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

На правах рукописи

Проворченко Даниил Игоревич

Охлаждение атомов тулия до основного колебательного состояния в оптической решётке и накачка на центральный магнитный подуровень с помощью перехода на длине волны 506.2 нм

Специальность 1.3.19 —
Лазерная физика

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Трегубов Дмитрий Олегович

Москва — 2025

Оглавление

Стр.

Введение 5

Глава 1. Тулиевые оптические часы и экспериментальная установка 12

1.1 Оптические часы 12

1.1.1 Тулиевые оптические часы 14

1.2 Существующий метод подготовки начальных состояний 18

1.3 Экспериментальная установка 23

1.3.1 Лазерное охлаждение в МОЛ 23

1.3.2 Оптическая решетка 26

1.3.3 Подготовка начальных состояний 27

1.3.4 Возбуждение часового перехода 29

1.3.5 Считывание 30

1.3.6 Выводы 30

Глава 2. Лазерное охлаждение в МОЛ 32

2.1 Доплеровское охлаждение 32

2.1.1 Понятие температуры 33

2.1.2 Магнито-оптические ловушки 35

2.2 Источник излучения на длине волны 506.2 нм 38

2.3 Спектроскопия перехода 40

2.4 МОЛ на длине волны 506.2 нм 42

2.4.1 Перезахват атомов в спектрально-уширенную МОЛ 42

2.4.2 Охлаждение в спектрально-узкой МОЛ 46

2.4.3 Измерение параметров облака 46

2.4.4 Оптимизация процесса охлаждения в МОЛ 49

2.5 Непересекающиеся ансамбли 51

2.6 Применимость 53

2.7 Основные результаты главы 2 55

Глава 3. Оптическая решетка и ее влияние на частоты переходов 56

3.1 Потенциал оптической решетки 56

3.2 Гамильтониан системы 59

Стр.

3.3 Поляризуемость возбужденного состояния охлаждающего перехода . . . 60
3.4 Подмешивание состояний . . . 65
3.4.1 Экспериментальная регистрация . . . 69
3.5 Применимость перехода на длине волны 506.2 нм для лазерного охлаждения в оптической решётке . . . 72
3.6 Основные результаты главы 3 . . . 73

Глава 4. Мультипольные сдвиги и методы подготовки атомов в начальном состоянии . . . 74
4.1 Режим Лэмба-Дике . . . 74
4.2 Потенциал оптической решетки . . . 77
4.3 Магическая длина волны . . . 81
4.4 Мультипольные сдвиги . . . 82
4.4.1 Компенсация мультипольных сдвигов . . . 83
4.4.2 Измерение мультипольных поляризуемостей . . . 86
4.5 Подготовка начальных состояний в других экспериментах . . . 88
4.5.1 Стронций . . . 88
4.5.2 Иттербий . . . 89
4.5.3 Другие системы . . . 91
4.5.4 Подготовка атомов на крайнем магнитном подуровне . . . 93
4.5.5 Подготовка атомов на центральном магнитном подуровне 94
4.5.6 Подготовка атомов в возбужденных колебательных состояниях . . . 95
4.6 Новый метод подготовки начальных состояний . . . 96

Глава 5. Лазерное охлаждение в оптической решетке . . . 97
5.1 Оптическая накачка . . . 98
5.2 Измерение температуры атомов . . . 102
5.3 Охлаждение на боковых колебательных частотах . . . 106
5.4 Перекачка на центральный магнитный подуровень . . . 110
5.5 Получение возбужденных колебательных состояний . . . 113
5.6 Основные результаты главы 5 . . . 116

Стр.

Заключение 117

Словарь терминов 120

Список литературы 121

Список рисунков 135

Список таблиц 142

Приложение А. Мультипольные сдвиги в приближении гармонического потенциала 143

Приложение Б. Оптическая решетка в приближении Борна-Оппенгеймера 147

Б.1 Приближение Борна-Оппенгеймера 147

Б.1.1 Сдвиги частоты 150

Б.1.2 Методы усреднения 151

Б.2 Измерение распределения атомов по колебательным подуровням 153

Приложение В. Центральная частота перехода 155

В.1 Измерение в МОЛ 155

В.2 Измерение в оптической решетке 157

Введение

Актуальность темы и степень её разработанности

Идея использования светового давления для управления движением атомов восходит к работам советского физика В.С. Летохова, предложившего в 1968 году захватывать атомы градиентной дипольной силой лазерного поля [1], а в 1977 году совместно с В.Г. Миногиным и Б.Д. Павликом разработавшего теорию доплеровского охлаждения [2]. Первые эксперименты по охлаждению и коллимации атомного пучка лазерным излучением были выполнены в ИСАНе В.И. Балыкиным в 1981 году [3]. Параллельно в 1975 году Хэнш и Шоулоу [4], а также Уайнленд и Демелт [5] независимо предложили схемы охлаждения нейтральных атомов и ионов, что дало импульс широкому развитию этого направления. Работы Чу, Коэн-Таннуджи и Филлипса по субдоплеровскому охлаждению и захвату атомов были отмечены Нобелевской премией по физике 1997 года. Сегодня лазерное охлаждение является базовым инструментом экспериментальной физики и широко применяется для получения холодных атомных ансамблей и одиночных ионов в ионных ловушках. Такие системы используются в большом числе различных экспериментов, таких как получение конденсатов Бозе-Эйнштейна и вырожденных Ферми-газов [6], тесты квантовой электродинамики [7], физика многих тел [8; 9]. Также такие ансамбли служат основой для большого числа различных устройств, таких как квантовые сенсоры [10—12], оптические часы [13], квантовые симуляторы [14] и вычислители [15; 16].

На текущий момент было продемонстрировано лазерное охлаждение атомов всех щелочных и щелочноземельных металлов, большего числа лантаноидов и некоторых других магнитных атомов [6]. Разрабатываются методики охлаждения переходных металлов [17] и элементов IV-группы таблицы Менделеева [18]. За последние десятилетия были достигнуты успехи в охлаждении молекул [19; 20]. Было продемонстрировано охлаждение более экзотических квантовых систем, таких как антиводород [21] и позитроний [22].

Одним из интересных лазерно-охлажденных химических элементов является тулий. На данный момент реализовано двустадийное охлаждение атомов тулия в магнито-оптической ловушке до температуры порядка 20 мкК [23]. Единственный стабильный изотоп атомов тулия – $^{169}\mathrm{Tm}$ является бозоном. Структура основного состояния атомов тулия $|[Xe]4f^{13}(^2F^{\mathrm{o}})6s^2, J = 7/2\rangle$ со-

держит один неспаренный электрон, вследствие чего имеет большой магнитный момент в основном состоянии ($\mu = 4\ \mu_B$). Это и характерное для лантаноидов большое количество резонансов Фешбаха [24], позволяющих контролировать межатомное взаимодействие, делают ансамбли нейтральных атомов тулия перспективной платформой для экспериментов с Бозе-Эйнштейновским конденсатом и разработки квантового симулятора [25]. Разработка такого устройства ведется в Российском квантовом центре.

Одной из актуальных задач в этом эксперименте является более глубокое начальное охлаждение атомов. Важным шагом для достижения квантового вырождения является испарительное охлаждение [26; 27], принцип работы которого основан на удалении наиболее горячих атомов из ансамбля. Этот метод позволяет достигать температур порядка нано- и даже пикокельвин, однако приводит к существенному уменьшению числа частиц в итоговых ансамблях, причем наибольшие потери атомов происходят на первых этапах этого процесса. Уменьшение начальной температуры ансамбля либо увеличение его начальной фазовой плотности, позволит достигать квантового вырождения ансамбля с гораздо большим числом частиц, что в перспективе увеличит спектр применений такого ансамбля.

Интерес к атомам тулия существует и в метрологии. Это обусловлено наличием магнитодипольного перехода на длине волны $\lambda = 1.14\,$мкм с естественной шириной линии $\gamma = 1.2\,$Гц, который связывает два уровня тонкой структуры основного состояния. Исследование этого перехода началось еще в 80-х годах прошлого века, когда было показано, что в парах буферных газов он практически не испытывает столкновительного уширения [28]. Разработка же оптических часов на основе ансамблей нейтральных атомов тулия ведется с 2008 года в ФИАНе [23; 29—32]. За это время было показано, что малы сдвиги частоты часового перехода, связанные с тепловым излучением окружения, а также со столкновениями атомов и статическим электрическим полем, а многие другие сдвиги частоты подавляются стандартными методами [33]. До недавнего времени, основным сдвигом частоты часового перехода в атомах тулия был сдвиг, вызываемый квадратичным эффектом Зеемана, для компенсации которого предложен метод “синтетической частоты” [34].

Следующим этапом разработки тулиевых оптических часов является характеризация сдвига частоты часового перехода, вызываемого оптической решеткой. В первом приближении, этот сдвиг вызывается электродипольной (E1)

поляризуемостью и подавляется при работе на так называемой “магической” длине волны оптической решетки – длине волны, на которой электродипольные поляризуемости основного и возбужденного состояний часового перехода оказываются равными [35; 36]. Однако при приближении к уровню неточностей порядка 10^{-17} необходимо учитывать влияние поляризуемостей старших порядков таких как электроквадрупольная и магнитодипольная поляризуемости, а также гиперполяризуемость. Более того, сдвиг, вызываемый ими, зависит не только от глубины оптической решетки и ее частоты, но и от движения атомов в оптической решетке [37—40].

