система обеспечивает мощность излучения вплоть до 450 мВт на $\lambda = 461$ нм со спектральной шириной 2 МГц. Частота лазера стабилизировалась по высокостабильному коммерческому интерферометру WS-U (Angstrom), который, в свою очередь, калибровался по лазерному стандарту Орвилаз-532-5-С с иодной ячейкой. Для выполнения баллистических измерений и регистрации вторичной ловушки предусмотрены пучки подсветки, настроенные точно в резонанс с переходом $^1S_0 - ^1P_1$. Для минимизации влияния пучков подсветки на облако пучки имели одинаковую интенсивность и антиколлинеарны.

Для быстрого включения и выключения излучения подсветки, первичной МОЛ и зеемановского замедлителя лазерное излучение пропускать через акустооптические модуляторы (АОМ), работающие в первом порядке дифракции и сдвигающие частоту излучения на 40, 120 и 770 МГц соответственно. Подаваемые на АОМы радиочастотные сигналы проходили через ключи, управляемые цифровыми импульсами и позволяющие включать и выключать излучение за время менее 1 мкс. Поскольку АОМ в однопроходной схеме обеспечивает подавление мощности только на 30 – 40 дБ, для полной блокировки дополнительно использовались механические затворы с временем срабатывания 0,5 мс. Управление экспериментом (формирование сигналов управления АОМами, затворами, магнитным полем, сбор данных) осуществлялась с помощью системы LabView, обеспечивающей синхронизацию сигналов на уровне 1 мкс.

Регистрация сигнала люминесценции атомов на длине волны 461 нм осуществлялась с помощью ФЭУ, на который отображается область ловушки. Изображение облака также регистрировалось CCD-камерой, управляемой с компьютера.

С помощью описанной системы наблюдалось первичное лазерное охлаждение всех изотопов атома стронция: ^{84}Sr (0,56 %), ^{86}Sr (9,86 %), ^{87}Sr (7,02 %) и ^{88}Sr (82,56 %) [106].

5.3 Спектроскопия интеркомбинационного перехода $^1S_0 - ^3P_1$ в лазерно-охлажденных атомах ^{88}Sr

Для глубокого (вторичного) охлаждения атомов стронция используется интеркомбинационный переход $^1S_0 - ^3P_1$ на длине волны 689 нм с естественной шириной линии $\gamma_2 = 7,4$ кГц. Доплеровский предел для этого перехода составляет 200 нК, однако лазерное охлаждение на столь спектрально узком переходе накладывает жесткие ограничения на спектр лазерного излучения, стабильность его частоты, а также требует компенсации и высокой симметрии

магнитных полей в магнитооптической ловушке. Именно поэтому исследование данного перехода является важной задачей на пути реализации надежного вторичного охлаждения. Переход исследовался в ряде работ других научных групп [107, 108, 109]. В настоящей работе, помимо ряда оригинальных технических решений по спектроскопии атомов стронция в ячейке, нами предложен новый метод настройки МОЛ с использованием наблюдения зеемановского расщепления уровня 3P_1 в облаке предварительно охлажденных атомов стронция.

5.3.1 Лазерное охлаждение атомов стронция на переходе $^1S_0 - ^1P_1$

В цикле первичного лазерного охлаждения осуществляется захват атомов в магнитооптическую ловушку из теплового пучка заторможенных в зеемановском замедлителе излучением на длине волны 461 нм атомов. Оригинальным решением, использованным в нашей конфигурации зеемановского замедлителя, является серебряное зеркало, установленное на оси замедлителя в вакуумной камере (рисунок 5.2). Зеркало отклоняет пучок лазера зеемановского замедлителя на 90° и предотвращает напыление стронция на оптическое окно вакуумной камеры, через которое заводится зеемановский пучок, что являлось существенной проблемой в ряде установок [110].

Атомы захватываются в область пересечения трех пар антиколлинеарных лазерных лучей с интенсивностью $0,1 - 0,3 I_{sat}$ (длина волны $\lambda = 461$ нм). Интенсивность насыщения для перехода $^1S_0 - ^1P_1$ $I_{sat} = 43$ мВт/см². Градиент магнитного поля в центре МОЛ формируется двумя катушками в антигельмгольцевой конфигурации и может варьироваться в диапазоне $0 - 120$ Гс/см с характерным временем переключения $0,5$ мс. Изображение облака атомов регистрируется ПЗС матрицей, управляемой с компьютера. Для выполнения баллистических измерений и регистрации облака во вторичной ловушке предусмотрены лазерные импульсы подсветки, настроенные точно в резонанс с переходом $^1S_0 - ^1P_1$ и формируемые при помощи АОМа. Количественные измерения производятся при помощи предварительно откалиброванного ФЭУ, на который отображается область ловушки.

Как уже упоминалось выше, переход $^1S_0 - ^1P_1$ не является замкнутым, поскольку возможен распад на подуровни триплета 3P . Для уменьшения потерь атомов из ловушки за счет утечки населенности и повышения времени жизни атомов в ловушке используются два лазера перекачки с длиной волны излучения 679 нм и 707 нм, связывающие состояния 3P_0 и 3P_2 с выше лежащим уровнем $5s6s^3S_1$, частоты которых стабилизируются по волномеру WS-U (Ангстрем) для повышения стабильности работы системы на больших временах. Излучение лазеров перекачки подмешиваются к одному из охлаждающих пучков с помощью дихроических зеркал. В присутствии лазеров перекачки количество атомов в первичной МОЛ, а также их время жизни существенно увеличивается (рисунок 5.3). Фотографии облака атомов ^{88}Sr без лазеров перекачки и в присутствии излучения обоих перекачивающих лазеров приведены на рисунке 5.4.

Время жизни и количество атомов в МОЛ определялось по сигналу люминесценции,

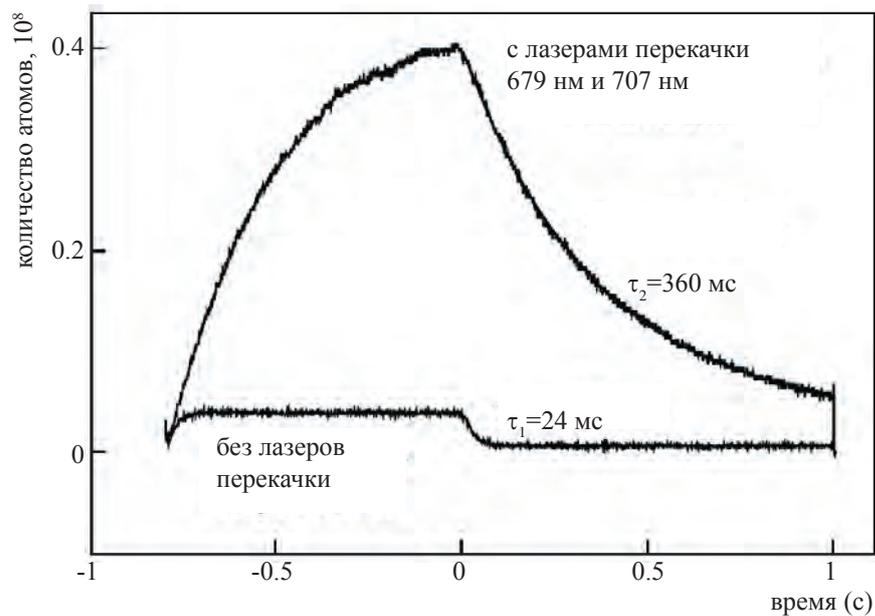


Рис. 5.3: Влияние лазеров перекачки на время жизни и количество атомов в первичной МОЛ. В момент времени $t = 0$ отключался пучок зеемановского замедлителя и прекращалась загрузка ловушки. Далее наблюдался распад МОЛ согласно формуле 5.1. Кривые аппроксимировались экспоненциальными зависимостями с постоянными времени, указанными на рисунке.

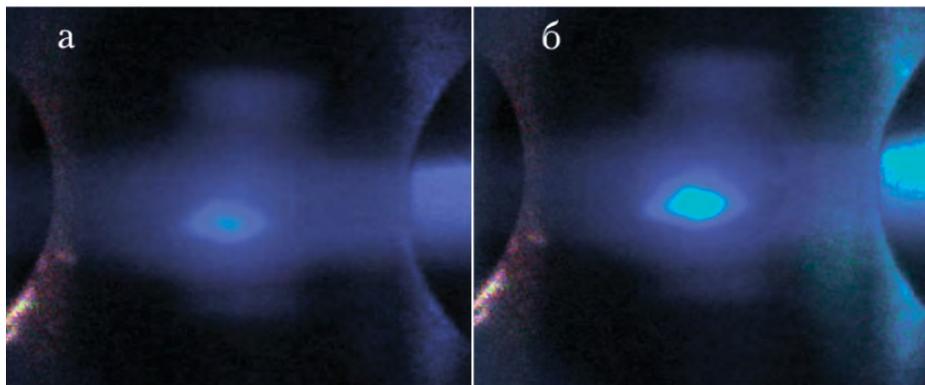


Рис. 5.4: Фотографии облака захваченных в первичную магнито-оптическую ловушку атомов ^{88}Sr при выключенных (а) и включенных (б) лазерах перекачки 679 нм и 707 нм.

регистрируемому ФЭУ. Предполагалось, что ловушка является оптически тонкой и сигнал пропорционален количеству атомов.

Динамика загрузки-разгрузки МОЛ без учета бинарных столкновений описывается уравнением:

$$\frac{dN}{dt} = R - \frac{N}{\tau}, \quad (5.1)$$

где N — количество атомов, R — скорость загрузки, τ — время жизни атома в ловушке. Если изначально ловушка пуста, то загрузка происходит по закону $N(t) = R\tau(1 - e^{-t/\tau})$, из которого видно, что количество атомов при $t \rightarrow \infty$ линейно растет с временем жизни τ . Распад полностью загруженной ловушки описывается выражением $N(t) = R\tau e^{-t/\tau}$, которое использовалось для аппроксимации данных на рисунке 5.3 и определения времени жизни τ . В присутствии лазеров перекачки количество атомов и время жизни атомов в первичной ловушке увеличивается почти на порядок. В этом случае время жизни атомов в МОЛ составило $\tau_2 = 360$ мс и ограничено столкновениями с остаточными газами в вакуумной камере.

Температура облака определялась баллистическим методом по его свободному разлету. После цикла первичного охлаждения в присутствии излучения лазеров перекачки формировалось почти сферическое облако атомов ^{88}Sr размером 0,5 мм по уровню $1/e^2$, содержащее до 10^8 атомов при осевом градиенте магнитного поля 50 Гс/см. После этого удерживающие световые поля отключались и облако начинало свободно падать в поле тяжести. В предположении трехмерного гауссовского распределения концентрации атомов в облаке, а также при условии близости распределения атомов по скоростям в каждой точке облака к распределению Максвелла, радиус облака по уровню $1/e$ при разлете будет увеличиваться по закону:

$$w_{1/e^2}(t) = \sqrt{w_0^2 + \frac{4kT}{m}t^2} \quad (5.2)$$

Первая часть предположения проверяется экспериментально по наблюдению фотографий облака. Второе условие является приближенным, однако температура в центре облака отличается от температуры атомов на его периферии не более чем на 15% [111]. Минимально достигнутая температура составила 2 мК, что позволяло перейти к этапу вторичного охлаждения атомов на узком интеркомбинационном переходе.

5.3.2 Спектроскопия насыщенного поглощения перехода вторичного охлаждения в ячейке

Для реализации вторичного охлаждения атомов стронция на интеркомбинационном переходе $^1S_0 - ^3P_1$ нами были разработаны, созданы и охарактеризованы ультрастабильные лазерные системы ЛС1 и ЛС2, описанные в Разделе 1.4.1 данной работы. Спектральная ширина линии излучения этих систем составляет < 100 Гц, а относительная нестабильность

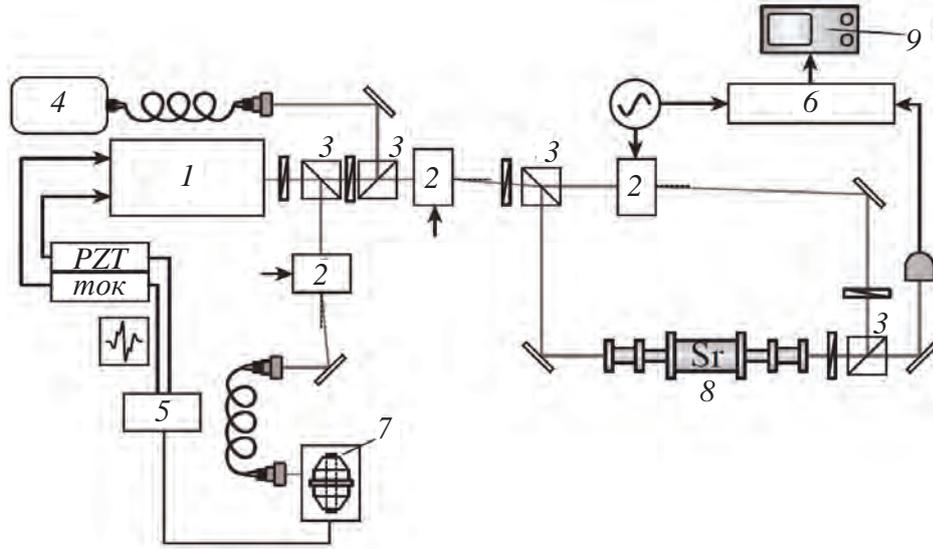


Рис. 5.5: Схема эксперимента по спектроскопии насыщенного поглощения перехода $^1S_0 - ^3P_1$ в парах атомов Sr в ячейке: 1 — лазер 689 нм; 2 — АОМ; 3 — поляризационный куб; 4 — волномер WS-U; 5 — блок формирования сигнала ошибки петли обратной связи; 6 — синхронный детектор; 7 — ULE-резонатор; 8 — ячейка; 9 — осциллограф.

на временах усреднения до 100 с не превышает 3×10^{-14} . При этом наблюдается линейный дрейф частоты сигнала биений двух идентичных лазерных систем на уровне 300 МГц/с.

Для настройки на интеркомбинационный переход $^1S_0 - ^3P_1$ и компенсации дрейфа частоты лазера на больших временах нами была реализована схема спектроскопии насыщенного поглощения перехода $^1S_0 - ^3P_1$ в парах атомов Sr в ячейке [112]. Схема экспериментальной установки для исследования спектроскопии насыщенного поглощения интеркомбинационного перехода в ячейке представлена на рисунке 5.5. Перед ячейкой пучок излучения лазера расщепляется на насыщающий и пробный, которые заводятся в ячейку строго навстречу друг другу в параллельных линейных поляризациях. Насыщающий пучок модулируется по амплитуде АОМом, а сигнал в пробном пучке регистрируется синхронным детектором на частоте модуляции.

Ячейка представляет собой трубу из нержавеющей стали диаметром 20 мм (переходник) и 35 мм (центральная часть) общей длиной 55 см (рисунок 5.6). В торцах расположены окна из плавленного кварца, просветленные на длину волны 689 нм. В центр ячейки помещены несколько кусочков стронция диаметром около 5 мм. Для обеспечения достаточной оптической плотности необходим довольно сильный нагрев, при этом пары стронция могут осаждаться на оптических окнах, что представляет серьезную техническую проблему. При температуре около 500 °С (характерная рабочая температура в эксперименте) давление его насыщенных паров составляет 1 Па.

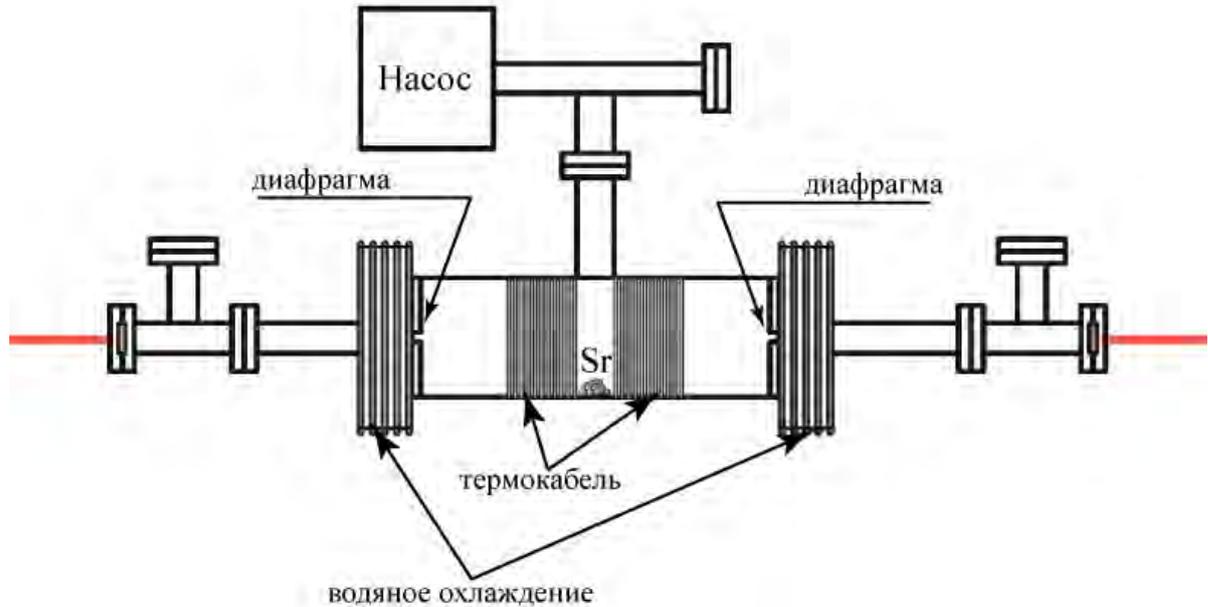


Рис. 5.6: Ячейка для спектроскопии насыщенного поглощения. В центре помещен металлический стронций. Нагрев осуществляется термокабелем в центре ячейки.

На центральную часть ячейки намотано 20 витков термокабеля, с помощью которого осуществляется нагрев. Во избежание нагрева всей ячейки, а также для охлаждения фланцев с закрепленными на них диафрагмами и прилегающих участков ячейки, на трубу намотано 6 витков медной трубки, через которую протекает вода. В центре ячейки непрерывно откачивается ион-геттерным насосом Varian производительностью 2 л/с. В первоначальном варианте конструкции ячейки насос располагался вблизи одного из окон. При этом наблюдалось быстрое снижение пропускающей способности окна в результате напыления стронция. После переноса насоса к центру ячейки напыления стронция на окна не происходило. Это объясняется достаточно высоким давлением буферного газа вблизи окон (дифференциальная откачка), препятствующим пролету атомов стронция к окнам.

Ток нагревателя формирует магнитное поле, что позволяет выделить магнитонечувствительный переход зеемановскими компонентами $^1S_0(m_j = 0) - ^3P_1(m_j = 0)$. На рисунке 5.7 показаны спектры насыщенного поглощения паров стронция при двух мощностях насыщающего пучка. Наблюдается уширение перехода мощностью, поскольку интенсивность падающего излучения значительно превышает интенсивность насыщения.

Зависимость ширины спектральной линии перехода на полувысоте от мощности насыщающего пучка приведена на рисунке 5.8 (аппроксимация лоренцевским профилем). Ширина резонанса при экстраполяции к нулевой мощности составляет 280 кГц. Это значение соответствует времяпролетному уширению в лазерных пучках.

Для стабилизации частоты лазера в схему на рисунке 5.5 был добавлен фазовый электрооптический модулятор, позволяющий регистрировать дисперсионные контуры (производные

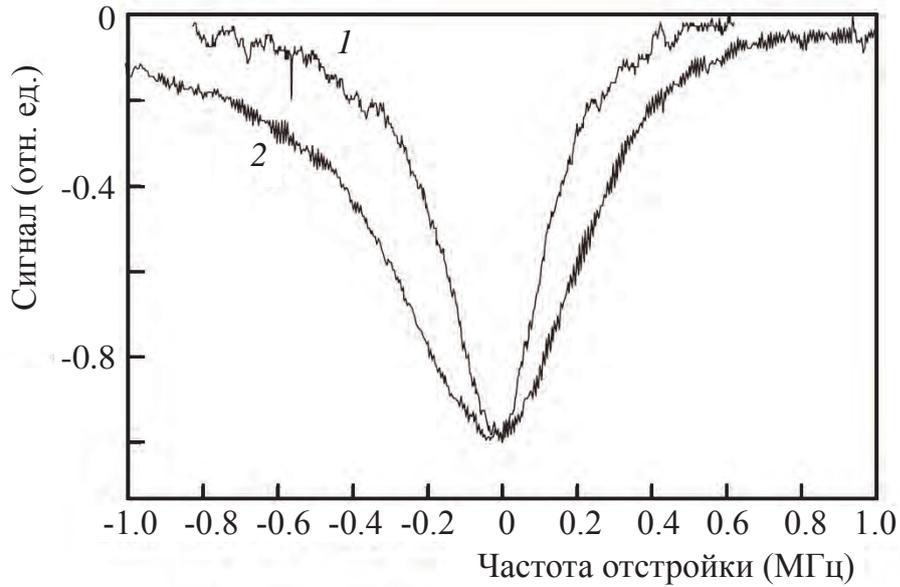


Рис. 5.7: Спектры насыщенного поглощения паров ^{88}Sr на переходе $^1S_0(m_j = 0) - ^3P_1(m_j = 0)$, полученные при мощности 13 мВт (1) и 100 мВт (2) в пучке насыщения.

от спектров на рисунке 5.7). Стабилизация частоты лазера к центру дисперсионного контура обеспечивает долговременную стабильность частоты около 50 кГц, что достаточно для процесса вторичного охлаждения. Таким образом, лазер был настроен на переход вторичного охлаждения, а долговременная стабильность его частоты (на интервалах более 1 ч) обеспечивалась ячейкой. На меньших интервалах стабильность частоты определялась ультрастабильным резонатором из стекла ULE.

5.3.3 Спектроскопия перехода вторичного охлаждения в магнито-оптической ловушке

Для перезахвата предварительно охлажденных атомов Sr во вторичную ловушку и реализации этапа вторичного охлаждения необходимо, чтобы облако предохлажденных атомов Sr находилось строго в минимуме (нуле) магнитного поля. Из-за неполной симметрии магнитной системы, разбалансировки интенсивностей и поляризаций охлаждающих пучков атомы обычно находятся вне желаемой области. Обычный метод юстировки по разлету первичного облака (симметричный разлет соответствует наиболее симметричной конфигурации) оказывается недостаточно чувствительным вследствие относительно большого размера облака и высоких скоростей атомов.

Нами была реализована схема спектроскопии атомов в первичной ловушке с использованием излучения лазера на длине волны 689 нм. Как видно из схемы уровней, представленной на рисунке 5.1, возбуждение перехода $^1S_0 - ^3P_1$ приводит к переносу части населенности с

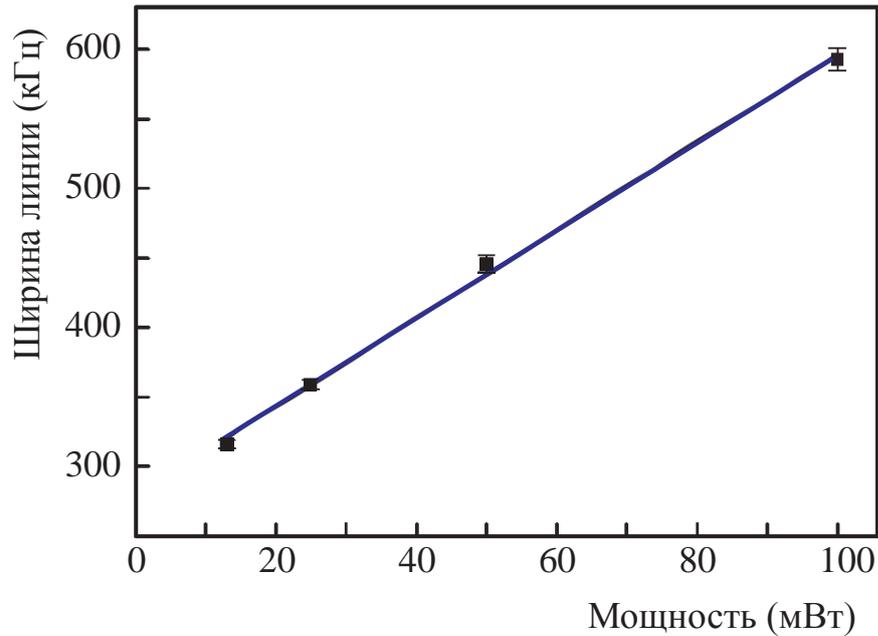


Рис. 5.8: Зависимость ширины резонанса от мощности насыщающего пучка.

уровня 1S_0 на уровень 3P_1 и, соответственно, к снижению люминесценции первичной МОЛ, работающей на сильном переходе $^1S_0 - ^1P_1$ (461 нм). Для увеличения чувствительности был использован метод синхронного детектирования (рисунок 5.9), при этом излучение лазера на 689 нм модулировалось по амплитуде с помощью АОМа на частоте 10 кГц. Промодулированный пучок мощностью 0,1–2 мВт направлялся на первичную ловушку. Сигнал люминесценции на длине волны $\lambda = 461$ нм регистрировался с помощью ФЭУ и подавался на синхронный детектор.

Характерный спектр перехода $^1S_0 - ^3P_1$ в первичной стронциевой ловушке, зарегистрированный описанным методом, представлен на рисунке 5.10. Мощность охлаждающего излучения при этом составляла около $10I_{sat}$ ($I_{sat} = 9,5$ мкВт/см² — интенсивность насыщения перехода). Видно, что в спектре наблюдаются три пика, соответствующих зеемановскому расщеплению верхнего уровня 3P_1 в магнитном поле МОЛ при осевом градиенте 50 Гс/см. Сдвиг магнито-чувствительных переходов $m_j = 0 \rightarrow m_j = \pm 1$ в магнитном поле составляет 2,1 МГц/Гс, тогда как чувствительность перехода $m_j = 0 \rightarrow m_j = 0$ к магнитному полю пренебрежимо мала. Расщепление Раби [113], дающее незначительный вклад в структуру спектра, при моделировании не учитывалось.

Хотя при идеальном балансе интенсивностей световых пучков ловушка должна находиться в нуле магнитного поля, конечный размер ловушки приводит к тому, что атомы в периферических областях испытывают зеемановское расщепление. Нами было выполнено моделирование, учитывающее пространственное распределение атомов в градиентном поле. Хотя из-за большого количества параметров (точное положение облака, пространственная функция распределения атомов, поляризация пробного излучения на 698 нм) точное воспро-

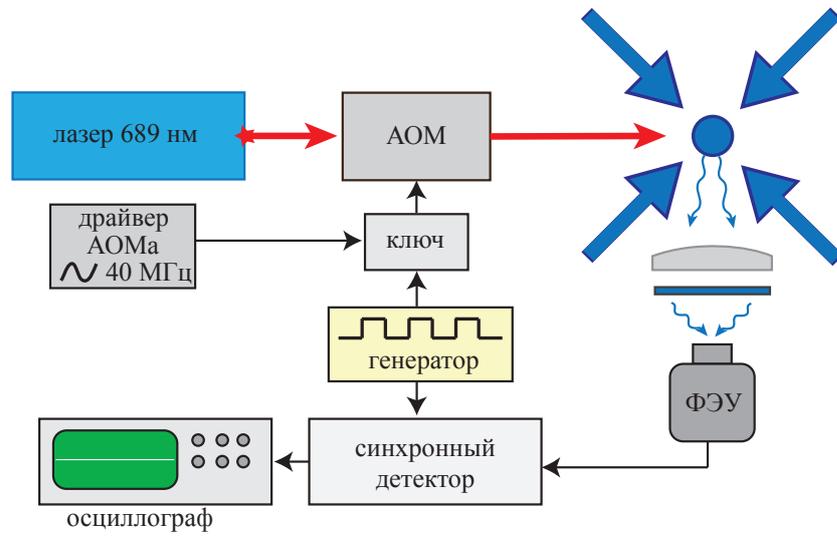


Рис. 5.9: Схема эксперимента по спектроскопии перехода $^1S_0-^3P_1$ в первичной стронциевой ловушке

извлечение экспериментальных данных затруднено, результаты расчетов качественно воспроизводят экспериментальную кривую на рисунке 5.10.

Согласно модели центральный пик имеет форму, близкую к гауссовой, и ширину 3 МГц на уровне $1/e^2$. Боковые пики существенно шире (10–11 МГц) за счет неоднородности магнитного поля. Относительные амплитуды боковых пиков определяются взаимодействием с различными поляризациями излучения на длине волны $\lambda = 689$ нм (относительно направления локального магнитного поля), что зависит от положения облака относительно минимума магнитного поля. Именно этот параметр и использовался для юстировки системы.

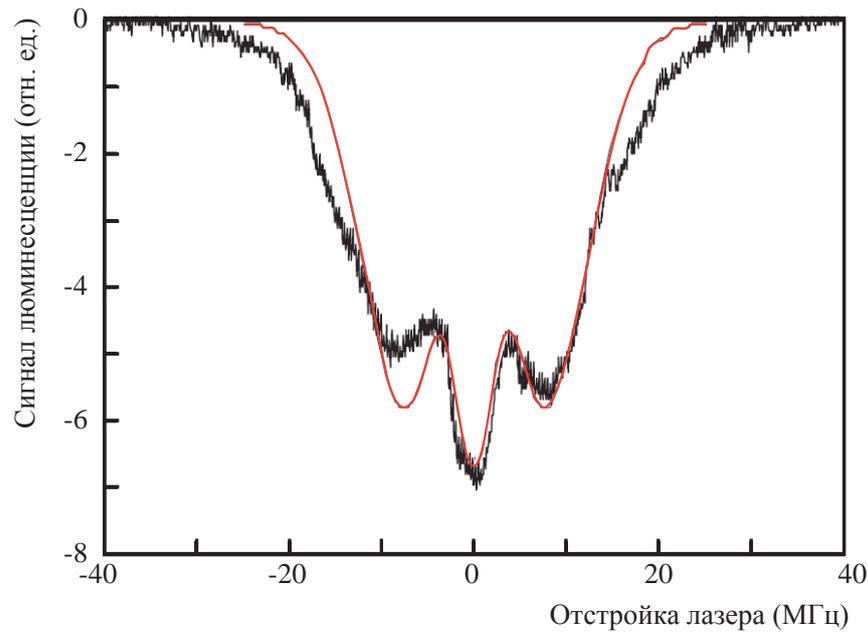


Рис. 5.10: Интенсивность люминесценции (461 нм) облака атомов ^{88}Sr в МОЛ в зависимости от отстройки лазера с длиной волны излучения $\lambda = 689$ нм от положения резонанса $^1S_0 - ^3P_1$. Наблюдается расщепление магнитных компонентов уровня $^3P_1(m_j = 0, \pm 1)$ в магнитном поле МОЛ. Красная кривая — подгонка экспериментальных данных расчетной кривой, описанной в тексте.

Спектральная ширина центрального пика (3–5 МГц, в зависимости от параметров эксперимента) в основном определяется доплеровским распределением в первичной ловушке. В соответствии с оценкой доплеровского уширения температура составляет 5–10 мК, что соответствует измерениям с помощью баллистического метода [106]. Значительное превышение температурой доплеровского предела объясняется высокой интенсивностью охлаждающих пучков. Характерное расщепление магнитных компонент соответствует радиусу облака 0,8 мм при осевом градиенте поля 50 Гс/см, что подтверждает наблюдения с помощью ССD-камеры.

Наблюдая за положением и симметрией боковых пиков (рисунок 5.10), мы осуществили точную юстировку положения ловушки относительно минимума магнитного поля, скомпенсировав магнитные поля и подобрав интенсивности и поляризации охлаждающего излучения на длине волны $\lambda = 461$ нм.

5.3.4 Реализация вторичного охлаждения атомов ^{88}Sr

Цикл широкополосного охлаждения

Для реализации вторичного охлаждения лазерная система Toptica DLpro была дополнена рупорным усилителем того же производителя, так что итоговая выходная мощность системы максимально составляла 350 мВт.

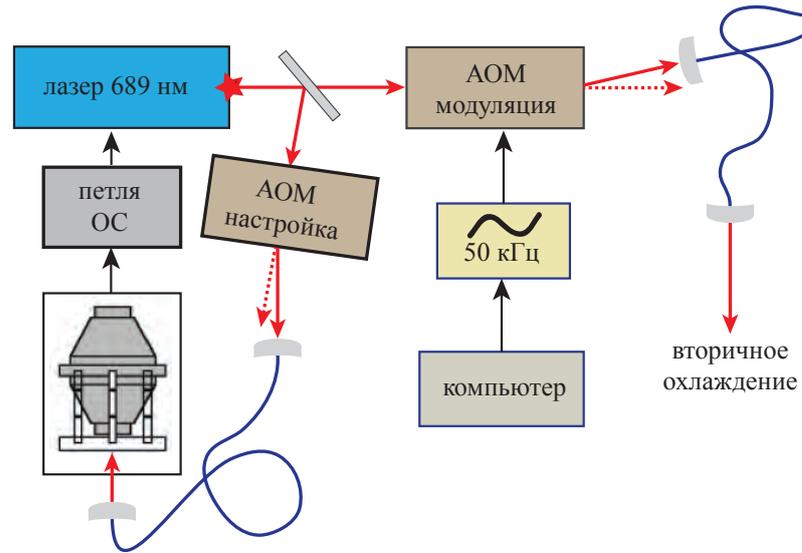


Рис. 5.11: Схема формирования спектра лазера вторичного охлаждения

Как уже отмечалось выше, естественная ширина линии интеркомбинационного перехода $\gamma_2 = 7,4$ кГц существенно меньше, чем доплеровская ширина линии в конце этапа первичного охлаждения. Поскольку спектральная ширина линии излучения лазера вторичного охлаждения, частота которого стабилизирована по пику пропускания высокодобротного резонатора Фабри-Перо (см. раздел 1.4.1), составляет менее 100 Гц, охлаждающее излучение необходимо модулировать по частоте для обеспечения взаимодействия с разными скоростными группами атомов [114]. Частота лазерного излучения при этом описывается выражением:

$$f(t) = f_0 + \Delta f + \delta \cos 2\pi f_m t, \quad (5.3)$$

где f_0 — невозмущенная частота атомного перехода, Δf — отстройка частоты лазера от резонанса, δ — девиация частоты, f_m — частота модуляции.

Схема формирования излучения лазера вторичного охлаждения с необходимыми пространственными и спектральными характеристиками показана на рисунке 5.11. Излучение лазера вторичного охлаждения, стабилизированного по резонатору ULE, пропускается через акусто-оптический модулятор, работающий в первом порядке, что позволяет накладывать частотную модуляцию с помощью компьютерной системы управления, а также управлять амплитудой сигнала. Излучение подводилось оптической системе вакуумной камеры по одномодовому оптическому волокну с поддержкой поляризации, что позволяло сформировать пучок с гауссовым распределением интенсивности. Излучение на длине волны 689 нм совмещалось с пучками первичной магнито-оптической ловушки (461 нм) на дихроичных зеркалах, а необходимые поляризации формировались широкополосными фазовыми пластинками.

Для эффективного охлаждения девиация частоты модулированного по частоте лазера

должна примерно соответствовать спектрально ширине доплеровского контура, а отстройка частоты Δf — девиации частоты. В процессе лазерного охлаждения доплеровский контур сужается, причем необходимо, чтобы спектр лазера всегда оставался отстроенным в красную область. В качестве характерной девиации в эксперименте было выбрано значение $\delta = 1,6$ МГц при частоте модуляции $f_m = 40$ кГц.

При указанных параметрах частотно-модулированный спектр стабилизированного лазера представляет из себя “гребенку” из около $N = 100$ частотных компонент (рисунок 5.12), каждая из которых является охлаждающей для части скоростного распределения, попадающего между соседними частотными компонентами гребенки, т.е. порядка f_m . Учитывая, что интенсивность насыщения перехода $^1S_0 - ^3P_1$ равна $I_{sat}(689\text{нм}) = 9,6\text{мкВт}/\text{см}^2$, можно оценить, что для пучков сечением $S = 1\text{ см}^2$, использовавшихся в эксперименте, требуется мощность $SI_{sat}Nf_m/\gamma_2 \approx 5$ мВт.

Приведенная оценка незначительно отличается от мощности, обеспечиваемой только задающим лазером (суммарно 3 мВт в области МОЛ), однако длительные попытки зарегистрировать сигнал вторичного охлаждения при данных параметрах ни к чему не привели. Увеличение мощности до 6 мВт в области ловушки при помощи полупроводникового усилителя с на основе лазерного диода с инжекционной привязкой (использованная схема была аналогична описанной в работе [115]) также не привела к успеху. Решающим усовершенствованием системы, после которого сигнал вторичного охлаждения был уверенно зарегистрирован, стало использование полупроводникового рупорного усилителя. Увеличение мощности излучения в области МОЛ до 50 мВт привело к наблюдению слабого сигнала флюоресценции на длине волны 689 нм. Последующая оптимизация (баланс мощности пучков, отстройка от резонанса, параметры частотной модуляции, компенсация магнитного поля, параметры привязки частоты лазера к резонатору ULE) позволила существенно снизить мощность лазерного излучения, требуемую для вторичного охлаждения, вплоть до ожидаемых значений в 6 мВт.

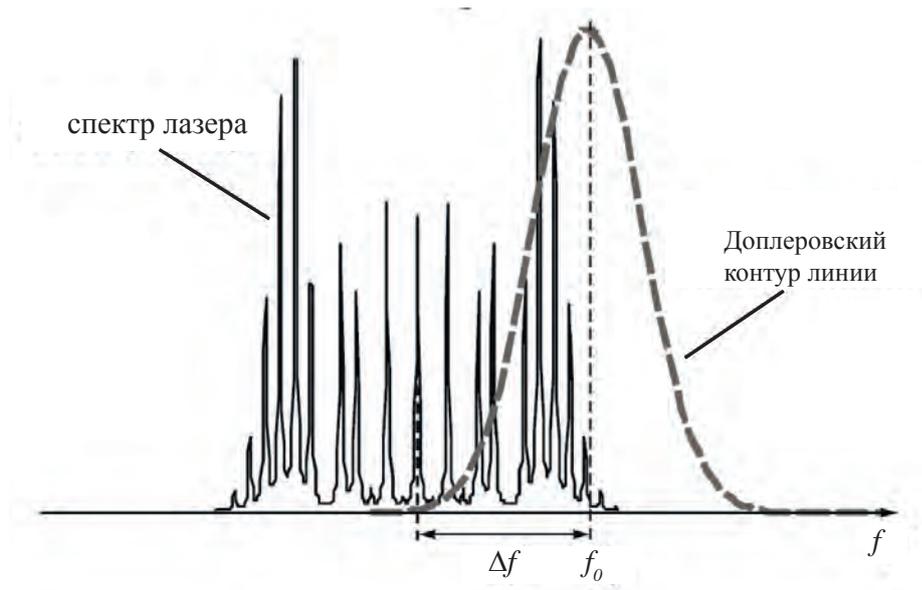


Рис. 5.12: Спектральная форма частотно-модулированного (ЧМ) лазерного излучения 689 нм и доплеровский контур линии $^1S_0 - ^3P_1$. Для более наглядной иллюстрации гребенчатой структуры спектра выбраны параметры модуляции, отличающиеся от используемых в эксперименте. Для эффективной работы вторичного лазерного охлаждения необходимо, чтобы частотная отстройка лазера в красную область спектра Δf была того же порядка, что и девиация частоты лазера.

При формировании вторичной ловушки в цикле широкополосного охлаждения градиент магнитного поля скачкообразно снижается до 3 Гс/см, что определяется отношением γ_2/γ_1 . При больших градиентах пространственно-зависимая часть частотной отстройки становится слишком велика, чтобы атомы могли взаимодействовать с резонансным полем. В наших экспериментах снижение градиента магнитного поля происходило одновременно с выключением лазерных пучков первичного охлаждения и зеемановского замедлителя. При этом излучения лазера вторичного охлаждения присутствовало в течение всего цикла первичного охлаждения.

Для оценки эффективности вторичного охлаждения определялось время жизни атомов во вторичной ловушке по сигналу ФЭУ, регистрируемому после импульса подсветки на длине волны 461 нм длительностью 1 мс. Сигнал измерялся через определенные промежутки времени после перезагрузки атомов во вторичную ловушку (рисунок 5.13). Время жизни атомов в широкополосной вторичной ловушке составило 60 мс. Сопоставимое по величине время жизни наблюдалось для других стронциевых ловушках, реализованных в других лабораториях [104].

На рисунке 5.14 представлены фотографии баллистического разлета облака атомов стронция после цикла широкополосного вторичного охлаждения. Облако подсвечивалось через определенные интервалы времени импульсом пробного излучения (длина волны 461 нм, длительность 50 мс) после выключения световых и магнитных полей МОЛ. Форма облака в на-

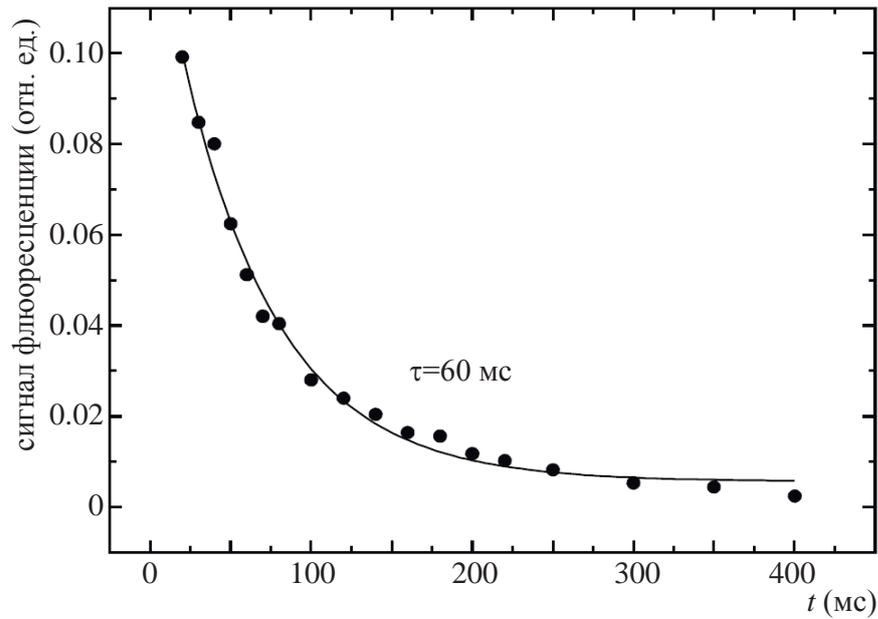


Рис. 5.13: Динамика распада вторичной ловушки. Аппроксимация экспоненциальной функцией дает характерное время жизни атомов в ловушке 60 мс.

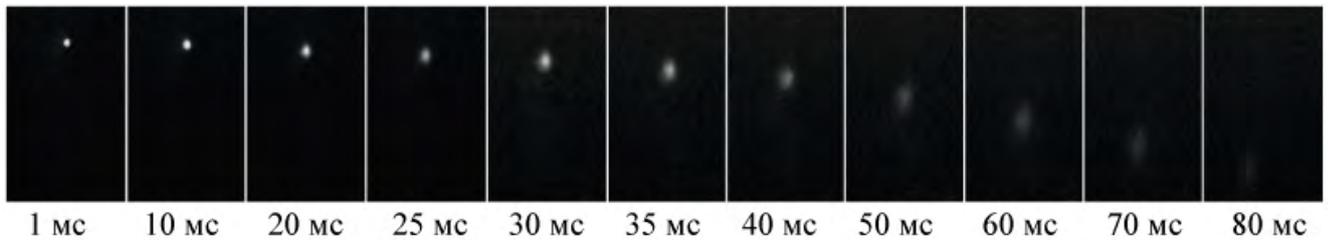


Рис. 5.14: Фотографии баллистического разлета атомов стронция, захваченных во вторичную магнито-оптическую ловушку. Обозначены временные интервалы между моментами выключения полей МОЛ и включения импульса подсветки.

чальный момент времени является практически сферической с характерным размером около 1 мм. Температура атомов в облаке составляет 20 мкК, как следует из динамики разлета. Также наблюдается падение облака атомов в гравитационном поле.

Еще одной важной характеристикой процесса вторичного охлаждения является коэффициент κ перезагрузки атомов из первичной ловушки. От эффективности перезагрузки атомов зависит конечное число атомов, остающихся для опроса часовым лазером, стабилизируемым по часовому переходу. В других лабораториях эффективность перезагрузки атомов во вторичную ловушку составляла от 10% до 40% [104].

Нами были проведены исследования коэффициента перезагрузки κ от спектральных параметров охлаждающего излучения (мощности лазерных пучков и девиации частоты), а также от мощности пучков излучения первичного охлаждения, определяющей температуру атомов первичной ловушки.

На рисунке 5.15 приведена зависимость коэффициента перезахвата κ от суммарной мощ-

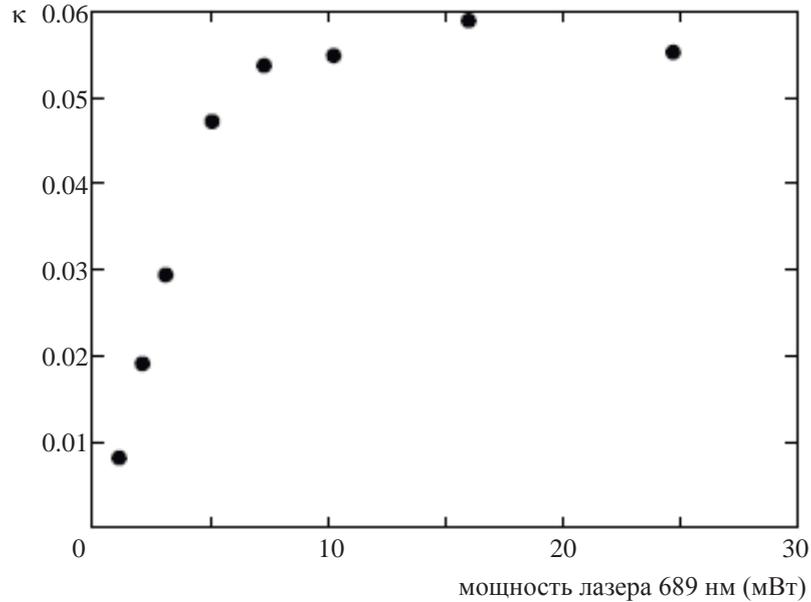


Рис. 5.15: Зависимость коэффициента перезахвата во вторичную ловушку κ от мощности лазера вторичного охлаждения. Подсветка пробным пучком осуществлялась через 50 мс после выключения первичной МОЛ.

ности пучков лазера вторичного охлаждения. Как видно из рисунка, процент перезахваченных из первичной ловушки атомов увеличивается с ростом мощности вплоть до значений, соответствующих интенсивности насыщения перехода вторичного охлаждения в условиях широкополосного охлаждения (≈ 5 мВт). При дальнейшем увеличении интенсивности коэффициент κ существенно не меняется.

Другими важными параметрами оптимизации являются девиация частоты δ и отстройка частоты от резонанса Δf охлаждающего лазерного излучения (рисунок 5.12). На рисунке 5.16 приведена зависимость коэффициента перезахвата κ от девиации частоты лазера вторичного охлаждения при отстройке частоты Δf в диапазоне от -1.4 МГц до -1.7 МГц.

Мощность пучков первичной МОЛ ($\lambda = 461$ нм) также оказывает существенное влияние на коэффициент перезахвата и итоговое количество атомов во вторичной ловушке. С одной стороны, увеличение мощности пучков первичной ловушки приводит к повышению температуры атомов в конце цикла первичного охлаждения и соответственно понижает коэффициент перезахвата κ во вторичную ловушку, как видно из рисунка 5.17 а. С другой стороны, увеличение мощности охлаждающего излучения первичной ловушки приводит к увеличению числа захваченных и охлажденных атомов, что является конкурирующим процессом со снижением коэффициента κ , поскольку для эксперимента основным фактором является абсолютное число атомов после цикла вторичного охлаждения. Как видно на рисунке 5.17 б, на этой зависимости наблюдается четко выраженный максимум, соответствующий интенсивности $0, 2I_{sat}$. Количество перезахваченных атомов может быть увеличено за счет увеличения сечения пучков лазера первичного охлаждения без повышения интенсивности, однако ширина

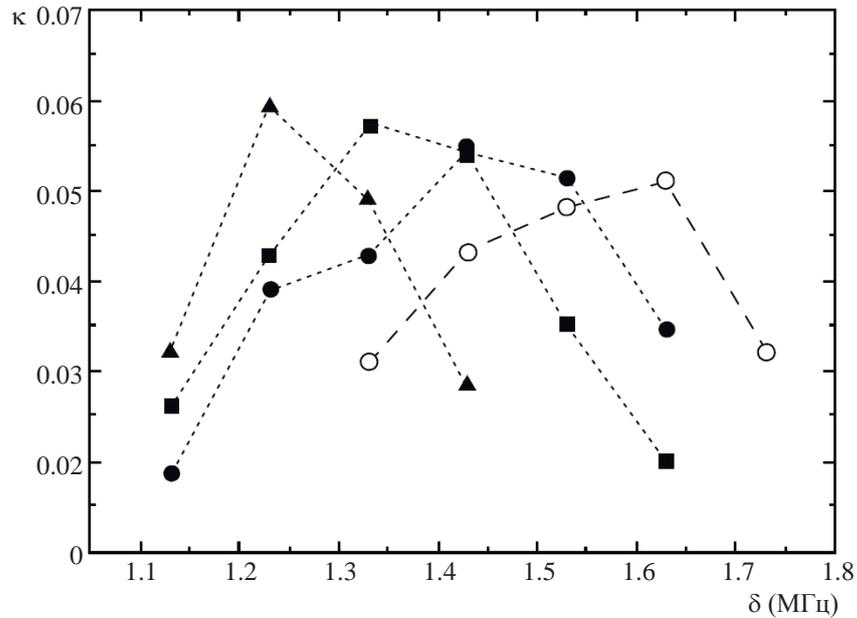


Рис. 5.16: Зависимость коэффициента перезахвата во вторичную ловушку κ от девиации частоты δ при различных значениях отстройки лазера от резонанса: $\Delta f = -1.4$ (черные квадраты), -1.5 (черные круги), -1.6 (белые круги), -1.7 (черные треугольники) МГц.

пучков ограничена размером оптических окон вакуумной камеры и геометрией установки.

Таким образом, в конце цикла широкополосного охлаждения продолжительностью 50 мс до температуры 20 мК охлаждалось около 5×10^5 атомов ^{88}Sr .

Цикл узкополосного охлаждения

В конце цикла широкополосного вторичного охлаждения доплеровское уширение в облаке атомов стронция становится менее 100 кГц и модуляционный метод теряет свою эффективность. Дальнейшее охлаждение атомов осуществляется узкополосным лазерным излучением (лазер привязан к резонатору ULE, частотная модуляция отключается) с красной отстройкой частоты порядка $100\gamma_2$ от резонанса, что необходимо для уменьшения скорости рассеяния фотонов на интеркомбинационном переходе. АОМ модуляции (рисунок 5.11) переключается в одночастотный режим и обеспечивает отстройку частоты лазерного излучения в красную область на 700 кГц. Одновременно система управления экспериментом увеличивает градиент магнитного поля в ловушке от 3 Гс/см, используемых на этапе широкополосного охлаждения, до 5–10 Гс/см для цикла узкополосного вторичного охлаждения. Увеличение градиента магнитного поля приводит к уменьшению объема ловушки, требуемого для дальнейшей загрузки атомов в оптическую решетку, а также увеличивает эффективность охлаждения.

При выборе оптимальных параметров эксперимента необходимо соблюдать баланс между количеством удерживаемых в ловушке атомов и их температурой. Снижение суммарной мощности излучения лазера вторичного охлаждения на этапе узкополосного охлаждения до 1 мВт по сравнению с 6 мВт на этапе широкополосного охлаждения позволяет снизить темпе-

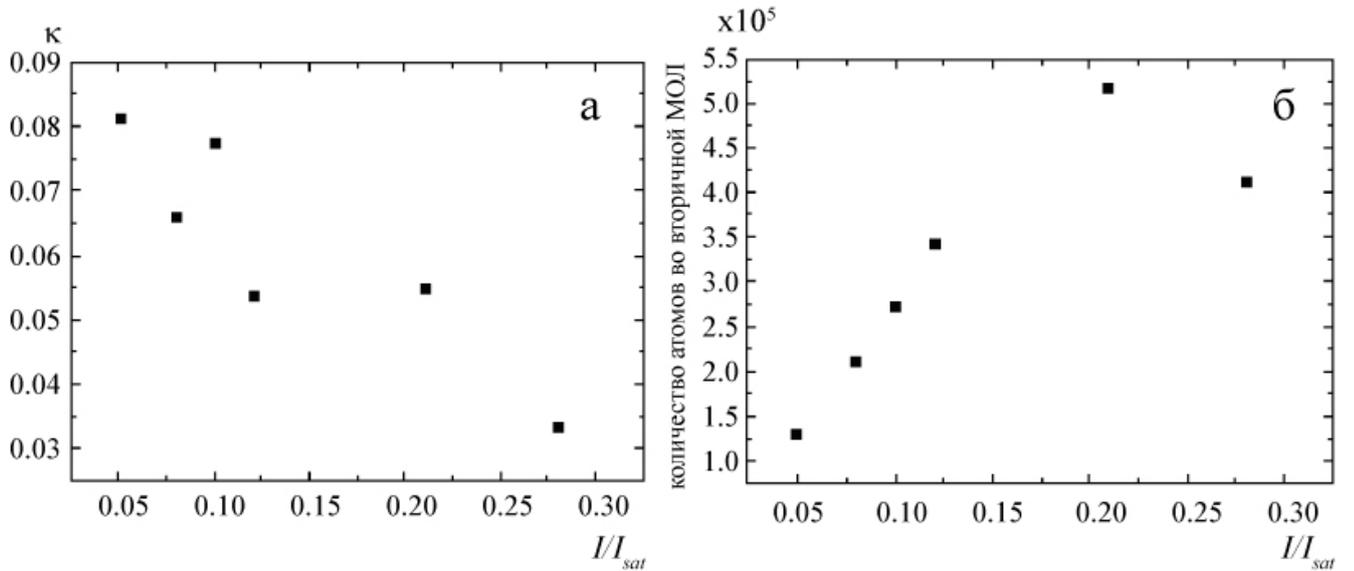


Рис. 5.17: Коэффициент перезахвата κ (а) и количество атомов во вторичной ловушке (б) в зависимости от интенсивности пучков лазера первичного охлаждения.

ратуру атомов без существенных потерь их количества. Снижение температуры при уменьшении мощности согласуется с теорией доплеровского лазерного охлаждения [116]. Большие значения мощности охлаждающего излучения приводят к разогреву и потерям атомов из ловушки. В свою очередь, снижение мощности лазерных пучков до значений менее 1 мВт также приводит к потерям атомов, что вероятно связано с конструктивными особенностями ловушки (неполная симметрия полей).

На рисунке 5.18 показана фотография облака атомов ^{88}Sr в конце этапа вторичного узкополосного охлаждения. Форма облака несимметрична, что связано с влиянием на распределение атомов силы притяжения. При суммарной мощности охлаждающих пучков 1 мВт, градиенте магнитного поля 8 Гс/см и отстройке от резонанса 700 кГц количество удерживаемых в ловушке атомов в конце цикла узкополосного вторичного охлаждения составляет 7–10% от числа атомов, захваченных в первичную МОЛ — около 5×10^5 атомов. Температура атомов оценивалась методом баллистического разлета, как и в случае широкополосного охлаждения, описанного выше и составила $2,5 \pm 1$ мК. Погрешность обусловлена отличием начального распределения атомов в ловушке от распределения Гаусса.

5.4 Спектроскопия часового перехода $^1S_0 - ^3P_0$ в атомах ^{88}Sr в вертикальной оптической решетке

Лазерно-охлажденные до температуры 2,5 мК атомы стронция захватывались в вертикальную (вдоль направления силы тяжести) оптическую решетку на “магической” длине волны 813 нм. Для формирования оптической решетки использовалось излучение диодного лазера Tortica DL pro с полупроводниковым рупорным усилителем, обеспечивающим мощ-

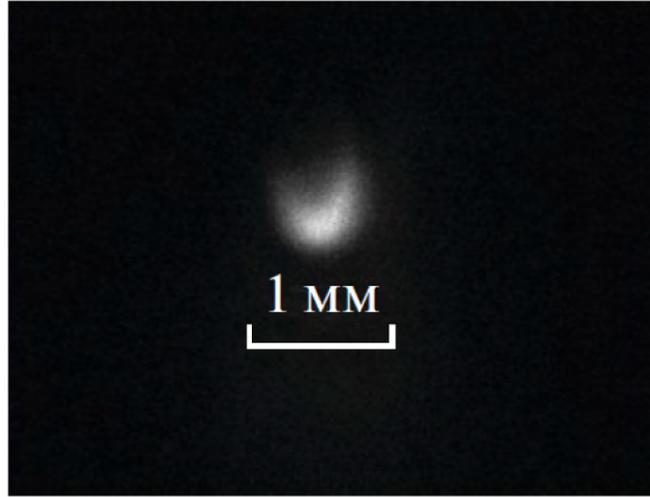


Рис. 5.18: Фотография облака атомов ^{88}Sr в конце цикла узкополосного вторичного охлаждения.

ность до 1,2 Вт. Длина волны излучения равнялась $\lambda_m = 813,42757(62)$ нм, частота излучения стабилизировалась при помощи калиброванного волномера Angstrom WS-U с точностью 1 МГц.

Излучение заводилось в вакуумную камеру по одномодовому оптическому волокну, что обеспечивало гауссово распределение интенсивности в пучке. Мощность излучения после оптоволокну составляла 600 мВт. Излучение фокусировалось линзой с фокусным расстоянием $F = 300$ мм, обеспечивая диаметр перетяжки $w = 30$ мкм, что соответствовало расчетной глубине решетки $U_{trap} \approx 100 \cdot E_{rec}$, где E_{rec} — энергия отдачи фотона. В оптическую решетку удается загрузить порядка 10^4 атомов.

Было определено время жизни атомов в оптической решетке. Для этого определялось количество атомов, оставшихся в решетке через определенные интервалы времени после отключения вторичной МОЛ. Количество атомов определялось по сигналу флюоресценции на переходе $^1S_0 - ^1P_1$ при включении импульса подсветки на длине волны 461 нм длительностью 50 мс. Результаты измерений показаны на рисунке 5.19. Характерное время жизни атомов в оптической решетке составило 400 мс и ограничено как остаточным вакуумом в камере, так и постоянным притоком горячих атомов из зеемановского замедлителя.

В четном изотопе атома стронция переход $^1S_0 - ^3P_0$ является строго запрещенным. Для снятия запрета к атомному ансамблю, помещенному в оптическую решетку, прикладывается магнитное поле для подмешивания в небольшой степени близлежащего состояния 3P_1 к состоянию 3P_0 [23]. При этом становится возможным однофотонное возбуждение перехода $^1S_0 - ^3P_0$ в атомах ^{88}Sr . В этом случае эффективная частота Раби возбуждения перехода определяется не только взаимодействием электрического поля \vec{E} с оператором электрического дипольного момента \hat{d} , но и матричным элементом $\Omega_B = (\hat{\mu}\vec{B})/\hbar$, где $\hat{\mu}$ — оператор магнитного дипольного момента, а \vec{B} — магнитное поле, отвечающим за перемешивание состояний 3P_1 и 3P_0

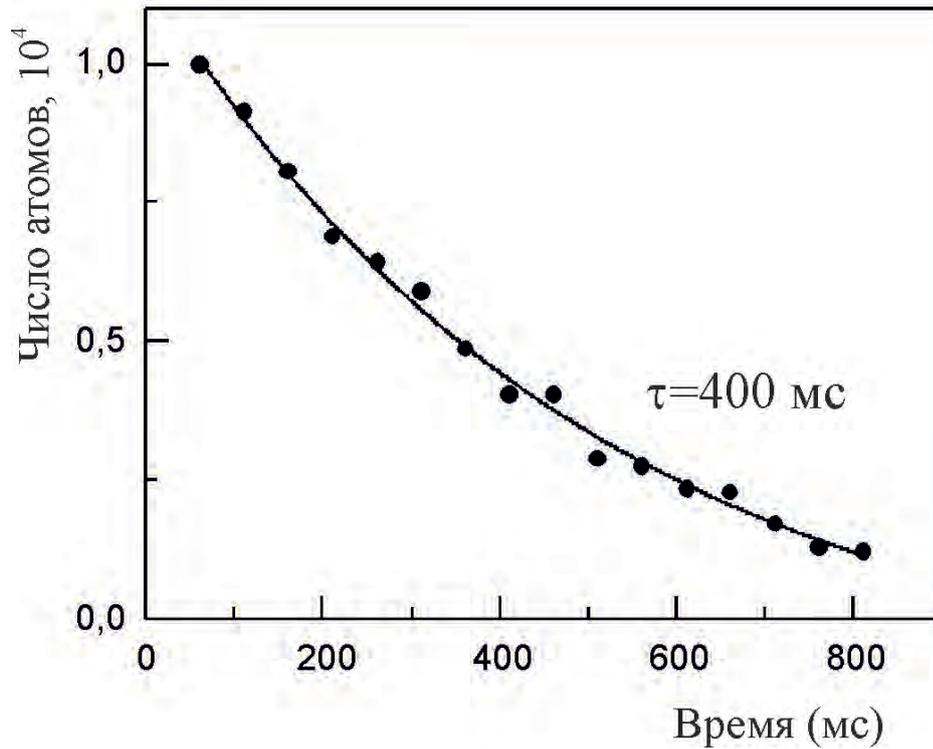


Рис. 5.19: Динамика потерь атомов из оптической решетки. Аппроксимация экспоненциальной функцией дает характерное время жизни атомов в решетке 400 мс.

[23]:

$$\Omega_{12} = \frac{\Omega_L \Omega_B}{\Delta_{32}}, \quad (5.4)$$

где $\Omega_L = \frac{d\vec{E}}{h}$ — классическая частота Раби. Как было показано в [23] эффективная частота Раби может быть выражена в упрощенной форме:

$$\Omega_{12} = \alpha \sqrt{IB} \cos \theta, \quad (5.5)$$

где $\alpha = 198 \text{ Гц}/(\text{Тл} \sqrt{\text{мВт}/\text{см}^2})$ — обобщенная постоянная, характеризующая наведенную Раби частоту на единицу измерения каждого из полей, I — интенсивность светового поля, а θ — угол между линейно поляризованными полями \vec{E} и \vec{B} .

Однородное магнитное поле формировалось катушками магнито-оптической ловушки. Для этого перед началом регистрации катушки переключались из ангильмгольцевской конфигурации в гельмгольцевскую при помощи электрических ключей.

После предварительной настройки частоты часового лазера на переход $^1S_0 - ^3P_0$ при помощи фемтосекундного синтезатора оптических частот были проведены эксперименты по обнаружению перехода. Сканирование частоты часового лазера осуществлялось при помощи акусто-оптического модулятора. Поскольку спектроскопия сильно запрещенных переходов является деликатной и непростой задачей, для ее решения применяется непрямой метод регистрации доли возбужденных атомов с последующей оценкой вероятности возбуждения.

Схема эксперимента и последовательность импульсов световых и магнитных полей в цикле измерения приведены на рисунках 5.20, 5.21.

Атомы, захваченные в вертикально ориентированную оптическую решетку, взаимодействуют с излучением часового лазера, волновой вектор которого коллинеарен оси оптической решетки. Импульс часового лазера длительностью 100 мс приводит к переносу части населенности в атоме ^{88}Sr из основного состояния 1S_0 в возбужденное 3P_0 . Остаточная населенность основного состояния измеряется по флюоресценции атомов на переходе $^1S_0 - ^1P_1$ при приложении регистрирующего импульса длительностью 50 мкс, которое приводит к нагреву атомов и их потере из ловушки. Атомы, возбужденные импульсом часового лазера в состояние 3P_0 , переводятся обратно в основное состояние 1S_0 импульсом перекачивающего лазера на длине волны 679 нм, после чего регистрируются по флюоресценции на переходе $^1S_0 - ^1P_1$. Таким образом можно получить информацию о доле возбужденных атомов и об их полном количестве в зависимости от частотной отстройки часового лазера. Это позволяет определять вероятность возбуждения в каждом измерительном цикле и снижает шумы, связанные с флуктуациями количества атомов в решетке от цикла к циклу.

Измерение многократно повторяется, что позволяет накопить данные при сканировании частоты часового лазера в области резонанса и получить спектр линии перехода. Оптимальная длительность часового импульса определяется обобщенной частотой Раби (5.5). В нашем случае длительность импульса выбиралась исходя из максимальной вероятности возбуждения часового перехода.

В цикле, схема которого изображена на рисунке 5.21, используется третий импульс регистрирующего излучения 461 нм, что позволяет нам существенно понизить влияние фона, не зависящего от наличия атомов в решетке. Как правило, для увеличения отношения сигнал/шум измерение приходится проводить в полной темноте, для чего вакуумную камеру закрывают экранами от внешних источников излучения. Однако это не решает проблему наличия фона полностью, поскольку в камере присутствуют отражения лазерного излучения от частей камеры и постоянно присутствует излучение зеемановского замедлителя, также работающего на длине волны 461 нм. Кроме того, вклад в фоновый сигнал дает темновой ток регистрирующей электроники. Третий импульс определяет уровень фона для каждого измерительного цикла, после чего фон вычитается, что позволяет выполнять измерения даже в условиях рабочего освещения лаборатории.

На рисунке 5.22 приведен спектр часового перехода $^1S_0 - ^3P_0$ в изотопе ^{88}Sr , полученный с использованием описанного алгоритма. Величина магнитного поля составляла 2 мТл. Спектральная ширина линии, аппроксимированной лоренцевским профилем, на полувысоте составила (130 ± 17) Гц.

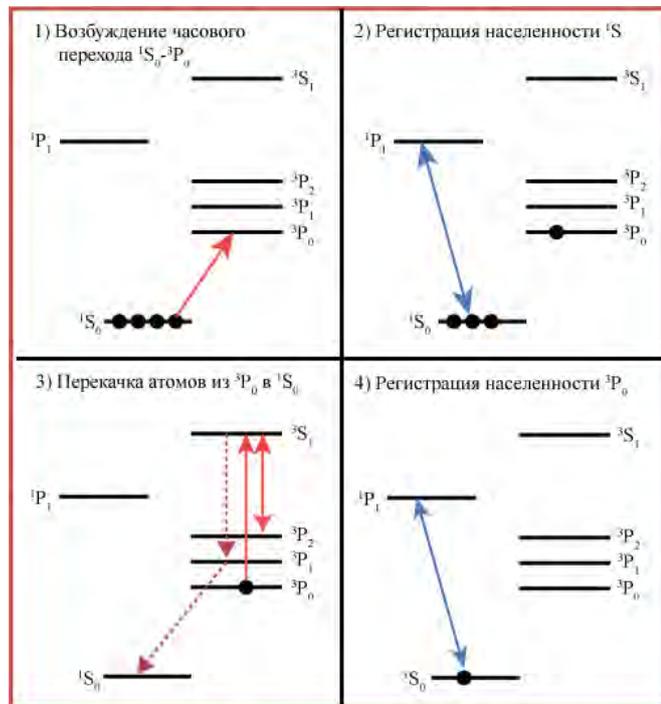


Рис. 5.20: Поэтапная схема спектроскопии часового перехода.

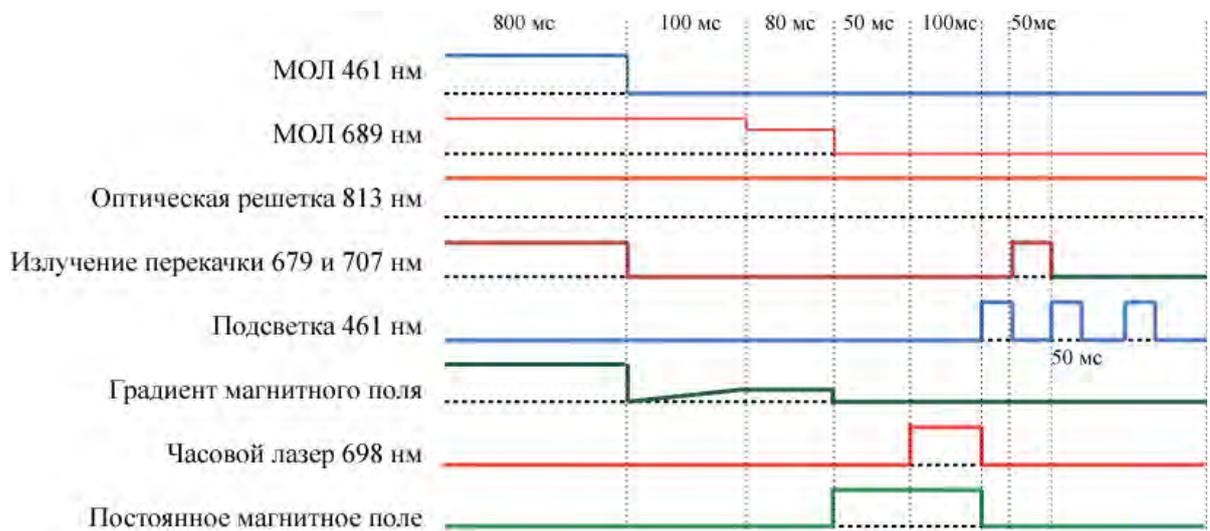


Рис. 5.21: Временная диаграмма импульсов световых и магнитных полей, используемых при спектроскопии часового перехода.

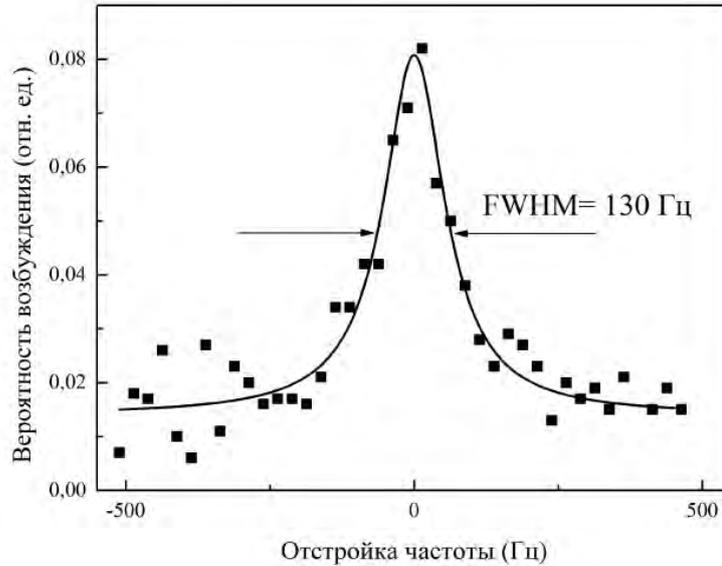


Рис. 5.22: Спектральная линия часового перехода $^1S_0 - ^3P_0$ в изотопе ^{88}Sr . Величина магнитного поля составляет 2 мТл. Каждая точка соответствует одному циклу измерений длительностью 1,5 с.

Обнаружение и спектроскопия часового перехода в ^{88}Sr является важным шагом на пути создания оптических атомных часов. Описанные эксперименты проводились на этапе отработки методик и свидетельствуют о высокой стабильности частоты и спектральной чистоте излучения созданной часовой лазерной системы. Поскольку на малых временах стабильность оптических часов определяется стабильностью часового лазера, при полученной добротности резонанса $f/\Delta f = 3 \times 10^{12}$ и ансамбле из 10^4 атомов относительная нестабильность стандарта частоты на данном изотопе оценивалась на уровне не хуже $5 \times 10^{-15} \tau^{-1/2}$.

5.5 Основные результаты пятой главы

Создана экспериментальная установка для спектроскопии часового перехода $^1S_0 - ^3P_0$ в лазерно охлажденных атомах стронция. Осуществлено первичное лазерное охлаждение облака атомов ^{88}Sr до температур 2 мК. С использованием разработанных ультрастабильных лазеров вторичного охлаждения с длиной волны излучения 689 нм проведена спектроскопия перехода $^1S_0 - ^3P_1$. Предложен метод оптимизации положения облака атомов в ловушке по наблюдению положения и симметрии боковых пиков поглощения, связанных с зеемановским расщеплением уровня 3P_1 .

Реализовано широкополосное и узкополосное вторичное охлаждение атомов ^{88}Sr . Исследованы основные параметры вторичной ловушки: время жизни атомов, зависимость коэффициента перезахвата во вторичную ловушку от параметров первичной и вторичной ловушки. В конце цикла узкополосного вторичного охлаждения достигнута температура $2,5 \pm 1,0$ мК.

Осуществлена перезагрузка атомов ^{88}Sr в оптическую решетку на “магической” длине

волны 813 нм. С использованием разработанных и созданных ультрастабильных лазерных систем со спектральной шириной линии ~ 1 Гц проведена магнито-индуцированная спектроскопия часового перехода $^1S_0 - ^3P_0$ в атомах ^{88}Sr . Ширина спектральной линии на полувысоте составила (130 ± 17) Гц.

Таким образом, в рамках данной работы во ФГУП ВНИИФТРИ была организована новая лаборатория по созданию оптических часов на холодных атомах стронция. Для наземного обеспечения фундаментального сегмента системы ГЛОНАСС создана экспериментальная установка, отработаны все основные этапы лазерного охлаждения и подготовки атомного ансамбля. Проведена оптимизация параметров магнитных и лазерных полей. Продемонстрирована работа лазеров вторичного охлаждения и опроса часового перехода.

С использованием результатов данной работы в дальнейшем было успешно реализовано глубокое лазерное охлаждение и спектроскопия часового перехода в изотопе ^{87}Sr и создан оптический стандарт частоты с относительной погрешностью на уровне 1×10^{-16} , который был встроен в государственную систему эталона времени и частоты ГЭТ1 и в настоящее время участвует в формировании национальной шкалы времени UTC(SU).

Глава 6

Исследование магнито-дипольного перехода на длине волны 1,14 мкм в атомах тулия

Достижения последнего десятилетия в области создания оптических атомных часов стимулировали интерес к лазерному охлаждению новых элементов. Так в поле зрения исследователей попали редкоземельные элементы, обладающие рядом свойств, делающих их привлекательными как с точки зрения метрологии времени и частоты, так и для фундаментальных исследований. Благодаря замкнутой внешней $6s^2$ оболочке лантаноиды схожи с элементами щелочноземельной группы, однако спектры лантаноидов оказываются значительно богаче и сложнее за счет внутренних f и d оболочек. Вероятно, это и являлось причиной, по которой длительное время лазерное охлаждение данной группы атомов не было реализовано: на первый взгляд ни у одного из редкоземельных атомов не оказывается сильных замкнутых переходов, необходимых для эффективного лазерного охлаждения. Первый впечатляющий результат в этом направлении был продемонстрирован группой из США в 2006 году, когда было реализовано лазерное охлаждение атомов эрбия на длине волны 400,1 нм [117]. Все многочисленные возможные каналы распада верхнего охлаждающего уровня оказались настолько слабы, что не оказывали существенного влияния на процесс лазерного охлаждения. Позднее было продемонстрировано лазерное охлаждение диспрозия [118], тулия, гольмия [119], европия [120]. Лазерное охлаждение атомов тулия было впервые продемонстрировано в ФИАНе в 2010 году [121]. На сегодняшний день ультрахолодные лантаноиды исследуются в ряде стран — США, России, Германии, Австрии; к основным направлениям относятся изучение взаимодействий сильномагнитных атомов при сверхнизких температурах и разработка новых реперов частоты.

У некоторых лантаноидов $4f$ оболочка является не до конца заполненной и для них характерным является большая величина тонкого расщепления основного состояния. Кроме того, такие переходы являются запрещенными в электрическом дипольном приближении, поэтому они характеризуются малой спектральной шириной. Сочетание высокой частоты перехода

(вплоть до оптической) и больших времен когерентности (порядка 1 с) делают лантаноиды перспективными кандидатами для использования в современных оптических реперах частоты [42].