Из-за этого актуальной задачей является охлаждение атомов в оптической решетке до основного колебательного состояния, что позволяет охарактеризовать этот сдвиг (т.е. измерить поляризуемости высоких порядков), и контролировать его с необходимой точностью. Также для точного измерения мультипольной поляризуемости требуется сравнение частот часового перехода в двух ансамблях атомов с различными параметрами движения [37]. Стандартным способом получения таких ансамблей является охлаждение ансамбля до основного колебательного состояния с последующим переносом населенности на возбужденное.

В нейтральных атомах тулия существует спектрально-узкий переход на длине волны 506.2 нм, который может быть использован для решения обеих поставленных выше задач. Естественная ширина линии этого перехода $\gamma = 7.8$ кГц позволяет осуществить лазерное охлаждение атомов в магнито-оптической ловушке до температуры менее 1 мкК, что позволит серьезно улучшить стартовую точку испарительного охлаждения в экспериментах с Бозе-Эйнштейновским конденсатом атомов тулия. Также такая ширина линии позволяет работать с этим переходом в режиме разрешенных боковых частот в оптической решетке, что позволяет охладить атомы тулия до основного колебательного состояния с использованием этого перехода и при необходимости реализовать один из методов подготовки атомов на возбужденных колебательных подуровнях в оптической решетке. Решению этих задач и посвящена данная диссертация.

Целью данной работы являлось охлаждение атомов тулия в магнито-оптической ловушке на переходе с длиной волны 506.2 нм до температуры ниже 1 мкК, а также подготовка атомов тулия в основном и первых возбужденных

колебательных состояниях оптической решетки на близкой к магической длине волны 1063.5 нм.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Захватить атомы тулия в магнито-оптическую ловушку на переходе с длиной волны 506.2 нм, и получить ансамбли атомов тулия с температурой менее 1 мкК.
2. Охарактеризовать влияние излучения оптической решетки на длине волны 1063.5 нм на частоты переходов между различными магнитными подуровнями основного и возбужденного состояния перехода с длиной волны 506.2 нм в атомах тулия.
3. Охладить ансамбль атомов тулия, захваченный в оптическую решетку на длине волны 1063.5 нм, до основного колебательного состояния оптической решетки.
4. Осуществить подготовку атомов тулия в начальных состояниях часовых переходов на колебательных подуровнях $n_z = 1$ и $n_z = 2$.

Научная новизна:

1. Впервые продемонстрирован захват атомов тулия в магнито-оптическую ловушку на спектрально-узком переходе с длиной волны 506.2 нм и их охлаждение до температур менее 1 мкК.
2. Измерены неизвестные ранее динамические скалярная и тензорная поляризуемости состояния $|4f^{13}(^2F^o_{7/2})6s6p(^3P^o_2), F = 5\rangle$ на длине волны 1063.5 нм.
3. Впервые получены ансамбли атомов тулия, охлажденные до основного колебательного состояния в оптической решетке.
4. Впервые получены ансамбли атомов тулия в возбужденных колебательных состояниях оптической решетки с $n_z = 1$ и $n_z = 2$ с качеством подготовки каждого состояния лучше, чем 90%.

Практическая значимость:

Разработанный в диссертации метод подготовки атомов тулия в начальных состояниях часовых переходов позволит измерить поляризуемости часового перехода высоких порядков с точностью, достаточной для достижения относительной неточности разрабатываемого репера частоты на уровне 5×10^{-18}, что сравнимо с существующими транспортируемыми оптическими часами. Разработанные методы охлаждения атомов тулия в магнито-оптической ловушке на

спектрально-узком переходе позволят на порядок улучшить стартовую точку испарительного охлаждения в экспериментах с Бозе-Эйнштейновским конденсатом и квантовыми симуляторами как по температуре, так и по фазовой плотности.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. При охлаждении атомов тулия в магнито-оптической ловушке на переходе $|4f^{13}(^2F^{\rm o}_{7/2})6s^2, F=4\rangle \rightarrow |4f^{13}(^2F^{\rm o}_{7/2})6s6p(^3P^{\rm o}_2), F=5\rangle$ с длиной волны $\lambda = 506.2$ нм достижимы температуры облака атомов $T = 400\,$нК, близкие к пределу отдачи используемого перехода ($T_{rec} = 220\,$нК), а также фазовая плотность PSD $\approx 3.5\times10^{-4}$ при числе атомов в МОЛ порядка $N \approx 2\times10^6$ и температуре $T \approx 1\,$мкК.
2. Динамические скалярная и тензорная поляризуемости на длине волны $\lambda = 1063.5\,$нм состояния $|4f^{13}(^2F^{\rm o}_{7/2})6s6p(^3P^{\rm o}_2), F=5\rangle$ равны $\alpha_s = 190(30)$ ат.ед. и $\alpha_t = 47(7)$ ат.ед.
3. Охлаждение атомов тулия, захваченных в оптическую решетку на длине волны $\lambda_{lat} = 1063.5\,$нм на боковых колебательных частотах перехода $|4f^{13}(^2F^{\rm o}_{7/2})6s^2, F=4, m_F=-4\rangle \rightarrow |4f^{13}(^2F^{\rm o}_{7/2})6s6p(^3P^{\rm o}_2), F=5, m_F=-5\rangle$ с длиной волны $\lambda = 506.2$ нм позволяет достичь среднего колебательного числа $\bar{n}_z \approx 0.01(1)$ при числе частиц $N \approx 10^4$.
4. Возбуждение "синих" боковых частот часового перехода в атомах тулия $|4f^{13}(^2F^{\rm o}_{7/2})6s^2, F=4, m_F=0\rangle \rightarrow |4f^{13}(^2F^{\rm o}_{5/2})6s^2, F=3, m_F=0\rangle$ позволяет осуществить перенос населенности с основного колебательного состояния на колебательные подуровни $n_z = 1$, $n_z = 2$ с эффективностью 40 % и 24 %, и чистотой конечного состояния $\eta_{n_z=1} = 96(2)\%, \eta_{n_z=2} = 98(3)\%$ соответственно.

Достоверность полученных результатов подтверждается повторяемостью экспериментальных данных, использованием сертифицированного оборудования, а также тем, что полученные результаты находятся в качественном согласии с построенными численными моделями. Результаты, полученные в данной работе, находятся на уровне с аналогичными работами, проведенными другими группами с различными химическими элементами.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались автором лично на 4 международных и российских конференциях в следующих докладах:

1. D. Provorchenko, A. Golovizin, D Tregubov, D Mishin and N Kolachevsky – “Towards third-stage cooling of thulium atoms with a narrow transition at 506.2 nm” – 30th ANNUAL INTERNATIONAL LASER PHYSICS WORKSHOP – July 18–22, 2022, Lyon, France
2. Д.И. Проворченко, Д.А. Мишин, М.О. Яушев, Д.О. Трегубов, А.А. Головизин, Н.Н. Колачевский – “Лазерное охлаждение атомов тулия на спектрально узком переходе на длине волны 506.2 нм” – “Физика ультрахолодных атомов” - 19–21 декабря, 2022 г. - Новосибирск, Россия
3. D.I. Provorchenko, D.A. Mishin, M.O Yaushev, T.D. Ruzaikin, D.O. Tregubov, A.A. Golovizin, and N.N. Kolachevskiy - “Narrow-Line Cooling and Initial State Preparation of Thulium Atoms Using the Transition at 506 nm” – 31st ANNUAL INTERNATIONAL LASER PHYSICS WORKSHOP – July 3–7, 2023 – Lyon, France
4. Д.И. Проворченко, Д.А. Мишин, Д.О. Трегубов, А.А. Головизин, Н.Н. Колачевский – “Подготовка атомов тулия в начальных состояниях часовых переходов в основном колебательном состоянии оптической решетки с использованием перехода на длине волны 506.2 нм” – Ла-Плаз-2024, 26-29 марта 2024 г. – МИФИ, Москва, Россия

Личный вклад. Все изложенные результаты получены автором лично, либо при его непосредственном участии. Была собрана и настроена лазерная система для получения спектрально-узкого излучения на длине волны 506.2 нм в области захвата атомов и проведена спектроскопия исследуемого перехода с измерением сверхтонкого расщепления основного и возбужденного состояний. Лично автором были проведены эксперименты по захвату атомов тулия в магнито-оптическую ловушку на исследуемом переходе, и по охлаждению захваченного ансамбля атомов до температур менее 1 мкК. При исследовании влияния излучения оптической решетки на частоты различных компонент исследуемого перехода, автором был обнаружен и численно охарактеризован эффект конкуренции магнитного и электрического полей за ось квантования, а также измерены компоненты динамической поляризуемости возбужденного состояния охлаждающего перехода. На основе этих данных автор предложил и реализовал методы охлаждения атомов тулия до основного колебательного состояния в оптической решетке и последующего переноса населенности в начальные состояния часового перехода. В экспериментах по получению атомов тулия в возбужденных колебательных состояниях автор лично собрал необходи-

мые радиочастотную и оптическую систему для возбуждения π-импульсов на синих боковых колебательных частотах часового перехода, и затем принимал активное участие в сборе и обработке экспериментальных данных.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 5 рецензируемых научных изданиях индексируемых Web of Science и Scopus.