Одним из направлений исследований нашей группы в ФИАНе является разработка репера частоты на холодных атомах тулия. В настоящей работе исследовался магнито-дипольный переход $|4f^{13}(^2F^\circ)6s^2, J = 7/2\rangle \rightarrow |4f^{13}(^2F^\circ)6s^2, J = 5/2\rangle$ в атоме тулия с естественной шириной линии $\gamma = 1,2$ Гц на длине волны 1,14 мкм (далее по тексту “часовой”). Данный переход представляется перспективным для создания оптических атомных часов не только благодаря узкой спектральной линии, но также из-за низкой чувствительности к внешним статическим электрическим полям. Сдвиг частоты часового перехода из-за эффекта Штарка, обусловленного внешним тепловым излучением (VBR сдвиг), является одним из доминирующих систематических эффектов в оптических реперах частоты на нейтральных атомах (Sr, Yb, Hg), ограничивающим их метрологические характеристики. Для его компенсации необходимо либо переходить к криогенным системам, как, например, было реализовано для оптических часов на атомах стронция в группе X. Катори [122], либо очень точно измерять поляризуемость уровней часового перехода и температуру в месте расположения атомов. Оба метода являются технически сложными, поэтому поиск атомов, пригодных для создания оптических часов и при этом слабо чувствительных к VBR не останавливается. Следует отметить, что малой чувствительностью к VBR обладают некоторые ионы, например Yb⁺ и Al⁺. Однако, не смотря на то, что с их использованием также были реализованы оптические часы с выдающимися метрологическими характеристиками, основным ограничивающим фактором в данном случае оказывается статистическая погрешность — за счет того, что за один цикл измерений опрашивается всего один ион, статистика набирается слишком медленно. В случае с атомами тулия низкая чувствительность к VBR объясняется экранировкой внешними заполненными электронными оболочками $5s^2, 5p^6, 6s^2$. Также перспективными объектами для создания слабо чувствительных к VBR оптических часов являются многозарядные ионы. Наконец, следует упомянуть разработку ядерных часов, в которых часовым является не электронный, а ядерный переход в ядре атома ^{229}Th на длине волны около 150 нм [123]. В силу глубокой экранировки ядра чувствительность ядерных переходов ко внешним полям минимальна. Переход между изомерным и основным состояниями ядра тория на сегодняшний день является единственным ядерным переходом, потенциально применимым для создания часов. Однако, несмотря на то, что ряд экспериментов подтвердили наличие данного перехода, метод его возбуждения пока не найден.

В шестой главе приведена информация об особенностях структуры электронных уровней атома тулия, описана схема лазерного охлаждения и подготовки к опросу ансамбля атомов. Приводятся результаты исследования режимов работы магнито-оптической ловушки на спектрально узком охлаждающем переходе на длине волны 530,7 нм. Приводится описание методов определения поляризуемостей уровней магнито-дипольного перехода между тонкими компонентами основного состояния на длине волны 1,14 мкм, приведены резуль-

таты численных расчетов и эксперимента. Также приводятся результаты теоретических и экспериментальных исследований по определению магической длины волны для данного перехода и спектроскопии часового перехода в оптической решетке на “магической длине волны”. В конце главы приводится расчет бюджета ошибок для оптического репера частоты на холодных атома тулия в оптической решетке.

6.1 Структура уровней атома тулия

Особенностью большинства лантаноидов является наличие вакансий во внутренней $4f$ оболочке, что приводит к существованию переходов, экранированных от внешних электрических полей заполненными внешними электронными оболочками $5s^2$, $5p^6$, $6s^2$. Впервые такое экранирование в атоме тулия было продемонстрировано в 1983 г. Е.Б. Александровым [124], наблюдавшим необычно малое уширение перехода между компонентами тонкого расщепления основного состояния на длине волны 1,14 мкм при столкновении атомов тулия в буферном гелиевом газе. Позднее, в 2004 году Дж. Дойлом было подтверждено существование такого экранирования [125]. В 1997 году сотрудник ФИАН С.И. Канорский предложил использовать переход между тонкими компонентами основного состояния атома тулия на длине волны 1,14 мкм в качестве метрологического для создания нового репера оптической частоты. Однако отсутствие доступных для существовавших в то время непрерывных лазерных источников как замкнутых широких, так и часовых переходов не позволяло осуществить лазерное охлаждение атомов тулия и более полно исследовать свойства переходов этого атома. Первые эксперименты по охлаждению атомов тулия в ФИАН начались с появлением источника непрерывного излучения на основе $\text{Ti}:\text{Sa}$ лазера с системой удвоения, обеспечивающего излучение на длине волны 410,6 нм, что соответствует сильному переходу $4f^{13}(^2F^0)6s^2(J = 7/2, F = 4) \rightarrow 4f^{12}(^3H_5)5d_{3/2}6s^2(J = 9/2, F = 5)$ с естественной шириной линии $\gamma = \Gamma/2\pi = 10,5(2)$ МГц. В результате группе Н.Н. Колачевского удалось впервые в мире лазерно охладить атомы тулия [126]. В 2007 году с появлением полупроводниковых лазерных диодов с длиной волны излучения 405 нм (Нобелевскую премию за изобретение голубых лазерных диодов получили в 2014 году японские исследователи С. Накамура, Х. Аmano и И. Акасаки) были предприняты попытки использования для охлаждения атомов самодельной лазерной системы на основе этих диодов, однако диапазон перестройки длины волны излучения диодов оказался недостаточно широким. Для достижения необходимых 410,6 нм лазерные диоды приходилось нагревать до температур более 60°C , что приводило к их быстрому выходу из строя. В настоящее время для лазерного охлаждения атомов тулия в ФИАН используется полупроводниковая лазерная система с длиной волны излучения 820 нм и система генерации второй гармоники на основе нелинейного кристалла.

Единственным стабильным изотопом тулия является ^{169}Tm со спином ядра $I = 1/2$, что приводит к тому, что каждый уровень имеет по два сверхтонких компонента. Тулий обладает единственной вакансией на внутренней $4f$ оболочке и в основном состоянии обладает

электронным орбитальным моментом $L = 3$ и электронным спином $S = 1/2$.

Упрощенная схема уровней атома тулия представлена на рисунке 6.1.

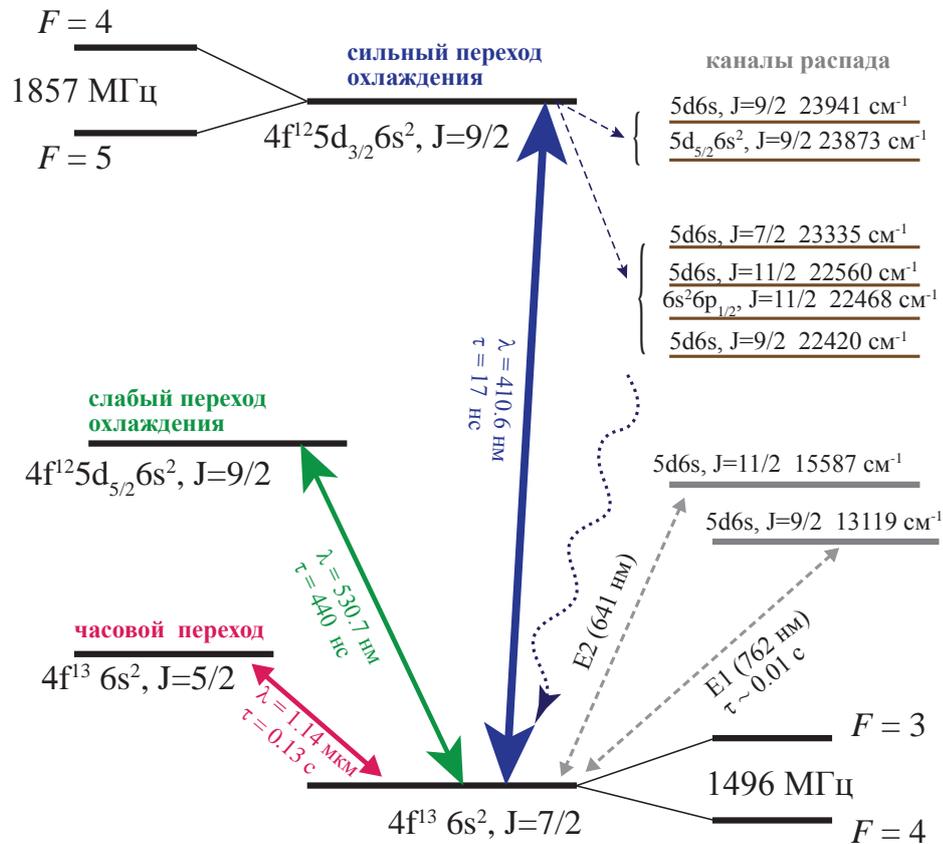


Рис. 6.1: Упрощенная схема электронных уровней в атоме тулия. Переход $4f^{13}(^2F_0)6s^2(J = 7/2, F = 4) \rightarrow 4f^{12}(^3H_5)5d_{3/2}6s^2(J = 9/2, F = 5)$ используется для доплеровского лазерного охлаждения.

Как видно из рисунка 6.1, структура уровней в атоме тулия допускает двухступенчатое лазерное охлаждение на широком переходе $4f^{13}(^2F_0)6s^2(J = 7/2, F = 4) \rightarrow 4f^{12}(^3H_5)5d_{3/2}6s^2(J = 9/2, F = 5)$ (первичное охлаждение, длина волны 410,6 нм, Доплеровский предел $T_{D1} = 240$ мкК) и более узком переходе $4f^{13}(^2F_0)6s^2(J = 7/2, F = 4) \rightarrow 4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2(J = 9/2, F = 5)$ (вторичное охлаждение, длина волны 530,7 нм, Доплеровский предел $T_{D2} = 9$ мкК). Несмотря на то, что переход первичного охлаждения не является полностью замкнутым, вероятность распада на состояния в каналах утечки невелика, так что не возникает необходимости в использовании дополнительных лазеров перекачки.

В ФИАН было успешно реализовано оба этапа лазерного охлаждения атомов тулия. Первичному охлаждению посвящена диссертационная работа Д.Д. Сукачева [127], а вторичному — диссертационная работа Г.А. Вишняковой [128]. Далее приводится краткое описание работы магнито-оптической ловушки для обоих этапов лазерного охлаждения.

6.2 Подготовка ансамбля холодных атомов

В работе использовалась классическая конфигурация магнито-оптической ловушки с тремя взаимно ортогональными парами охлаждающих световых пучков, имеющих круговые поляризации и частоту, отстроенную в красную область от частоты охлаждающего перехода, и квадрупольного магнитного поля. Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 6.2. Пары тулия поступают в зеемановский замедлитель из сапфировой испарительной печи, в которой металлический тулий (~ 1 г) сублимируется при температуре около 800° . Средняя тепловая скорость вылетающих из печи атомов составляет $v \approx 400$ м/с. Для снижения скорости атомов до значений, при которых становится возможным захват в магнито-оптическую ловушку (~ 30 м/с) используется зеемановский замедлитель, работающий на широком охлаждающем переходе $4f^{13}(^2F^0)6s^2(J = 7/2, F = 4) \rightarrow 4f^{12}(^3H_5)5d_{3/2}6s^2(J = 9/2, F = 5)$. Градиентное магнитное поле МОЛ формируется парой катушек в анти-гельмгольцевой конфигурации. Для компенсации магнитного поля Земли используется три пары компенсационных катушек.

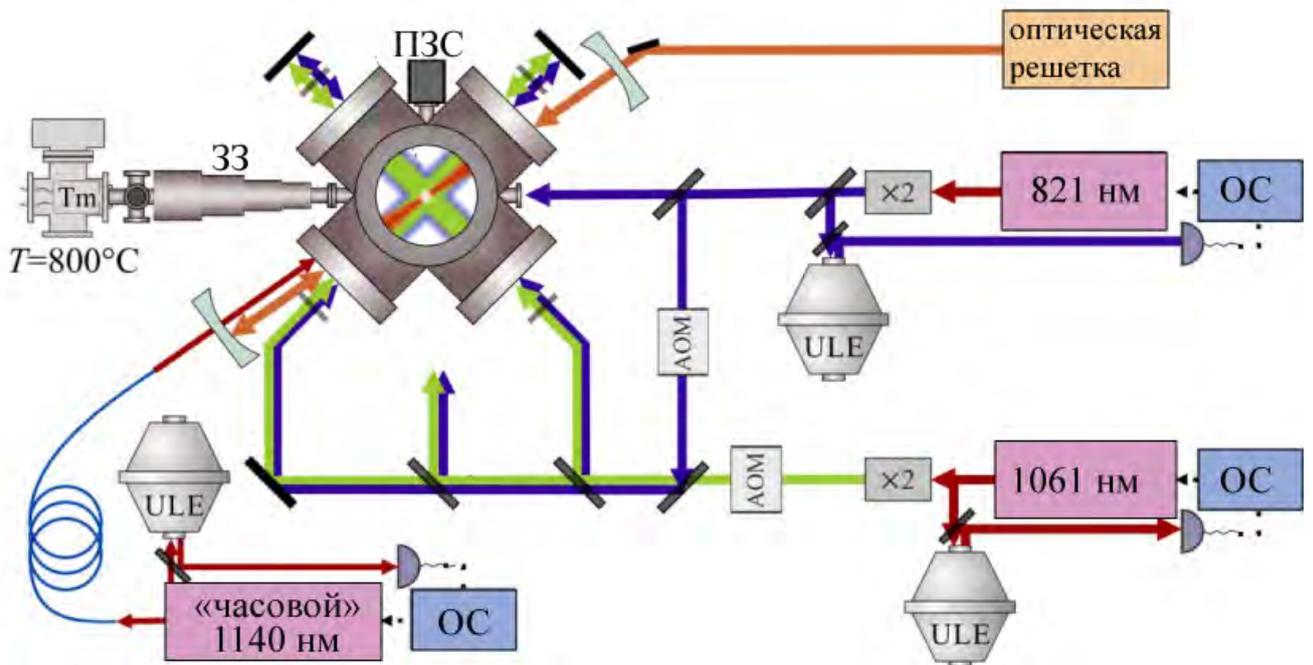


Рис. 6.2: Схема экспериментальной установки. Атомы тулия из испарительной печи поступают в зеемановский замедлитель. Около 1% атомов замедляется до температур ниже 30 м/с и захватываются в магнито-оптическую ловушку в центре вакуумной камеры.

Для проведения спектроскопии узкого магнито-дипольного часового перехода на длине волны 1,14 мкм необходимо осуществить глубокое охлаждение ансамбля атомов до температур ниже 10 мК. Это также является необходимым шагом на пути к реализации репера частоты на основе этого перехода. Лазерное охлаждение редкоземельных атомов обладает некоторыми общими чертами. Как правило используется два охлаждающих перехода: спектрально широкий переход на длине волны синей области спектра с естественной шириной линии порядка 10 МГц (эрбий [117], диспрозий [129]) и более узкий (2–350 кГц) для этапа вторичного охлаждения [130, 131]. В некоторых случаях, например при охлаждении атомов эрбия [132] и диспрозия [133] можно обойтись без этапа первичного охлаждения. В этом случае атомы захватываются из зеемановского замедлителя непосредственно во вторичную магнито-оптическую ловушку.

Примечательным также является тот факт, что для большинства используемых для лазерного охлаждения лантаноидов переходов g -факторы верхнего и нижнего состояний отличаются менее чем на 5%, что делает возможным эффективное субдоплеровское охлаждение непосредственно в МОЛ (в отличие от случая атома стронция, описанного в Главе 5). Субдоплеровское охлаждение на спектрально широком переходе было продемонстрировано для тулия [134], эрбия [135], диспрозия [136] и гольмия [119]. Субдоплеровское охлаждение на спектрально узких переходах ранее не демонстрировалось.

Излучение на длине волны 410,6 нм, используемое для первичного охлаждения формируется полупроводниковым лазером Sacher Lasertechnik ТЕС 500 с полупроводниковым рупорным усилителем, обеспечивающим до 800 мВт выходной мощности на длине волны 821 нм и созданный в нашей лаборатории генератор второй гармоники на нелинейном кристалле ВВО [137]. Система обеспечивает рабочую выходную мощность 60 мВт на длине волны 410,6 нм.

Излучение на длине волны 530,7 нм, формирующее вторичную магнито-оптическую ловушку обеспечивается лазерной системой Toptica TA SHG-pro имеющей встроенный генератор второй гармоники. Система обеспечивает до 50 мВт выходного излучения на длине волны 530,7 нм.

В первых экспериментах по лазерному охлаждению атомов тулия частота лазеров первичного и вторичного охлаждения стабилизировалась методом спектроскопии насыщенного поглощения в кювете в парах тулия. Для экспериментов, лежащих в основе данной работы, метод стабилизации частоты лазерных систем был изменен на более надежный метод стабилизации по внешнему ультрастабильному резонатору Фабри-Перо (см. Главу 1).

Цикл охлаждения атомов состоит из двух этапов. На первом этапе продолжительностью около 1 с происходит охлаждение атомов на спектрально широком переходе на длине волны 410,6 нм. При этом излучение лазера вторичного охлаждения также включено. В конце этого этапа в МОЛ находится порядка 10^6 атомов при температуре $T \sim 100$ мК. Более низкая температура атомов по сравнению с температурой доплеровского предела широкого перехода $T_{D1} = 240$ мК связана с реализацией субдоплеровского охлаждения. На втором

этапе излучение 410,6 нм отключается и облако атомов доохлаждается на узком переходе вторичного охлаждения. Достоинством такой последовательности охлаждения является то, что при отключении излучения первичной ловушки удается удержать в МОЛ практически все захваченные на первом этапе атомы.

6.3 Особенности магнито-оптической ловушки на узком охлаждающем переходе

Благодаря тому, что переход вторичного охлаждения на длине волны 530,7 нм имеет относительно большую спектральную ширину 350 кГц и разница g-факторов Ланде для верхнего и нижнего уровня этого охлаждающего перехода отличаются незначительно, в магнито-оптической ловушке на этом переходе можно наблюдать ряд интересных физических явлений. Непосредственно в ловушке происходит конкуренция доплеровского и субдоплеровского охлаждения, что приводит к существованию нескольких режимов работы ловушки в зависимости от интенсивности пучков охлаждающего излучения. Также можно наблюдать влияние гравитации и светового давления.

В зависимости от величины параметра насыщения $S = S_0/(1 + 4\Delta^2/\Gamma^2)$ наблюдается три различных режима работы магнито-оптической ловушки: обычный “симметричный” режим с преобладанием доплеровского охлаждения, “чечевиный” режим, в котором оказывает сильное влияние гравитации и наиболее необычный режим двойной структуры, в котором наблюдается конкуренция процессов доплеровского и субдоплеровского механизмов охлаждения. Здесь $S_0 = I/I_{sat}$ — резонансный параметр насыщения, I — интенсивность излучения в пучке, $I_{sat} = 2\pi^2 c \hbar \Gamma / \lambda^3$ — интенсивность насыщения, Δ — величина отстройки, Γ — естественная ширина линии перехода, λ — длина волны излучения. Для перехода вторичного охлаждения в атоме тулия интенсивность насыщения $I_{sat} = 0.32$ мВт.

Для наблюдения формы облака и оценки температуры атомов используется ПЗС матрица. После окончания этапа вторичного охлаждения удерживающее излучение ловушки перекрывается и облако атомов испытывает баллистический разлет. ПЗС матрица регистрирует сигнал флуоресценции после подсветки облака атомов коротким импульсом лазера на длине волны 410.6 нм. Исследование различных режимов работы вторичной МОЛ проводилось для различных значений отстройки и интенсивности излучения лазера вторичного охлаждения.

Длительность этапа вторичного охлаждения $\tau_{sc} = 80$ мс выбрана заведомо превышающей время установления стационарного состояния вторичной МОЛ по всем возможным параметрам, для которого была проведена теоретическая оценка согласно [138] и измерение, показавшее что стационарное состояние достигается за времена менее 40 мс. Таким образом гарантируется, что первичное охлаждение определяет только количество атомов во вторичной ловушке, но не влияет на динамику последней.

Поскольку градиенты магнитного поля по вертикальной и горизонтальной осям отличаются (катушки в антигелмгольцевой конфигурации расположены по вертикальной оси z) распределение импульсов по вертикальной и горизонтальной осям также отличается. Далее обсуждается распределение импульсов и соответствующая температура атомов по вертикальной оси z вдоль направления гравитационной силы. Распределение импульсов и температура атомов вдоль горизонтальной оси качественно ведет себя также и поэтому приведенные рассуждения справедливы и для этого случая.

В отличие от магнито-оптических ловушек на спектрально широких переходах, влияние гравитации и эффектов отдачи для МОЛ на спектрально узких переходах может быть значительным. В связи с этим можно выделить граничные значения параметра насыщения S , разделяющие три упомянутых выше режима работы МОЛ.

Первое граничное значение возникает из условия равенства силы светового давления и гравитационной силы, действующих на атом. Сила светового давления в рамках квазиклассического описания (внешние степени свободы атома рассматриваются в рамках классического описания, а эволюция внутренних степеней свободы описывается оптическими уравнениями Блоха в рамках квантовой механики) выражается как произведение импульса рассеиваемого фотона на среднюю скорость рассеяния:

$$\vec{F}_{lp} = \frac{\hbar \vec{k} \Gamma}{2} \frac{S_0}{1 + S_0 + 4(\Delta/\Gamma)^2}, \quad (6.1)$$

где \vec{k} — волновой вектор. Для движущегося атома отстройка Δ заменяется на эффективную отстройку, учитывающую эффект Доплера $\Delta_{eff} = \Delta - \vec{v} \vec{k}$.

Равенство сил светового давления и гравитации описывается выражением:

$$\frac{\hbar \vec{k} \Gamma}{2mg} \frac{S_0}{1 + S_0 + 4(\Delta + \Gamma/2)^2} = 1 \quad (6.2)$$

g — ускорение свободного падения, m — масса атома.

Отсюда первое граничное значение параметра насыщения

$$S_{b1} = \frac{1}{\hbar \vec{k} \Gamma / 2mg - 1} \quad (6.3)$$

В нашем случае $S_{b1} = 2 \times 10^{-3}$.

Второе граничное значение параметра насыщения происходит из условия, что ширина субдоплеровского резонанса в пространстве скоростей $\delta p = \frac{2m}{k} S \Gamma$ [139] сравнивается с величиной импульса отдачи фотона $\hbar k$:

$$S_{b2} = \frac{\hbar k^2}{2m\Gamma} \quad (6.4)$$

Значение второго граничного параметра насыщения составляет $S_{b2} = 10^{-2}$.

Все три режима работы МОЛ наблюдались экспериментально. Режим работы определялся по пространственному профилю плотности облака, регистрируемому ПЗС матрицей. Фотографии атомных облаков в разных режимах представлены на рисунке 6.3.

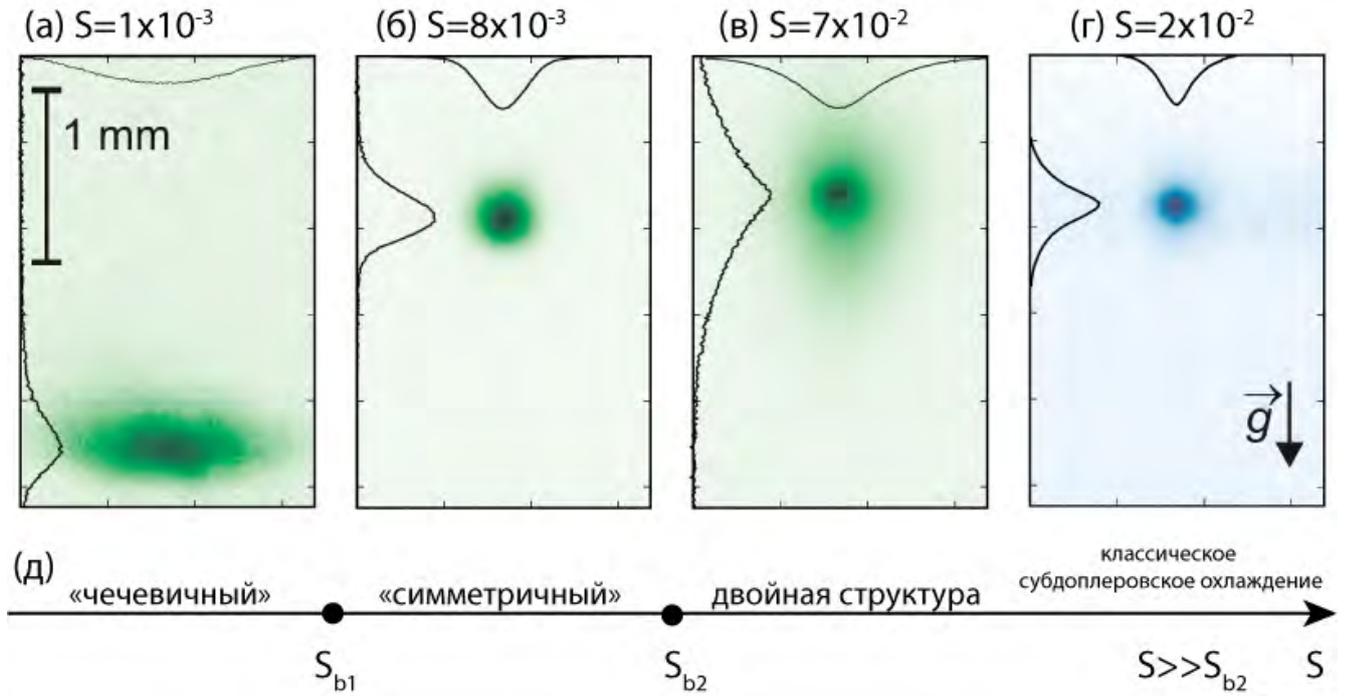


Рис. 6.3: (а)–(в) Характерный пространственный профиль плотности облака атомов тулия в различных режимах работы магнито-оптической ловушки на спектрально узком переходе вторичного охлаждения: (а) чечевичный режим $S < S_{b1}$ (реализуется только доплеровское охлаждение, под действием силы тяжести облако смещается в область ненулевого магнитного поля); (б) симметричный режим $S_{b1} < S < S_{b2}$ (влияние гравитации незначительно, ширина субдоплеровского резонанса остается меньше импульса отдачи и реализуется только доплеровское охлаждение); (в) режим двойной структуры $S > S_{b2}$ (механизмы доплеровского и субдоплеровского охлаждения конкурируют). (г) Характерный пространственный профиль облака атомов тулия в МОЛ на спектрально широком переходе в режиме субдоплеровского охлаждения. (д) Режимы работы МОЛ в зависимости от значения параметра насыщения S . Граничные значения для спектрально узкого перехода вторичного охлаждения $S_{b1} = 2 \times 10^{-3}$ и $S_{b2} = 10^{-2}$ (а)–(в), для широкого перехода первичного охлаждения $S_{b1} = 5 \times 10^{-5}$ и $S_{b2} = 7 \times 10^{-4}$ (г).

6.3.1 Режим малого насыщения

При малых интенсивностях охлаждающего излучения, когда $S < S_{b1}$ сила светового давления оказывается меньше силы тяжести, что приводит к смещению облака вниз по вертикали в область ненулевого магнитного поля, где достигается равновесное положение за счет уменьшения эффективной отстройки лазерного излучения зеемановским сдвигом и увеличения силы светового давления. При этом облако атомов принимает форму поверхности равного магнитного поля и напоминает чечевицу (рисунок 6.3). Ширина субдоплеровского резонанса в этом случае оказывается существенно меньше импульса отдачи, что препятствует реализации субдоплеровского механизма охлаждения. Эффективная комбинированная от-

стройка, которая выражается как

$$\Delta_{com} = \Delta - \frac{\mu_B b z_0}{\hbar} = \Gamma \sqrt{\frac{\hbar k \Gamma}{2mg}} S - S' - 1, \quad (6.5)$$

где b – градиент магнитного поля, z_0 – координата положения облака атомов по вертикали, S – параметр насыщения для пучка по вертикали, S' – параметр насыщения для остальных пучков МОЛ, перестает зависеть от отстройки лазерного излучения Δ [109]. Как следствие температура облака также не зависит от Δ , поскольку изменение отстройки частоты охлаждающего лазерного излучения лишь смещает облако в область с другим значением магнитного поля. На рисунке 6.4 слева приведена зависимость температуры и положения облака атомов тулия при различных значениях параметра насыщения. На рисунке выделено граничное значение параметра насыщения, разделяющее два режима. При увеличении отстройки наблюдается смещение равновесного положения облака атомов из нуля магнитного поля.

Наконец, при малых параметрах насыщения пучки охлаждающего излучения МОЛ перестают быть эквивалентными, поскольку в смещенном в область ненулевого магнитного поля облаке атомы преимущественно поглощают фотоны из направленного против силы тяжести пучка МОЛ. Поскольку поляризация этого пучка является круговой, такое выделенное взаимодействие приводит к оптической накачке атомов на крайний магнитный подуровень в базисе, задаваемом направлением распространения выделенного пучка. Для демонстрации этого эффекта был проведен эксперимент Штерна-Герлаха (рисунок 6.4 справа). Поля второй МОЛ выключались и к облаку атомов тулия прикладывался градиент магнитного поля величиной около 40 Гс/см. Ускорение, которое испытывают атомы с разной проекцией магнитного момента в присутствии градиентного магнитного поля отличается: $a = m_F \mu_B b B / m$ и в процессе свободного падения они пространственно разделяются.

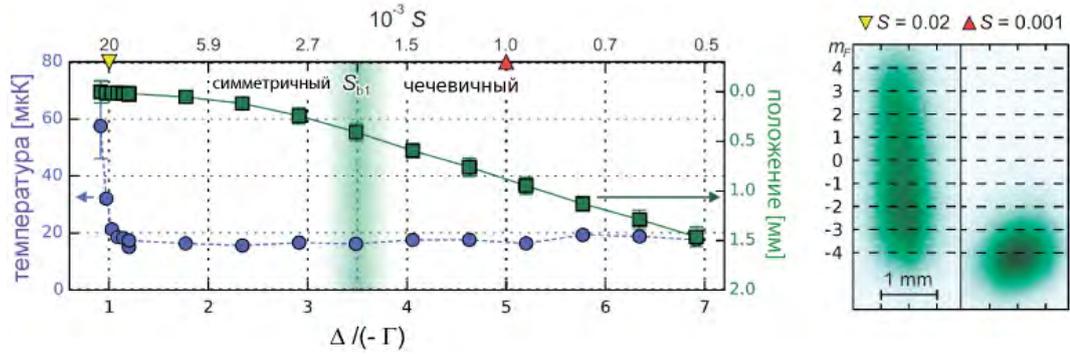


Рис. 6.4: (слева) — Температура (синие круги) и положение относительно нуля магнитного поля (зеленые квадраты) облака атомов в зависимости от отстройки частоты охлаждающего излучения. Значение резонансного параметра насыщения $S_0 = 0,1$. Соответствующие значения зависящего от отстройки параметра насыщения S приведены в верхней части рисунка. При отстройках $S < -3,5\Gamma$ наблюдается симметричный режим работы МОЛ с незначительным влиянием гравитационных сил, при $S > -3,5\Gamma$ — чечевиный режим со смещением облака в область ненулевых магнитных полей. Полосой подсвечено пограничное значение параметра насыщения $S_{b1} = 0,002$, разделяющее два режима. (справа) — Облако атомов через 6 мс после начала разлета в эксперименте Штерна-Герлаха. Градиент магнитного поля $B = 40$ Гс/см. В симметричном режиме все магнитные подуровни заселены равномерно (левая панель, $S = 0,02$), в то время как в чечевином режиме наблюдается преимущественное заселение крайнего магнитного подуровня $m_F = -4$ (правая панель, $S = 0,001$).

Подобный режим работы магнито-оптической ловушки ранее был описан для стронция [109], диспрозия [140] и эрбия [131] и детально описан в [140, 109].

6.3.2 Симметричный режим

При значениях параметра насыщения $S_{b1} < S < S_{b2}$ сила светового давления достаточно велика и влияние силы тяжести на положение облака незначительно, однако ширина субдоплеровского резонанса в пространстве скоростей оказывается меньше импульса отдачи рассеиваемого фотона. Таким образом каждый акт рассеяния фотона приводит к тому, что атом выбивается из субдоплеровского резонанса и охлаждение на нем не реализуется. При таких значениях параметра насыщения имеет место классическое доплеровское охлаждение и форма облака остается симметричной, а пространственный профиль плотности атомов в облаке описывается функцией Гаусса (рисунок 6.3 (б)).

Симметричный и чечевиный режимы наблюдались при интенсивностях охлаждающего излучения $0.02 - 0.1$ мВт/см² в одном пучке ($S_0 = 0.06 - 0.3$) и отстройках Δ от -1Γ до -7Γ . На рисунке 6.4 слева показана зависимость температуры облака от значения отстройки частоты лазерного излучения при $S_0 = 0.1$ и иллюстрирует переход от режима слабого насыщения к симметричному режиму.

6.3.3 Режим двойной структуры

При дальнейшем увеличении параметра насыщения, когда $S > S_{b2}$ ширина субдоплеровского резонанса δr становится больше импульса отдачи фотона $\hbar k$ и для части атомного ансамбля, обладающей низкими скоростями, начинает реализовываться субдоплеровское охлаждение. При этом для оставшихся атомов распределение в пространстве скоростей все еще определяется доплеровским механизмом охлаждения. В результате распределение по скоростям в атомном облаке перестает быть максвелловским и состоит из доплеровской и субдоплеровской фракций. Когда ширина субдоплеровского резонанса в пространстве скоростей превышает импульс отдачи фотона всего в несколько раз, эффект отдачи при рассеянии фотонов препятствует реализации субдоплеровского охлаждения для всего ансамбля атомов, поскольку при рассеянии фотонов атомы быстро покидают диапазон скоростей, соответствующий субдоплеровскому резонансу. В итоге пространственный профиль плотности атомов в облаке имеет два компонента и может аппроксимироваться суммой двух функций Гаусса.

В эксперименте нами наблюдался такой режим работы МОЛ вторичного охлаждения для интенсивностей выше 3 мВт/см^2 ($S > 9$) и отстроек Δ в диапазоне от -4Г до -12Г . Измерение температуры атомов в облаке методом баллистического разлета показало, что облако состоит из двух фракций, характеризующихся различной температурой. В центре облака сосредоточена холодная фракция, а горячая фракция формирует размытое гало. Для определения температуры атомов холодной и горячей фракций пространственный профиль плотности атомов в процессе баллистического разлета аппроксимировался двумя функциями Гаусса с независимыми параметрами. Такой метод позволил нам определить температуру атомов холодной фракции облака T_{sD} , температуру атомов в горячей фракции T_D и долю атомов η , для которых реализуется субдоплеровское охлаждение.

Переход от симметричного режима работы МОЛ в режим двух структур наблюдался нами при изменении интенсивности охлаждающего излучения на длине волны $530,7 \text{ нм}$ при фиксированном значении отстройки Δ . Схожее поведение наблюдалось и в обратной ситуации: при изменении отстройки Δ и фиксированном значении интенсивности I . Соответствующие зависимости приведены на рисунке 6.5.

Интересной особенностью работы МОЛ в режиме двух структур является наблюдаемое уменьшение температуры холодной фракции и T_{sD} с ростом интенсивности охлаждающего света. Эффект отчетливо наблюдается для значений параметра насыщения S от $0,05$ до $0,2$. Такое поведение нехарактерно для классических случаев субдоплеровского [141] и доплеровского [138] охлаждения, где с увеличением интенсивности наблюдается увеличение температуры атомов. Объяснение этого эффекта приводится ниже.

Следует также отметить, что переход МОЛ из одного режима работы в другой происходит постепенно без каких-либо явных граничных особенностей. Тем не менее указанные значения S_{b1} и S_{b2} подтверждаются экспериментом.

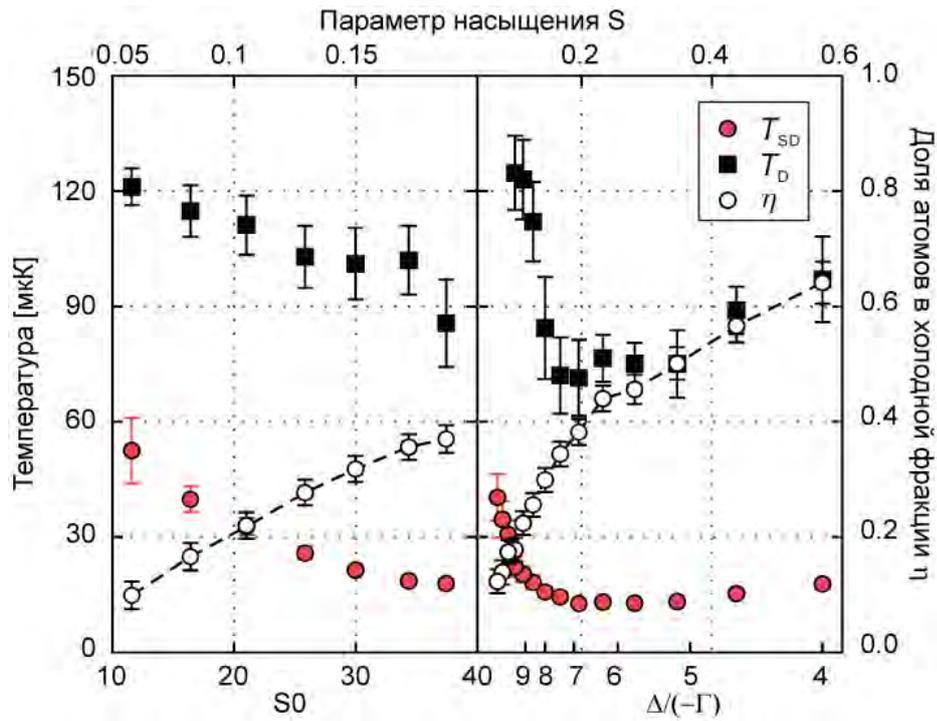


Рис. 6.5: Температура атомов в холодной субдоплеровской фракции ансамбля T_{SD} (красные круги) и в горячей доплеровской фракции T_D (черные квадраты) в зависимости от интенсивности и отстройки охлаждающего излучения. Незакрашенные круги соответствуют доле атомов η в холодной субдоплеровской фракции. *Слева*: Величина интенсивности охлаждающего света изменялась при фиксированном значении отстройки $\Delta = -7\Gamma$. *Справа*: Изменялась величина отстройки при фиксированном значении интенсивности охлаждающего излучения $I = 11,8 \text{ мВт/см}^2$ ($S_0 = 37$). На оси сверху обозначено значение соответствующего параметра насыщения S . Значение градиента магнитного поля МОЛ в обоих экспериментах $b = 7 \text{ Гс/см}$.

Для сравнения рассмотрим работу МОЛ для атомов тулия на спектрально широком переходе на длине волны 410,6 нм. Соответствующие оценки граничных значений параметра насыщения составляют $S_{b1} = 5 \times 10^{-5}$ и $S_{b2} = 7 \times 10^{-4}$. Для типичных значений параметра насыщения $S_0 \approx 0,1$ и $\Delta \approx -\Gamma$, используемых в первичной МОЛ [134], что соответствует случаю $S = 0,02 \gg S_{b2}$, ширина субдоплеровского резонанса достаточно велика, чтобы субдоплеровское охлаждение было доминирующим. В итоге распределение по скоростям атомов в МОЛ является максвелловским (рисунок 6.3(г)). Для малых значений параметра насыщения число атомов в МОЛ быстро уменьшается [121], что делает затруднительным наблюдение других режимов работы ловушки.

Режим работы с двойной структурой ранее наблюдался для МОЛ Rb [142], Dy [136] и Ca [143]. В случае атомов Rb специфический профиль плотности атомов в ловушке определялся бигармоническим удерживающим потенциалом, который формировался субдоплеровской частью удерживающей силы МОЛ. Для Dy и Ca наблюдаемая двойная структура объяснялась непосредственно двухкомпонентным максвелловским распределением атомов по скоро-

стям, как и в рассмотренном случае атомов тулия. Однако природа наблюдаемого эффекта различна. МОЛ для атомов Dy работает на спектрально широком переходе ($\Gamma = 2\pi \times 32$ МГц) и двойная структура появляется только из-за влияния магнитного поля на процесс охлаждения атомов. В случае Ca охлаждение происходит на спектрально узком переходе ($\Gamma = 2\pi \times 57$ кГц), однако в процесс вовлечены атомы в метастабильном состоянии и в результате в атомном облаке не достигается тепловое равновесие. В результате распределение атомов по скоростям не является максвелловским. Двойная структура МОЛ на узком переходе той же природы, что и для описанного случая атомов тулия, теоретически предсказана для атомов магния в случае охлаждения на переходе $3^3P_2 \rightarrow 3^2D_3$ [144, 145]

6.3.4 Квазиклассическое и квантово-механическое описание режима работы МОЛ с двойной структурой

Для анализа работы МОЛ в режиме с двойной структурой нами было проведено численное моделирование процесса охлаждения. В начале было проведено моделирование наблюдаемого скоростного распределения в рамках квазиклассического подхода, что отображено на рисунке 6.6 пунктирной синей линией. Рассматривалась одномерная оптическая патока в конфигурации встречных световых полей $\sigma_+ - \sigma_-$ и нулевым магнитным полем [141]. Моделирование было проведено для значения отстройки $\Delta = -7\Gamma$ и интенсивности 5 мВт/см^2 ($S_0 = 15,6$, $S, 3$).

Модельное распределение состоит из узкого пика в области нулевых скоростей, отображающего холодную фракцию атомов, для которых эффективно субдоплеровское охлаждение, и широкого пьедестала, соответствующего горячей фракции атомного облака. При этом функция распределения для горячей фракции сильно отличается от гауссова распределения, а относительное число атомов в горячей фракции быстро уменьшается для более высоких значений параметра насыщения и становится менее 5% при $S = 0,3$ (рисунок 6.6), что противоречит наблюдаемому в эксперименте. Отсюда можно сделать вывод, что в нашем случае квазиклассическое описание неприменимо.

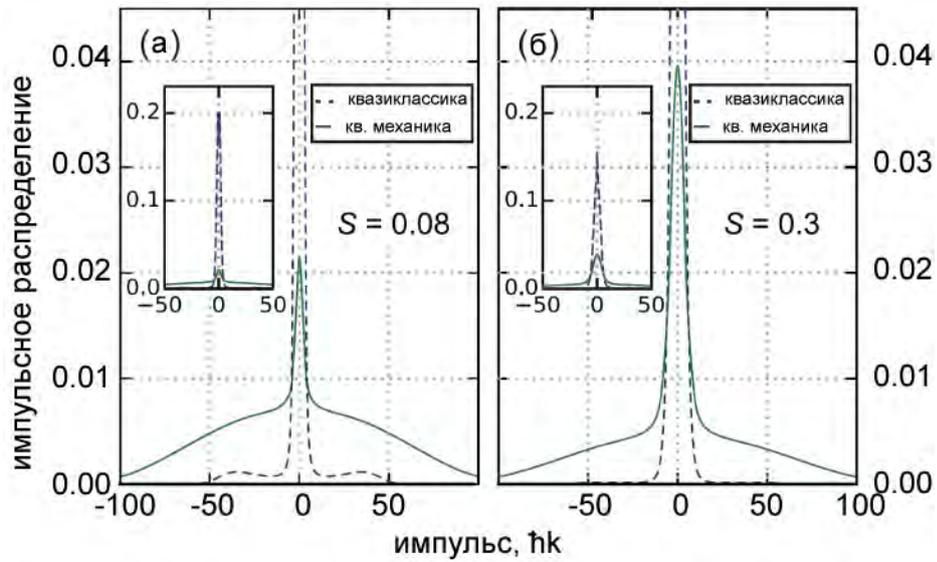


Рис. 6.6: Стационарное распределение импульсов атомов тулия в одномерной оптической патоке $\sigma_+ - \sigma_-$. Приведено сравнение кривых, полученных при моделировании в рамках квазиклассического подхода (синяя пунктирная линия) и полного квантово-механического описания (зеленая сплошная линия). На вставках приведены полные графики. При моделировании были использованы значения параметров (а) $S = 0.08$ ($I = 5$ мВт/см², $\Delta = -7\Gamma$) и (б) $S = 0.3$ ($I = 20$ мВт/см², $\Delta = -7\Gamma$)

Также нами было проведено моделирование в рамках квантово-механического подхода, в котором, в отличие от квазиклассического, учитываются единичные акты отдачи при рассеянии фотонов [145, 146]. Моделирование проводилось также для случая одномерной оптической патоки в отсутствие магнитного поля. Решалось уравнение в рамках формализма матриц плотности, что дает полную информацию о системе. Результаты моделирования показаны на рисунке 6.6 зеленой сплошной линией. Как видно из рисунка, в результате полного моделирования также ожидается существенно немаксвелловское распределение атомов по скоростям состоящее из двух фракций. Холодная фракция в распределении сосредоточена в области малых скоростей, а горячая представляет широкий пьедестал, захватывающий импульсы в диапазоне $\pm 100\hbar k$.

Не смотря на качественное сходство результаты моделирования в квазиклассическом и квантово-механическом приближениях существенно отличаются по форме и части распределения в пьедестале. Модельное распределение, полученное в рамках квантового подхода хорошо аппроксимируется суммой двух независимых функций Гаусса, описывающих центральный пик и пьедестал, соответственно. Это позволяет независимо определить температуру атомов в холодной фракции T_{sD} и горячем гало T_D , а также долю атомов η , участвующих в субдоплеровском охлаждении, как в эксперименте.

Сравнение полученных в результате моделирования результатов с результатами эксперимента приведены на рисунке 6.7. Моделирование в рамках квазиклассической (“квазиклассика, опт. патока”) и квантовой теорий (“кв. механика, опт. патока”) дают схожие значения

для температуры субдоплеровской фракции облака атомов в диапазоне $0.5 - 5$ мК, которая увеличивается с ростом значения параметра насыщения. Эти температуры существенно превышают наблюдаемые в эксперименте ($20 - 50$ мК).

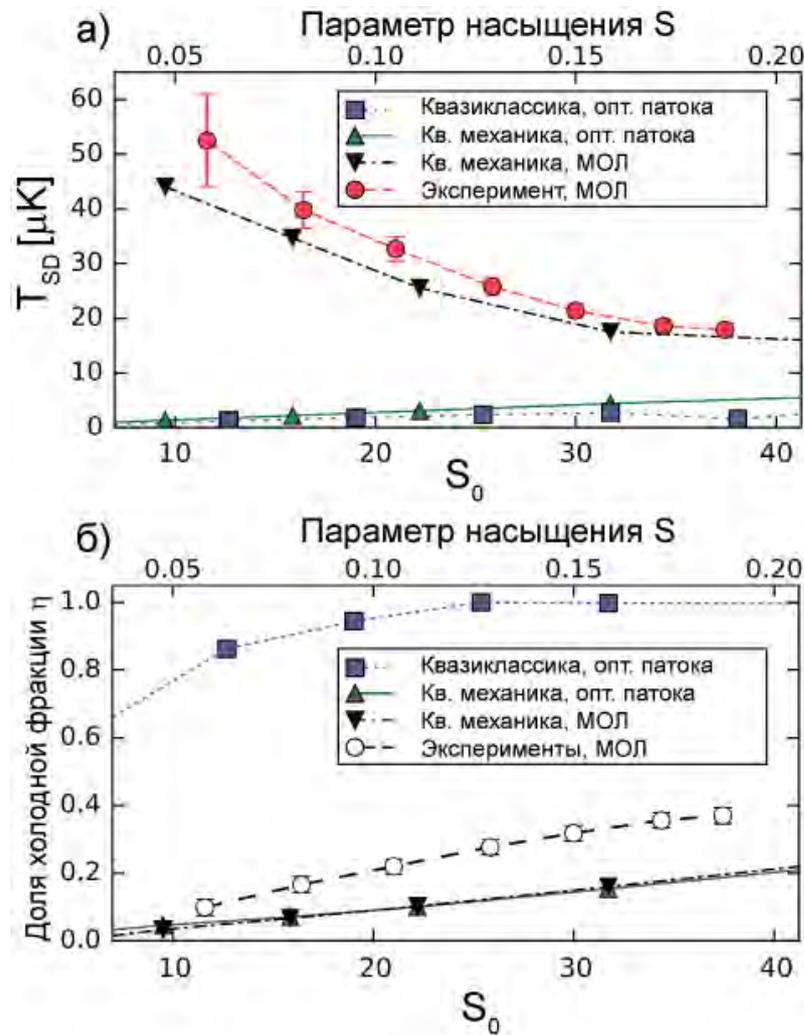


Рис. 6.7: а) Температура атомов в холодной фракции облака T_{sD} и б) доля атомов, испытывающих субдоплеровское охлаждение η в зависимости от интенсивности охлаждающего света I ($S_0 \propto I$). Показаны результаты численного моделирования для случая оптической патоки в рамках квазиклассического подхода (синие квадраты) и в рамках квантово-механического описания (зеленые треугольники), а также результаты моделирования с учетом магнитного поля МОЛ (черные треугольники). Экспериментальные значения T_{sD} (красные круги) и η (белые круги) взяты из рисунка 6.5.

Помимо эффекта отдачи, который был учтен в квантово-механической модели ловушки, необходимо принимать во внимание магнитное поле МОЛ. Магнитное поле не оказывает существенного влияния на процесс субдоплеровского охлаждения только в том случае, когда зеемановское расщепление основного состояния существенно меньше ширины субдоплеров-

ского резонанса [147]:

$$\frac{\Delta E}{\hbar} = \frac{\mu_B g_F B}{\hbar} \ll S\Gamma, \quad (6.6)$$

где μ_B — магнетон Бора, g_F — фактор Ланде основного состояния. В противном случае магнитное поле препятствует переносу населенности между магнитными подуровнями основного состояния и субдоплеровское охлаждение не реализуется. В условиях нашего эксперимента $S \sim 0.1$, а градиент магнитного поля равен $b = 7$ Гс/см. При этом магнитным полем при описании процесса субдоплеровского охлаждения можно пренебречь только в малой области размером 10 мкм в центре ловушки. Характерный размер облака в МОЛ составляет порядка 100 мкм, что означает что магнитное поле оказывает существенное влияние на процесс субдоплеровского охлаждения, уменьшая его эффективность.

В сотрудничестве с ИЛФ СО РАН было проведено моделирование (метод предложен сотрудником ИЛФ СО РАН О.Н. Прудниковым), основанное на решении уравнения матриц плотности [145, 146] в предположении, что скорость движения атомов в МОЛ существенно ниже скорости рассеяния фотонов. При наших условиях эксперимента частота МОЛ близка к 1 кГц, в то время как скорость рассеяния, определяющаяся частотой отдачи ($\tau_{cool} \sim \omega_{rec}^{-1}$) составляет $\omega_{rec}/2\pi = \hbar k^2/4\pi m = 4.2$ кГц. Таким образом движение атомов может рассматриваться как адиабатическое в магнито-оптическом потенциале ловушки с равновесным распределением скоростей, определяемым локальным значением магнитного поля в точке z . Тогда полное распределение по скоростям в атомном ансамбле можно получить усредняя частичные вклады фракций ансамбля, распределенных вдоль оси z .

Проведенное моделирование демонстрирует, что магнитное поле существенно изменяет температуру и пространственное распределение холодной субдоплеровской фракции ансамбля атомов. Значения $T_s D$, полученные в рамках этого моделирования представлены на рисунке 6.7 (а) (“Кв. механика, МОЛ”). В присутствии магнитного поля характерная температура холодной фракции атомов увеличилась на порядок, что говорит о том, что субдоплеровское охлаждение реализуется менее эффективно. Также с увеличением интенсивности температура холодной фракции уменьшается, что совпадает с наблюдаемым в эксперименте. В целом результат численного моделирования с учетом эффекта отдачи и магнитного поля удовлетворительно воспроизводит наблюдаемые в эксперименте зависимости.

Особенность поведения зависимости $T_{sD}(S)$ качественно объясняется следующим образом. При увеличении интенсивности растет ширина субдоплеровского резонанса и область ловушки, в которой влияние магнитного поля незначительно, увеличивается. В результате растет эффективность субдоплеровского охлаждения и распределение приближается к результату, полученному в случае отсутствия магнитного поля (в оптической палочке).

Как видно из рисунка 6.7 (б) квантовая теория предсказывает гораздо меньшую часть η атомов в холодной субдоплеровской фракции, нежели квазиклассическая. При этом учет магнитного поля существенно не влияет на значение η , так что результаты для оптической палочки и МОЛ практически одинаковы. И снова экспериментальные результаты гораздо

лучше описываются квантово-механической моделью. Наблюдаемое небольшое расхождение можно объяснить тем, что в моделировании учитывается полный ансамбль атомов, однако в реальности самые горячие атомы не удерживаются потенциалом МОЛ. Это же обстоятельство объясняет различие температур T_D , предсказываемых моделированием (как правило около 1 мК) и полученных в эксперименте (100 мкК). В результате потерь горячих атомов из ловушки температура облака существенно меняется, что делает сравнение модельных результатов с экспериментом неинформативным.

Проведенное моделирование было выполнено для одномерного случая. Однако, в пределе низкого насыщения результаты одномерного и трехмерного моделирования совпадают [148, 149, 150]

Проведенные исследования были необходимы для понимания процессов лазерного охлаждения атомов тулия. Основанные на полученных результатах подходы к оптимизации процессов охлаждения дали возможность эффективно загружать охлажденные атомы тулия в оптическую решетку и открыли возможность для лазерной спектроскопии часового перехода.

6.4 Магическая длина волны для магнито-дипольного перехода на длине волны 1,14 мкм

Использование для опроса часового перехода ансамбля холодных атомов вместо одиночных ионов увеличивает стабильность атомных часов за счет улучшения отношения сигнал-шум. Однако воспользоваться этим преимуществом стало возможным только с развитием техники оптических решеток. Атомы, загруженные в оптическую решетку, жестко ограничены в пространстве, также как и ионы в ионных ловушках. Основной целью этого ограничения является разрыв связи между внешними состояниями движения атома и его энергетическими уровнями. Таким образом, целью является получение возможности измерения чистого внутреннего состояния атома, не испытывающего внешних воздействий. Однако в общем случае поляризуемость нижнего и верхнего состояний часового перехода отличаются, и в оптической решетке наблюдается динамический эффект Штарка, сдвигающий частоту часового перехода, что ухудшает точность часов. Более того, поскольку световое поле неоднородно, движение в нем атома снова будет связывать внешние и внутренние степени свободы атома, уменьшая когерентность при спектроскопических измерениях.

Хотя динамические поляризуемости нижнего и верхнего состояний часового перехода имеют разную форму, они зависят от длины волны и поляризации света решетки. В некоторых случаях оказывается, что они становятся одинаковыми и состояния часового перехода сдвигаются идентично [151]. Длина волны, соответствующая этому случаю, называется “магической”.

Нами было проведено теоретическое и экспериментальное определение магических длин волн для магнито-дипольного перехода на длине волны 1,14 мкм в атомах тулия.

6.4.1 Теоретическое предсказание магической длины волны для магнито-дипольного перехода на длине волны 1,14 мкм

Для теоретического предсказания положения магических длин волн перехода необходимо знать сдвиги уровней часового состояния во внешнем монохроматическом электрическом поле $\vec{E} = 1/2\vec{\epsilon}e^{-i\omega t} + c.c.$ при значении угловой частоты ω :

$$\Delta E(\omega) = -\frac{\alpha(\omega)}{4}|\epsilon|^2 - \frac{\gamma(\omega)}{64}|\epsilon|^4 + \dots, \quad (6.7)$$

где $\alpha(\omega)$ — динамическая поляризуемость, $\gamma(\omega)$ — гиперполяризуемость, а $\vec{\epsilon}$ — комплексная амплитуда электрического поля, зависящая от квантового магнитного числа m и поляризации.

В литературе приводятся некоторые данные о поляризуемости уровней в атоме тулия. Так, в работах [152, 153] измерялась статическая тензорная поляризуемость, а в работе [154] приведены теоретические вычисления статических поляризуемостей без учета тонкого взаимодействия. Следует отметить, что систематических исследований поляризуемостей уровней в атоме тулия не проводилось и в литературе представлена очень ограниченная информация, не позволяющая сделать какие либо выводы относительно поставленной нами задачи.

Для подавления зависящего от положения атома сдвига за счет изменения поляризации света, формирующего оптическую решетку, а также для подавления столкновительных сдвигов за счет диполь-дипольных взаимодействий атомов, мы предлагаем использовать двумерную оптическую решетку, формируемую двумя парами световых пучков с линейными поляризациями, как показано на рисунке 6.8. При этом обеспечивается одинаковая поляризация света решетки для всех ее ячеек.

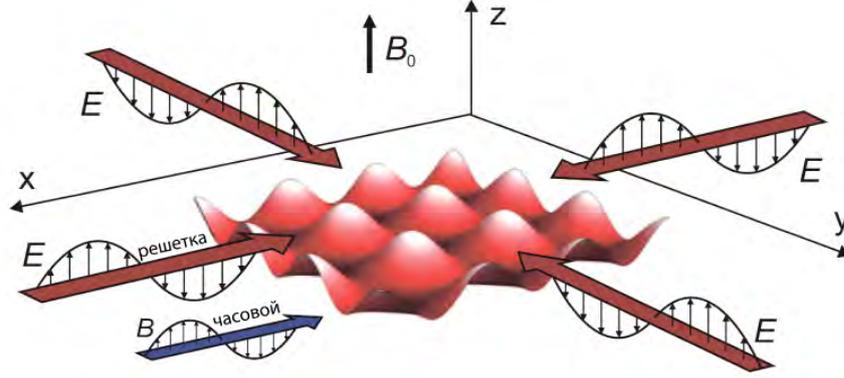


Рис. 6.8: Геометрия двумерной оптической решетки. Оптическая решетка формируется двумя парами горизонтальных световых пучков с линейной вертикальной поляризацией (“решетка”, красный). Внешнее магнитное поле B_0 прикладывается по вертикальной оси. Пучок возбуждающего часовой переход света (“часовой”, синий) лежит в плоскости оптической решетки для подавления световых сдвигов за счет эффекта Доплера и отдачи. Магнитная компонента возбуждающего часовой переход света должна быть вертикальной, чтобы возбуждался переход между состояниями с магнитными квантовыми числами $m_F = 0 \rightarrow m'_F = 0$. (Часовой переход является магнитным дипольным переходом.)

Поскольку основное состояние атома тулия обладает довольно большим магнитным моментом, равным $4\mu_B$, между атомами сильно диполь-дипольное взаимодействие, что также приводит к сдвигу уровней и уменьшает время когерентности атомного ансамбля. Накачивая атомы в состояние с $m_F = 0$ и возбуждая часовой переход между состояниями с магнитными квантовыми числами $m_F = 0 \rightarrow m'_F = 0$, можно существенно подавить соответствующий сдвиг. Кроме того, в этом случае обнуляется линейный эффект Зеемана. Далее рассматривается только случай перехода между состояниями с $m_F = 0$.

Для состояний с $m_F = 0$ вклад векторной поляризуемости также исчезает и полная поляризуемость α может быть разделена на скалярную α^s и тензорную α^t части [155]:

$$\alpha_{JFm_F}(\omega) = \alpha_{JF}^s(\omega) + \alpha_{JF}^t(\omega) \frac{3m_F^2 - F(F+1)}{F(2F-1)}, \quad (6.8)$$

$$\alpha_{JF}^s(\omega) = \frac{1}{2F+1} \sum_{m_F=-F}^{m_F=F} \alpha_{JFm_F}(\omega), \quad (6.9)$$

$$\alpha_{JF}^t(\omega) = \alpha_{JF,m_F=F}(\omega) - \alpha_{JF}^s(\omega). \quad (6.10)$$

Приведенные дальше вычисления выполнялись в атомных единицах.

Вычисление динамической поляризуемости простых атомов, таких как магний, может быть выполнено с использованием модельных потенциалов взаимодействия валентных электронов [156, 157, 158] и теории линейного отклика электронной оболочки на внешнее электрическое поле [159, 160]. Однако в случае сложных атомов (например Yb) этот метод дает

неудовлетворительные результаты. Для атомов с незаполненными внутренними оболочками, к числу которых относится тулий, этот метод является еще более сложным и как правило не применяется. Вторым методом является расчет одноэлектронных волновых функций методом Хартри-Фока в приближении центрального поля с последующим подбором свободных параметров для наилучшего согласования энергий атомных уровней с экспериментальными данными. На основе полученных конфигураций вычисляются матричные элементы переходов. [161, 162]. Наконец, если вероятности переходов и длины волн известны из эксперимента, поляризуемость также можно определить используя второй порядок теории возмущений. В наших расчетах мы пользовались программным пакетом COWAN [163], использующим метод Хартри-Фока, а также данными экспериментов. В литературе приведены данные о длинах волн и вероятностях 59 переходов из нижнего состояния и 37 переходов из верхнего состояния часового перехода [164].

Вклад в поляризуемость дискретного спектра

Вклад дискретного спектра в динамическую поляризуемость выражается формулой [155, 165]:

$$\alpha_{Fm}(\omega) = \frac{3}{2} \frac{c^3 \hbar^4}{a_0^3} \sum_{F'} \frac{2F_u + 1}{(E_{F'} - E_F)^2} \begin{pmatrix} F_u & 1 & F_d \\ -m & 0 & m \end{pmatrix}^2 \times \frac{A_{F_u \rightarrow F_d}}{(E_{F'} - E_F)^2 - (\hbar\omega)^2}, \quad (6.11)$$

где c — скорость света в вакууме, \hbar — постоянная Планка, E_F и $E_{F'}$ — энергии уровней $|F\rangle$ и $|F'\rangle$, соответственно. Суммирование проводится по всем уровням F' . Для каждого слагаемого $F_u = F'$, $F_d = F$, если $E_{F'} > E_F$ и наоборот. $A_{F_u \rightarrow F_d}$ — вероятность перехода (скорость спонтанного распада) с уровня $|F\rangle$ на уровень $|F'\rangle$.

В предположении JJ -связи между полным электронным моментом J и спином ядра I , скалярная поляризуемость не зависит от F [155, 165]:

$$\alpha_{JF}^s(\omega) = \alpha_J^s(\omega) = \frac{1}{2J+1} \sum_{m_J=-J}^{m_J=J} \alpha_{Jm_J}(\omega) = \frac{1}{2} \frac{c^3}{a_0^3} \sum_{J'} \frac{2J_u + 1}{2J_d + 1} \frac{1}{(\omega_{J'J})^2} \frac{A_{J_u \rightarrow J_d}}{(\omega_{J'J})^2 - \omega^2}, \quad (6.12)$$

где $\omega_{J'J} = (E_{J'} - E_J)/\hbar$. В свою очередь тензорная поляризуемость равна:

$$\alpha_{JF}^t(\omega) = \alpha_J^t(\omega) (-1)^{I+J+F} \begin{Bmatrix} F & J & I \\ J & F & 2 \end{Bmatrix} \times \sqrt{\frac{F(2F-1)(2F+1)(2J+3)(2J+1)(J+1)}{(2F+3)(F+1)(2J-1)J}}, \quad (6.13)$$

где

$$\alpha_J^t(\omega) = \frac{3c^3}{a_0^3} \sum_{J'} \frac{2J_u + 1}{\omega_{J',J}^2} \frac{A_{J_u \rightarrow J_d}}{\omega_{J',J}^2 - \omega^2} (-1)^{J+J'} \times \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ J_d & J_d & J_u \end{Bmatrix} \sqrt{\frac{5J(2J-1)}{6(J+1)(2J+1)(2J+3)}}. \quad (6.14)$$

Причем $\alpha_{J,F=J+I}^t = \alpha_J^t$.

Для вычисления α необходимо знать вероятности переходов из состояния, для которого рассчитывается поляризуемость, во все возможные другие состояния $A_{J'} \rightarrow A_J$ и длины волн этих переходов $\omega_{J',J} = (E_{J'} - E_J)/\hbar$. Несмотря на то, что в [166, 167] приведены результаты измерений длин волн и вероятностей большого числа переходов из спектрального диапазона 250 – 807 нм, эта информация не полна. Существует еще набор переходов в УФ, видимом и ИК спектральных диапазонах, которые важны для вычислений, однако вероятности которых неизвестны. Для вычисления длин волн и вероятностей переходов в спектральном диапазоне от 250 нм до 1200 нм мы использовали программный пакет COWAN [163] (расчеты в пакете COWAN выполнены И.Ю. Толстихиной). При этом рассчитывались дипольные матричные элементы с учетом ниже лежащих нечетных ($4f^{13}6s^2$, $4f^{13}5d^16s^1$, $4f^{12}6s^26p^1$, $4f^{13}6p^2$, $4f^{13}5d^2$) и четных ($4f^{12}5d^16s^2$, $4f^{13}6s^16p^1$) конфигураций. Результаты расчетов приведены на рисунке 6.9. Как видно из рисунка, существует много точек пересечения кривых поляризуемостей нижнего и верхнего часовых уровней, однако в большинстве случаев они расположены вблизи сильных переходов. Часть из потенциально удобных для рассмотрения длин волн не доступны для существующих непрерывных лазерных источников. Нами была выделена область около 807 нм для более детального рассмотрения, поскольку близлежащий резонанс является слабым, а длина волны — удобной.

На рисунке 6.10 а) приведены относительные погрешности рассчитанных энергий переходов. Как видно из рисунка она не превышает 20%. Этого достаточно для идентификации ниже лежащих уровней с энергиями $E < 20000 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda < 500 \text{ нм}$) и сравнения этих значений с известными из экспериментов [168].

На рисунке 6.10 б) приведено сравнение экспериментально измеренных и рассчитанных вероятностей переходов для обнаруженных переходов в спектральном диапазоне 400–1200 нм. Учитывая сложность в моделировании потенциала атомов с незаполненной внутренней оболочкой [155], расхождение экспериментальных данных и теоретических расчетов представляется удовлетворительным.

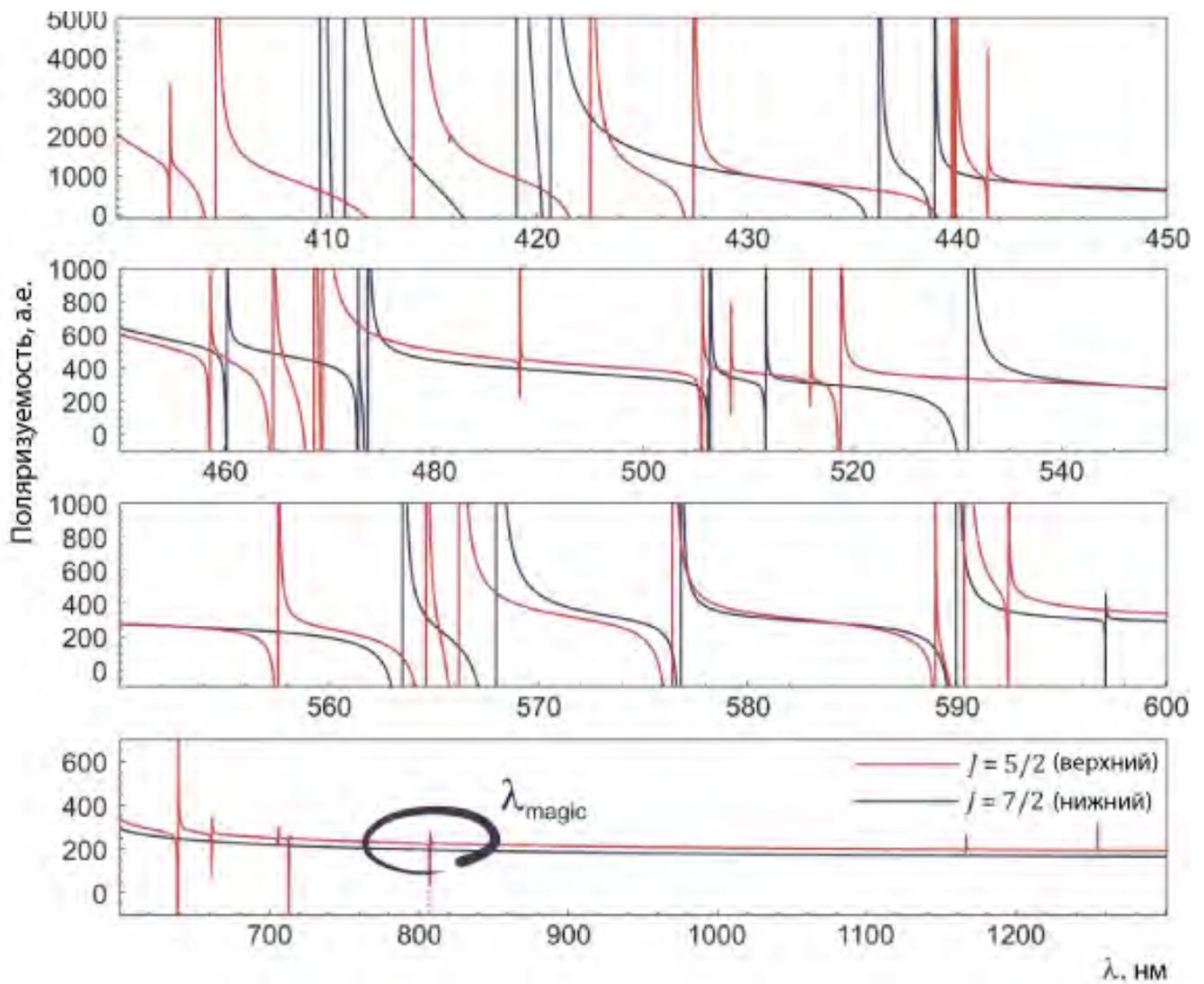


Рис. 6.9: Спектры динамической поляризуемости часовых уровней $|J = 7/2, F = 4\rangle$ (синий) и $|J = 5/2, F = 3\rangle$ (красный), вычисленные с помощью пакета COWAN.

Наиболее самосогласованным подходом при вычислении дифференциальной статической поляризуемости является использование только расчетных значений длин волн и вероятностей переходов. Далее известные ранее из экспериментов значения и результаты расчетов использовались отдельно.

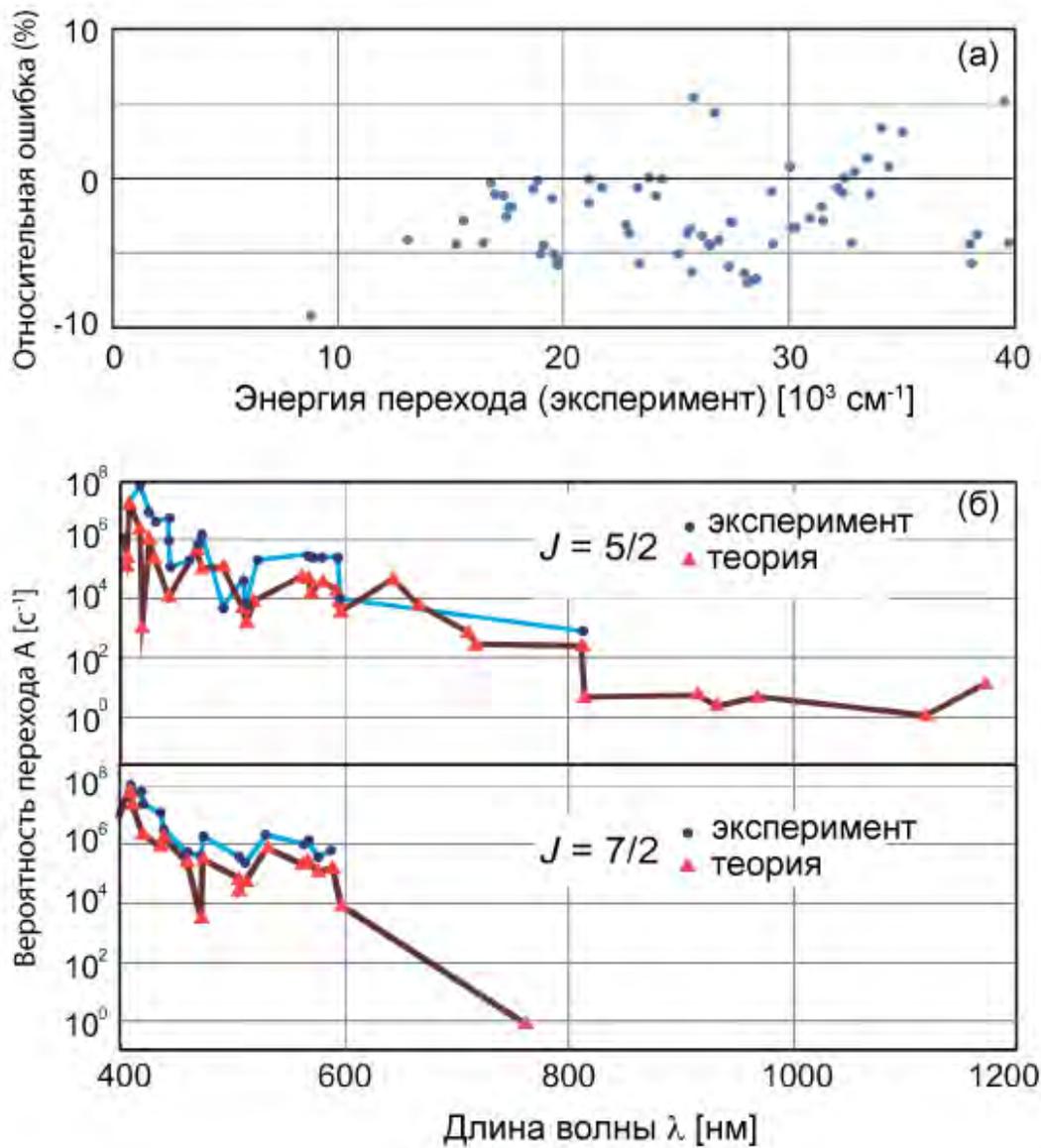


Рис. 6.10: Сравнение расчетных и экспериментальных данных. Показаны только уровни энергии, для которых были обнаружены экспериментальные данные. (а) Относительная ошибка расчета энергии уровней. (б) Рассчитанные (красные треугольники) и экспериментально измеренные (синие круги) вероятности переходов из верхнего $|J = 5/2\rangle$ и нижнего $|J = 7/2\rangle$ состояний часового перехода. Сплошные линии соединяют точки для наглядности.

Как и предполагалось из общих соображений, статическая скалярная поляризуемость уровней часового перехода практически не отличается. Наши вычисления показали разницу всего в 0,1 а.е. при значении 138 а.е. Вычисленное значение статической тензорной поляризуемости $-2,7$ а.е. для нижнего состояния часового перехода хорошо согласуется с известным из литературы экспериментально определенным значением $-2,7(2)$ а.е. [152]. Для верхнего состояния часового перехода расчетное значение статической тензорной поляризуемости составило $-2,3$ а.е.

Вклад в поляризуемость непрерывного спектра

Для определения вклада в поляризуемость атомного уровня непрерывного спектра мы использовали формулу [169]:

$$\alpha_{\text{cont}}^s(\omega) = \frac{c}{2\pi^2} \int_{\omega_I}^{\infty} \frac{\sigma(\omega') d\omega'}{(\omega' - \omega_n)^2 - \omega^2}, \quad (6.15)$$

где ω_I — предел фотоионизации, $\sigma(\omega)$ — сечение фотоионизации атомного уровня. Сечение фотоионизации вычислялось с использованием программного пакета FAC [170]. Результаты показаны на рисунке 6.11 (а). Используя эти данные мы рассчитали вклад в поляризуемость α_{cont}^s переходов с нижнего $|J = 7/2\rangle$ и верхнего $|J = 5/2\rangle$ часовых уровней в континуум (рисунок 6.11 (б)). Вклад α_{cont}^s мал по сравнению с вкладом дискретного спектра и отличается всего на 2 а.е. для нижнего и верхнего часовых уровней. Таким образом, переходы электронов в непрерывный спектр не влияют на положение магических длин волн часового перехода. Мы также предполагаем, что вклад в тензорную часть поляризуемости со стороны непрерывного спектра еще меньше и далее не учитываем его в анализе. Поскольку вклад дискретного спектра в статическую скалярную поляризуемость фактически одинаков для уровней часового перехода, мы также ожидаем, что вклад непрерывного спектра для нижнего и верхнего уровней часового перехода также одинаков. Тогда в качестве грубой оценки погрешности вычисления вклада непрерывного спектра в дифференциальную поляризуемость можно взять разность значений $\alpha_{\text{cont}}^s(0)$ для нижнего и верхнего часовых уровней, т.е. 2 а.е. В отсутствие известных экспериментальных данных о сечении фотоионизации атома тулия это единственный метод оценки погрешности вычислений.

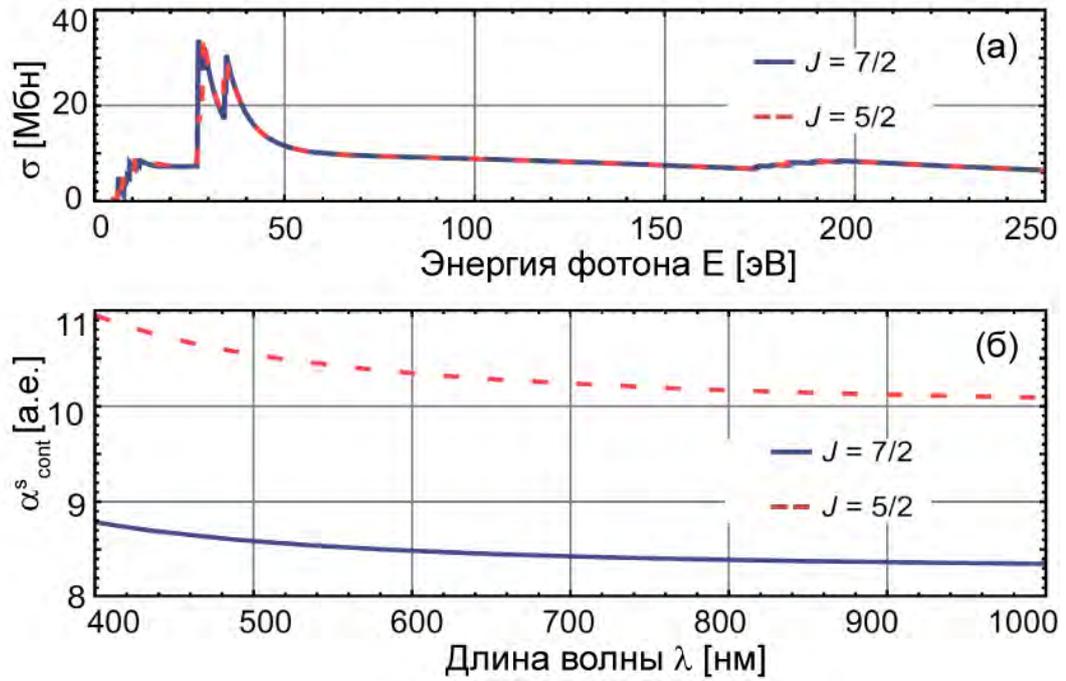


Рис. 6.11: (а) Сечение фотоионизации для нижнего $|J = 7/2\rangle$ (синяя сплошная линия) и верхнего $|J = 5/2\rangle$ (красная пунктирная линия) уровней часового перехода в атоме тулия. Пики около значений 28 и 35 эВ соответствуют резонансному усилению фотоионизации [171]. (б) Вклад непрерывного спектра в скалярную поляризуемость α^s_{cont} . Сверхтонкое взаимодействие не учитывалось.