1. **Проворченко, Д. И.**, Трегубов, Д. О., Мишин, Д. А., Головизин, А. А., Федорова, Е. С., Хабарова, К. Ю., Сорокин В.Н., Колачевский, Н. Н. / Исследование перехода на длине волны 506 нм, предназначенного для глубокого охлаждения атомов тулия //Квантовая электроника. – 2021. – Т. 51. – №. 6. – С. 479-483.
2. Мишин, Д. А., **Проворченко, Д. И.**, Трегубов, Д. О., Головизин, А. А., Хабарова, К. Ю., Сорокин, В. Н., Колачевский, Н. Н. / Влияние поля оптической решетки на характеристики часового перехода в атомах тулия //Квантовая электроника. – 2022. – Т. 52. – №. 6. – С. 505-512.
3. **Provorchenko, D.**, Tregubov, D., Mishin, D., Yaushev, M., Kryuchkov, D., Sorokin, V., Khabarova, K., Golovizin, A., Kolachevsky, N. / Deep Laser Cooling of Thulium Atoms to Sub-μK Temperatures in Magneto-Optical Trap //Atoms. – 2023. – Т. 11. – №. 2. – С. 30.
4. **Проворченко, Д. И.**, Трегубов, Д. О., Головизин, А. А., Колачевский, Н. Н. / Лазерное охлаждение атомов тулия до основного колебательного состояния в оптической решетке //Успехи физических наук. – 2024. – Т. 194. – №. 11. – С. 1185-1195.
5. Бабичев, К. О., **Проворченко, Д. И.**, Мишин, Д. А., Трегубов, Д. О., Головизин, А. А., Колачевский, Н. Н. / Подготовка ансамбля атомов тулия на различных колебательных подуровнях в оптической решетке //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2025. – Т. 121. – №. 9. – С. 717-724.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения и 3 приложений. Полный объём диссертации составляет 159 страниц, включая 40 рисунков и 7 таблиц. Список литературы содержит 145 наименований.

Глава 1. Тулиевые оптические часы и экспериментальная установка

В этой главе описываются тулиевые оптические часы и место, которое они занимают среди оптических часов на других платформах. Рассказывается о текущей стадии разработки тулиевых оптических часов и формулируется задача, решению которой посвящена данная работа. Приводится описание методов, используемых в тулиевых оптических часах, а также экспериментальной установки, на которой были выполнены представленные в диссертации эксперименты.

1.1 Оптические часы

Разработка оптических часов ведется на основе большого количества разнообразных платформ. Наибольших успехов добились группы, разрабатывающие часы на основе атомов стронция ^{87}Sr [41] и иттербия ^{171}Yb [42], а также на основе ионов стронция $^{88}Sr^{+}$ [43], иттербия $^{171}Yb^{+}$ [44], алюминия $^{27}Al^{+}$ [45] и кальция $^{40}Ca^{+}$ [46; 47]. Так, лучшие на данный момент оптические часы достигли уровня относительной неточности определения отношений или разностей частот на уровне 10^{-18} и лучше [45; 48], при временах усреднения порядка нескольких часов для достижения таких характеристик. Все это делает возможным применение подобных устройств для решения широкого круга фундаментальных и прикладных задач.

Для многих приложений, таких как спутниковая навигация и релятивистская геодезия, необходимо выполнение оптических часов в транспортируемом варианте [49—51]. Разработка таких устройств ведется по всему миру [52—56], однако, встречает ряд сложностей. Так, для часовых переходов в нейтральных атомах иттербия и стронция основным источником неопределенности служат сдвиги частоты, вызываемые тепловым излучением окружения. Для часового перехода в атомах стронция при комнатной температуре установки ($T = 300\,\mathrm{K}$), величина этого сдвига составляет $-2\,\mathrm{Гц}$, что соответствует сдвигу в относительных единицах 5.5×10^{-15} от частоты перехода [57]. Для решения этой проблемы, в оптических часах, на основе таких переходов, применяют охла-

ждение вакуумной камеры до криогенных температур, что серьезно усложняет экспериментальную установку. Часовые переходы, использующиеся в оптических часах на одиночных ионах зачастую характеризуются гораздо меньшими сдвигами частоты, возникающими из-за взаимодействия с окружением. Однако такие устройства характеризуются гораздо большим квантовым проекционным шумом из-за опроса одной частицы, а не целого ансамбля, как в нейтральных атомах. Все это приводит к поиску альтернативных часовых переходов, которые могли бы совмещать достоинства обоих типов платформ.

Так, например, перспективными считаются системы на основе многозарядных ионов [58]. Электроны в таких системах находятся в гораздо более сильном электрическом поле ядра, и на меньшем от него расстоянии, что теоретически резко снижает чувствительность подобных систем к внешним возмущениям. Экспериментально продемонстрированы оптические часы на основе Ar^{13+} [59], однако их характеристики все еще далеки от передовых стандартов. Кроме того, существуют проекты оптических часов, на основе не одиночного иона, а кулоновских кристаллов многозарядных ионов, что позволяет преодолеть проблемы ионных устройств со стабильностью [60; 61].

Отдельно стоит отметить концепт оптических часов на основе внутриядерного перехода в тории [62]. В ядрах тория ^{229}Th существует низколежащее метастабильное состояние с энергией порядка 8.35 eV (~ 148 нм), но до недавнего времени попытки зарегистрировать переход на это состояние оканчивались неудачей. Однако недавно, сразу две группы независимо опубликовали работы, в которых демонстрировалось прямое лазерное возбуждение этого перехода [63; 64], причем не только в ионных ловушках, но и в твердотельных образцах. Частота этого перехода была измерена с помощью сравнения со стронциевыми оптическими часами [65]. На данный момент активно ведутся работы по разработке оптических часов на основе этого перехода, однако проблемы возникают как с конструкцией источников излучения, так и с получением достаточно качественных образцов. В случае, если создать такое устройство удастся, это однозначно будет следующим поколением стандартов частоты.

Также перспективными платформами, являются внутриоболочечные переходы в лантаноидах, таких как часовой переход в эрбии [66], альтернативный часовой переход в иттербии [67], а также магнито-дипольный переход в атомах тулия. Исследованием последнего и занимается наша лаборатория.

1.1.1 Тулиевые оптические часы

У лантаноидов (элементы с 57 по 71) заполняется $4f$ оболочка, которая находится глубоко внутри уже заполненных оболочек ($5s^2$, $5p^6$ и $6s^2$). Из-за этого, переходы при которых меняется только состояние $4f$-оболочки, как правило, экранированы от влияния теплового излучения окружающей среды, что делает внутриоболочечные переходы лантаноидов привлекательными для оптических часов [33; 66; 67].

Тулий – 69-й элемент таблицы Менделеева, электронная конфигурация его основного состояния $|[Xe]4f^{13}6s^2\rangle$, т.е. во внутренней $4f$-оболочке имеется одна вакансия. Основное состояние атома тулия $|[Xe]4f^{13}(^2F^o)6s^2\rangle$ расщеплено на две компоненты тонкой структуры: нижнюю с $J = 7/2$ и верхнюю с $J = 5/2$. Эти состояния связаны магнитодипольным переходом на длине волны $\lambda = 1.14\,$мкм с естественной шириной линии $\gamma = 1.2\,$Гц. В дальнейшем будем называть этот переход часовым.

Так как полная запись электронных конфигураций громоздка (например, $|[Xe]4f^{13}(^2F^o)6s^2, J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |[Xe]4f^{13}(^2F^o)6s^2, J = 5/2, F = 3\rangle$), будем обозначать основное состояние $|[Xe]4f^{13}(^2F^o)6s^2, J = 7/2\rangle$ как $|g\rangle$, а возбужденное состояние часового перехода $|[Xe]4f^{13}(^2F^o)6s^2, J = 5/2\rangle$ как $|c\rangle$, при необходимости указывая полный момент атома и/или его проекцию на ось квантования (например, $|g, F = 4\rangle$ или $|c, F = 3, m_F = 0\rangle$). Другие переходы, используемые в данной работе также получат подобные обозначения далее.

Тот факт, что часовой переход в атомах тулия изменяет состояние $4f$ оболочки, которая лежит глубоко внутри других заполненных оболочек объясняет малую чувствительность этого перехода к большому числу внешних воздействий. Из-за этого малы сдвиги частоты часового перехода, связанные с тепловым излучением окружения, а также со столкновениями атомов и статическим электрическим полем [33]. Многие другие сдвиги частоты подавляются стандартными методами: сдвиг, вызываемый линейным эффектом Зеемана подавляется с помощью опроса перехода между центральными магнитными подуровнями (подуровнями с нулевой проекцией полного момента на ось квантования $m_F = 0$), а сдвиги связанные с эффектом Доплера и импульсом отдачи фотона подавлены из-за опроса часового перехода в оптической решетке, что обеспечивает режим Лэмба-Дике. До недавнего времени, основным сдвигом ча-

стоты часового перехода в атомах тулия был сдвиг, вызываемый квадратичным эффектом Зеемана. Для его компенсации был предложен метод “синтетической частоты”.