Сравнение результатов различных методов расчета поляризуемости

Теоретические расчеты статических скалярной α^s и тензорной α^t поляризуемостей выполнялись и другими группами, однако использованные методы отличались от описанных выше. Для удобства сравнения рассчитанные нашей группой и известные из литературы значения статических скалярной и тензорной поляризуемостей уровней часового перехода приведены в таблице 6.1.

В работе [172] разделялся вклад в поляризуемость от заполненных внутренних оболочек (остова), электронов $4f$ оболочки, вычисленного в приближении случайной фазы, а также от валентных $6s^2$ электронов, основанный на методе CI+MBPT (взаимодействие конфигураций + многочастичная теория возмущений). Авторы указывают на правомерность добавления электронов $4f$ оболочки в остов, как и было сделано в наших расчетах. В работе [160] использовался подход, основанный на теории линейного отклика поляризуемости атома в приближении самосогласованного поля с построением функций Грина. В работе [154] использовался метод зависящего от времени функционала плотности. В работе [173] использовался метод конфигурационного взаимодействия совместно комбинацией методов учета атомных орбиталей. Во всех упомянутых работах тонкое взаимодействие не учитывалось. Отметим также, что в работе [172] учитывался вклад только дискретного спектра, в то время как в работах [160, 154, 173] учитывался вклад как дискретного, так и непрерывного спектра.

Таблица 6.1: Вклады дискретного α_{discr} и непрерывного α_{cont} спектров в статическую скалярную α^s и тензорную α^t поляризуемость часовых уровней $J = 5/2$, $J = 7/2$, рассчитанные нашей группой, и данные из литературы (столбцы “теория” и “эксперимент”). Значения приведены в атомных единицах, 1 a.e. = $4\pi\epsilon_0 a_0^3 = 1.65 \times 10^{-41}$ Дж/(В/м)²

		α_{discr}	α_{cont}	Теория	Эксперимент
α^s	$J = 7/2$	138.06	8	144.3 [172], 147 [160]	-
	$J = 5/2$	138.003	10	161 [154], 152 [173]	-
α^t	$J = 7/2$	-2.7	0		-2.7(2) [152]
	$J = 5/2$	-2.3	0	-2.27 [152]	-

Как видно из таблицы 6.1, результаты наших расчетов в пределах 10% согласуются с представленными в литературе значениями поляризуемости. Это можно считать хорошим результатом, учитывая сложность выполнения расчетов для атомов с незаполненными внутренними оболочками. При этом, поскольку при расчете динамической поляризуемости используются те же исходные данные, можно ожидать, что погрешность определения предложенным методом динамической поляризуемости также будет не хуже 10%.

Еще более весомым подтверждением правильности выполненного расчета является согласованность с экспериментальными данными. Представленное в литературе значение тензорной поляризуемости нижнего состояния атома тулия ($J = 7/2$) [152] также в пределах 10% согласуется с результатами наших расчетов.

Гиперполяризуемость уровней часового перехода

Помимо дифференциальной поляризуемости, магическая длина волны перехода зависит также от гиперполяризуемости его уровней (6.7) и интенсивности света I . Скалярная поляризуемость $\gamma(\omega)$ выражается как [174]:

$$\gamma(\omega) = \frac{1}{4} (\gamma^+(\omega) + \gamma^-(\omega)), \quad (6.16)$$

где

$$\gamma^+ = \frac{4}{\hbar^3} \sum_{m,k,n} (D_z)_{gm} (D_z)_{mk} (D_z)_{kn} (D_z)_{ng} \times \left[\frac{4\omega_{mg}\omega_{ng}}{\omega_{kg} (\omega^2 - \omega_{mg}^2) (\omega^2 - \omega_{ng}^2)} + \frac{1}{(\omega_{mg} - \omega)(\omega_{kg} - 2\omega)(\omega_{ng} - \omega)} + \frac{1}{(\omega_{mg} + \omega)(\omega_{kg} + 2\omega)(\omega_{ng} + \omega)} \right] \quad (6.17)$$

и

$$\gamma^- = \frac{8}{\hbar^3} \sum_{m,n} |(D_z)_{mg}|^2 |(D_z)_{ng}|^2 \times \frac{\omega_{mg} (\omega^2 + 3\omega_{ng}^2)}{(\omega^2 - \omega_{mg}^2) (\omega^2 - \omega_{ng}^2)^2}, \quad (6.18)$$

где $(D_z)_{i,j}$ матричный элемент z -проекции дипольного момента между уровнями i и j .

При вычислении гиперполяризуемости использовались вычисленные с помощью пакета COWAN матричные элементы, их знаки и длины волн переходов. Только для перехода на длине волны 807,1 нм использовались данные о длине волны вероятности перехода, полученные экспериментально, а знак матричного элемента был определен вычислительным методом. Такое исключение было сделано для повышения точности предсказания положения магической длины волны.

Сдвиги уровней часового перехода $|J = 7/2\rangle$ и $|J = 5/2\rangle$ за счет гиперполяризуемости в оптической решетке на длине волны $\lambda = 807$ нм при интенсивности $I = 50$ кВт/см² показаны на рисунке 6.12.

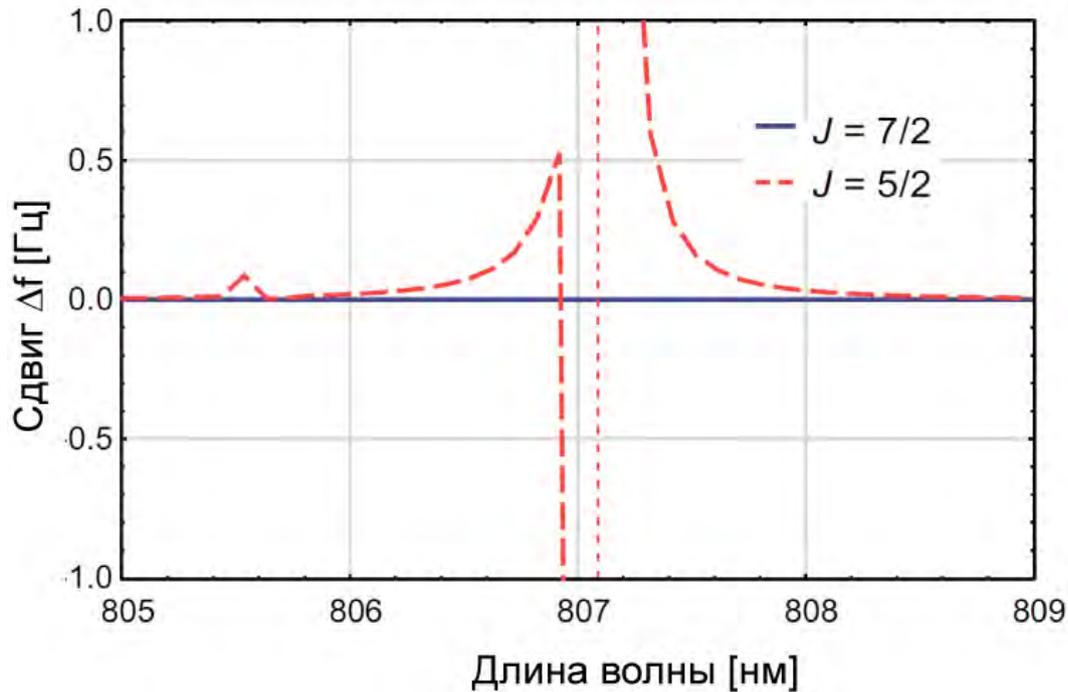


Рис. 6.12: Сдвиг нижнего $|J = 7/2\rangle$ (синяя сплошная) и верхнего $|J = 5/2\rangle$ (красная пунктирная) уровней часового перехода за счет гиперполяризуемости в оптической решетке. Красная прерывистая вертикальная прямая обозначает положение резонанса. Вычисления выполнялись для интенсивности $I = 50$ кВт/см² без учета сверхтонкого взаимодействия.

Измерение динамической поляризуемости в дипольной ловушке на длине волны 532 нм

Для дополнительной проверки расчетов нами было проведено измерение динамической поляризуемости уровней часового перехода. В существующей конфигурации экспериментальной установки статическую поляризуемость нижнего состояния атома тулия методом, описанным в [175, 176], провести было нельзя, поскольку для этого требуется использование внутри вакуумной камеры прецизионного конденсатора. Вместо этого оценивалась динамическая скалярная поляризуемость α^s уровней часового перехода атомов тулия, загруженных в дипольную оптическую ловушку на длине волны 532 нм. В основе измерений лежит два различных метода. В первом исследуются параметрические резонансы и определяются их частоты. Во втором измеряется сдвиг частоты часового магнито-дипольного перехода в зависимости от мощности излучения дипольной ловушки. Схема формирования дипольной ловушки для проведения указанных экспериментов представлена на рисунке 6.13.

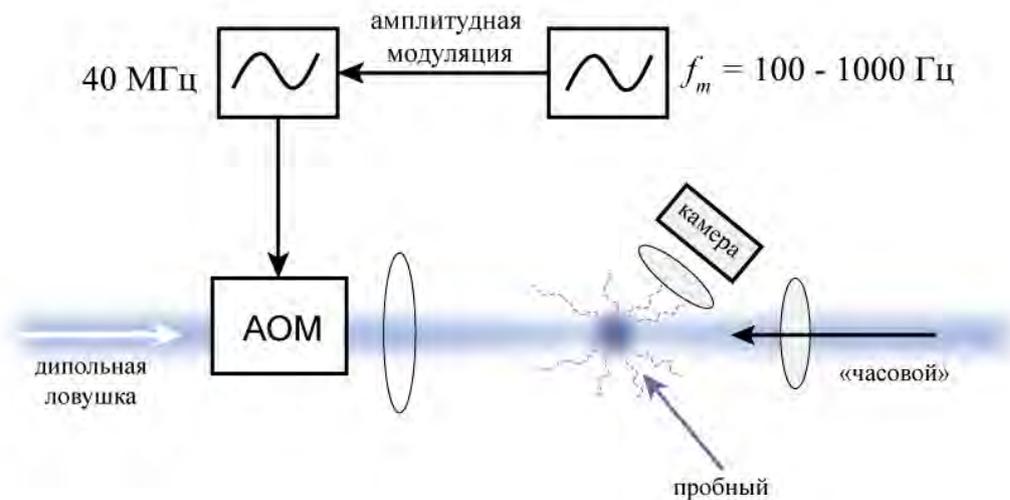


Рис. 6.13: Схема одномерной дипольной ловушки для атомов тулия. Ловушка формируется сфокусированным в области нахождения облака охлажденных атомов тулия пучком излучения одночастотного лазера на длине волны 532 нм. Камерой регистрируется сигнал флюоресценции атомов после подсветки облака пробным пучком на длине волны 410,6 нм. Акусто-оптический модулятор (АОМ) управляется драйвером на частоте 40 МГц, с помощью которого также осуществляется амплитудная модуляция на частоте $f_m = 100 - 1000$ Гц. Для возбуждения часового перехода используется излучения на длине волны 1,14 мкм («часовой»).

Атомы тулия лазерно охлаждаются и захватываются сначала в первичную [121], а затем

во вторичную [177] магнито-оптическую ловушку. В результате формировалось облако из $\sim 10^6$ атомов при температуре 20 мК. На протяжении всего цикла охлаждения дипольная ловушка оставалась включенной, при этом не оказывая влияние на процесс охлаждения. Дипольная оптическая ловушка формируется излучением одночастотного непрерывного лазера с длиной волны излучения 532 нм и выходной мощностью до 5 Вт. Поперечное распределение интенсивности в пучке близко к гауссовому с радиусом перетяжки в области магнито-оптической ловушки $w_0 = 60 \pm 10$ мкм. Погрешность включает в себя астигматизм, возникающий при заведении излучения в вакуумную камеру и ошибку пространственного совмещения перетяжки и облака атомов в МОЛ. Указанная погрешность определения радиуса перетяжки является ограничивающим фактором в описываемых далее измерениях.

Спектр колебательных резонансов в дипольной оптической ловушке несет информацию о динамической поляризуемости основного состояния атома тулия $|J = 7/2\rangle$. Собственные частоты колебаний в радиальном и продольном направлениях ловушки в приближении гармонического потенциала выражаются формулами [178]:

$$f_r = \frac{2}{\pi w_0^2} \sqrt{\frac{a_0^3 \alpha_{J=7/2}^s P}{c m_0}}, \quad (6.19)$$

$$f_z = \frac{\lambda}{\sqrt{2} \pi w_0} f_r, \quad (6.20)$$

где P — мощность излучения, $\alpha_{J=7/2}^s$ — поляризуемость основного уровня в атомных единицах, a_0 — радиус Бора, c — скорость света в вакууме, w_0 — радиус перетяжки пучка. При гармонической модуляции глубины потенциала ловушки на частотах $f_m = 2f/n$, где f — одна из собственных колебательных частот, а n — целое число, происходит параметрическое возбуждение колебаний атомов, что приводит к их нагреву и потерям из ловушки [179]. В конфигурации нашей ловушки возможно зарегистрировать только поперечные резонансы, поскольку для продольной моды потенциал является слишком пологим и характерные собственные частоты оказываются порядка 1 Гц.

Параметрическое возбуждение атомов в дипольной ловушке осуществляется гармонической модуляцией глубины потенциала ловушки. Для этого накладывается амплитудная модуляция на частоте $f_m = 100 - 1000$ Гц на радиочастотный сигнал драйвера, управляющего акусто-оптическим модулятором, через которых проходит пучок, формирующий дипольную ловушку (рисунок 6.13). Через интервал времени 50–100 мс по сигналу флюоресценции после подсветки облака пробным пучком в течение 1 мс на длине волны 410,6 нм измеряется число атомов, оставшихся в ловушке. Зависимости числа атомов от частоты модуляции f_m для различных мощностей излучения в дипольной ловушке представлены на рисунке 6.14. На вставке рисунка показаны зависимости резонансных частот f_r и $2f_r$ от \sqrt{P} , которая близка к линейной, что согласуется с уравнением (6.19). Вычисленное из этих данных значение динамической поляризуемости составляет $\alpha_{J=7/2}^s = 420_{-200}^{+400}$ при размере перетяжки $w_0 = 60_{-10}^{+10}$ мкм. Вклад погрешности определения положения частоты параметрических резонансов в погрешность $\alpha_{J=7/2}^s$ составляет 60 а.е. Несмотря на невысокую точность, полученный результат

хорошо согласуется с результатом расчета $\alpha_{J=7/2}^s = 580$ а.е. [162].

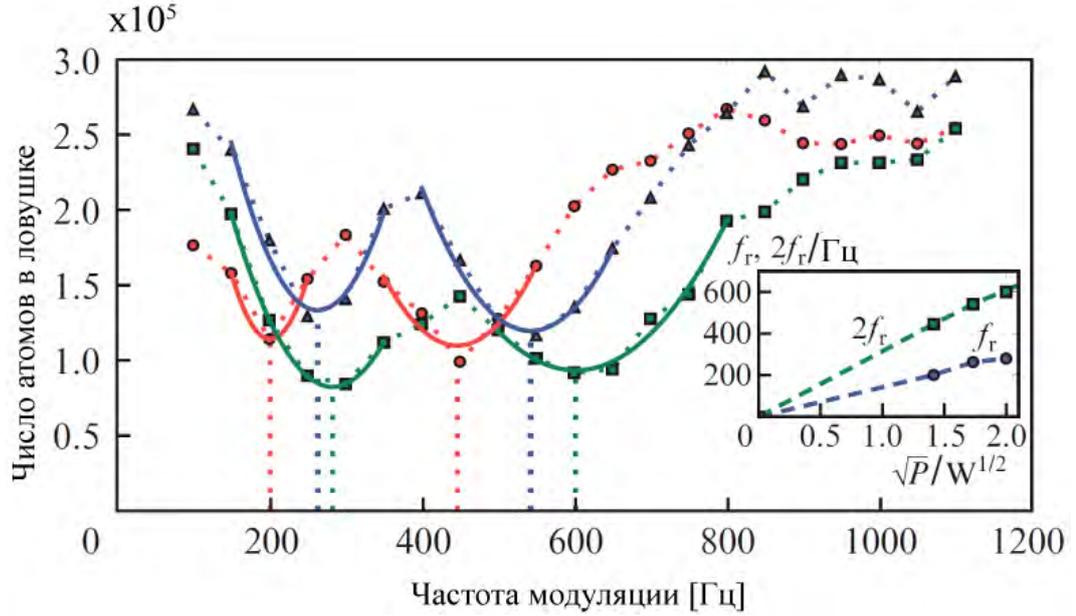


Рис. 6.14: Число атомов в дипольной ловушке на длине волны 532 нм в зависимости от частоты модуляции для мощности излучения в ловушке $P = 2$ Вт (круги), 3 Вт (треугольники) и 4 Вт (квадраты). Глубина модуляции составляла 50%. Положение резонансов определялось по аппроксимации зависимостей параболической функцией (сплошные линии), что обеспечивает достаточную точность. На вставке показаны положения первой (круги) и второй (квадраты) гармоник параметрических резонансов в зависимости от \sqrt{P} .

При известном значении поляризуемости нижнего часового уровня $|J = 7/2\rangle$, скалярную поляризуемость верхнего часового уровня $|J = 5/2\rangle$ можно определить по смещению частоты перехода $|J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |J = 5/2, F = 3\rangle$ на длине волны 1,14 мкм в зависимости от мощности излучения в дипольной ловушке согласно формуле:

$$h\Delta f_{trans} = U_{J=5/2}^{dip} - U_{J=7/2}^{dip} \approx \frac{4(\alpha_{J=7/2}^s - \alpha_{J=5/2}^s)a_0^3 P}{cw_0^2}, \quad (6.21)$$

где $\alpha_{J=7/2}^s$ и $\alpha_{J=5/2}^s$ — динамические поляризуемости нижнего и верхнего часовых уровней на длине волны дипольной ловушки (в данном случае 532 нм).

Схема эксперимента в этом случае была следующая. Спустя время $t = 20$ мс после загрузки дипольной ловушки включался импульс пробного излучения лазера на длине волны $\lambda = 1,14$ мкм, который возбуждал часть атомов на верхний часовой уровень. Длительность импульса составляла $\tau_p = 50$ мс, мощность $P_p = 30$ мкВт. После возбуждения измерялась остаточная населенность уровня $|J = 7/2, F = 4\rangle$.

Зависимость положения центра линии часового перехода $|J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |J = 5/2, F = 3\rangle$ от мощности дипольной ловушки P приведен на рисунке 6.15. На вставке представлен характерный контур магнито-дипольного часового перехода, а также его аппроксимация функ-

цией Гаусса (часовой переход неоднородно уширен). Полученная зависимость аппроксимировалась линейной функцией с наклоном $df_{trans}/dP = 0,28(2)$ МГц/Вт, которому согласно уравнения 6.21 соответствует значение дифференциальной поляризуемости 85_{-25}^{+30} а.е. (размер перетяжки $w_0 = 60 \pm 10$ мкм). С учетом измеренного ранее значения скалярной поляризуемости нижнего часового уровня $\alpha_{J=7/2}^s = 420_{-200}^{+400}$ было определено значение скалярной поляризуемости верхнего часового уровня $\alpha_{J=5/2}^s = 335_{-200}^{+400}$, которое также согласуется с полученным в результате численных расчетов [162].

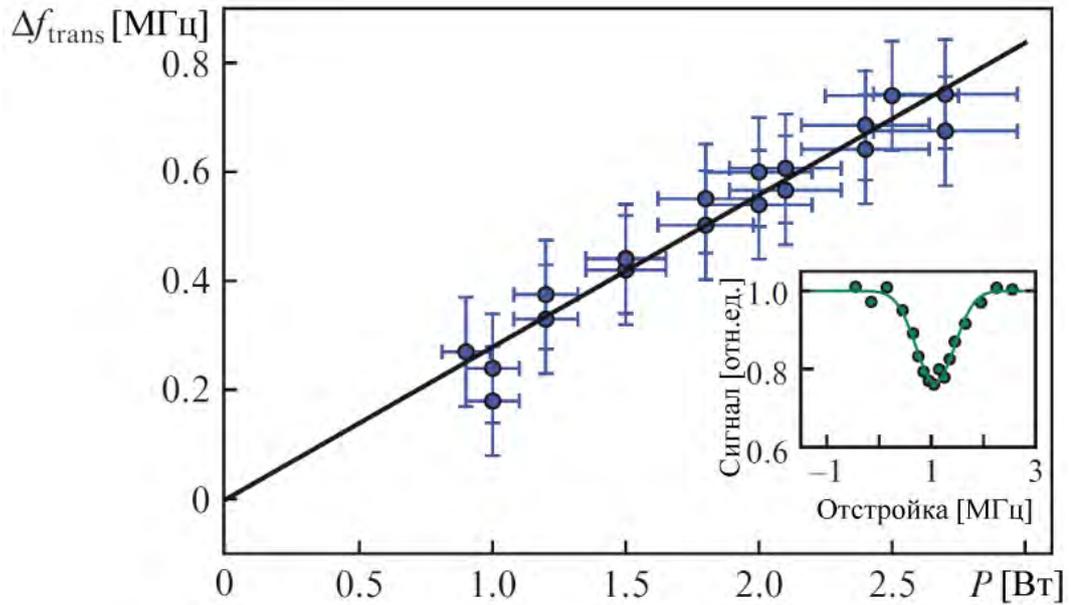


Рис. 6.15: Положение центра линии магнито-дипольного резонанса 1,14 мкм в зависимости от мощности излучения оптической решетки P . Вставка — пример регистрируемого контура (точки) и его аппроксимация функцией Гаусса.

Предложенные методы позволяют определять динамические поляризуемости часовых уровней в атоме тулия, однако их точность ограничена в основном погрешностью определения радиуса перетяжки оптической дипольной ловушки. Тем не менее, этого оказывается достаточно для качественного подтверждения расчетов, что важно для определения магической длины волны. Для грубой локализации магической длины волны и обоснования ее существования зачастую достаточно информации о том, поляризуемость какого уровня больше в данном спектральном диапазоне, на что однозначно отвечает зависимость, представленная на рисунке 6.15.

Возможные магические длины волн для магнито-дипольного перехода в атоме тулия

Для определения возможных значений магических длин волн для перехода в атоме необходимо определить точки пересечения кривых динамических поляризуемостей нижнего и

верхнего уровня данного перехода. В первом приближении вкладом гиперполяризуемости можно пренебречь. Положение магических длин волн сильно зависит от энергий и вероятностей переходов в атоме. Как уже упоминалось, желательно не использовать совместно расчетные и экспериментальные данные. Это связано с трудностью установления однозначного соответствия между рассчитанными и экспериментальными данными для переходов в коротковолновой области спектра, где их плотность очень высока. Однако точность вычислений, обеспечиваемых программным пакетом COWAN, который мы использовали, недостаточно высока [162]. Поэтому при определении потенциальных магических длин волн использовался комбинированный подход, с максимальным использованием расчетных данных. Для этого использовался расчетный спектр в котором расчетные длины волн переходов заменялись на известные из экспериментальных измерений для $\lambda > 500$ нм, где это не вызывало трудностей. Что касается вероятностей переходов, то использовались расчетные значения за исключением случаев, когда вероятность перехода составляла менее 10^5 с^{-1} . Определяемые таким методом магические длины волн в ближнем ИК спектральном диапазоне, где плотность сильных переходов мала, достоверны.

В результате были обнаружены несколько точек пересечения полных поляризуемостей верхнего и нижнего часовых уровней, в области которых следует искать магические длины волн магнито-дипольного перехода $1,14 \text{ мкм}$ в атоме тулия. Как одна из наиболее перспективных, была выбрана длина волны 807 нм , вблизи которой находится слабый переход $4f^{13}(^2F^\circ)6s^2(J = 5/2) \rightarrow 4f^{12}(^3F^4)5d_{3/2}6s^2(J = 5/2)$, энергия которого равна $21161,4 \text{ см}^{-1}$ с длиной волны перехода $806,85 \text{ нм}$ [166]. При это в окрестности точки 807 нм нет переходов с нижнего часового уровня $J = 7/2$. На рисунке 6.16 показаны кривые дифференциальной поляризуемости верхнего и нижнего часового уровней в окрестности 807 нм . Учитывая погрешность определения вклада в дифференциальную поляризуемость непрерывного спектра, равную ± 1 а.е., магическая длина волны должна быть отстроена от перехода в синюю область на $0,1\text{--}1 \text{ нм}$.

Критериями качества оптической решетки являются ее глубина потенциала, нерезонансная скорость рассеяния фотонов и скорость магнитной диполь-дипольной релаксации. Глубина решетки в кельвинах выражается формулой:

$$U [\text{K}] = \alpha [\text{a.e.}] \frac{2\pi a_0^3}{c k_B} I [\text{Вт/м}^2], \quad (6.22)$$

где I — интенсивность поля в пучностях решетки, выраженная в Вт/м^2 , а k_B — постоянная Больцмана. Следует также принимать во внимание спонтанный распад вследствие нерезонансного возбуждения полем оптической решетки, что также приводит к разрушению когерентности часовых уровней. Скорость нерезонансного рассеяния фотонов выражается

формулой [155]:

$$\Gamma(\omega)_{0 \rightarrow 0} = I \sum_{F'} \frac{\omega_{F'F}^2 + \omega^2}{[\omega_{F'F}^2 - \omega^2]^2} \frac{3\pi c^2 A_{F' \rightarrow F}}{\hbar \omega_{F'F}^3} \times \begin{pmatrix} F_u & 1 & F_d \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 (2F_u + 1) \Gamma_{F_u}, \quad (6.23)$$

где Γ_{F_u} — обратное время жизни уровня $|F_u\rangle$.

Для формирования оптической решетки на длине волны 807 нм можно использовать непрерывный лазер на титан-сапфире. При мощности выходного излучения 0,5 Вт и фокусировке пучка в области МОЛ с перетяжкой 50 мкм (радиус по уровню $1/e^2$), соответствующая интенсивность равна $I = 50$ кВт/см² в конфигурации отражающихся пучков. Ожидаемая глубина решетки составляет 20 мкК. Такой глубины достаточно для загрузки оптической решетки атомами после цикла вторичного узкополосного охлаждения, в конце которого температура атомов сравнима с этим значением (см. раздел 6.3). Скорость нерезонансного рассеяния фотонов оптической решетки для атомов, находящихся в основном состоянии часового перехода ожидается пренебрежимо малой в связи с отсутствием в окрестности 807 нм переходов из основного состояния. Для атомов в верхнем часовом состоянии даже для наименьшего значения отстройки излучения оптической решетки от перехода 807,1 нм в 0,1 нм скорость нерезонансного рассеяния фотонов оценивается в менее чем 0,1 с⁻¹.

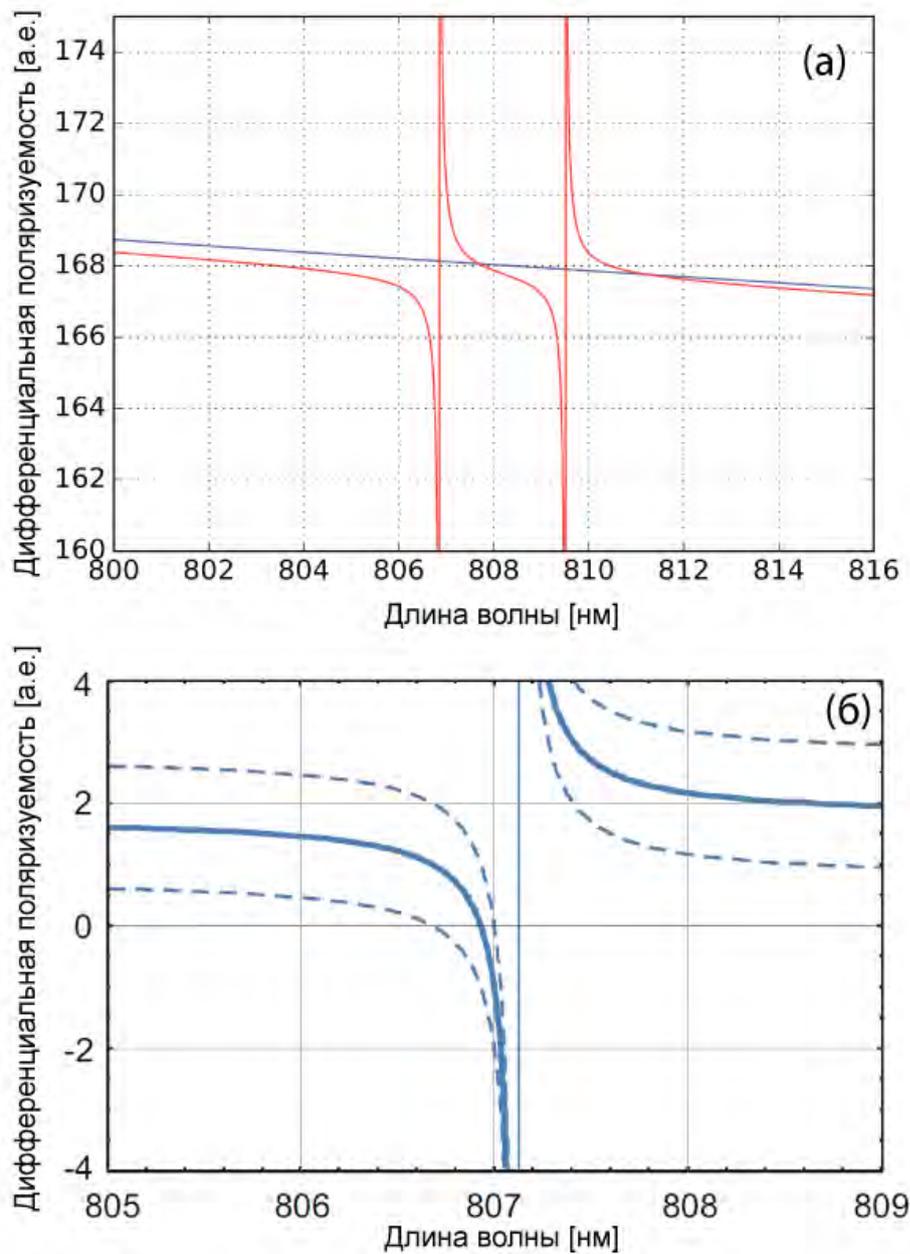


Рис. 6.16: (а) Рассчитанные дифференциальные поляризуемости верхнего $J = 7/2$ (красный) и нижнего $J = 5/2$ (синий) часового уровней в окрестности 807 нм. (б) Магическая длина волны часового магнито-дипольного перехода в атоме тулия ($|m_F = 0\rangle \rightarrow |m_F = 0\rangle$), вычисленная для случая линейной вертикальной поляризации света дипольной ловушки (рисунок 6.8). Показаны дифференциальная поляризуемость часовых уровней (сплошная линия) и ожидаемая погрешность ее вычисления, которая может вносить вклад в определение положения магической длины волны. Тонкая вертикальная линия обозначает слабый резонанс на длине волны 807,1 нм.

Скорость магнитной диполь-дипольной релаксации зависит от расстояния между атомами в решетке. Поскольку в основном состоянии магнитный дипольный момент атомов тулия довольно велик ($4\mu_B$), предлагается использовать двухмерную оптическую решетку, в которой коэффициент заполнения ячеек в среднем будет < 1 .

Как видно из рисунка 6.16 (а), расчет показал наличие рядом с переходом 807,1 нм еще одного перехода $4f^{13}(^2F^o)6s^2(J = 5/2) \rightarrow 4f^{12}(^3F^4)5d_{3/2}6s^2(J = 7/2)$ на длине волны 809,5 нм. В литературе нет данных об экспериментальном определении вероятности этого перехода, а определенная численным расчетом вероятность составляет $A = 320 \text{ с}^{-1}$. Вблизи этого перехода также существует точка пересечения полных поляризуемостей верхнего и нижнего часового уровней. При этом для него оказывается меньше разность тензорных поляризуемостей уровней часового перехода, что уменьшает чувствительность к сонаправленности векторов магнитного поля и поляризации ловушки. Кроме этого в силу меньшей вероятности данного перехода скорость нерезонансного рассеяния фотонов решетки для него также меньше.

Таким образом теоретически было предсказано наличие двух потенциально удобных магических длин волн для магнито-дипольного перехода на длине волны 1,14 мкм в атоме тулия: вблизи 807 нм и вблизи 809,5 нм.

6.4.2 Экспериментальное определение магической длины волны для часового перехода в атомах тулия

Для экспериментального определения магической длины волны использовался подход, описанный в работе [180]. Измерялся сдвиг частоты перехода $\Delta\nu$ в зависимости от мощности излучения в оптической решетке P для длин волн из диапазона 810–815 нм. Схема центральной части экспериментальной установки приведена на рисунке 6.17.

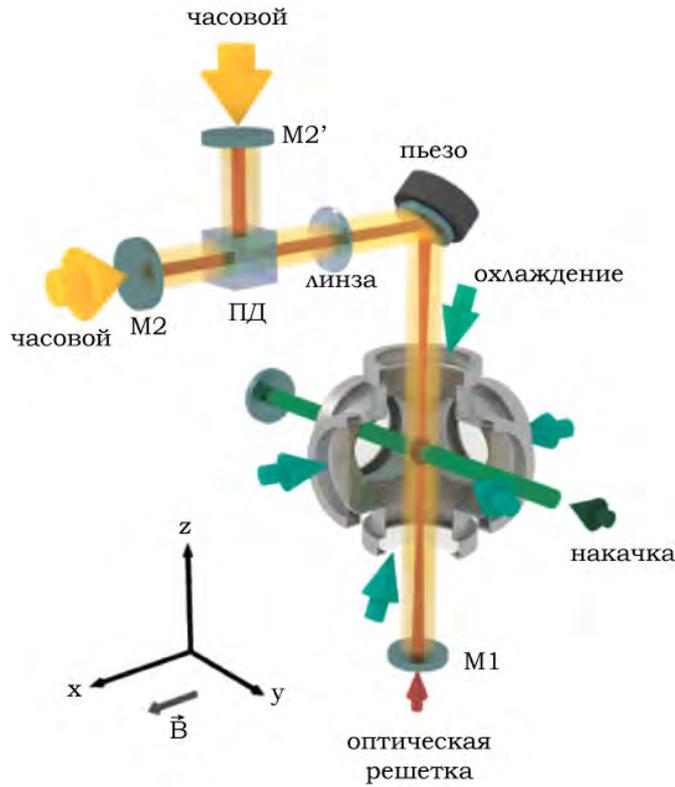


Рис. 6.17: Схема экспериментальной установки. Вертикальная оптическая решетка формируется Г-образным усиливающим оптическим резонатором, включающим поляризационный делитель пучка (ПД). Для разных поляризаций используются два выходных зеркала 2 и 2'. Излучение часового лазера заводится в вакуумную камеру через выходные зеркала резонатора с соответствующей поляризацией коллинеарно его оси. Излучение накачивающего и перекачивающего лазеров формируют стоячую волну по оси y . Начальное положение магнито-оптической ловушки для атомов тулия настраивается таким образом, чтобы ее центр совпадал с перетяжкой усиливающего резонатора. $M1$ — входное зеркало резонатора.

Для проведения эксперимента атомы тулия лазерно охлаждались до температур ~ 10 мК, как описано выше (раздел 6.2), после чего загружались в оптическую решетку. Вертикальная оптическая решетка формировалась внутри Г-образного оптического усиливающего резонатора (резкость резонатора равна $F = 20$), внутри которого осуществлялась фильтрация поляризации при помощи поляризационного элемента (делителя пучка), как показано на рисунке 6.17. Усиливающий резонатор представляет собой два сферических зеркала с одинаковым радиусом кривизны $R = 25$ см, установленных снаружи вакуумной камеры. Мощность света в пучности стоячей волны в перетяжке резонатора P_c связана с мощностью излучения на входе резонатора P_0 :

$$P_c = P_0 \frac{T_{in} T_f}{(1 - T_f^2 \sqrt{R_{in} R_{out}})^2} (1 + T_f \sqrt{R_{out}})^2, \quad (6.24)$$

где T_{in} , R_{in} (T_{out} , R_{out}) — коэффициенты пропускания и отражения по интенсивности входного (выходного) зеркала, T_f — коэффициент пропускания по интенсивности фланца ваку-

умной камеры.

Коэффициент усиления мощности резонатора равен:

$$\kappa = \frac{T_{in}}{(1 - T_f^2 \sqrt{R_{in} R_{out}})^2}. \quad (6.25)$$

Для выполнения условия согласования импедансов была измерена полная потеря мощности излучения на фланцах вакуумной камеры при обходе резонатора, которая составила 13% для длин волн 800 нм, что соответствует $T_f^4 = 0,87$ для двух фланцев при двойном проходе каждого. Таким образом, коэффициент пропускания входного зеркала также должен быть равен $T_{in} = 0,87$. Коэффициент отражения выходного зеркала $T_{out} = 0,99$.

Конфигурация резонатора близка к концентрической, что позволяет существенно изменять размер перетяжки относительно небольшим изменением расстояния между зеркалами. Изменение длины резонатора в диапазоне 46,0–49,5 см приводит к изменению радиуса перетяжки w_0 по уровню $1/e^2$ от 133 до 80 мкм. Согласование пространственной моды излучения лазера с модой резонатора обеспечивается согласующей оптикой.

Длина резонатора стабилизируется методом Хэнша-Куйо [29], для чего используется зеркало на пьезоэлектрическом элементе. Ширина полосы обратной связи составляет 6 кГц.

Мощность света, циркулирующая в резонаторе, определялась по мощности света, проходящего через выходное зеркало, которая измерялась предварительно откалиброванным фотодиодом. Коэффициент усиления мощности излучения в резонаторе составил $\kappa = 8.5$, что позволило достичь мощности излучения, циркулирующего в резонаторе 25 Вт. Интенсивность излучения в пучностях оптической решетки в области перетяжки определяется формулой:

$$I_c \frac{(1 + T_f \sqrt{R_{out}})^2}{T_f} \frac{2KV}{\pi w_0^2}, \quad (6.26)$$

где K — калибровочный коэффициент фотодиода, V — напряжение на фотодиоде. При этом максимальная глубина ловушки в единицах энергии отдачи фотона составила $U_0 = 500 E_{rec}$. Увеличение мощности излучения в оптической решетке приводит к увеличению эффективности загрузки атомов из МОЛ, достигая 60%. [181]

Расположенный внутри резонатора элемент для фильтрации поляризации (ПД на рисунке 6.17) задает угол поляризации и существенно улучшает чистоту поляризации оптической решетки. В итоге угол между поляризацией лазерного поля и постоянным внешним магнитным полем настраивается с точностью лучше 1° .

Динамическая поляризуемость основного состояния атома тулия на длине волны 814,5 нм

Усиливающий резонатор позволяет существенно увеличить глубину потенциала оптической решетки. По сравнению с дипольной ловушкой на длине волны 532 нм, она также

характеризуется гораздо более высокими частотами в продольном направлении. С использованием описанного в разделе 6.4.1.5 метода мы измерили собственные частоты колебаний ловушки и определили динамическую поляризуемость основного состояния атома тулия на длине волны 814,5 нм.

Эксперимент по измерению частот параметрических резонансов в оптической решетке схож с описанным в разделе 6.4.1.5. Предварительно охлажденные атомы тулия загружались в оптическую решетку на длине волны 814,5 нм. Мощность излучения в оптической решетке амплитудно модулировалась при помощи АОМа. При этом усиливающий резонатор поддерживался в стабилизированном по частоте состоянии. Полоса пропускания пика резонатора равна $\Delta\nu = 7$ МГц, что существенно превосходит частоту модуляции (< 500 кГц). Соответственно, можно считать, что параметры амплитудной модуляции потенциала, в котором находятся атомы внутри резонатора, совпадают с параметрами модуляции падающего на резонатор поля.

Были исследованы два диапазона частот, соответствующие продольным и поперечным резонансным частотам колебаний атомов в оптической решетке. Глубина модуляции составляла от 2% до 10% в зависимости от интенсивности резонанса. Через 100 мс после выключения полей МОЛ измерялось количество атомов, оставшихся в решетке. Результаты измерений представлены на рисунке 6.18.

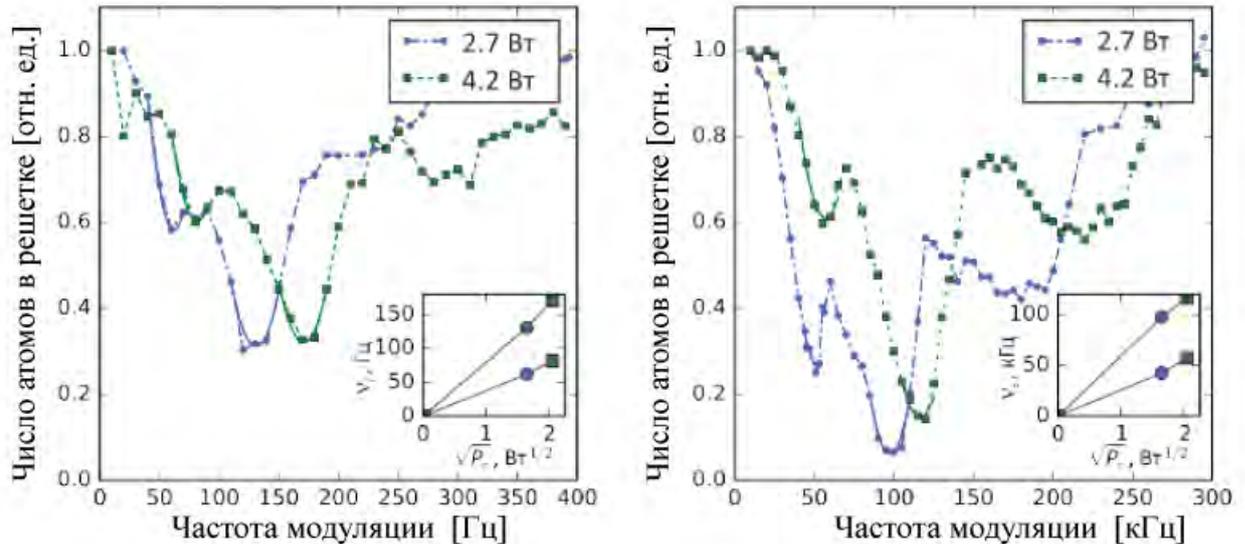


Рис. 6.18: Спектры низкочастотных (слева) и высокочастотных (справа) параметрических резонансов оптической решетки. Врезки демонстрируют смещение частоты резонанса в зависимости от мощности излучения в пучностях решетки.

Для определения колебательных частот ловушки контуры параметрических резонансов вблизи их центра были аппроксимированы параболой. Видно, что изменение мощности света в пучностях решетки в соответствии с выражением (5-6) приводит к сдвигу резонансной

частоты (врезки к рис. 2).

Дополнительно из значений продольных и поперечных собственных частот (уравнения 6.19) можно определить значение радиуса перетяжки w_0 оптической решетки:

$$w_0 = \frac{\lambda}{\sqrt{2\pi}} \frac{f_z}{f_r}, \quad (6.27)$$

где f_r — поперечная частота, а f_z — продольная частота колебаний атомов в решетке.

Расчетное значение перетяжки, полученное из геометрии резонатора: расстояния от центра вакуумной камеры (и расположения облака атомов) до элементов $M1$, L , $M2(M2')$ составляют 244, 384, и 500 мм, соответственно, что дает значение $w_0^t = 126, 0 \pm 2, 5$ мкм. Погрешность определения w_0 определяется неточностью позиционирования элементов резонатора и атомного облака по отношению к центру вакуумной камеры, а также погрешностью 1 мм фокусного расстояния линзы. Мы консервативно оцениваем погрешность позиционирования элементов резонатора в 1 мм, а возможное смещение атомного облака в 2 мм. Вклады погрешности определения радиуса пучка составляют 1,6 мкм (входное зеркало), 1,2 мкм (линза), 0,03 мкм (выходное зеркало), 0,3 мкм (облако атомов) и 1,5 мкм (фокусное расстояние). Полная погрешность определения перетяжки w_0 получалась при сложении вкладов отдельных погрешностей в квадратурах. Полученный результат независимым образом был проверен по измерению частотных интервалов между поперечными модами резонатора.

Определенное по формуле (6.27) $w_0^e = 124 \pm 12$ мкм. Большая погрешность экспериментального определения перетяжки связана с ангармонизмом потенциала, вызванным близкими значениями температуры атомов и глубины оптической решетки. Поскольку, как упоминалось в разделе 6.4.1.5, погрешность определения перетяжки ограничивает точность определения динамической поляризуемости. Согласованность вычисленного и экспериментально определенного значения перетяжки является важным подтверждением корректности вычисления динамической поляризуемости.

Из измеренных значений частот параметрических резонансов была определена динамическая поляризуемость основного состояния атома тулия на длине волны 814,5 нм, составившая $\alpha = 146 \pm 44$ а.е. Данное значение согласуется с результатом численного расчета $\alpha_{th} = 195$ а.е.

Определение магической длины волны

Дифференциальная динамическая поляризуемость $\Delta\alpha$ между часовыми уровням определялась из сдвига частоты соответствующего перехода $\Delta\nu$, циркулирующей мощности P и радиуса моды TEM00 усиливающего резонатора w_0 :

$$\Delta\alpha = -\frac{hcw_0^2}{16a_0^2\eta} \frac{\Delta\nu}{P}. \quad (6.28)$$

Зависимость сдвига частоты от мощности $\Delta\nu(P)$ определялась для различных длин волн оптической решетки из диапазона 810–860 нм и мощностей в резонаторе от 1 до 4 Вт, как

показано на рисунке 6.20. Захват атомов в оптическую решетку на магической длине волны кардинально уменьшает неоднородное уширение часового перехода за счет динамического эффекта Штарка. Возбуждая часовой переход π -импульсами Раби длительностью 80 мс, мы зарегистрировали спектры шириной 10 Гц на полувывоте (рисунок 6.19).

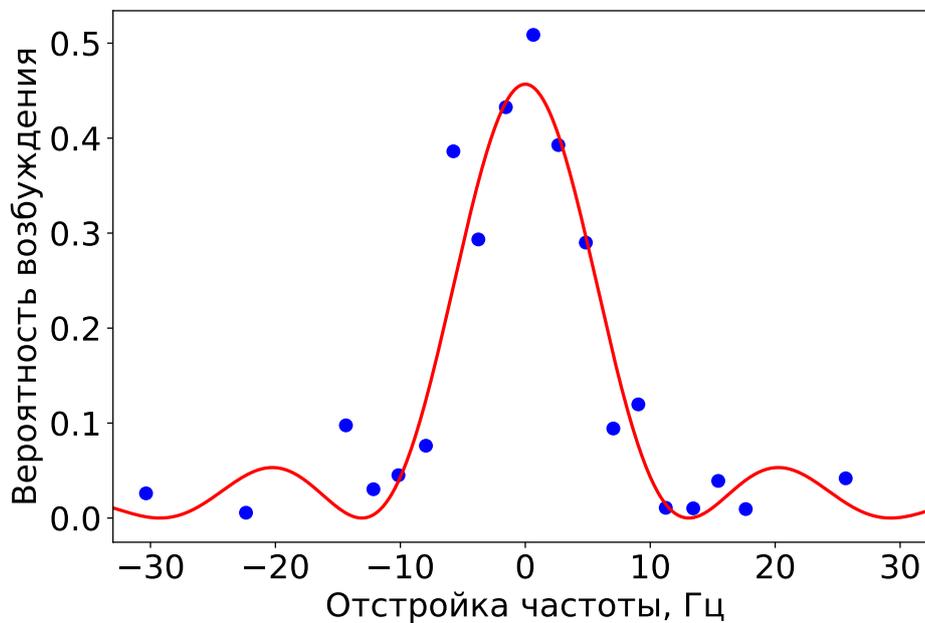


Рис. 6.19: Спектральная линия часового перехода в атоме тулия. Каждая точка получена в результате усреднения 6 измерений. Сплошная линия — аппроксимация функцией sinc^2 . Ширина на полувывоте составляет 10 Гц и определяется длительностью возбуждающего π -импульса.

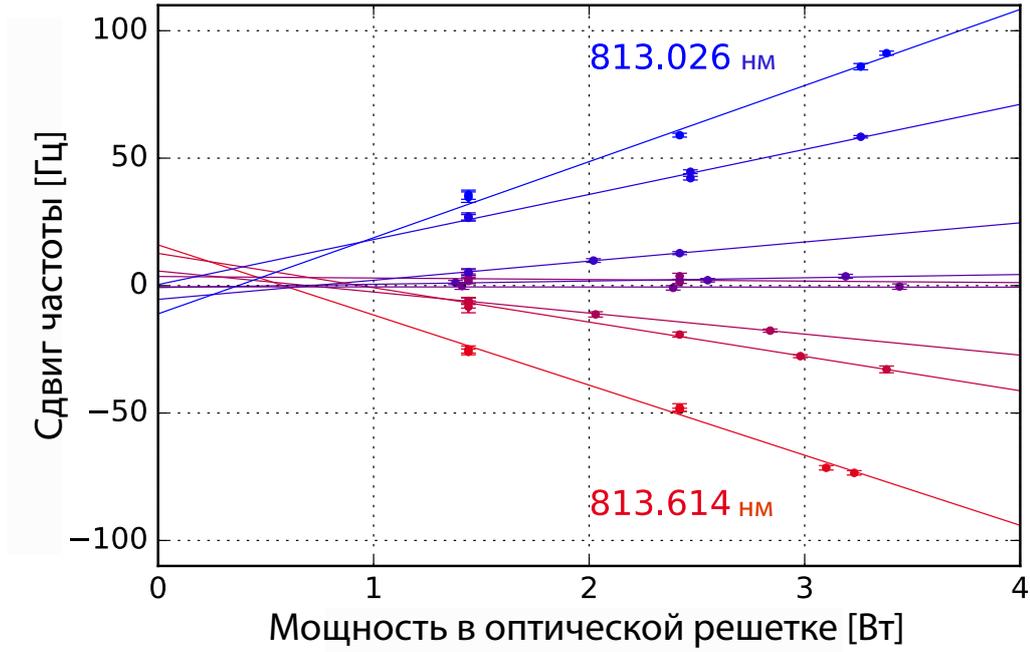


Рис. 6.20: Измерение сдвига частоты часового перехода $\Delta\nu$ в зависимости от мощности излучения в оптической решетке в окрестности магической длины волны 813,32 нм. Сплошные линии отображают линейную аппроксимацию экспериментальных данных. По горизонтали погрешность соответствует неопределенности измерения мощности (1 стандартное отклонение), по вертикали погрешности соответствуют среднеквадратичному значению ошибки аппроксимации центра линии перехода и 2,6 Гц (1 стандартное отклонение выходной частоты часового лазера).

Сдвиг частоты перехода измерялся по отношению к частоте лазера, стабилизированного по пику пропускания ультрастабильного резонатора из стекла ULE с компенсацией линейного дрейфа (см. раздел 1.4.4). Вычислялся наклон соответствующих аппроксимирующих линейных функций, который использовался для определения $\Delta\alpha$ согласно уравнению 6.28. Некоторая остаточная нелинейность, приводящая к пересечению линейных аппроксимирующих функций при $P = 0$ не точно в нуле, вероятно, связано с конечной температурой атомов, что обсуждается ниже. Отметим, что при жестком граничном условии $\Delta\nu(0) = 0$ значения дифференциальной поляризуемости отличаются менее чем на одно стандартное отклонение от результата приведенного анализа.

Из-за того, что атомы в одномерной оптической решетке с профилем интенсивности $I(r, z) = I_0 e^{-2r/w_0^2} \cos^2(2\pi z/\lambda_m)$ обладают конечной температурой, средняя интенсивность света оказывается меньше, что отображается коэффициентом η : $I_{av} = \eta I_0$. В предположении максвелловского распределения атомов с температурой T в ловушке глубиной $U_0 = 100..300 E_r$ (диапазон, который исследовался в эксперименте) коэффициент η оценивался с использованием выражения:

$$\eta = \sum_{n_z} \frac{e^{-E_{n_z}/kT}}{Z_0} \eta_z(n_z) \eta_r(n_r). \quad (6.29)$$

Здесь первый множитель дает относительную населенность продольной колебательной моды n_z с энергией E_{n_z} (число продольных колебательных состояний для диапазона $U_0 = 100..300E_r$ меняется от 7 до 11), $\eta_z(n_z)$ и $\eta_r(n_r)$ — коэффициенты делокализации атомов в продольном и поперечном направлении, соответственно. Для оценки $\eta_z(n_z)$ мы использовали определенные численными методами волновые функции продольных колебательных мод в одиночном синусоидальном потенциале. $\eta_r(n_r)$ вычислялся с использованием классического приближения:

$$\eta_r(n_z) = \frac{\int_0^{U_0 - E_{n_z}} e^{-E/kT} \left(\frac{1}{2r_0} \int_{-r_0}^{r_0} e^{-2r^2} dr \right) dE}{\int_0^{U_0 - E_{n_z}} e^{-E/kT} dE}, \quad (6.30)$$

где $r_0 = (-\ln(1 - E/U_0)/2)^{-1/2}$ — классическая точка поворота. Для ожидаемых в эксперименте температур атомов ($kT = 0.3U_0$) параметр η оценивается в $0.76(15)$. Указанная погрешность включает ошибку определения температуры атомов и неполноту использованной при оценке модели (в модели рассматривался одиночный синусоидальный потенциал вместо потенциала оптической решетки и не учитывалась возможная разница продольной и поперечной температур атомов).

Для значений перетяжки в центре оптической решетки $w_0 = 126, 0(2, 5)$, динамической поляризуемости основного состояния на длине волны 813 нм $\alpha = 195$ а.е. [162], глубина оптической решетки при мощности излучения $P = 1$ Вт составляет $U = 82E_{rec}$, где $E_{rec} = h \times 1785$ Гц — энергия отдачи. На рисунке 6.21 показана спектральная зависимость $\Delta\alpha$. Магическая длина волны $\lambda_m = 813, 320(6)$ нм соответствует точке пересечения линейной аппроксимирующей функции с осью абсцисс (на вставке).

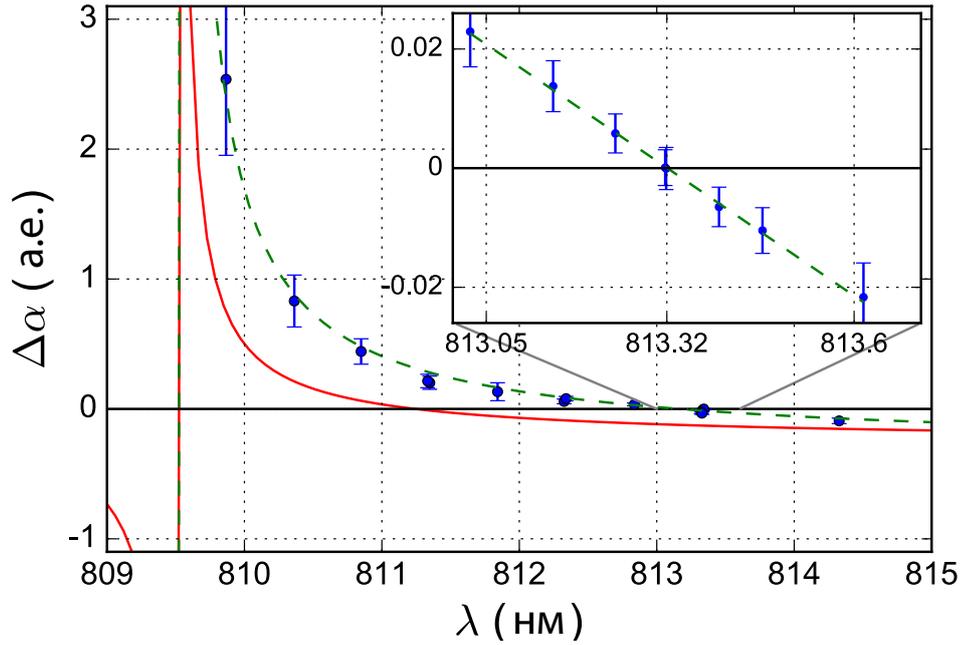


Рис. 6.21: Измерение сдвига частоты часового перехода $\Delta\nu$ в зависимости от мощности излучения в оптической решетке в окрестности магической длины волны 813.32 нм. Сплошные линии отображают линейную аппроксимацию экспериментальных данных. По горизонтали погрешность соответствует неопределенности измерения мощности (1 стандартное отклонение), по вертикали погрешности соответствуют среднеквадратичной ошибке аппроксимации центра линии перехода и 2.6 Гц (1 стандартное отклонение выходной частоты часового лазера).

Погрешность определения сдвига частоты $\Delta\nu$ связана с остаточной нестабильностью опорного резонатора на временах усреднения 1000 с. Для оценки этой погрешности мы измеряли частоту часового перехода относительно частоты часового лазера при магической длине волны оптической решетки, когда влияние решетки на часовой переход минимально. Результат показан на рисунке 6.22. Одно стандартное отклонение набора данных составляет 2,6 Гц, что дает вклад в 0,003 отн. ед. в бюджет ошибок $\Delta\alpha$. Для длин волн оптической решетки, отстроенных от магической длины волны λ_m вклад нестабильности частоты часового лазера пренебрежимо мал.

Учитывая погрешность определения радиуса перетяжки и мощности в резонаторе, погрешность измерения дифференциальной поляризуемости $\Delta\alpha$ составляет 22%, причем основной вклад в погрешность дает неопределенность интенсивности света в решетке. В окрестности магической длины волны λ_m погрешность выше на 0,003 отн.ед., что связано с нестабильностью частоты часового лазера.

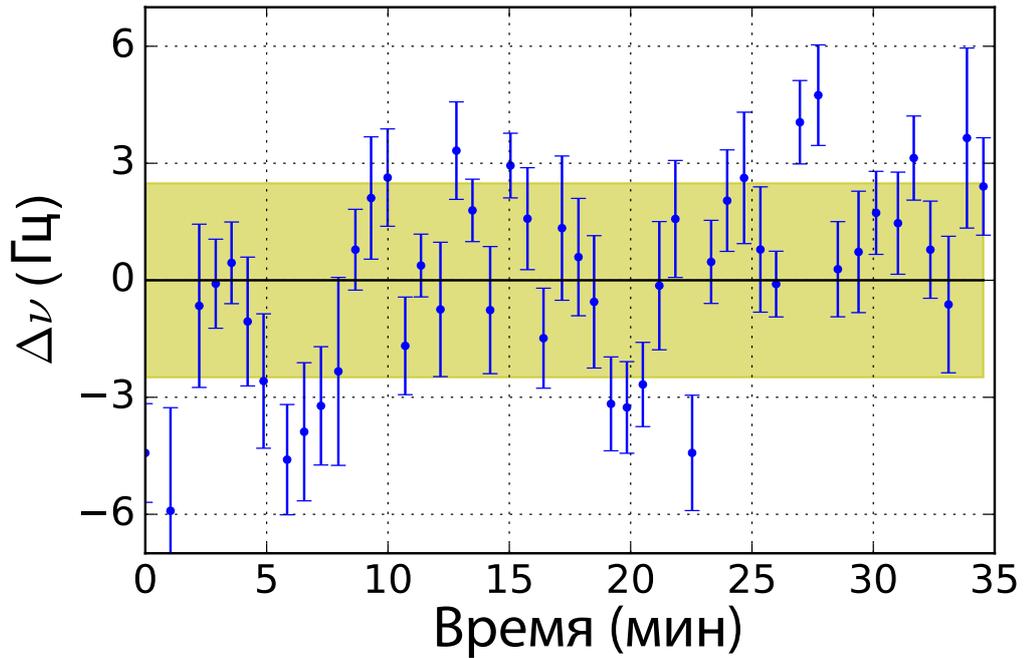


Рис. 6.22: Стабильность частоты часового лазера. Относительная частота часового перехода в атоме тулия и моды резонатора ULE с компенсацией линейного дрейфа. Каждая точка и соответствующая погрешность получена при аппроксимации спектра часового перехода. Затененная область соответствует 1 стандартному отклонению для набора данных.

Как упоминалось выше, в исследованном диапазоне длин волн 800–860 нм было обнаружено две точки, где дифференциальная поляризуемость $\Delta\alpha$ обращается в ноль, что соответствует магическим длинам волн, а именно $\lambda_{m1} = 807,727(18)$ нм и $\lambda_{m1} = 813,3(2)$ нм. Для дальнейшей работы была выбрана магическая длина волны λ_{m2} по нескольким причинам:

1. Производная $d\alpha/d\lambda|_{m2}$ в 16 раз меньше, чем $d\alpha/d\lambda|_{m1}$, что смягчает требования на точность системы стабилизации частоты лазера, формирующего оптическую решетку. В этом случае для получения относительной нестабильности частоты часового перехода на уровне 5×10^{-18} в оптической решетке с интенсивностью $I_{eff} = 45 \text{ кВт см}^2$, что соответствует глубине решетки $300E_{recoil}$ в единицах энергии отдачи, частота лазера λ_{m2} должна стабилизироваться с точностью около 3 МГц. При тех же условиях необходимая точность стабилизации частоты лазера λ_{m1} должна составлять 200 кГц, что усложняет задачу и требует дополнительных технических решений.
2. Тензорная компонента дифференциальной динамической поляризуемости в случае магической длины волны λ_{m2} в 7 раз меньше, чем в случае λ_{m1} . Таким образом, при одинаковой точности настройки угла поляризации оптической решетки соответствующий вклад в ошибку определения частоты часового перехода в случае λ_{m2} будет меньше на порядок.

3. Величина отстройки от ближайшего резонанса оказывает влияние на скорость рассеяния атомами фотонов оптической решетки и, соответственно, нагрев атомов. Скорость рассеяния можно оценить по формуле [162, 155]:

$$\Gamma(\omega)_{0 \rightarrow 0} = I_{eff} \frac{6\pi^2 c^2}{h} \sum_k \frac{\omega_k^2 + \omega^2}{(\omega_k^2 + \omega^2)^2} \frac{A_k \Gamma_k}{\omega_k^3} \times (2F_k + 1) \begin{pmatrix} F_k & 1 & F \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2, \quad (6.31)$$

где Γ_k – скорость спонтанного распада уровня k , а скобки обозначают 3j-символы Вигнера. Для скоростей рассеяния фотонов оптической решетки интенсивности 45 кВт см⁻², используемой в эксперименте, получено значение $\Gamma(\lambda_{m1}) \approx \Gamma(\lambda_{m2}) \approx 0,1 \text{ с}^{-1}$. Переходы 806,9 нм и 809,5 нм в обоих случаях находятся далеко от магических длин волн и их вероятности невелики. Тем не менее близость этих резонансов влияет на вклад гиперполяризуемости в сдвиг частоты часового перехода, который составляет менее 1 Гц и менее 10 мГц для λ_{m1} и λ_{m2} , соответственно.

6.4.3 Спектроскопия магнито-дипольного перехода на длине волны 1,14 мкм в оптической решетке на магической длине волны 813,32 нм

Использование для захвата атомов оптической решетки на магической длине волны существенно уменьшает динамический эффект Штарка и соответствующее неоднородное уширение часового перехода. Для возбуждения часового перехода мы использовали π -импульсы Раби длительностью 80 мс, что позволило нам зарегистрировать резонансы часового перехода со спектральной шириной на полувисоте 10 Гц, как показано на рисунке 1.16. Вероятность возбуждения перехода не достигает единицы из-за неидеальности начальной поляризации атомов и конечности времени жизни верхнего часового состояния ($\tau = 112 \text{ мс}$).

Абсолютная частота часового магнито-дипольного перехода $|J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |J = 5/2, F = 3\rangle$ определялась по сигналу биений с одной из мод фемтосекундного синтезатора оптических частот на основе титан-сапфирового лазера, которая составила **262'954'938'269'213(30) Гц**. Относительная погрешность определения частоты в 1×10^{-13} связана в основном с нестабильностью и неточностью калибровки пассивного водородного мазера, калибруемого по сигналу GLONASS, который используется для формирования опорного частотного сигнала ФСОЧ.

6.4.4 Анализ дифференциальной поляризуемости

В приближении второго порядка сдвиг по энергии атомного уровня $|J, F, m_F\rangle$ во внешнем осциллирующем электромагнитном поле с длиной волны λ равен:

$$\Delta E = -\alpha_{J,F,m_F}(\lambda) \frac{E^2}{4}, \quad (6.32)$$

где E — амплитуда электрического поля. В случае линейной поляризации, динамическую поляризуемость α_{J,F,m_F} можно разделить на скалярную α_J^s и тензорную $\alpha_{J,F}^t$ части:

$$\alpha_{J,F,m_F} = \alpha_J^s + \frac{3 \cos^2 \Theta - 1}{2} \times \frac{3m_F^2 - F(F+1)}{F(2F-1)} \alpha_{J,F}^t, \quad (6.33)$$

где Θ — угол между осью квантования (в данном случае, направление внешнего магнитного поля \mathbf{B}) и вектором поляризации электрического поля оптической решетки $\boldsymbol{\varepsilon}$. В рассматриваемом нами случае дифференциальная поляризуемость часовых уровней равна:

$$\Delta\alpha \equiv \alpha_{5/2,3,0} - \alpha_{7/2,4,0} = \Delta\alpha^s + \frac{3 \cos^2 \Theta - 1}{2} \Delta\alpha^t, \quad (6.34)$$

где $\Delta\alpha^s = \alpha_{5/2}^s - \alpha_{7/2}^s$ и $\Delta\alpha^t = \frac{5}{7}\alpha_{7/2,4}^t - \frac{4}{5}\alpha_{5/2,3}^t$. По определению на магической длине волны λ_m дифференциальная поляризуемость перехода обращается в ноль: $\Delta\alpha(\lambda_m) = 0$.

Сдвиг частоты часового перехода в оптической решетке может быть вызван во-первых неточностью определения магической длины волны и во-вторых угловой зависимостью тензорной части дифференциальной поляризуемости. Точность определения магической длины волны связана с наклоном кривой $\Delta\alpha(\lambda)$ в окрестности λ_m , который равен $-0.075(17)$ а.е. нм⁻¹ (вставка на рисунке 6.21). Полученный результат можно перевести в безразмерные нормированные единицы $\frac{\delta(\Delta\alpha)/\alpha}{h\delta\nu_L/E_r} \approx 1.5 \times 10^{-12}$ (здесь $\delta\nu_L$ — инкремент частоты лазера оптической решетки), что более чем на порядок меньше соответствующей чувствительности часов на атомах Sr и Yb [180, 182].

Для малых углов $\Theta \ll 1$ зависящая от угла дифференциальная тензорная поляризуемость $\Delta\alpha^t$ сдвигает частоту перехода согласно уравнению:

$$h\Delta\nu \approx -3/2\Delta\alpha^t \frac{E^2}{4} \Theta^2. \quad (6.35)$$

Для определения $\Delta\alpha^t$ измерялась зависимость сдвига частоты часового перехода $\Delta\nu$ от малого магнитного поля B_y в присутствии постоянных полей $B_x = 225$ мГс и $B_z = 0$ ($\Theta \approx B_y/B_x$), как показано на рисунке 6.23.

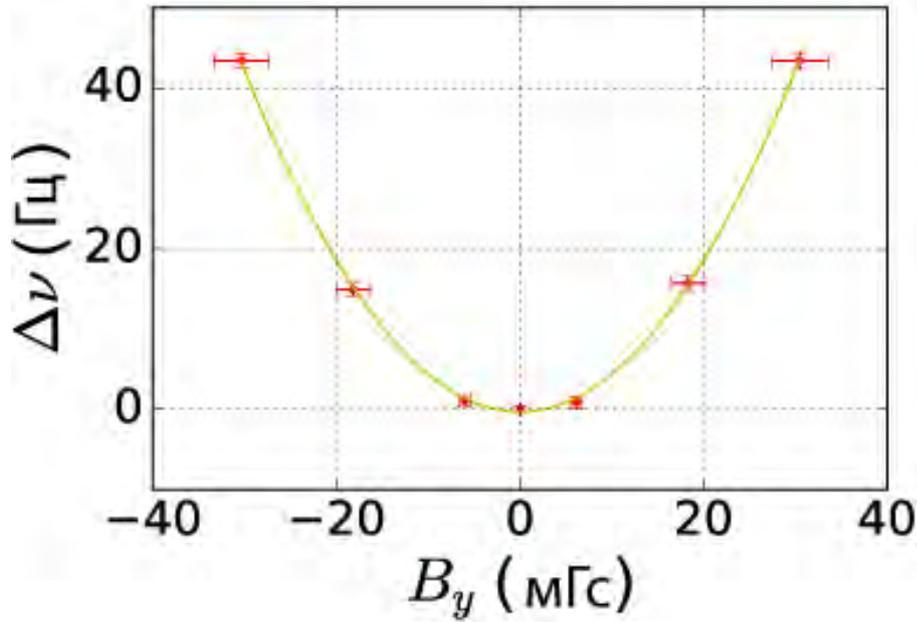


Рис. 6.23: Сдвиг частоты часового перехода $\Delta\nu$ в зависимости от магнитного поля B_y (точки) при $B_z = 0$ и постоянном $B_x = 225$ мГс. Сплошная линия — аппроксимация параболой. Зависимость от B_z имеет такой же вид. Погрешность для точек отражает 1 стандартное отклонение магнитного поля B_y (горизонтально) и измеренного сдвига частоты (вертикально).

Значение дифференциальной тензорной поляризуемости на магической длине волны λ_m было получено из соответствующего коэффициента параболы $-56(11)$ мГц/мГс² и составило $\Delta\alpha^t = -0,9(2)$ а.е. Погрешность определяется калибровкой магнитного поля и мощности.

Обсуждаемые сдвиги частоты часового перехода можно уменьшить до уровня в несколько мГц, если частота решетки будет стабилизирована с точностью 0,1 ГГц, а угол будет поддерживаться таким образом, чтобы $|\Theta| < 10^{-3}$.

6.4.5 Статическая дифференциальная поляризуемость и сдвиг за счет излучения черного тела

Измерение статической дифференциальной поляризуемости

Сдвиг частоты часового перехода за счет излучения черного тела можно вычислить с высокой точностью зная статическую дифференциальную скалярную поляризуемость $\Delta\alpha_{\text{DC}}^s = \Delta\alpha^s(\lambda \rightarrow \infty)$ используя теоретическую модель, основанную на измеренном спектре поляризуемости для длин волн 810 – 860 нм и 1064 нм.

Измерения в спектральном диапазоне 810 – 860 нм были проведены при помощи сканирования длины волны излучения титан-сапфирового лазера при двух поляризациях, соответствующих $\Theta = 0$ ($\epsilon \parallel x$) и $\Theta = \pi/2$ ($\epsilon \parallel y$), как показано на рисунке 6.24.

Для измерения динамической поляризуемости на длине волны 1064 нм использовалась другая процедура. Атомы тулия захватывались в оптическую решетку на магической длине волны λ_m , для которой дифференциальная поляризуемость обнуляется и освещались вдоль оси y сфокусированным пучком линейно поляризованного одночастотного волоконного лазера с длиной волны излучения 1064 нм и мощностью 10 Вт. Профиль пучка лазера имел эллиптическую форму с перетяжками $w_x = 320(20)$ мкм и $w_y = 280(20)$ мкм по осям x и y , соответственно. Для настройки лазера на центр облака атомов максимизировалась интенсивность пучка в области расположения облака. Для этого отслеживался сдвиг по частоте часового перехода. Для увеличения чувствительности в процессе настройки соответствующие измерения проводились при отстройке часового лазера на склон перехода 1,14 мкм.

Для серии измерений $\Delta\alpha$ при $\Theta = 0$ процедура юстировки лазера 1064 нм проводилась трижды. Результат воспроизводился с точностью 5 Гц при максимальном сдвиге частоты перехода 25 Гц. Результирующий коэффициент $\Delta\nu/P = 3,1(6)$ Гц/Вт⁻¹. Для $\Theta = \pi/2$ существенного влияния юстировки не наблюдалось, соответствующий коэффициент составил $\Delta\nu/P = -0,04(24)$ Гц/Вт⁻¹.

Результаты измерений для $\Theta = 0$ ($\boldsymbol{\varepsilon} \parallel \mathbf{x}$) и $\Theta = \pi/2$ ($\boldsymbol{\varepsilon} \parallel \mathbf{z}$) также представлены на рисунке 6.24.

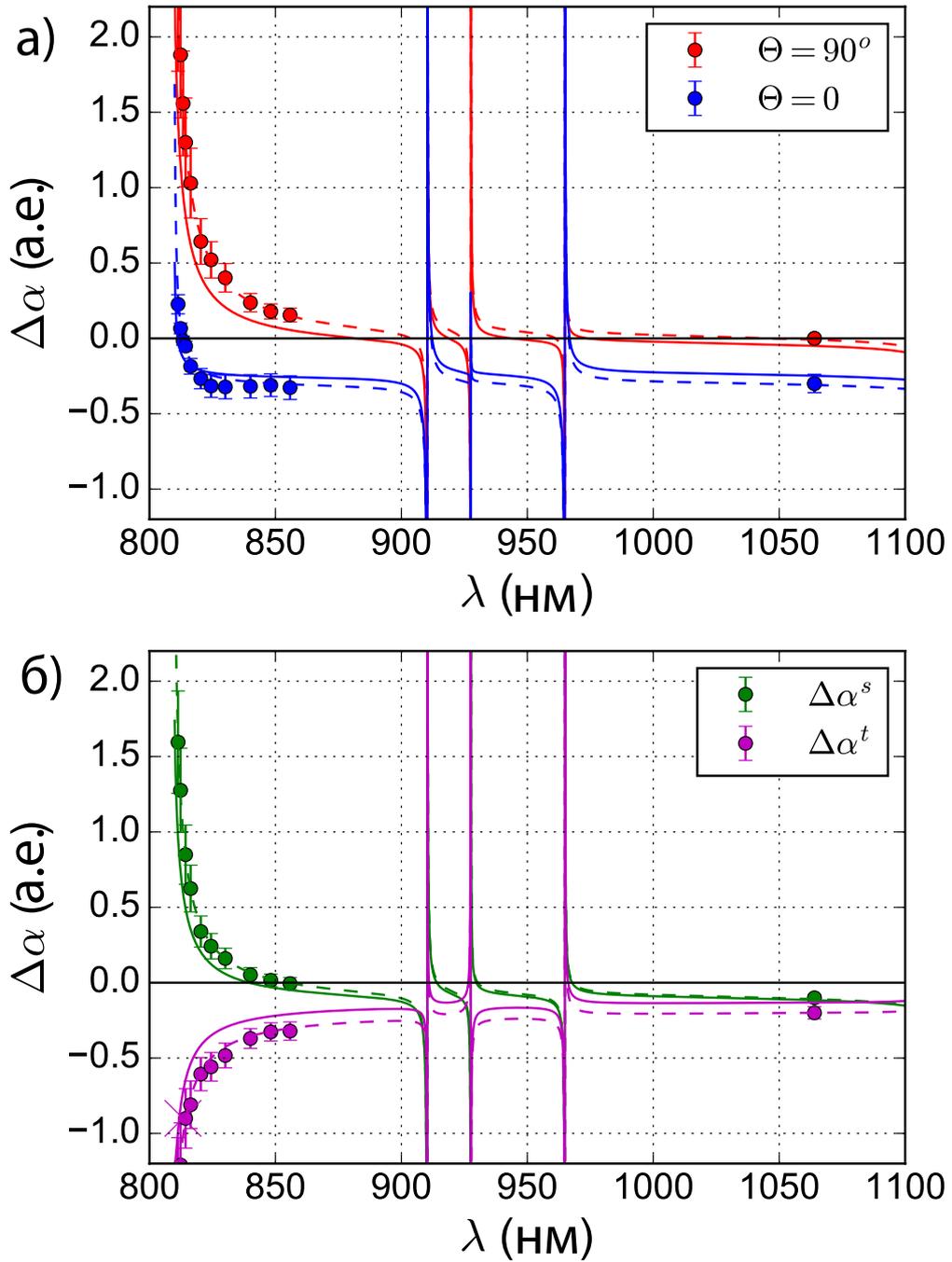


Рис. 6.24: Спектр дифференциальной поляризуемости. (а) Дифференциальная динамическая поляризуемость $\Delta\alpha(\lambda)$ для $\Theta = \pi/2$ (красные точки) и $\Theta = 0$ (синие точки). (б) Соответствующая скалярная $\Delta\alpha^s(\lambda)$ (зеленые точки) и тензорная $\Delta\alpha^t(\lambda)$ (фиолетовые точки) части. Фиолетовый крест обозначает $\Delta\alpha^t(\lambda_m)$, определенную из измерений, представленных на рисунке 6.23. Сплошные и прерывистые кривые отображают вычисления согласно Модели 1 и Модели 2, описанных в тексте. Отмеченные погрешности соответствуют 1 стандартному отклонению от измеренных значений поляризуемости.