Синтетическая частота

Подавление сдвигов частоты, связанных с квадратичным эффектом Зеемана и тензорной поляризуемостью с помощью формирования т.н. “синтетической частоты” подробно описано в работе [34]. Здесь кратко опишем идею этого метода. Для того чтобы найти поправки к энергии уровней, возникающие из-за взаимодействия атома с магнитным полем, необходимо найти собственные значения гамильтониана $\hat{H} = \hat{H}_{hfs} + \hat{H}_B$, где $\hat{H}_{hfs}$ описывает взаимодействие спина ядра с электронной оболочкой, а $\hat{H}_B = -g_I \mu_N \frac{\boldsymbol{IB}}{\hbar} - g_J \mu_B \frac{\boldsymbol{JB}}{\hbar}$ – взаимодействие с магнитным полем ядерного спина и электронной оболочки соответственно.

Ядерный спин единственного стабильного изотопа атома тулия ^{169}Tm $I = 1/2$, из-за чего каждый уровень энергии имеет дублетную сверхтонкую структуру. Гамильтониан, описывающий сверхтонкое расщепление в этом случае содержит только дипольный член и записывается как $\hat{H}_{hfs} = A_{hfs} \frac{\boldsymbol{IJ}}{\hbar^2}$, где A_{hfs} – постоянная сверхтонкой структуры. Диагонализация такого Гамильтониана производится точно, и решение, описывающее сдвиги энергии уровней известно как формула Брейта-Раби [68]. Приведем ее в форме для $I = 1/2$ и центрального магнитного подуровня $m_F = 0$, что соответствует состояниям часового перехода в атомах тулия:

$$\begin{gathered} E(F = J \pm 1/2, B) = -\frac{E_{hf}}{2(2J+1)} \pm \frac{E_{hf}}{2}\sqrt{1+x^2} \\ x = \frac{g_j \mu_B - g_I \mu_N}{E_{hfs}} B \end{gathered} \tag{1.1}$$

Здесь $E_{hf} = 1/2 A_{hfs}(2J+1) = h\Delta\nu_{hf}$ - сверхтонкое расщепление рассматриваемого уровня ($\Delta\nu_{hf}^{\text{ground}} = -1497$ МГц, $\Delta\nu_{hf}^{\text{clock}} = -2115$ МГц), μ_B и μ_N - магнетон Бора и ядерный магнетон, g_j и g_I - соответствующие факторы Ланде. Знак “+” соответствует сверхтонким компонентам с полным моментом $F = J + 1/2$, знак “−” - соответственно компонентам с $F = J - 1/2$. Энергии

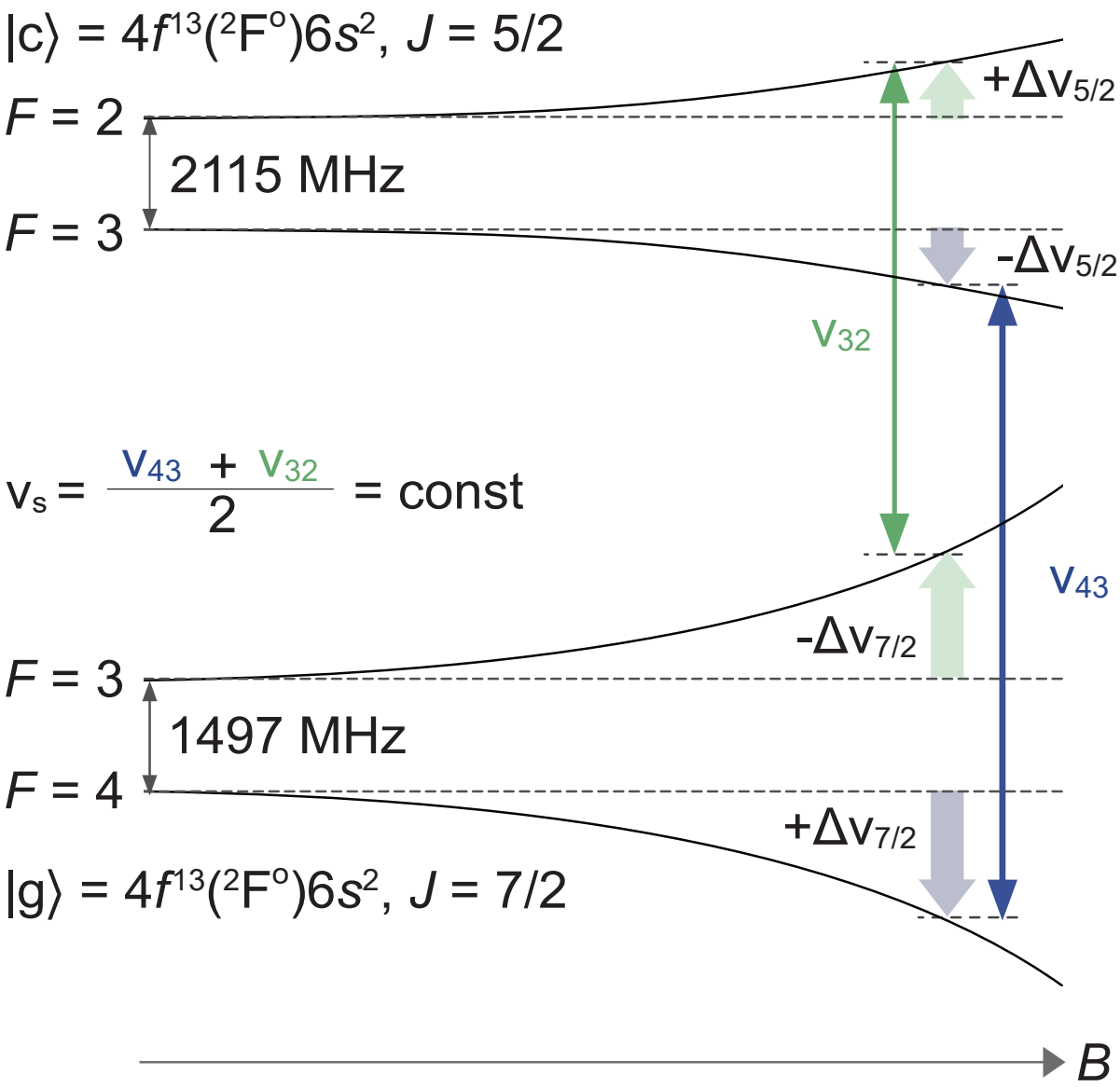


Рисунок 1.1 — Схема формирования синтетической частоты часового перехода в атомах тулия из двух магниточувствительных компонент с противоположными зеемановскими сдвигами.

сверхтонких компонент основного и возбужденного состояний часового перехода описывающиеся формулой 1.1 представлены на рисунке 1.1. Константы сверхтонкого расщепления A_{hfs}, а значит и энергии сверхтонких расщеплений E_{hfs} отрицательны для обоих уровней часового перехода в атомах тулия. Поэтому сверхтонкие компоненты с меньшими значениями полного момента (F = 3 для основного и F = 2 для часового уровней) лежат выше по энергии чем компоненты с большими значениями (F = 4 для основного и F = 3 для часового). Также из-за знака E_{hfs} уровни с большим значением полного момента $F = J + 1/2$ смещаются вниз по энергии при увеличении магнитного поля, а уровни с меньшим значением смещаются вверх.

Сдвиг же частоты перехода между сверхтонкими подуровнями с $F = J + 1/2$: ($|\mathrm{g}, F = 4, m_F = 0\rangle \rightarrow |\mathrm{c}, F = 3, m_F = 0\rangle$) равен по величине, но противоположен по знаку сдвигу перехода между компонентами с $F = J - 1/2$ ($|\mathrm{g}, F = 3, m_F = 0\rangle \rightarrow |\mathrm{c}, F = 2, m_F = 0\rangle$). Таким образом, измеряя частоты этих переходов (ν_{43} и ν_{32}, соответственно) с последующим их усреднением, можно сформировать так называемую "синтетическую" частоту ($\nu_\mathrm{s} = (\nu_{43} + \nu_{32})/2$ на рисунке 1.1), которая не испытывает сдвиг, связанный с магнитным полем. В работе [34] было показано, что сдвиг синтетической частоты, связанный с квадратичным эффектом Зеемана как минимум на 4 порядка меньше таких сдвигов каждой из компонент часового перехода.

Бюджет ведущих систематических сдвигов синтетической частоты часового перехода в атомах тулия и их погрешностей представлен в таблице 1 при рабочих условиях эксперимента: комнатной температуре окружения $T = 295 \pm 3\,\mathrm{K}$ и величине задающего ось квантования магнитного поля $B_0 = 100 \pm 2\,$мГс. Столбец $\Delta\nu$ соответствует оценке величины сдвига в относительных единицах, $\delta\nu$ — погрешности его определения. Из данной таблицы видно, что на данный момент как лидирующим сдвигом частоты, так и сдвигом частоты с наибольшей неопределенностью является сдвиг, вызываемый влиянием удерживающего потенциала – так называемой оптической решетки. Доминирование этого сдвига связано с тем, что он определяется как параметрами, определяющими взаимодействие атома с полем решетки (поляризуемости старших порядков), так и характеристиками движения атомов в удерживающем потенциале (соответствующий формализм рассматривается в главе 4). Подавление же этого сдвига и его аккуратная характеризация требуют разработки методов подготовки атомного ансамбля с известными колебательными параметрами, что необходимо для измерения поляризуемостей старших порядков.