В основе теоретического подхода к вычислению поляризуемостей лежат методы, описан-

ные в разделе 6.4.1 и работах [183, 162]. Вычисления основаны на зависящей от времени теории возмущений второго порядка с суммированием известных дискретных переходов с интересующего уровня энергии. Для вычислений использовались определенные при помощи пакета COWAN вероятности и длины волн переходов с некоторыми исключениями: для длин волн > 800 нм брались известные из экспериментов данные. Такой подход позволил увеличить точность предсказания магической длины волны в спектральном диапазоне $\lambda > 800$ нм. В соответствии с этими вычислениями была предсказана магическая длина волны 811,2 нм (см. раздел 6.4.1). На основе этих вычислений были проведены соответствующие экспериментальные поиски магической длины волны в диапазоне 810–815 нм (рисунок 6.21). Данную модель далее будем называть Модель 1.

Модель 1 использовалась для сравнения с полученными экспериментальными результатами, как показано на рисунках 6.21 и 6.24. Наблюдаемое отличие экспериментальных данных от предсказанных в рамках Модели 1 объясняется двумя основными факторами. Во-первых в Модели 1 не учитывается вклад переходов в континуум. Совместно с погрешностью вычислений пакета COWAN это может приводить к небольшому сдвигу инфракрасной части спектра дифференциальной поляризуемости. Как уже упоминалось выше (раздел 6.4.1), несмотря на то, что вклад непрерывного спектра в поляризуемость отдельного уровня может быть значительным (в наших расчетах около 10%), для перехода $f-f$ в атоме тулия его вклад практически исчезает.

Для корректной аппроксимации экспериментальных данных использовалась модифицированная Модель 2, которая отличается от Модели 1 наличием четырех подгоночных параметров. В качестве этих параметров мы использовали вероятности переходов 806,7 нм и 809,5 нм, которые главным образом влияют на спектр поляризуемости в спектральном диапазоне 810–860 нм, и два офсета для скалярной и тензорной поляризуемостей. На рисунке 6.24 результаты аппроксимации на основе Модели 2 показаны прерывистыми линиями, в то время как вычисления без свободных параметров (Модель 1) представлены сплошными линиями. Полученное с использованием Модели 2 значение дифференциальной статической скалярной поляризуемости составило:

$$\Delta\alpha_{DC}^s = -0,063(30)\text{а.е.} \quad (6.36)$$

Значение, полученное при использовании Модели 1 составило $-0,062$ а.е.

После аппроксимации экспериментальных данных в рамках Модели 2 вероятность перехода 806,7 нм изменилась с 3473 на 4985(1100) с^{-1} , а вероятность перехода 809,5 нм изменилась с 149 на 424(70) с^{-1} . Офсеты дифференциальной скалярной и тензорной поляризуемостей составили $-0,006(30)$ и $-0,074(30)$ а.е.

Переходы с верхнего часового уровня $|J = 5/2\rangle$ в спектральном диапазоне $\lambda > 900$ нм являются слабыми и их вероятности экспериментально не измерялись. Для их вычисления также использовался пакет COWAN. Для оценки вклада недостаточной точности определения вероятностей этих переходов в дифференциальную скалярную поляризуемость $\Delta\alpha^s(\lambda)$,

Таблица 6.2: Сравнение сдвига излучением черного тела часовых переходов. Относительный сдвиг излучением черного тела при 300 К для частот часовых переходов в атоме тулия и некоторых других наиболее широко используемых в атомных оптических часах нейтральных атомах и ионах.

Элемент	$\Delta\nu^{\text{BBR}}/\nu, 10^{-17}$
Tm (данная работа)	-0,23
Sr ¹	-550
Yb ¹	-270
Hg ²	-16
Yb ⁺ 3	-11
Al ⁺ 1	-0,4
Lu ⁺ 4	-0,14

предполагалось, что эти вероятности могут потенциально иметь значения, отличающиеся от расчетных в 2 раза. После экстраполяции аппроксимирующей Модели 2 к $\lambda \rightarrow \infty$, мы получили значение дифференциальной скалярной поляризуемости $\Delta\alpha_{DC}^s = -0,063_{-0,005}^{+0,01}$ а.е., где погрешность определяется вариативностью вероятностей переходов из верхнего часового уровня при $\lambda > 900$ нм.

Сдвиг излучением черного тела

Сдвиг частоты часового перехода, вызванный излучением черного тела (динамический эффект Штарка, связанный с тепловым излучением окружения) выражается формулой:

$$\begin{aligned} \Delta\nu_{\text{BBR}} &= \int_{\omega=0}^{\infty} \frac{a_0^3 \omega^3 (\alpha_{gr}^s(\omega) - \alpha_{cl}^s(\omega))}{\pi^2 c^2 e^{\frac{\hbar\omega}{k_B T}} - 1} d\omega \\ &\approx \Delta\alpha_{DC}^s \frac{a_0^3 \pi^2 k_B^4}{15c^3 \hbar^4} T^4 = 1.17 \times 10^{-12} \Delta\alpha_{DC}^s T^4, \end{aligned} \quad (6.37)$$

Таким образом, зная значение $\Delta\alpha_{DC}^s$, сдвиг частоты перехода за счет излучения черного тела легко вычислить. В спектральном диапазоне около 10 мкм, где находится максимум спектра теплового излучения при комнатной температуре, дифференциальная скалярная поляризуемость часового перехода отличается на $< 10^{-3}$ а.е. от $\Delta\alpha_{DC}^s$. Отметим также, что с часовых уровней для длин волн $\lambda > 15$ мкм переходов нет. Для магнито-дипольного перехода в атоме тулия на длине волны 1,14 мкм сдвиг излучением черного тела составляет 0,60(28) мГц, что на несколько порядков меньше, чем для большинства нейтральных атомов и сравнимо с лучшими значениями в ионах (таблица 6.2).

Малое значение сдвига излучением черного тела подтверждает предположение о сильном экранировании в лантаноидах переходов внутри замкнутых электронных оболочек от внешних электрических полей.

В отличие от других элементов, используемых в атомных оптических часах, тулий обладает большим орбитальным моментом, что приводит к необходимости контроля тензорных световых сдвигов. Кроме того, за счет наличия сверхтонкого расщепления необходимо учитывать и квадратичный сдвиг Зеемана.

Магнитное взаимодействие атомов тулия

Основное состояние атомов тулия характеризуется довольно большим магнитным моментом, который равен $4\mu_B$ (μ_B — магнетон Бора), в результате чего между атомами сильно диполь-дипольное взаимодействие. Потенциал взаимодействия между атомами выражается формулой:

$$U_{dd}(r) = \mu_0(g_F\mu_B)^2 \frac{\hat{F}_1 \cdot \hat{F}_2 - 3(\hat{F}_1 \cdot \hat{r})(\hat{F}_2 \cdot \hat{r})}{4\pi r^3}, \quad (6.38)$$

где $\vec{F}_{1,2}$ — полный угловой момент атома, \vec{r} — вектор, направленный от одного атома к другому, g_F — фактор Ландэ основного состояния, который для тулия равен $g_F \approx 1$.

Поскольку атомы в оптической решетке пространственно распределены неравномерно, магнитное взаимодействие может приводить к неоднородному уширению и сдвигу частоты часового перехода (порядок величины обоих эффектов одинаков). Сдвиги связаны с энергией взаимодействия соседних атомов. Для двух атомов, загруженных в соседние ячейки оптической решетки на магической длине волны λ_m и подготовленных в состоянии $|m_F = 4\rangle$, энергия взаимодействия (6.38) даст соответствующий сдвиг частоты

$$\Delta f_{dd} \approx \frac{\mu_0(m\mu_B)^2}{4\pi r^3 h} \quad (6.39)$$

который составляет порядка 10 Гц. Этот сдвиг велик при целевой относительной неточности оптических часов лучше 1×10^{-17} и его сложно предсказать, поскольку заполнение ячеек решетки неравномерно. Поэтому необходимо подготавливать атомы для возбуждения только перехода $|m_F = 0\rangle \rightarrow |m_F = 0\rangle$, который нечувствителен к этому сдвигу.

Второй сложностью работы с атомами с большим магнитным моментом основного состояния является то, что за счет диполь-дипольного взаимодействия уменьшается время когерентности атомного ансамбля. Атомный ансамбль, подготовленный в чистом поляризованном состоянии будет испытывать спиновую релаксацию. Для определения соответствующего времени релаксации решалось уравнение Шредингера с взаимодействием, описываемым уравнением (6.38) для двух, трех, четырех и пяти пространственно фиксированных атомов тулия в состоянии ($F = 4$), подготовленных в состоянии $|m = 0\rangle \otimes \dots \otimes |m = 0\rangle$ при исчезающем внешнем магнитном поле. Пространственно атомы разделены расстоянием $a = 400$, что соответствует длине волны оптической решетки 800 нм. Относительные положения атомов показаны на рисунке 6.25(а). Рисунок 6.25(б) иллюстрирует динамику спинового состояния центрального атома, отмеченного синим на рисунке 6.25(а).

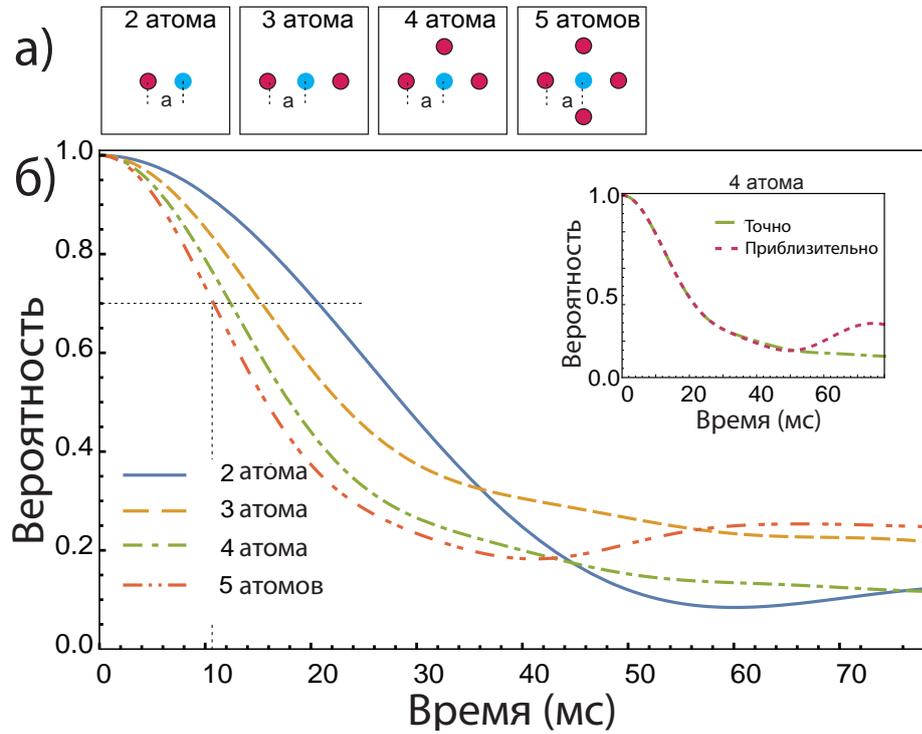


Рис. 6.25: (а) Конфигурации атомов, использованные при моделировании, $a = 400$ нм — межатомное расстояние, ось квантования направлена перпендикулярно плоскости рисунка; (б) Вероятность того, что центральный атом (синий) находится в состоянии $|m = 0\rangle$ для 2,3,4 и 5 атомов в двухмерной оптической решетке. Вероятность долго не обращается в ноль, поскольку в стационарном состоянии распределение по магнитным подуровням практически однородно. На вставке: сравнение точного и приближительного решения для случая четырех атомов.

Для случаев 2,3 и 4 атомов уравнение Шредингера было решено точно. Для пяти атомов Гильбертово пространство слишком велико, поэтому вычисления проводились в подпространстве $m_i = \{-2, -1, 0, 1, 2\}$. Для проверки допустимости такого упрощения мы также решили уравнение Шредингера для случаев 2,3,4 атомов в подпространстве. На вставке рисунка 6.25(б) показано сравнение полученных решений, которые согласуются на временах до 50 мс. В стационарном состоянии разумно предположить, что все проекции спина одинаково вероятны. Следовательно средняя вероятность найти центральный спин в состоянии $|m_F = 0\rangle$ равна $1/9$ для полного Гильбертова пространства и $1/5$ для использованного в моделировании подпространства, что объясняет наблюдаемое расхождение на временах > 50 мс. Характерное время релаксации, полученное при значении вероятности найти центральный атом в состоянии $|m_F = 0\rangle$ в 0,7 составило 20, 13, 11 и 10 мс для случаев 2, 3, 4 и пяти атомов, соответственно.

Присутствие внешнего магнитного поля замедляет спиновую релаксацию, поскольку для переворота спина требуется дополнительная энергия. Существенное замедление спиновой релаксации ожидается в случае, если зеемановское расщепление будет превышать кинетическую энергию атомов. Для достижимых в эксперименте температур $T \sim 10$ мкК кинетическая энергия атомов будет мала по сравнению с зеемановским расщеплением.

тическая энергия равна $E_k = k_B T \sim 100 \text{кГц} \times h$. Этой энергии соответствует магнитное поле $B \approx E_k / (h\mu_B)$ (примерно 100 мГц). Приложение такого магнитного поля приведет к существенному зеемановскому сдвигу частоты часового уровня и в процессе опроса часового перехода его прикладывать нельзя. Вместо этого следует понизить температуру атомов до единиц мК, что позволит уменьшить необходимое магнитное поля до уровня порядка 10 мГц, которое не будет приводить к существенному ухудшению точности часов.

Использование двухмерной оптической решетки позволяет рассчитывать на то, что в среднем коэффициент заполнения ячейки будет меньше единицы. Учитывая эффект присутствия слабого магнитного поля (10 мГц), ожидаемое время спиновой релаксации составляет более 10 мс. Оно накладывает ограничение на время опроса часового перехода и, соответственно, Фурье ограниченную спектральную ширину линии (< 10 Гц). В этом случае спиновая релаксация не должна оказывать существенного влияния на характеристики оптических часов на атомах тулия.

6.5 Основные результаты шестой главы

Методом прямой лазерной спектроскопии часового магнито-дипольного перехода на длине волны 1,14 мкм в атомах тулия определена дифференциальная поляризуемость уровней перехода и экспериментально определены магические длины волн для данного перехода в диапазоне 800-860 нм. Для возбуждения перехода использовалась созданная в рамках данной работы ультрастабильная лазерная система, позволяющая регистрировать спектральные линии магнито-дипольного перехода шириной 10 Гц. Экспериментальное определение магических длин волн базировалось на теоретических предсказаниях, полученных при расчете поляризуемостей уровней магнито-дипольного перехода. Подтверждена низкая чувствительность частоты часового перехода в атоме тулия к излучению черного тела при комнатной температуре, которая оказалась на несколько порядков меньше, чем в других исследованных нейтральных атомах. Проведены оценки темпов спиновой релаксации атомного ансамбля, связанной с диполь-дипольным взаимодействием. Показано, что для атомов, охлажденных до температур в несколько мК, в присутствии магнитного поля на уровне 10 мГц спиновая релаксация существенно замедляется и при использовании двухмерной оптической решетки время спиновой релаксации составляет более 10 мс.

Заключение

Диссертация посвящена прецизионной спектроскопии однофотонных переходов в атомах водорода, стронция и тулия с применением ультрастабильных лазерных источников. Исследованы как спектрально узкие, сильно запрещенные переходы ($^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ в атомах стронция, $|J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |J = 5/2, F = 3\rangle$ в атомах тулия), так и промежуточные и спектрально широкие переходы ($2S-4P$ в атомах водорода, $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ в атомах стронция). Далее приведены **основные результаты** работы:

1. Разработан и реализован метод компенсации эффекта Доплера первого порядка для спектроскопии однофотонных переходов с использованием активного волоконного ретрорефлектора. Метод использовался при спектроскопии перехода $2S-4P$ в атомарном водороде в криогенном пучке и позволил достичь компенсации эффекта Доплера первого порядка до 4×10^{-6} от полного коллинеарного значения, что соответствует вносимой погрешности за счет остаточного эффекта Доплера 2,13 кГц. В основе метода лежит использование для спектроскопии двух антиколлинеарных лазерных полей с идентичными интенсивностями и волновыми фронтами и коллимированного пучка атомов в перпендикулярном направлении. Для реализации метода создан и исследован активный волоконный ретрорефлектор, обеспечивающий высокоточное повторение волновых фронтов гауссовых лазерных лучей, распространяющихся навстречу друг другу.
2. Проведено теоретическое и экспериментальное исследование эффекта квантовой интерференции, приводящего в ряде случаев к искажению наблюдаемой формы линии в спектроскопии при участии нерезонансно возбуждаемых удаленных состояний. Получена модель полной формы линии в рамках формализма теории возмущений. Предложена аппроксимирующая функция Фано-Фойгта, включающая асимметричный параметр и позволяющая определять центр линии перехода из экспериментальных данных, подверженных эффекту квантовой интерференции. С использованием предложенной формы линии компенсирован эффект квантовой интерференции для экспериментального набора данных, полученных при спектроскопии перехода $2S-4P$ в атоме водорода. Вклад эффекта квантовой интерференции в итоговую погрешность определения частоты центроида перехода $2S-4P$ в атоме водорода составил 0,2 кГц.
3. Измерена абсолютная частота перехода между центроидом сверхтонкой структуры со-

стояния 2S и тонкой структуры состояния 4P в атоме водорода:

$$\nu_{2S-4P}^{(centroid)} = 616520931626,8(2,3) \text{ кГц.}$$

Экспериментально определено значение тонкого расщепления состояния 4P $\Delta\nu_{HFS}^{exp}(4P)$, которое согласуется с теоретически рассчитанным значением $\Delta\nu_{HFS}^{theo}(4P)$, что является чувствительным тестом наличия сдвигов, связанных с эффектом квантовой интерференции и дополнительным подтверждением правильности проведенного анализа данных.

Из значения ν_{2S-4P} и частоты перехода 1S—2S определены уточненные значения постоянной Ридберга R_∞ и зарядового радиуса протона r_p , являющиеся на момент эксперимента самыми точными из полученных при спектроскопии атома водорода.

$$R_\infty = 10973731,568076(96) \text{ м}^{-1},$$

$$r_p = 0,8335(95) \text{ фм.}$$

Итоговая погрешность сравнима с погрешностью совокупности ранее полученных данных по спектроскопии атома водорода. Результат согласуется со значением мюонного водорода, но отличается на 3,3 и 3,9 стандартных отклонения от значения, полученного из совокупности мировых водородных данных и значения, рекомендованного в 2014 г. группой CODATA, соответственно. Результат настоящей работы подтверждается другими экспериментами по измерению лэмбовского сдвига и спектроскопии перехода 1S—3S в атоме водорода.

4. Проведен цикл работ по спектроскопии однофотонных переходов в атомах стронция. Создана экспериментальная установка, реализовано первичное охлаждение облака нейтральных атомов стронция до температуры 2 мК. Предложен метод оптимизации положения облака холодных атомов стронция в ловушке по наблюдению положения и симметрии боковых пиков поглощения при спектроскопии перехода $^1S_0 - ^3P_1$. Метод реализован с использованием разработанных ультрастабильных лазеров вторичного охлаждения с длиной волны излучения 689 нм.

Реализовано вторичное широкополосное и узкополосное охлаждение атомов ^{88}Sr , в результате чего достигнута температура атомов $2,5 \pm 1$ мкК и реализована перезагрузка атомов в оптическую решетку на длине волны 813 нм.

5. Реализована магнито-индуцированная спектроскопия часового перехода $^1S_0 - ^3P_0$ в атомах ^{88}Sr . Для решения комплекса задач разработаны и созданы ультрастабильные лазерные системы со спектральной шириной линии ~ 1 Гц и относительной нестабильностью частоты на уровне единиц пятнадцатого знака на временах усреднения до 100 с.

Ширина спектральной линии на полувывсоте перехода $^1S_0 - ^3P_0$ в присутствии магнитного поля величиной 2 мТл составила (130 ± 17) Гц, что открыло возможности дальнейших исследований в ^{87}Sr и создания оптического репера частоты.

6. Исследованы режимы работы магнито-оптической ловушки для атомов тулия на узком переходе 530,7 нм в зависимости от значения параметра насыщения. Теоретически и экспериментально определены динамические поляризуемости верхнего и нижнего уровней магнито-дипольного перехода на длине 1,14 мкм в атоме тулия в широком спектральном диапазоне. Предсказано и экспериментально определено положение магических длин волн оптической решетки. Создана экспериментальная установка, включающая лазерную систему со спектральной шириной линии излучения ~ 1 Гц, что позволило провести спектроскопия часового перехода на длине волны 1,14 мкм в атоме тулия и зарегистрировать линию перехода спектральной шириной 10 Гц. Измерена динамическая дифференциальная поляризуемость перехода на длине волны 1,14 мкм в диапазоне длин волн 810–860 нм и 1064 нм в атоме тулия и рассчитана величина относительного сдвига частоты часового перехода за счет излучения черного тела, составившая $\Delta\nu^{BBR} = -2,3 \times 10^{-18}$, при $T = 300$ К, что на несколько порядков меньше, чем для большинства нейтральных атомов и сравнимо с лучшими значениями в ионах.

Благодарности

В первую очередь выражаю благодарность своим учителям и наставникам из Московского Государственного Университета: научному руководителю по кандидатской диссертации профессору Андрею Георгиевичу Казанскому и доценту Павлу Анатольевичу Форшу. Атмосфера лаборатории МГУ, в которой мне довелось начать свой путь в мир экспериментальной физики способствовала развитию интуиции, терпения, целеустремленности и самостоятельности. При этом чуткое и ненавязчивое руководство не давало упасть духом при неудачах и вселяло уверенность в правильности выбранного направления.

Хочу поблагодарить Сергея Николаевича Слюсарева, взявшего меня в проект по созданию оптических часов на атомах стронция во ВНИИФТРИ, хотя моя специальность по кандидатской диссертации не совпадала с этим направлением исследований. С его помощью мне удалось в сжатые сроки освоить новые теоретические и экспериментальные знания, необходимые в исследованиях атомных систем, вместе с ним и другими сотрудниками лаборатории мы получили ряд важных и интересных результатов по спектроскопии атома стронция.

Выражаю глубокую благодарность Николаю Николаевичу Колачевскому. На всем протяжении работы над диссертацией Николай Николаевич оказывал мне неоценимую помощь, как научный консультант. Он не только пригласил меня присоединиться к своей научной группе в ФИАН, но и представил меня известному немецкому профессору, нобелевскому лауреату Тэодору Хэншу, в лабораториях которого были получены результаты по спектроскопии атома водорода, представленные в диссертации. Особая атмосфера института квантовой оптики общества Макса Планка, научная и внутренняя свобода, полное погружение в эксперимент, месяцы напряженной марафонной работы — далеко не полный перечень особенностей работы с коллективом лаборатории, которая была похожа на путешествие в параллельный мир. Хочу также поблагодарить коллег Аксея Байера, Яниса Алниса, Артура Матвеева, Томаса Удема, Лотара Майзенбахера за помощь в подготовке экспериментов, проведение численных расчетов и моделирования. Особую благодарность хочу выразить Акселю Байеру за ночные измерения, поддержку и дружеское участие.

Хочу также поблагодарить коллег из ФИАН: Вадима Николаевича Сорокина, Дениса Сукачева, Гульнару Вишнякову, Елену Федорову, Артема Головизина, Дмитрия Трегубова, с которыми был получен ряд интересных результатов по спектроскопии тулия. Также благодарю Константина Кудеярова, Никиту Жаднова, Дениса Крючкова, Илью Заливако, Илью Семерикова, Александра Борисенко и других сотрудников. Научный коллектив ФИАН, в котором мне повезло работать, формирует творческую и очень теплую атмосферу, способствующую появлению новых импульсов и развитию идей теоретической и экспериментальной физики. ФИАН был и остается бриллиантом российской науки и я горжусь возможностью поддерживать и улучшать его статус.

Выражаю благодарность своей семье — родителям и бабушке. Без их одобрения и поддержки найти силы для преодоления предрассудков, страхов и неудач было бы стократ слож-

нее. И особенное спасибо моим любимым дочкам. Иметь маму, увлеченную экспериментальной физикой — это особое “удовольствие”, но они мужественно терпели мамино отсутствие дома из-за бесконечных командировок, работы по выходным и по ночам.

Основные публикации по материалам диссертации:

(1) публикации в рецензируемых научных журналах, индексируемых в базах данных Web of Science и Scopus

1. Хабарова К.Ю., Слюсарев С.Н., Стрелкин С.А., Белотелов Г.С., Костин А.С., Пальчиков В.Г., Колачевский Н.Н. Лазерная система для вторичного охлаждения атомов стронция-87 //Квантовая электроника. - 2012. - Т. 42. - № 11. - С. 1021-1026.
2. Beyer, A., Alnis, J., Khabarova, K., Matveev, A., Parthey, C. G., Yost, D. C., Pohl, R., Udem, Th., Haensch, T.W., Kolachevsky, N. Precision spectroscopy of the 2S-4P transition in atomic hydrogen on a cryogenic beam of optically excited 2S atoms //Annalen der Physik. - 2013. - Т. 525. - №. 8-9. - С. 671-679.
3. Бердасов О.И., Хабарова К.Ю., Стрелкин С.А., Белотелов Г.С., Костин А.С., Грибов А.Ю., Пальчиков В.Г., Колачевский Н.Н., Слюсарев С.Н. Оптические стандарты частоты на холодных атомах стронция //Альманах современной метрологии. - 2014. - № 1. - С. 13-36.
4. Колачевский Н.Н., Хабарова К.Ю. Прецизионная лазерная спектроскопия в фундаментальных исследованиях //Успехи физических наук. - 2014. - Т. 184. - № 12. - С. 1354-1362.
5. Стрелкин С.А., Хабарова К.Ю., Галышев А.А., Бердасов О.И., Грибов А.Ю., Колачевский Н.Н., Слюсарев С.Н.// Вторичное лазерное охлаждение атомов стронция-88 //Журнал экспериментальной и теоретической физики. - 2015. - Т. 148. - № 1. - С. 25-33
6. Головизин А.А., Калганова Е.С., Сукачев Д.Д., Вишнякова Г.А., Семериков И.А., Сошенко В.В., Трегубов Д.О., Акимов А.В., Колачевский Н.Н., Хабарова К.Ю., Сорокин В.Н. Детектирование часового перехода (1.14 мкм) в ультрахолодных атомах тулия //Квантовая электроника. - 2015. - Т. 45. - № 5. - С. 482-485.
7. Хабарова К.Ю., Галышев А.А., Стрелкин С.А., Костин А.С., Белотелов Г.С., Бердасов О.И., Грибов А.Ю., Колачевский Н.Н., Слюсарев С.Н. Спектроскопия интеркомбинационного перехода 1S0-3P1 для вторичного охлаждения атомов стронция //Квантовая электроника. - 2015. - Т. 45. - № 2. - С. 166-170.
8. Beyer, A., Maisenbacher, L., Khabarova, K., Matveev, A., Pohl, R., Udem, T., Haensch, T.W., Kolachevsky, N. Precision spectroscopy of 2S–nP transitions in atomic hydrogen for a new determination of the Rydberg constant and the proton charge radius //Physica Scripta. - 2015. - Т. 2015. - №. T165. - С. 014030.
9. Sukachev, D., Fedorov, S., Tolstikhina, I., Tregubov, D., Kalganova, E., Vishnyakova, G., Golovizin, A., Kolachevsky, N.N., Khabarova, K., Sorokin, V. Inner-shell magnetic dipole

- transition in Tm atoms: A candidate for optical lattice clocks //Physical Review A. – 2016. – Т. 94. – №. 2. – С. 022512.
10. Beyer, A., Maisenbacher, L., Matveev, A., Pohl, R., Khabarova, K., Chang, Y., Grinin, A., Lamour, T., Shi, T., Yost, D.C., Udem, Th., Haensch, T.W., Kolachevsky, N. Active fiber-based retroreflector providing phase-retracing anti-parallel laser beams for precision spectroscopy //Optics express. – 2016. – Т. 24. – №. 15. – С. 17470-17485.
 11. Вишнякова Г.А., Головизин А.А., Калганова Е.С., Сорокин В.Н., Сукачев Д.Д., Трегубов Д.О., Хабарова К.Ю., Колачевский Н.Н. Ультрахолодные лантаноиды: от оптических часов до квантовых симуляторов//Успехи физических наук. - 2016. - Т. 186. - № 2. - С. 176-182.
 12. Kalganova E., Prudnikov, O., Vishnyakova, G., Golovizin, A., Tregubov, D., Sukachev, D., Khabarova, K., Sorokon V., Kolachevsky, N. Two-temperature momentum distribution in a thulium magneto-optical trap //Physical Review A. – 2017. – Т. 96. – №. 3. – С. 033418.
 13. Головизин А.А., Калганова Е.С., Сукачев Д.Д., Вишнякова Г.А., Трегубов Д.О., Хабарова К.Ю., Сорокин В.Н., Колачевский Н.Н. Методы определения поляризуемости уровней тонкой структуры основного состояния атомов тулия //Квантовая электроника. - 2017. - Т. 47. - № 5. - С. 479-483.
 14. Жаднов Н.О., Масалов А.В., Сорокин В.Н., Хабарова К.Ю., Колачевский Н.Н. Новое поколение охлаждаемых высокочастотных резонаторов Фабри-Перо для ультрастабильных лазеров //Квантовая электроника. - 2017. - Т. 47. - № 5. - С. 421-425.
 15. Бердасов О.И., Грибов А.Ю., Белотелов Г.С., Пальчиков В.Г., Стрелкин С.А., Хабарова К.Ю., Колачевский Н.Н., Слюсарев С.Н. Ультрастабильная лазерная система для спектроскопии часового перехода $1S_0-3P_0$ в атомах Sr //Квантовая электроника. - 2017. - Т. 47. - № 5. - С. 400-405.
 16. Хабарова К.Ю., Кудеяров К.С., Колачевский Н.Н. Стандарты частоты на ультрахолодных атомах в тестах общей теории относительности, навигации и гравиметрии //Квантовая электроника. - 2017. - Т. 47. - № 5. - С. 394-399.
 17. Beyer, A., Maisenbacher, L., Matveev, A., Pohl, R., Khabarova, K., Grinin, A., Lamour, T., Yost, D.C, Haensch, T.W., Kolachevsky, N., Udem, T. The Rydberg constant and proton size from atomic hydrogen //Science. – 2017. – Т. 358. – №. 6359. – С. 79-85.
 18. Калганова Е.С., Головизин А.А., Шевнин Д.О., Трегубов Д.О., Хабарова К.Ю., Сорокин В.Н., Колачевский Н.Н. Захват атомов тулия в оптическую решетку усиливающего резонатора вблизи магической длины волны 814,5 нм //Квантовая электроника. - 2018. - Т. 48. - № 5. - С. 415-418.

19. Golovizin, A., Fedorova, E., Tregubov, D., Sukachev, D., Khabarova, K., Sorokin, V., Kolachevsky, N. Inner-shell clock transition in atomic thulium with a small blackbody radiation shift //Nature communications. – 2019. – Т. 10. – №. 1. – С. 1-8.
20. Golovizin A. Golovizin, A., Bushmakina, V., Fedorov, S., Fedorova, E., Tregubov, D., Sukachev, D., Khabarova, K., Sorokin, V., Kolachevsky, N. Ultrastable Laser System for Spectroscopy of the 1.14 μm Inner-Shell Clock Transition in Tm and Its Absolute Frequency Measurement //Journal of Russian Laser Research. – 2019. – Т. 40. – №. 6. – С. 540-546.
21. Трегубов, Д. О., Головизин, А. А., Калганова, Е. С., Хабарова, К. Ю., Сорокин, В. Н., Колачевский, Н. Н. Магические длины волн в области 800 нм для прецизионной спектроскопии внутриоболочечного перехода в атоме тулия //Квантовая электроника. – 2019. – Т. 49. – №. 11. – С. 1028-1031.
22. Калганова, Е. С., Трегубов, Д. О., Головизин, А. А., Вишнякова, Г. А., Мишин, Д. А., Проворченко, Д. И., Хабарова К. Ю., Сорокин, В. Н., Колачевский, Н. Н. Оптическая накачка ультрахолодных атомов тулия на нижний уровень часового перехода и исследование процесса их деполяризации //Квантовая электроника. – 2019. – Т. 49. – №. 5. – С. 418-423.

(2) публикации в материалах конференций

1. Beyer, A., Parthey, C. G., Kolachevsky, N., Alnis, J., Khabarova, K., Pohl, R., Peters, E., Yost, D.C., Matveev, A., Predehl, K., Droste, S., Wilken, T., Holzwarth, R., Haensch, T.W., Abgrall, M., Rovera, D., Salomon, Ch., Paurent, Ph., Udem, T. Precision spectroscopy of atomic hydrogen //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2013. – Т. 467. – №. 1. – С. 012003.
2. Kolachevsky, N., Beyer, A., Maisenbacher, L., Matveev, A., Pohl, R., Khabarova, K., Lamour, T., Yost, D.C., Haensch, T. W., Udem, T. 2S-4S spectroscopy in hydrogen atom: The new value for the Rydberg constant and the proton charge radius //AIP Conference Proceedings. – AIP Publishing LLC, 2018. – Т. 1936. – №. 1. – С. 020015.
3. Жаднов, Н. О., Крючков, Д. С., Кудеяров, К. С., Вишнякова, Г. А., Хабарова, К. Ю., Колачевский, Н. Н. Ультрастабильные лазеры для квантовой метрологии //Наноиндустрия. – 2020. – Т. 13. – №. S4. – С. 634-636.
4. Кудеяров, К. С., Жаднов, Н. О., Крючков, Д. С., Вишнякова, Г. А., Хабарова, К. Ю., Колачевский, Н. Н. Ультрастабильные лазерные системы с низким уровнем тепловых шумов для задач прецизионных измерений //XIII международные чтения по квантовой оптике (IWQO-2019). – 2019. – С. 328-329.

5. Maisenbacher, L., Beyer, A., Andreev, V., Grinin, A., Matveev, A., Khabarova, K., Kolachevsky, N., Yost, D., Haensch, T.W., Udem, T. Challenging QED with atomic Hydrogen //CLEO: Science and Innovations. – Optical Society of America, 2019. – С. SM4F.1.
6. Kryuchkov D.S., Zhadnov N.O., Kudеyаrov K.S., Semerikov I.A., Khabarova K.Yu., Kolachevskiy N.N. Ultra-stable laser systems based on Fabry-Perot cavities *The VIII International Symposium MPLP-2018.*//Modern problems of laser physics. – 2018. – С. 147-148.
7. Kolachevsky N., Golovisin A., Kalganova E., Tregubov D., Khabarova K., Sukachev D., Sorokin Precision spectroscopy of Thulium in optical lattice *The VIII International Symposium MPLP-2018.* //Modern problems of laser physics. – 2018. – С. 16-17.
8. Крючков, Д. С., Жаднов, Н. О., Кудеяров, К. С., Семериков, И. А., Хабарова, К. Ю., Колачевский, Н. Н. Технологические аспекты создания субгерцовых лазерных систем на основе ультрастабильных интерферометров Фабри-Перо //XXV Международная научно-техническая конференция и школа по фотоэлектронике и приборам ночного видения. – 2018. – С. 329-330.
9. Трегубов, Д. О., Головизин, А. А., Калганова, Е. С., Хабарова, К. Ю., Сорокин, В. Н., Колачевский, Н. Н. "Магическая" длина волны 813.3 нм для тулиевого оптического стандарта частоты *Материалы IX Международного симпозиума.* //Метрология времени и пространства. – 2018. – С. 166-167.
10. Бушмакин, В. С., Головизин, А. А., Трегубов, Д. О., Калганова, Е. С., Хабарова, К. Ю., Сорокин, В. Н., Колачевский, Н. Н. Измерение абсолютной частоты лазера 1.14 мкм с использованием стабилизированной оптической фемтосекундной гребенки //Лазерные, плазменные исследования и технологии-ЛаПлаз-2018. – 2018. – С. 325-326.
11. Kolachevsky, N., Beyer, A., Maisenbacher, L., Matveev, A., Pohl, R., Khabarova, K., Grinin, A., Lamour, T., Haensch, T.W., Udem, T. . 2S-4S spectroscopy in hydrogen atom: The new value for the Rydberg constant and the proton charge radius //AIP Conference Proceedings. – AIP Publishing LLC, 2018. – Т. 1936. – №. 1. – С. 020015.
12. Головизин А. А., Калшанова, Е.С., Вишнякова, Г. А., Трегубов, Д.О., Сукачев, Д.Д., Колачевский, Н.Н., Хабарова, К.Ю., Сорокин, В.Н. Тулий: охлаждение и спектроскопия *Сборник научных трудов III Международной конференции*//Лазерные, плазменные исследования и технологии ЛаПлаз-2017. – 2017. – С. 277-277.
13. Kolachevsky, N., Khabarova, K., Semerikov, I., Zalivako, I., Borisenko, A. Progress in optical frequency standards: ultracold Thulium, ions, and passive resonators //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2017. – Т. 793. – №. 1. – С. 012013.

14. Berdasov, O. I., Strelkin, S. A., Gribov, A. Y., Galyshev, A. A., Khabarova, K. Y., Kolachevsky, N. N., Slyusarev, S. N. Laser cooling and trapping of strontium atoms *MPLP-2016. The VII International Symposium and Young Scientists School/Modern problems of laser physics MPLP-2016.* – 2016. – С. 124-124.
15. Стрелкин С. А., Галышев, А., Бердасов, О., Грибов, А., Сутырин, Д., Хабарова, К., Колачевский, Н., Слюсарев, С. Узкополосное охлаждение атомов Sr88 на переходе 1S0-3P1 //Научная сессия НИЯУ МИФИ-2015. – 2015. – С. 274а-274а.
16. Golovizin, A., Kalganova, E., Sukachev, D., Vishnyakova, G., Tregubov, D., Fedorov, S., Akimov, A., Kolachevsky, N., Khabarova, K., Sorokin, V. Detection of 1.14 mkm Magnetic Dipole Transition in Ultracold Thulium *12th International Workshop on Quantum Optics, IWQO 2015.*//EPJ Web of Conferences. – EDP Sciences, 2015. – Т. 103. – С. 06002.

Литература

- [1] TW Hansch and Schawlow AL. Cooling of gases with laser radiation. *Optical Communication*, 12:68, 1997.
- [2] DJ Wineland and H Dehmelt. Proposed $1014\delta\nu/\nu$ laser fluorescence spectroscopy on tl^+ mono-ion oscillator iii (side band cooling). *Bull. Am. Phys. Soc*, 20(4):637–637, 1975.
- [3] PN Lebedev. Investigations on the pressure forces of light. *Ann. Phys*, 6:433–458, 1901.
- [4] DJ Wineland, RE Drullinger, and FL Walls. Radiation-pressure cooling of bound resonant absorbers. *Phys. Rev. Lett.*, 40:1639, 1978.
- [5] Летохов ВС. Сужение доплеровской линии в стоячей световой волне. *Письма в ЖЭТФ*, 7:348, 1968.
- [6] VG Minogin. Deceleration and monochromatization of atomic beams by laser radiation pressure. *Opt. Commun.*, 34:265, 1980.
- [7] Летохов ВС Миногин ВГ Андреев СВ, Балыкин ВИ. Радиационное замедление и монохроматизация пучка атомов натрия до 1, 5 К во встречном лазерном луче. *Письма в ЖЭТФ*, 34:463, 1981.
- [8] VS Letokhov, VG Minogin, and BD Pavlik. Cooling and trapping of atoms and molecules by a resonant laser field. *Optics Communications*, 19(1):72–75, 1976.
- [9] Мишин ВИ Балыкин ВИ, Летохов ВС. Наблюдение охлаждения свободных атомов натрия в резонансном лазерном поле со сканируемой частотой. *Письма в ЖЭТФ*, 29:560, 1979.
- [10] VI Balykin. Cyclic interaction of na atoms with circularly polarized laser radiation. *Optical Communications*, 33(1):31, 1980.
- [11] WD Phillips and H Metcalf. Laser deceleration of an atomic beam. *Physical Review Letters*, 48(9):596, 1982.
- [12] SL Cornish, NR Claussen, JL Roberts, EA Cornell, and CE Wieman. Stable 85 rb bose-einstein condensates with widely tunable interactions. *Physical Review Letters*, 85(9):1795, 2000.

- [13] R Holzwarth, Th Udem, Th W Hänsch, JC Knight, WJ Wadsworth, and P St J Russell. Optical frequency synthesizer for precision spectroscopy. *Physical review letters*, 85(11):2264, 2000.
- [14] LO Hocker, A Javan, D Ramachandra Rao, L Frenkel, and T Sullivan. Absolute frequency measurement and spectroscopy of gas laser transitions in the far infrared. *Applied Physics Letters*, 10(5):147–149, 1967.
- [15] H Schnatz, B Lipphardt, J Helmcke, F Riehle, and G Zinner. First phase-coherent frequency measurement of visible radiation. *Physical Review Letters*, 76(1):18, 1996.
- [16] LIGO Scientific Collaboration et al. Advanced ligo. *Class Quantum Grav*, 32:074001, 2015.
- [17] K Hosaka, M Yasuda, H Inaba, T Kohno, Y Nakajima, A Onae, and F-L Hong. Development of an ultra-narrow-linewidth laser for interrogating the $1s_0$ - $3p_0$ clock transition in yb atoms. In *2009 IEEE International Frequency Control Symposium Joint with the 22nd European Frequency and Time forum*, pages 747–750. IEEE, 2009.
- [18] BJ Bloom, TL Nicholson, JR Williams, SL Campbell, M Bishof, X Zhang, W Zhang, SL Bromley, and J Ye. An optical lattice clock with accuracy and stability at the 10^{-18} level. *Nature*, 506(7486):71–75, 2014.
- [19] N Huntemann, C Sanner, B Lipphardt, Chr Tamm, and E Peik. Single-ion atomic clock with 3×10^{-18} systematic uncertainty. *Physical review letters*, 116(6):063001, 2016.
- [20] K Vahala, M Herrmann, S Knünz, V Batteiger, G Saathoff, TW Hänsch, and Th Udem. A phonon laser. *Nature Physics*, 5(9):682–686, 2009.
- [21] DJ Berkeland, EA Hinds, and MG Boshier. Precise optical measurement of lamb shifts in atomic hydrogen. *Physical review letters*, 75(13):2470, 1995.
- [22] R Pohl, A Antognini, F Nez, F D Amaro, F Biraben, JMR Cardoso, DS Covita, A Dax, Sh Dhawan, LMP Fernandes, et al. The size of the proton. *nature*, 466(7303):213–216, 2010.
- [23] AV Taichenachev, VI Yudin, CW Oates, CW Hoyt, ZW Barber, and L Hollberg. Magnetic field-induced spectroscopy of forbidden optical transitions with application to lattice-based optical atomic clocks. *Physical Review Letters*, 96(8):083001, 2006.
- [24] NN Kolachevsky. Laser cooling of rare-earth atoms and precision measurements. *Physics-Uspokhi*, 54(8):863, 2011.
- [25] <https://www.corning.com/media/worldwide/csm/documents/7f674d33bf65415991f66861245349d>
- [26] J Alnis, A Matveev, N Kolachevsky, Th Udem, and TW Hänsch. Subhertz linewidth diode lasers by stabilization to vibrationally and thermally compensated ultralow-expansion glass fabry-pérot cavities. *Physical Review A*, 77(5):053809, 2008.

- [27] К Ю Хабарова, С Н Слюсарев, С А Стрелкин, Г С Белотелов, А С Костин, В Г Пальчиков, and Н Н Колачевский. Лазерная система для вторичного охлаждения атомов стронция-87. *Квантовая электроника*, 42(11):1021–1026, 2012.
- [28] О И Бердасов, А Ю Грибов, Г С Белотелов, В Г Пальчиков, С А Стрелкин, К Ю Хабарова, Н Н Колачевский, and С Н Слюсарев. Ультростабильная лазерная система для спектроскопии часового перехода $1\text{ s } 0-3\text{ p } 0$ в атомах Sr. *Квантовая электроника*, 47(5):400–405, 2017.
- [29] TW Hansch and B Couillaud. Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity. *Optics communications*, 35(3):441–444, 1980.
- [30] RWP Drever, John L Hall, FV Kowalski, J_ Hough, GM Ford, AJ Munley, and H Ward. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Applied Physics B*, 31(2):97–105, 1983.
- [31] K Numata, A Kemery, and J Camp. Thermal-noise limit in the frequency stabilization of lasers with rigid cavities. *Physical review letters*, 93(25):250602, 2004.
- [32] PR Saulson. Thermal noise in mechanical experiments. *Physical Review D*, 42(8):2437, 1990.
- [33] Y Levin. Internal thermal noise in the ligo test masses: A direct approach. *Physical Review D*, 57(2):659, 1998.
- [34] S Häfner, S Falke, Ch Grebing, S Vogt, Th Legero, M Merimaa, and U Lisdat, Chand Sterr. 8×10^{-17} fractional laser frequency instability with a long room-temperature cavity. *Optics letters*, 40(9):2112–2115, 2015.
- [35] A Golovizin, V Bushmakin, S Fedorov, E Fedorova, D Tregubov, D Sukachev, K Khabarova, V Sorokin, and N Kolachevsky. Ultrastable laser system for spectroscopy of the $1.14\ \mu\text{ m}$ inner-shell clock transition in Tm and its absolute frequency measurement. *Journal of Russian Laser Research*, 40(6):540–546, 2019.
- [36] T Liu, YN Zhao, V Elman, A Stejskal, and LJ Wang. Characterization of the absolute frequency stability of an individual reference cavity. *Optics letters*, 34(2):190–192, 2009.
- [37] ANh Matveev, NN Kolachevsky, J Alnis, and ThW Hänsch. Spectral parameters of reference-cavity-stabilised lasers. *Quantum Electronics*, 38(4):391, 2008.
- [38] J Rutman. Characterization of phase and frequency instabilities in precision frequency sources: Fifteen years of progress. *Proceedings of the IEEE*, 66(9):1048–1075, 1978.
- [39] DW Allan. Statistics of atomic frequency standards. *Proceedings of the IEEE*, 54(2):221–230, 1966.

- [40] I Sesia and P Tavella. Estimating the allan variance in the presence of long periods of missing data and outliers. *Metrologia*, 45(6):S134, 2008.
- [41] KS Kudeyarov, GA Vishnyakova, K Yu Khabarova, and NN Kolachevsky. 2.8 km fiber link with phase noise compensation for transportable yb+ optical clock characterization. *Laser Physics*, 28(10):105103, 2018.
- [42] N Kolachevsky, J Alnis, ChG Parthey, A Matveev, R Landig, and TW Hänsch. Low phase noise diode laser oscillator for 1s–2s spectroscopy in atomic hydrogen. *Optics letters*, 36(21):4299–4301, 2011.
- [43] AL Schawlow and ChH Townes. Infrared and optical masers. *Physical Review*, 112(6):1940, 1958.
- [44] PAM Dirac. The quantum theory of the electron. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 117(778):610–624, 1928.
- [45] PAM Dirac. The quantum theory of the electron. part ii. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 118(779):351–361, 1928.
- [46] WE Lamb Jr and RC Retherford. Fine structure of the hydrogen atom by a microwave method. *Physical Review*, 72(3):241, 1947.
- [47] PJ Mohr and BN Taylor. Adjusting the values of the fundamental constants. *Physics Today*, 54(3):29–34, 2001.
- [48] E Reinhold, R Buning, U Hollenstein, A Ivanchik, P Petitjean, and W Ubachs. Indication of a cosmological variation of the proton-electron mass ratio based on laboratory measurement and reanalysis of h 2 spectra. *Physical Review Letters*, 96(15):151101, 2006.
- [49] ChG Parthey, A Matveev, J Alnis, B Bernhardt, A Beyer, R Holzwarth, A Maistrou, R Pohl, K Predehl, Th Udem, et al. Improved measurement of the hydrogen 1 s–2 s transition frequency. *Physical review letters*, 107(20):203001, 2011.
- [50] A Beyer. *The Rydberg Constant and Proton Size from Atomic Hydrogen*.
- [51] DJ Wineland and WM Itano. Laser cooling of atoms. *Physical Review A*, 20(4):1521, 1979.
- [52] W Demtröder. *Laser spectroscopy: basic concepts and instrumentation*. Springer Science & Business Media, 2013.
- [53] E-G Neumann. *Single-mode fibers: fundamentals*, volume 57. Springer, 2013.
- [54] AE Siegman. Lasers. *Mill Valley, CA*, 37(208):169, 1986.

- [55] F Low. Natural line shape. *Physical Review*, 88(1):53, 1952.
- [56] M Horbatsch and EA Hessels. Shifts from a distant neighboring resonance. *Physical Review A*, 82(5):052519, 2010.
- [57] Th Udem, L Maisenbacher, A Matveev, V Andreev, A Grinin, Al Beyer, N Kolachevsky, R Pohl, D C Yost, and ThW Hänsch. Quantum interference line shifts of broad dipole-allowed transitions. *Annalen der Physik*, 531(5):1900044, 2019.
- [58] UD Jentschura and PJ Mohr. Nonresonant effects in one-and two-photon transitions. *Canadian journal of physics*, 80(6):633–644, 2002.
- [59] Z Ficek and S Swain. *Quantum interference and coherence: theory and experiments*, volume 100. Springer Science & Business Media, 2005.
- [60] AA Buchheit and G Morigi. Master equation for high-precision spectroscopy. *Physical Review A*, 94(4):042111, 2016.
- [61] R Loudon. *The quantum theory of light*. OUP Oxford, 2000.
- [62] RC Brown, S Wu, JV Porto, CJ Sansonetti, CE Simien, SM Brewer, JN Tan, and JD Gillasp. Quantum interference and light polarization effects in unresolvable atomic lines: Application to a precise measurement of the 6, 7 li d 2 lines. *Physical Review A*, 87(3):032504, 2013.
- [63] II Sobel’Man. *Introduction to the Theory of Atomic Spectra: International Series of Monographs in Natural Philosophy*, volume 40. Elsevier, 2016.
- [64] RC Hilborn. Einstein coefficients, cross sections, f values, dipole moments, and all that. *American Journal of Physics*, 50(11):982–986, 1982.
- [65] HA Bethe and EE Salpeter. *Quantum mechanics of one-and two-electron atoms*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [66] A Messiah. *Quantum mechanics*, volume 2. Elsevier, 1981.
- [67] DC Yost, A Matveev, E Peters, A Beyer, TW Hänsch, and Th Udem. Quantum interference in two-photon frequency-comb spectroscopy. *Physical Review A*, 90(1):012512, 2014.
- [68] A Beyer, L Maisenbacher, A Matveev, R Pohl, K Khabarova, A Grinin, T Lamour, DC Yost, ThW Hänsch, N Kolachevsky, and Th Udem. The rydberg constant and proton size from atomic hydrogen. *Science*, 358(6359):79–85, 2017.
- [69] S Schippers. Analytical expression for the convolution of a fano line profile with a gaussian. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 219:33–36, 2018.

- [70] W Gautschi. Efficient computation of the complex error function. *SIAM Journal on Numerical Analysis*, 7(1):187–198, 1970.
- [71] CJ Sansonetti, CE Simien, JD Gillaspay, JN Tan, SM Brewer, RC Brown, S Wu, and JV Porto. Absolute transition frequencies and quantum interference in a frequency comb based measurement of the li 6, 7 d lines. *Physical review letters*, 107(2):023001, 2011.
- [72] A Matveev, ChG Parthey, K Predehl, J Alnis, A Beyer, R Holzwarth, Th Udem, T Wilken, N Kolachevsky, M Abgrall, et al. Precision measurement of the hydrogen 1 s- 2 s frequency via a 920-km fiber link. *Physical Review Letters*, 110(23):230801, 2013.
- [73] PJ Mohr, DB Newell, and BN Taylor. CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 2014. *Reviews of Modern Physics*, 88:035009, 2016.
- [74] A Antognini, F Nez, K Schuhmann, FD Amaro, F Biraben, JMR Cardoso, DS Covita, A Dax, S Dhawan, M Diepold, et al. Proton structure from the measurement of 2s-2p transition frequencies of muonic hydrogen. *Science*, 339(6118):417–420, 2013.
- [75] R Pohl, R Gilman, GA Miller, and K Pachucki. Muonic hydrogen and the proton radius puzzle. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 63:175–204, 2013.
- [76] J Bernauer and R Pohl. The proton: a size problem; le proton, un probleme de taille. 2014.
- [77] CE Carlson. The proton radius puzzle. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 82:59–77, 2015.
- [78] JC Bernauer, P Achenbach, C Ayerbe Gayoso, R Böhm, D Bosnar, L Debenjak, MO Distler, L Doria, A Esser, H Fonvielle, et al. High-precision determination of the electric and magnetic form factors of the proton. *Physical Review Letters*, 105(24):242001, 2010.
- [79] X Zhan, K Allada, DS Armstrong, J Arrington, W Bertozzi, W Boeglin, J-P Chen, K Chirapatpimol, S Choi, E Chudakov, et al. High-precision measurement of the proton elastic form factor ratio $\mu_{\text{pe}}/\mu_{\text{m}}$ at low q^2 . *Physics Letters B*, 705(1-2):59–64, 2011.
- [80] J Arrington and I Sick. Evaluation of the proton charge radius from electron–proton scattering. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 44(3):031204, 2015.
- [81] R Pohl, F Nez, Th Udem, A Antognini, A Beyer, He Fleurbaey, A Grinin, ThW Hänsch, L Julien, F Kottmann, et al. Deuteron charge radius and rydberg constant from spectroscopy data in atomic deuterium. *Metrologia*, 54(2):L1, 2017.
- [82] A Beyer, L Maisenbacher, K Khabarova, A Matveev, R Pohl, Th Udem, ThW Hänsch, and N Kolachevsky. Precision spectroscopy of 2s–np transitions in atomic hydrogen for a new determination of the rydberg constant and the proton charge radius. *Physica Scripta*, 2015(T165):014030, 2015.

- [83] M Horbatsch and EA Hessels. Tabulation of the bound-state energies of atomic hydrogen. *Physical Review A*, 93(2):022513, 2016.
- [84] R Pohl, F Nez, LMP Fernandes, FD Amaro, F Biraben, JMR Cardoso, DS Covita, A Dax, S Dhawan, M Diepold, et al. Laser spectroscopy of muonic deuterium. *Science*, 353(6300):669–673, 2016.
- [85] N Bezginov, T Valdez, M Horbatsch, A Marsman, AC Vutha, and EA Hessels. A measurement of the atomic hydrogen lamb shift and the proton charge radius. *Science*, 365(6457):1007–1012, 2019.
- [86] C Salomon, J Dalibard, A Aspect, H Metcalf, and C Cohen-Tannoudji. Channeling atoms in a laser standing wave. *Physical review letters*, 59(15):1659, 1987.
- [87] F Minardi, M Artoni, P Cancio, M Inguscio, G Giusfredi, and I Carusotto. Frequency shift in saturation spectroscopy induced by mechanical effects of light. *Physical Review A*, 60(5):4164, 1999.
- [88] C Cohen-Tannoudji. Frontiers in laser spectroscopy. In *Proc. 27th Les Houches Summer School*, page 3. North-Holland Amsterdam, 1977.
- [89] J Dalibard, Y Castin, and K Mølmer. Wave-function approach to dissipative processes in quantum optics. *Physical review letters*, 68(5):580, 1992.
- [90] AW Ali and HR Griem. Theory of resonance broadening of spectral lines by atom-atom impacts. *Physical Review*, 140(4A):A1044, 1965.
- [91] N Kolachevsky, A Matveev, J Alnis, ChG Parthey, SG Karshenboim, and TW Hänsch. Measurement of the 2 s hyperfine interval in atomic hydrogen. *Physical review letters*, 102(21):213002, 2009.
- [92] NIST. База данных nist, 2018.
- [93] GK Campbell, AD Ludlow, S Blatt, JW Thomsen, MJ Martin, MHG De Miranda, T Zelevinsky, MM Boyd, J Ye, SA Diddams, et al. The absolute frequency of the 87sr optical clock transition. *Metrologia*, 45(5):539, 2008.
- [94] AD Ludlow, MM Boyd, T Zelevinsky, SM Foreman, S Blatt, M Notcutt, T Ido, and J Ye. Systematic study of the sr 87 clock transition in an optical lattice. *Physical Review Letters*, 96(3):033003, 2006.
- [95] M Takamoto, F-L Hong, R Higashi, and H Katori. An optical lattice clock. *Nature*, 435(7040):321–324, 2005.

- [96] TL Nicholson, SL Campbell, RB Hutson, GE Marti, BJ Bloom, RL McNally, Wei Zhang, MD Barrett, MS Safronova, GF Strouse, et al. Systematic evaluation of an atomic clock at 2×10^{-18} total uncertainty. *Nature communications*, 6(1):1–8, 2015.
- [97] RH Dicke. The effect of collisions upon the doppler width of spectral lines. *Physical Review*, 89(2):472, 1953.
- [98] H Katori. Spectroscopy of strontium atoms in the lamb-dicke confinement. In *Frequency Standards and Metrology*, pages 323–330. World Scientific, 2002.
- [99] H Katori, M Takamoto, VG Pal’Chikov, and VD Ovsiannikov. Ultrastable optical clock with neutral atoms in an engineered light shift trap. *Physical Review Letters*, 91(17):173005, 2003.
- [100] A Bruschi, R Le Targat, X Baillard, M Fouché, and P Lemonde. Hyperpolarizability effects in a sr optical lattice clock. *Physical Review Letters*, 96(10):103003, 2006.
- [101] MM Boyd, AD Ludlow, S Blatt, SM Foreman, T Ido, T Zelevinsky, and J Ye. Sr 87 lattice clock with inaccuracy below 10^{-15} . *Physical Review Letters*, 98(8):083002, 2007.
- [102] AD Ludlow, T Zelevinsky, GK Campbell, S Blatt, MM Boyd, MHG de Miranda, MJ Martin, JW Thomsen, SM Foreman, J Ye, et al. Sr lattice clock at 1×10^{-16} fractional uncertainty by remote optical evaluation with a ca clock. *Science*, 319(5871):1805–1808, 2008.
- [103] M Takamoto, H Katori, SI Marmo, VD Ovsiannikov, and VG Pal’chikov. Prospects for optical clocks with a blue-detuned lattice. *Physical review letters*, 102(6):063002, 2009.
- [104] AD Ludlow. The strontium optical lattice clock: Optical spectroscopy with sub-hertz accuracy ph. d. theses. 2008.
- [105] DD Sukachev, E Kalganova, AV Sokolov, SA Fedorov, GA Vishnyakova, AV Akimov, NN Kolachevsky, and VN Sorokin. Secondary laser cooling and capturing of thulium atoms in traps. *Quantum Electronics*, 44(6):515, 2014.
- [106] СН Слюсарев, АС Костин, ВН Барышев, КЛ Хабарова, ВГ Пальчиков, and СН Стрелкин. Высокостабильный оптический стандарт частоты на холодных атомах стронция-87. *Мир измерений*, (4):26–29, 2012.
- [107] H Katori, T Ido, Y Isoya, and M Kuwata-Gonokami. Magneto-optical trapping and cooling of strontium atoms down to the photon recoil temperature. *Physical Review Letters*, 82(6):1116, 1999.
- [108] N Poli, RE Drullinger, G Ferrari, J Léonard, F Sorrentino, and GM Tino. Cooling and trapping of ultracold strontium isotopic mixtures. *Physical Review A*, 71(6):061403, 2005.

- [109] ThH Loftus, T Ido, D Ludlow, MM Boyd, and J Ye. Narrow line cooling: finite photon recoil dynamics. *Physical review letters*, 93(7):073003, 2004.
- [110] Y Li, T Ido, T Eichler, and H Katori. Narrow-line diode laser system for laser cooling of strontium atoms on the intercombination transition. *Applied Physics B*, 78(3-4):315–320, 2004.
- [111] AS Arnold and PJ Manson. Atomic density and temperature distributions in magneto-optical traps. *JOSA B*, 17(4):497–506, 2000.
- [112] TW Hänsch, IS Shahin, and AL Schawlow. Optical resolution of the lamb shift in atomic hydrogen by laser saturation spectroscopy. *Nature Physical Science*, 235(56):63–65, 1972.
- [113] АВ Акимов, ЕО Терещенко, СА Снигирев, АЮ Самокотин, АВ Соколов, and ВН Сорокин. Исследование расщепления Раби переходов $5p\ 3/2 \rightarrow 5d\ 5/2, 3/2$ атома 87 гб при каскадном возбуждении в магнитооптической ловушке. *Квантовая электроника*, 40(2):139–143, 2010.
- [114] T Mukaiyama, H Katori, T Ido, Y Li, and M Kuwata-Gonokami. Recoil-limited laser cooling of sr 87 atoms near the fermi temperature. *Physical review letters*, 90(11):113002, 2003.
- [115] ДД Сукачев, ЕС Калганова, АВ Соколов, А В Савченков, ГА Вишнякова, АВ Акимов, АА Головизин, НН Колачевский, and ВН Сорокин. Коллимация пучка атомов тулия с помощью двумерной оптической патоки. *Квантовая электроника*, 43(4):374–378, 2013.
- [116] Ф Риле. *Стандарты частоты. Принципы и приложения*. Litres, 2018.
- [117] JJ McClelland and JL Hanssen. Laser cooling without repumping: a magneto-optical trap for erbium atoms. *Physical review letters*, 96(14):143005, 2006.
- [118] M Lu, SH Youn, and L Lev. Trapping ultracold dysprosium: a highly magnetic gas for dipolar physics. *Physical review letters*, 104(6):063001, 2010.
- [119] J Miao, J Hostetter, G Stratis, and M Saffman. Magneto-optical trapping of holmium atoms. *Physical Review A*, 89(4):041401, 2014.
- [120] R Inoue, Y Miyazawa, and M Kozuma. Magneto-optical trapping of optically pumped metastable europium. *Physical Review A*, 97(6):061607, 2018.
- [121] D Sukachev, A Sokolov, K Chebakov, A Akimov, S Kanorsky, N Kolachevsky, and V Sorokin. Magneto-optical trap for thulium atoms. *Physical Review A*, 82(1):011405, 2010.
- [122] I Ushijima, M Takamoto, M Das, T Ohkubo, and H Katori. Cryogenic optical lattice clocks. *Nature Photonics*, 9(3):185–189, 2015.

- [123] B Seiferle, L von der Wense, PV Bilous, I Amersdorffer, Ch Lemell, Fn Libisch, S Stellmer, Th Schumm, ChE Düllmann, A Pálffy, et al. Energy of the 229 th nuclear clock transition. *Nature*, 573(7773):243–246, 2019.
- [124] EB Aleksandrov, VN Kotylev, KP Vasilevsky, and VN Kulyasov. 1.14- μ -m thulium line unbroaded by collisions. *Optica i spektroskopiya*, 54(1):3–4, 1983.
- [125] CI Hancox, SCh Doret, MT Hummon, L Luo, and JM Doyle. Magnetic trapping of rare-earth atoms at millikelvin temperatures. *Nature*, 431(7006):281–284, 2004.
- [126] N Kolachevsky, A Akimov, I Tolstikhina, K Chebakov, A Sokolov, P Rodionov, S Kanorski, and V Sorokin. Blue laser cooling transitions in tm i. *Applied Physics B*, 89(4):589–594, 2007.
- [127] ДД Сукачѳв. *Лазерное охлаждение атомов тулия*. PhD thesis, Физический институт им. ПН Лебедева Российской академии наук, 2013.
- [128] ГА Вишнякова. *Вторичное лазерное охлаждение атомов тулия*. PhD thesis, Физ. ин-т им. ПН Лебедева РАН, 2016.
- [129] SH Youn, M Lu, U Ray, and BL Lev. Dysprosium magneto-optical traps. *Physical Review A*, 82(4):043425, 2010.
- [130] M Lu, NQ Burdick, SH Youn, and BL Lev. Strongly dipolar bose-einstein condensate of dysprosium. *Physical review letters*, 107(19):190401, 2011.
- [131] Andrew J Berglund, James L Hanssen, and Jabez J McClelland. Narrow-line magneto-optical cooling and trapping of strongly magnetic atoms. *Physical review letters*, 100(11):113002, 2008.
- [132] A Frisch, K Aikawa, M Mark, A Rietzler, J Schindler, Erik Zupanič, R Grimm, and F Ferlaino. Narrow-line magneto-optical trap for erbium. *Physical Review A*, 85(5):051401, 2012.
- [133] T Maier, H Kadau, M Schmitt, A Griesmaier, and T Pfau. Narrow-line magneto-optical trap for dysprosium atoms. *Optics letters*, 39(11):3138–3141, 2014.
- [134] D Sukachev, A Sokolov, K Chebakov, A Akimov, N Kolachevsky, and V Sorokin. Sub-doppler laser cooling of thulium atoms in a magneto-optical trap. *JETP letters*, 92(10):703–706, 2010.
- [135] AJ Berglund, SA Lee, and JJ McClelland. Sub-doppler laser cooling and magnetic trapping of erbium. *Physical Review A*, 76(5):053418, 2007.
- [136] SH Youn, M Lu, and BL Lev. Anisotropic sub-doppler laser cooling in dysprosium magneto-optical traps. *Physical Review A*, 82(4):043403, 2010.

- [137] TV Shpakovsky, IV Zalivako, IA Semerikov, AA Golovizin, AS Borisenko, K Yu Khabarova, VN Sorokin, and NN Kolachevsky. A compact second-harmonic generator for tasks of precision spectroscopy within the range of 240–600 nm. *Journal of Russian Laser Research*, 37(5):440–447, 2016.
- [138] PD Lett, WD Phillips, SL Rolston, CE Tanner, RN Watts, and CI Westbrook. Optical molasses. *JOSA B*, 6(11):2084–2107, 1989.
- [139] J Dalibard and C Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models. *JOSA B*, 6(11):2023–2045, 1989.
- [140] D Dreon, LA Sidorenkov, Ch Bouazza, W Maineult, J Dalibard, and S Nascimbene. Optical cooling and trapping of highly magnetic atoms: the benefits of a spontaneous spin polarization. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 50(6):065005, 2017.
- [141] C Cohen-Tannoudji, J Dupont-Roc, and G Grynberg. Atom-photon interactions: basic processes and applications. *Atom-Photon Interactions: Basic Processes and Applications*, by Claude Cohen-Tannoudji, Jacques Dupont-Roc, Gilbert Grynberg, pp. 678. ISBN 0-471-29336-9. Wiley-VCH, March 1998., page 678, 1998.
- [142] K Kim, H-R Noh, H-J Ha, and W Jhe. Direct observation of the sub-doppler trap in a parametrically driven magneto-optical trap. *Physical Review A*, 69(3):033406, 2004.
- [143] DP Hansen, JR Mohr, and A Hemmerich. Magnetic trapping of metastable calcium atoms. *Physical Review A*, 67(2):021401, 2003.
- [144] ON Prudnikov, DV Brazhnikov, AV Taichenachev, VI Yudin, AE Bonert, MA Tropnikov, and AN Goncharov. New approaches in deep laser cooling of magnesium atoms for quantum metrology. *Laser Physics*, 26(9):095503, 2016.
- [145] ON Prudnikov, DV Brazhnikov, AV Taichenachev, VI Yudin, and AN Goncharov. Magneto-optical trap formed by elliptically polarised light waves for mg atoms. *Quantum Electronics*, 46(7):661, 2016.
- [146] ON Prudnikov, R Ya Il'enkov, AV Taichenachev, AM Tumaikin, and VI Yudin. Steady state of a low-density ensemble of atoms in a monochromatic field taking into account recoil effects. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 112(6):939–945, 2011.
- [147] SQ Shang, B Sheehy, P Van Der Straten, and H Metcalf. Velocity-selective magnetic-resonance laser cooling. *Physical review letters*, 65(3):317, 1990.
- [148] M Gajda and J Mostowski. Three-dimensional theory of the magneto-optical trap: Doppler cooling in the low-intensity limit. *Physical Review A*, 49(6):4864, 1994.

- [149] S-K Choi, SE Park, J Chen, and VG Minogin. Three-dimensional analysis of the magneto-optical trap for $(1+3)$ -level atoms. *Physical Review A*, 77(1):015405, 2008.
- [150] ON Prudnikov, AV Taichenachev, and VI Yudin. Three-dimensional theory of the magneto-optical trap. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 120(4):587–594, 2015.
- [151] J Ye, HJ Kimble, and H Katori. Quantum state engineering and precision metrology using state-insensitive light traps. *science*, 320(5884):1734–1738, 2008.
- [152] R-H Rinkleff and F Thorn. On the tensor polarizabilities in the $4f n 6s 2$ ground levels of the neutral rare-earth atoms. *Zeitschrift für Physik D Atoms, Molecules and Clusters*, 32(3):173–177, 1994.
- [153] R-H Rinkleff. Tensor polarizabilities of levels of the configurations $4f 13 6s6p$ and $4f 12 5d6s 2$ in thulium i. *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei*, 288(3):233–239, 1978.
- [154] X Chu, A Dalgarno, and GC Groenenboom. Dynamic polarizabilities of rare-earth-metal atoms and dispersion coefficients for their interaction with helium atoms. *Physical Review A*, 75(3):032723, 2007.
- [155] M Lepers, J-F Wyart, and O Dulieu. Anisotropic optical trapping of ultracold erbium atoms. *Physical Review A*, 89(2):022505, 2014.
- [156] MS Safronova, SG Porsev, and Charles W Clark. Ytterbium in quantum gases and atomic clocks: van der waals interactions and blackbody shifts. *Physical review letters*, 109(23):230802, 2012.
- [157] NL Mankov and VD Ovsiannikov. The use of a model potential for the calculation of dynamic polarizabilities, dispersion forces and the light shifts of atomic levels. *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*, 10(4):569, 1977.
- [158] AA Kamenski and VD Ovsiannikov. Electric-field-induced redistribution of radiation transition probabilities in atomic multiplet lines. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 39(9):2247, 2006.
- [159] X Chu and A Dalgarno. Linear response time-dependent density functional theory for van der waals coefficients. *The Journal of chemical physics*, 121(9):4083–4088, 2004.
- [160] DR Lide. *CRC handbook of chemistry and physics*, volume 85. CRC press, 2004.
- [161] A Kozlov, VA Dzuba, and VV Flambaum. Prospects of building optical atomic clocks using $er i$ or $er iii$. *Physical Review A*, 88(3):032509, 2013.
- [162] D Sukachev, S Fedorov, I Tolstikhina, D Tregubov, E Kalganova, G Vishnyakova, A Golovizin, N Kolachevsky, K Khabarova, and V Sorokin. Inner-shell magnetic dipole

- transition in tm atoms: A candidate for optical lattice clocks. *Physical Review A*, 94(2):022512, 2016.
- [163] RD Cowan. *The theory of atomic structure and spectra*. Number 3. Univ of California Press, 1981.
- [164] A Kramida, Y Ralchenko, J Reader, et al. Nist atomic spectra database (ver. 5.3), 2015.
- [165] JRP Angel and PGH Sandars. The hyperfine structure stark effect i. theory. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 305(1480):125–138, 1968.
- [166] ME Wickliffe and JE Lawler. Atomic transition probabilities for tm i and tm ii. *JOSA B*, 14(4):737–753, 1997.
- [167] HM Anderson, EA Den Hartog, and JE Lawler. Radiative lifetimes in tm i and tm ii. *JOSA B*, 13(11):2382–2391, 1996.
- [168] W C Martin, R Zalubas, and L Hagan. Atomic energy levels-the rare-earth elements. the spectra of lanthanum, cerium, praseodymium, neodymium, promethium, samarium, europium, gadolinium, terbium, dysprosium, holmium, erbium, thulium, ytterbium, and lutetium. Technical report, NATIONAL STANDARD REFERENCE DATA SYSTEM, 1978.
- [169] L Veseth and HP Kelly. Polarizabilities and photoionization cross sections of oh and hf. *Physical Review A*, 45(7):4621, 1992.
- [170] M F Gu. The flexible atomic code. *Canadian Journal of Physics*, 86(5):675–689, 2008.
- [171] SB Whitfield, K Caspary, R Wehlitz, and M Martins. Photoionization of atomic thulium in the region of the 5p excitations. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 41(1):015001, 2007.
- [172] VA Dzuba, A Kozlov, and VV Flambaum. Scalar static polarizabilities of lanthanides and actinides. *Physical Review A*, 89(4):042507, 2014.
- [173] A A Buchachenko, M M Szcześniak, and G Chałasiński. van der waals interactions and dipole polarizabilities of lanthanides: Tm (f 2)–he and yb (s 1)–he potentials. *The Journal of chemical physics*, 124(11):114301, 2006.
- [174] David M Bishop. Explicit nondivergent formulas for atomic and molecular dynamic hyperpolarizabilities. *The Journal of chemical physics*, 100(9):6535–6542, 1994.
- [175] S Snigirev, A Golovizin, D Tregubov, S Pyatchenkov, D Sukachev, A Akimov, V Sorokin, and N Kolachevsky. Measurement of the 5 d-level polarizability in laser-cooled rb atoms. *Physical Review A*, 89(1):012510, 2014.

- [176] Th. Middelmann, S. Falke, Ch. Lisdat, and U. Sterr. High accuracy correction of blackbody radiation shift in an optical lattice clock. *Physical review letters*, 109(26):263004, 2012.
- [177] G. A. Vishnyakova, A. A. Golovizin, E. S. Kalganova, V. N. Sorokin, D. D. Sukachev, D. O. Tregubov, K. Yu. Khabarova, and N. N. Kolachevsky. Ultracold lanthanides: from optical clock to a quantum simulator. *Physics-Uspеkhi*, 59(2):168, 2016.
- [178] S Friebel, Cosimo D’Andrea, J Walz, M Weitz, and TW Hänsch. Co 2-laser optical lattice with cold rubidium atoms. *Physical Review A*, 57(1):R20, 1998.
- [179] ЛД Ландау and ЕМ Лифшиц. Теоретическая физика. Том 7. Теория упругости. Москва, 1987.
- [180] Z W Barber, J E Stalnaker, N D Lemke, N Poli, CW Oates, TM Fortier, SA Diddams, L Hollberg, CW Hoyt, AV Taichenachev, et al. Optical lattice induced light shifts in an yb atomic clock. *Physical Review Letters*, 100(10):103002, 2008.
- [181] E S Kalganova, A A Golovizin, D O Shevnin, D O Tregubov, K Yu Khabarova, V N Sorokin, and N N Kolachevsky. Trapping of thulium atoms in a cavity-enhanced optical lattice near a magic wavelength of 814.5 nm. *Quantum Electronics*, 48(5):415, 2018.
- [182] R C Brown, N B Phillips, K Beloy, W F McGrew, M Schioppo, R J Fasano, G Milani, X Zhang, N Hinkley, H Leopardi, et al. Hyperpolarizability and operational magic wavelength in an optical lattice clock. *Physical Review Letters*, 119(25):253001, 2017.
- [183] A A Golovizin, E S Kalganova, D D Sukachev, G A Vishnyakova, D O Tregubov, K Yu Khabarova, V N Sorokin, and N N Kolachevsky. Methods for determining the polarisability of the fine structure levels in the ground state of the thulium atom. *Quantum Electronics*, 47(5):479, 2017.
- [184] A D Ludlow, M M Boyd, J Ye, E Peik, and P O Schmidt. Optical atomic clocks. *Reviews of Modern Physics*, 87(2):637, 2015.
- [185] R Tyumenev, M Favier, S Bilicki, E Bookjans, R Le Targat, J Lodewyck, D Nicolodi, Y Le Coq, M Abgrall, J Guéna, et al. Comparing a mercury optical lattice clock with microwave and optical frequency standards. *New Journal of Physics*, 18(11):113002, 2016.
- [186] K J Arnold, R Kaewuam, A Roy, T R Tan, and M D Barrett. Blackbody radiation shift assessment for a lutetium ion clock. *Nature communications*, 9(1):1–6, 2018.