Следующие параграфы посвящены описанию методов подготовки атомов тулия для опроса часового перехода – они будут служить отправной точкой для новых методов, развиваемых в главах 2 и 5, а также описанию установки, на которой выполнялись все эксперименты данной работы.

Источник сдвига	**$\Delta\nu$, отн.ед**	**$\delta\nu$, отн.ед**	**Условия**
Тепловое излучение окружения	2.3×10^{-18}	1.1×10^{-18}	$T = 295 \pm 3$ K. Погрешность определения сдвига определяется ошибкой измерения статической поляризуемости. [33]
Линейный эффект Зеемана	0	0	Спектроскопия перехода между центральными магнитными подуровнями. [34]
Квадратичный эффект Зеемана	$< 1 \times 10^{-18}$	$< 1 \times 10^{-18}$	$B_0 = 100 \pm 2$ мГс. Погрешность определения сдвига определяется ошибкой измерения коэффициента квадратичного Зеемана. [34]
Оптическая решётка	$\sim 10^{-17}$	$\sim 10^{-17}$	Для более точной характеризации требуется измерение поляризуемостей старших порядков. [69]
Другие сдвиги	$\sim 10^{-18}$	$\sim 10^{-18}$	Столкновительный сдвиг, а также сдвиг, связанный со статическими электрическими полями, малы в сравнении с решёточным сдвигом. [33; 70]

Таблица 1 — Бюджет систематических сдвигов синтетической частоты часового перехода в атомах тулия.

1.2 Существующий метод подготовки начальных состояний

Схема уровней, используемых в эксперименте по спектроскопии часового перехода в атомах тулия показана на рисунке 1.2. Используемые для первых двух стадий уровни $|[Xe]4f^{12}(^3H_5)5d_{5/2}6s^2, J = 9/2\rangle$ и

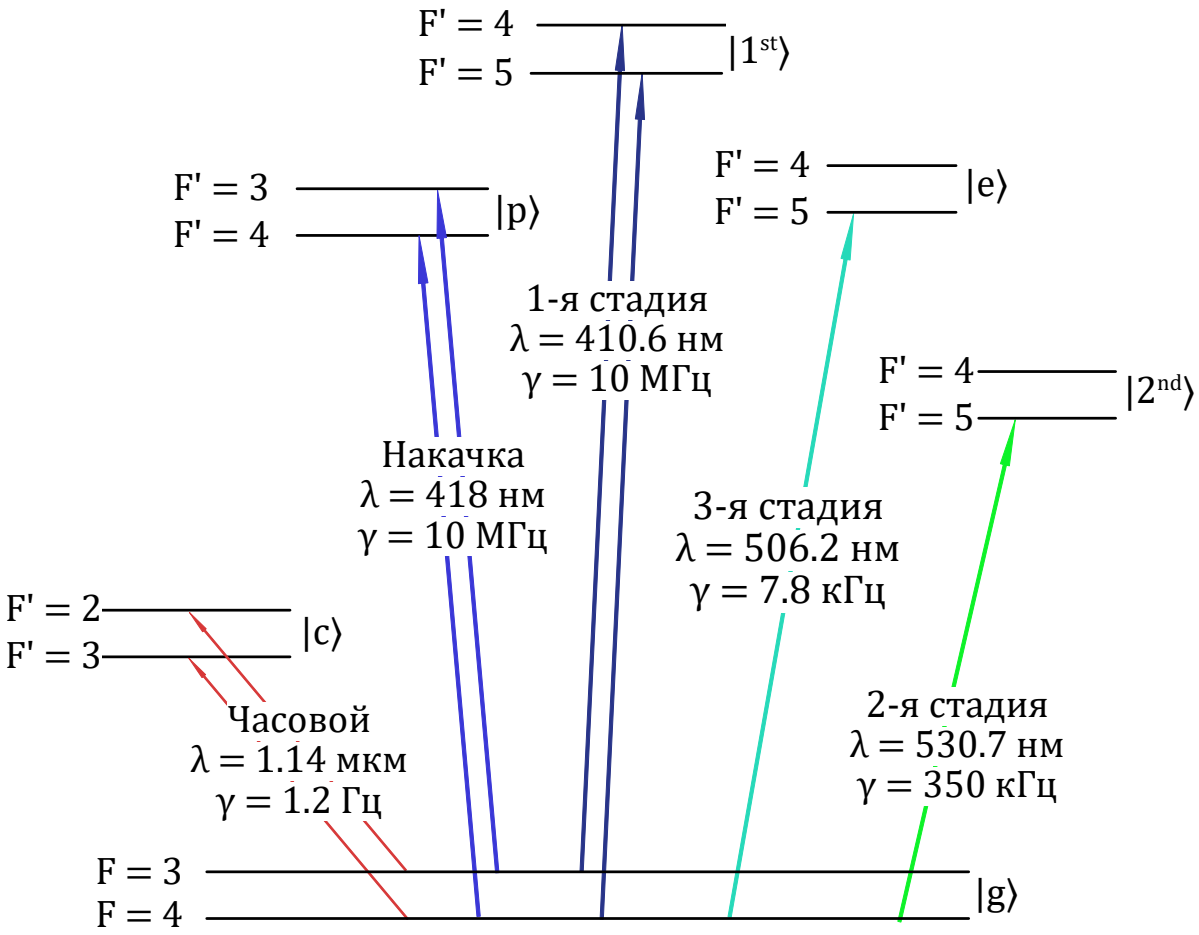


Рисунок 1.2 — Схема переходов атома ^{169}Tm, используемых в экспериментах по спектроскопии часового перехода.

$|[Xe]4f^{12}(^3H_6)5d_{3/2}6s^2, J = 9/2\rangle$ обозначим как $|1^{st}\rangle$ и $|2^{nd}\rangle$, уровень для оптической накачки на 418 нм $|[Xe]4f^{12}(^3F_4)5d_{5/2}6s^2, J = 7/2\rangle$ как $|p\rangle$, а возбужденное состояние охлаждающего перехода 506.2 нм $|4f^{13}(^2F^o_{7/2})6s6p(^3P^o_2), F = 5\rangle$ как $|e\rangle$.

Принципиальная схема эксперимента по спектроскопии часового перехода в атомах тулия показана на рисунке 1.3. Источником холодных атомов служит двухстадийная магнито-оптическая ловушка (этап “Охлаждение”): первая стадия на спектрально-широком переходе $\lambda_1 = 410.6$ нм (ширина $\gamma_1 = 10$ МГц [29]) позволяет захватывать $N \sim 10^6$ атомов, вторая стадия на спектрально-узком переходе $\lambda_2 = 530.7$ нм ($\gamma_2 = 350$ кГц [23]) охлаждает их до $T \sim 20$ мкК. Полученный ансамбль перезагружается в оптическую решетку на близкой к магической длине волны $\lambda_M = 1063.5$ нм [69] с рабочей глубиной $U = 1000\, E_{\text{rec}} \sim k_B \times 50$ мкК. Далее происходит подготовка атомов в начальных состояниях часовых переходов (этапы “Накачка” и “Просеивание”, описаны ниже), после чего одновременно возбуждаются две компоненты часового перехода

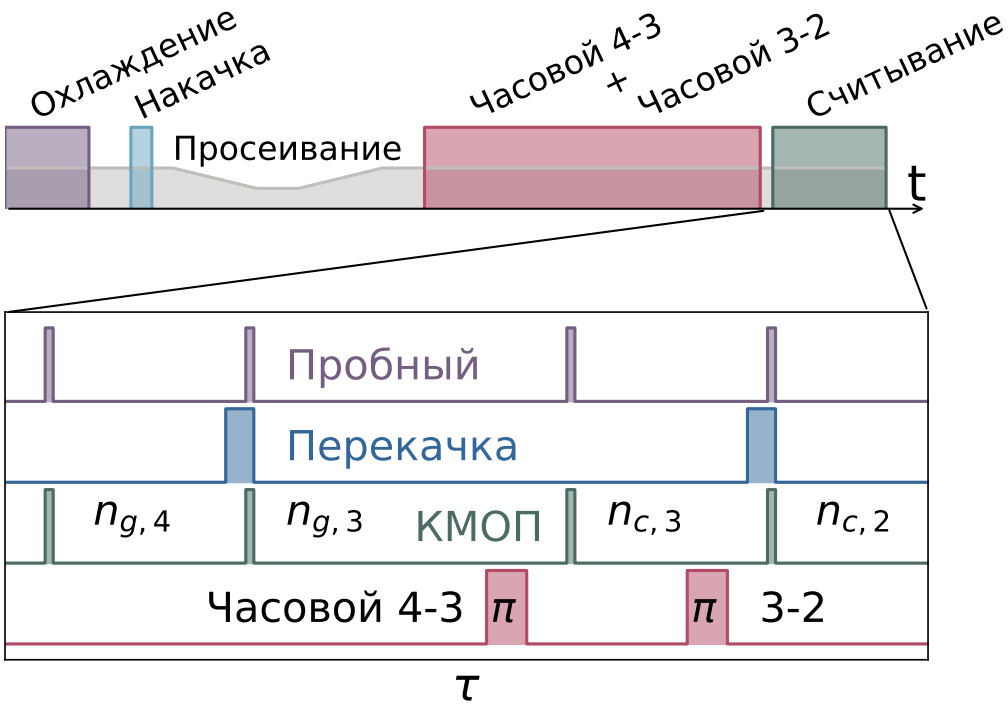


Рисунок 1.3 — Импульсная схема эксперимента по спектроскопии часового перехода в атомах тулия, используемая на начало данной работы. На врезке — детализация процедуры считывания.

$|g,F=4,m_F=0\rangle \to |c,F=3,m_F=0\rangle$ и $|g,F=3,m_F=0\rangle \to |c,F=2,m_F=0\rangle$ для формирования синтетической частоты [34], и считываются населенности четырех подуровней, участвующих в ее формировании (“Считывание”).

Изотоп атома тулия ^{169}Tm является бозоном, поэтому для компенсации линейного эффекта Зеемана в оптических часах на его основе опрашивается переход между центральными зеемановскими компонентами основного и часового уровней. Для подготовки атомов на центральном магнитном подуровне осуществляется оптическая накачка линейно поляризованным излучением на спектрально-широком переходе с длиной волны $\lambda_p = 418\,\text{нм}$ и спектральной шириной $\gamma = 10\,\text{МГц}$ [31; 71] (“Накачка” на рисунке 1.3). Идея этого метода в следующем: при возбуждении перехода между подуровнями с равным значением полного момента, запрещенным оказывается переход между центральными магнитными подуровнями. Попав на центральный магнитный подуровень, атомы перестают взаимодействовать с накачивающим излучением, что приводит к накоплению атомов в этом состоянии. Для используемого перехода сверхтонкие расщепления основного и возбужденного состояния оказались близкими, что вместе со спонтанным распадом на верхнее сверхтонкое состояние позволяло получить атомы на центральном магнитном подуровне обоих сверхтонких

подуровней. При этом, для переноса населенности с крайних магнитных состояний на центральное, требуется рассеяние десятков фотонов, в результате чего происходит нагрев атомов и, как следствие, потери из оптической решетки. В результате применения этого метода на центральном магнитном подуровне удается получить порядка 40% от изначально захваченных в оптическую решетку ($N \sim 10^5$) с качеством подготовки конечного состояния $\sim 90\%$.

Для перераспределения атомов между двумя начальными состояниями часовых переходов и удаления атомов, не накаченных на центральный магнитный подуровень, используется микроволновый переход между центральными магнитными подуровнями сверхтонкой структуры основного состояния $|g,F=4,m_F=0\rangle \leftrightarrow |g,F=3,m_F=0\rangle$ на частоте 1496 МГц [72]. Идея вычищения поляризации изображена на рисунке 1.4 (синие столбцы — населенности подуровней $|g,F=4,m_F\rangle$, зеленые — $|g,F=3,m_F\rangle$). После оптической накачки атомы распределены по магнитным подуровням состояния $|g,F=4\rangle$ с максимумом на $m_F=0$ (рис. 1.4 а). π-импульс микроволнового перехода переносит атомы $|g,F=4,m_F=0\rangle \to |g,F=3,m_F=0\rangle$ (рис. 1.4 б), после чего невозбужденные атомы удаляются возбуждением узкого перехода 530.7 нм (рис. 1.4 в); его спектральная ширина мала и не затрагивает подуровень $|g,F=3\rangle$. Затем происходит перераспределение атомов между центральными магнитными подуровнями в необходимой пропорции (рис. 1.4 г), показано перераспределение в соотношении 1:1 с помощью $\pi/2$-импульса микроволнового перехода).

Далее, для охлаждения ансамбля атомов используется метод просеивания в оптической решетке (“Просеивание” на рис. 1.3). В этом методе глубина удерживающего потенциала кратковременно уменьшается, из-за чего происходит удаление наиболее горячих атомов из области захвата. Оставшийся ансамбль атомов термализуется до меньшей температуры, после чего, глубина оптической решетки поднимается до требуемого значения [69]. После такой процедуры получается ансамбль атомов тулия с числом частиц порядка $N \sim 10^3 - 10^4$ на центральном магнитном подуровне со средним колебательным числом ансамбля зависящим от глубины просеивания и доли потерянных атомов; минимальное достигнутое значение соответствовало тепловому распределению атомов по колебательным подуровням с характерной температурой $T \approx 3$ мкК. Для получения же атомов в различных колебательных состояниях, варьировалась глубина просеивания, в результате чего могли быть получены ансамбли атомов

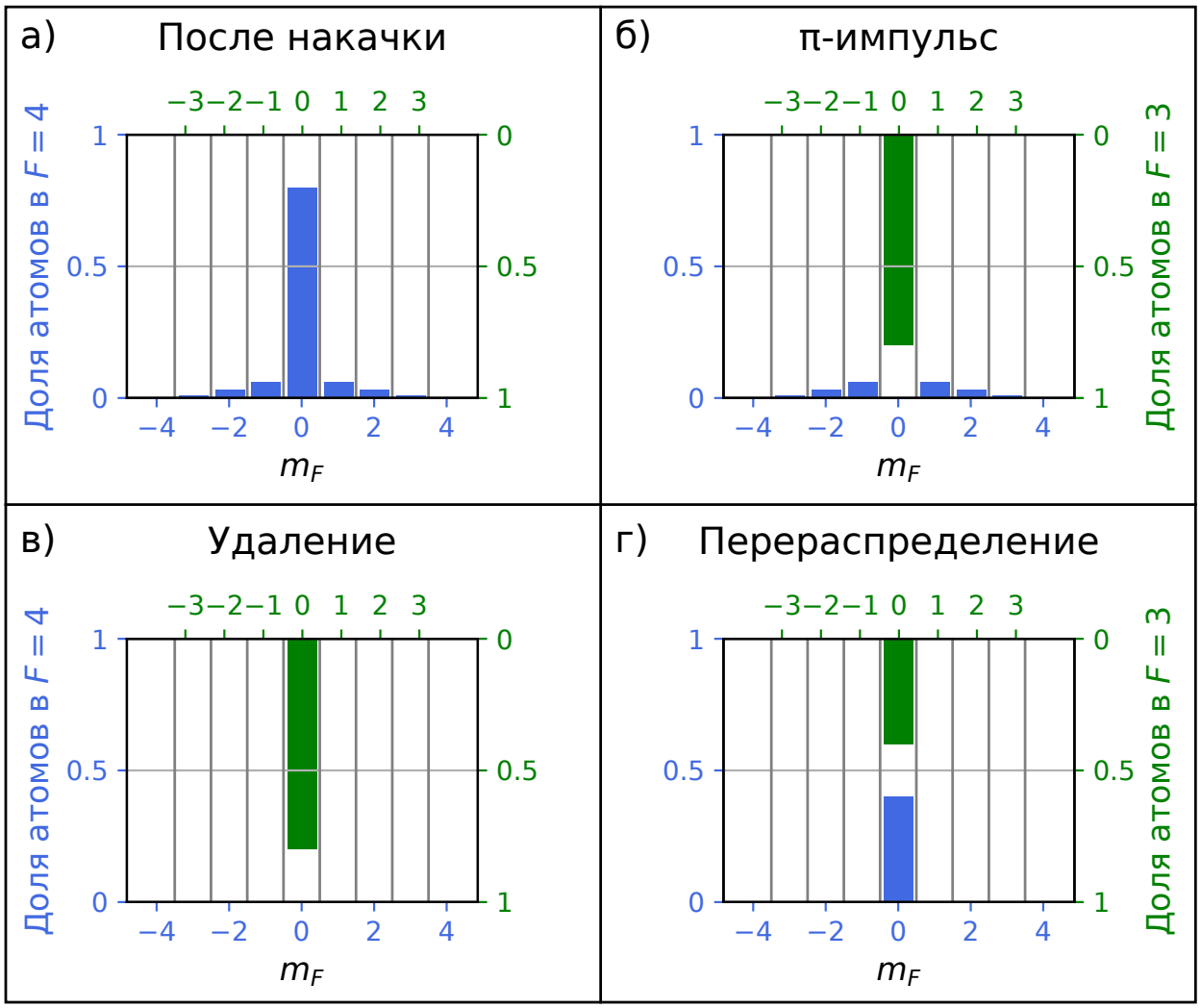


Рисунок 1.4 — Метод вычищения поляризации атомного ансамбля микроволновым переходом между центральными магнитными подуровнями двух сверхтонких компонент основного состояния. По оси x отложены магнитные подуровни состояний $|g, F = 4\rangle$, (снизу, синим цветом) и $|g, F = 3\rangle$ (сверху, зеленым цветом). По оси y отложены населенности каждого магнитного подуровня состояний $|g, F = 4\rangle$, (слева, синим цветом) и $|g, F = 3\rangle$ (справа, зеленым цветом, инвертировано).

тулия с тепловым распределением по колебательным подуровням соответствующие температурам до $T = 20\,\text{мкК}$.

Затем выполняется Раби-спектроскопия часового перехода, причем для формирования синтетической частоты спектроскопия двух компонент часового перехода проводилась одновременно [34] (“Часовой 4-3 + Часовой 3-2” на рисунке 1.3), после чего считывалась населенность всех подуровней, участвующих в формировании синтетической частоты (“Считывание” на рисунке 1.3).

1.3 Экспериментальная установка

На данный момент создано два прототипа оптических часов на основе атомов тулия: экспериментальная установка для спектроскопии нейтральных атомов тулия, а также аналогичная, но гораздо более компактная система для транспортируемой версии оптических часов [73]. Наличие двух установок позволяет исследовать сдвиги частоты часового перехода с помощью синхронного сравнения частот переходов, возбуждаемых в различных атомных ансамблях.

1.3.1 Лазерное охлаждение в МОЛ

Зеемановское замедление, первая стадия охлаждения, а также регистрация атомов основаны на переходе с длиной волны 410.6 нм со спектральной шириной $\gamma = 10$ МГц [29], что позволяло захватить несколько миллионов атомов, охлажденных до температур порядка $T \sim 240$ мкК. Источником излучения на этой длине волны служил полупроводниковый лазер фирмы Toptica с рупорным усилителем и удвоителем частоты. Данная лазерная система позволяла получать до $P \sim 200$ мВт оптической мощности на длине волны $\lambda = 410.6$ нм, которая далее распределялась между двумя системами. Частота этого лазера стабилизировалась методом фазовой привязки к моде фемтосекундного синтезатора оптических частот фирмы Авеста с удвоителем MenloSystem. Цифровая стабилизация осуществлялась посредством одноплатного компьютера RedPitaya.

Вторая стадия лазерного охлаждения используется для получения ансамбля атомов, который может быть перезахвачен в оптическую решетку. Она основана на переходе с длиной волны 530.7 нм со спектральной шириной $\gamma = 350$ кГц, что позволяет охлаждать атомы до температур порядка $T \sim 20$ мкК при полном перезахвате атомов из первичной МОЛ [23]. Источником излучения на этой длине волны также служил полупроводниковый лазер Toptica с удвоителем частоты. Его частота стабилизировалась по моде внешнего высокодобротного резонатора методом Паунда–Древера–Холла, причем частота выходного излучения лазерного источника также подстраивалась по моде

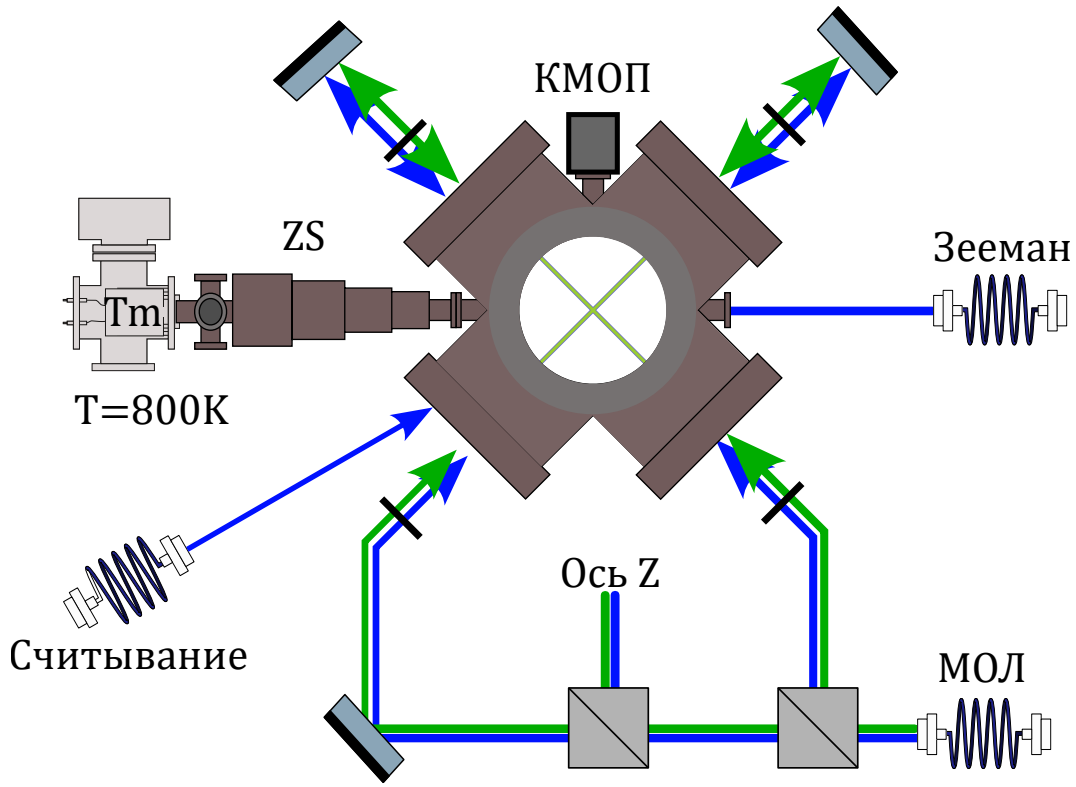


Рисунок 1.5 — Упрощенная схема вакуумной части установки для захвата атомов тулия в магнито-оптическую ловушку.

фемтосекундного синтезатора оптических частот для компенсации дрейфа используемого резонатора.

Схема установки, используемой для захвата атомов тулия в МОЛ, представлена на рисунке 1.5. Центром экспериментальных установок является вакуумная камера, в которой поддерживается высокий вакуум (давление в которой поддерживается на уровне $P \sim 10^{-9} - 10^{-10}$ мБар), что позволяет получать в такой камере ансамбли атомов с временем жизни порядка нескольких секунд. В качестве источника атомов тулия в обеих системах используется атомная печь, в которой образец металлического тулия нагревается до температур порядка 800 K. Для замедления атомов тулия до скоростей, при которых они могут быть захвачены в МОЛ, используется зеемановское замедление до скоростей порядка 20 м/с. В стационарной системе для этого используется зеемановский замедлитель (ZS на рисунке 1.5), в компактной же системе он отсутствует, и для зеемановского замедления используется квадрупольное магнитное поле МОЛ. Излучение на длине волны 410.6 нм, используемое для зеемановского замедления атомов, доводится к системе по оптическому волокну (“Зееман” на рисунке 1.5) и направляется в вакуумную камеру навстречу потоку атомов из атомной печи.

Излучение, используемое для захвата и охлаждения атомов в МОЛ (на длинах волн 410.6 нм, 530.7 нм и в дальнейшем 506.2 нм) также доводится к системе по оптическому волокну (“МОЛ” на рисунке 1.5), а затем на двух поляризационных кубиках делится на три части для охлаждения атомов по каждой из осей. Затем с помощью телескопов (не показаны на схеме) получаются пучки с диаметром $w_{1/e^2} = 1$ см. После прохождения вакуумной камеры пучки отражаются строго назад для создания стандартной 6-лучевой схемы МОЛ.

Для регистрации облака атомов и измерения его параметров используется сигнал флуоресценции на длине волны 410.6 нм, регистрируемый КМОП-камерой (“КМОП” на рисунке 1.5). Излучение, используемое для этого, доводится до системы по оптическому волокну (“Считывание” на рисунке 1.5), после чего направляется в область захвата атомов. Для регистрации сигнала флуоресценции, резонансно возбуждается переход на длине волны 410.6 нм (длительность импульса составляет порядка $\tau = 200$ мкс), при этом часть рассеянного излучения фокусируется на матрицу КМОП камеры. Полученная фотография облака атомов (приведена на рис. 1.6) аппроксимируется двумерной функцией Гаусса.

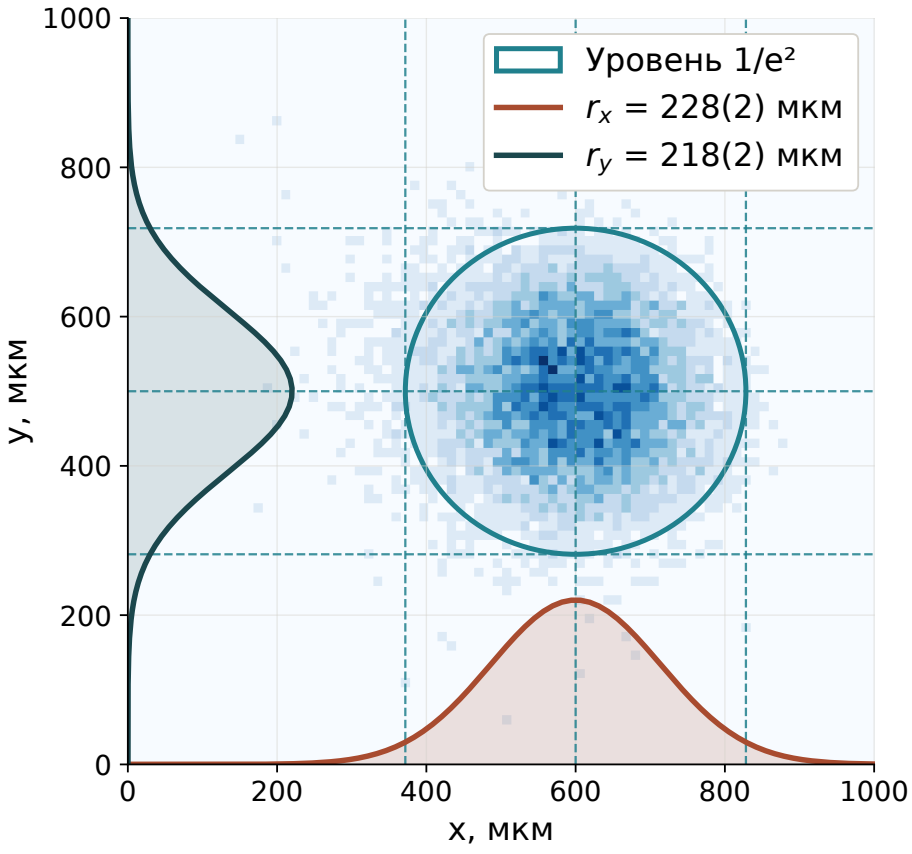


Рисунок 1.6 — Фотография атомного облака и его аппроксимация двумерной функцией Гаусса. Размер пикселя на камере составляет 12.4 мкм.

Из параметров такой аппроксимации можно получить как размер облака, так и число атомов в основном состоянии ($|g, F = 4\rangle$). Заранее откалибровав камеру (зная размер пикселя и чувствительность к излучению на используемой длине волны, а также телесный угол, из которого излучение фокусируется на матрицу камеры), получаем размер и положение облака, а также число атомов в облаке в абсолютных единицах. Это измерение разрушающее: при рассеянии фотонов атомы нагреваются достаточно сильно, чтобы покинуть область захвата.

1.3.2 Оптическая решетка

Принципиальная схема формирования оптической решетки в тулиевых оптических часах показана на рисунке 1.7. Источником излучения на длине волны $\lambda = 1063.5$ нм для формирования оптических решеток в обеих системах служит волоконный лазер PreciLaser YFL-SF-1064-10-CW, выходная мощность которого составляла порядка 10 Вт. Стабильность частоты этого лазера лучше, чем 10 МГц/ч, что оказывалось достаточно для данной работы, поэтому его частота не стабилизировалась.

В обеих установках для формирования оптической решетки использовались усиливающие резонаторы, что позволяло, во-первых, получать большие

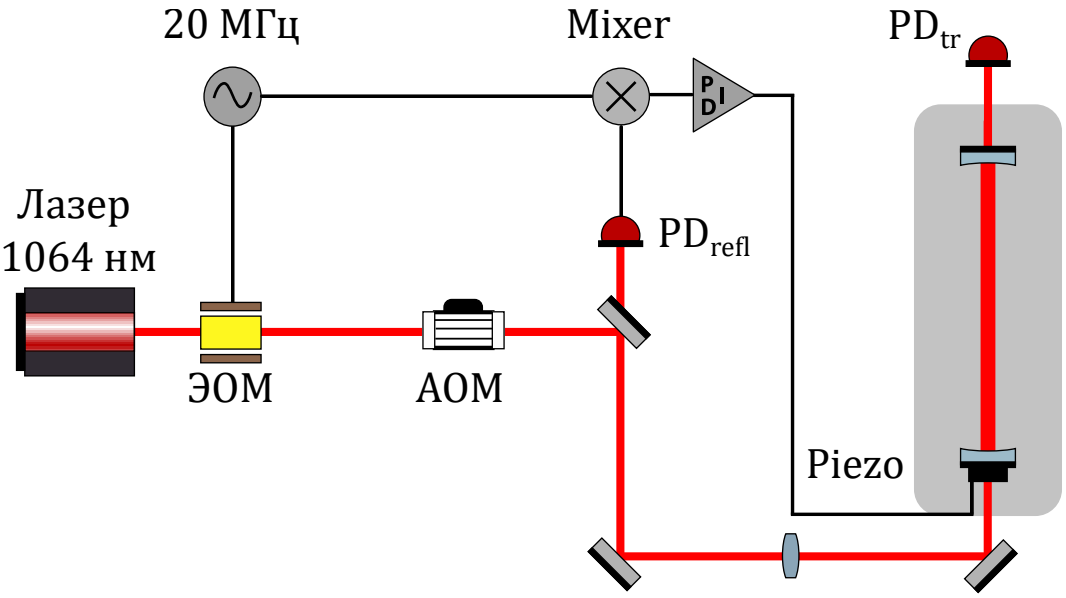


Рисунок 1.7 — Схема формирования оптической решетки в оптических часах на основе атомов тулия.

глубины потенциала (характерная глубина оптической решетки в эксперименте составляла $U = 1000\,\mathrm{E_{rec}}$), и, во-вторых, конфигурация электромагнитного поля, формирующего удерживающий потенциал, определялась известной и предсказуемой модой оптического резонатора. В компактной системе резонатор внутривакуумный, с резкостью $\mathcal{F} = 450$ и усилением ~ 150, что позволяло получить до 10 Вт циркулирующей в резонаторе мощности при входной на уровне 100 мВт. В стационарной же системе использовался внешний резонатор, что приводило к гораздо меньшей резкости $\mathcal{F} = 15$, и как следствие, меньшему усилению (~ 4).

Длина каждого резонатора стабилизируется методом Паунда–Древера–Холла. Для этого частота излучения модулируется электро-оптическим модулятором (“ЭОМ” на рисунке 1.7) с частотой 20 МГц. Отраженное от резонатора излучение регистрируется на быстром фотодиоде (“$\mathrm{PD_{refl}}$” на рисунке 1.7) сигнал с которого используется для получения сигнала ошибки. Сервосигнал получаемый обработкой сигнала ошибки PID регулятором (“PID” на рис. 1.7) подавался на пьезокерамику, которая управляла положением одного из зеркал резонатора.

Для управления мощностью формирующего потенциал излучения использовались акусто-оптические модуляторы (“AOM” на рис. 1.7), что позволяет быстро манипулировать глубиной потенциала. В получаемые таким образом оптические решетки удавалось перезахватить до 30% атомов из магнито-оптической ловушки. Характерная температура атомного ансамбля в МОЛ $T \sim 20$ мкК приводила к сопоставимой величине радиальной температуры атомов T_r, и характерным числам заполнения колебательных подуровней $\bar{n}_z \sim 4$.

Сигнал на фотодиоде пропускания (“$\mathrm{PD_{tr}}$” на рисунке 1.7) пропорционален мощности излучения циркулирующего в резонаторе, и как следствие, глубине удерживающего потенциала. Данный диод используется для мониторинга глубины решетки в процессе эксперимента.

1.3.3 Подготовка начальных состояний

Схема эксперимента по подготовке атомов в начальных состояниях часовых переходов показана на рисунке 1.8. Для подготовки атомов на центральном

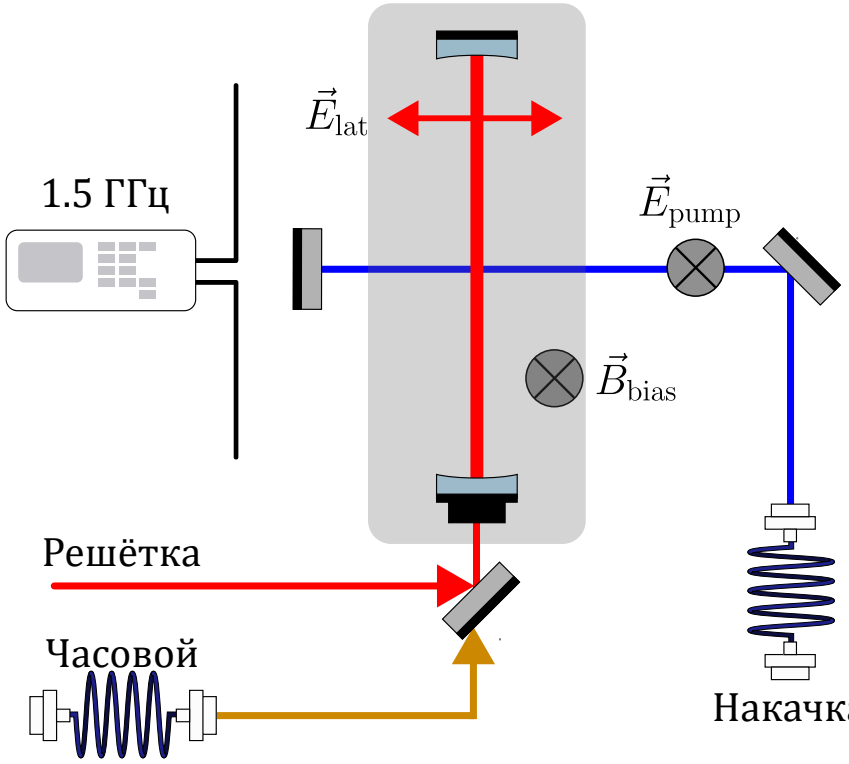


Рисунок 1.8 — Схема эксперимента по подготовке атомов тулия в начальных состояниях часового перехода в атомах тулия и последующей спектроскопии данного перехода.

магнитном подуровне использовалась оптическая накачка линейно поляризованным излучением на длине волны $\lambda_p = 418$ нм. Источником излучения на этой длине волны служил полупроводниковый лазер фирмы Sacher Lasertechnik с удвоителем частоты. Эта лазерная система генерировала до 12 мВт оптической мощности на нужной длине волны. Для формирования импульсов накачивающего излучения использовался акусто-оптический модулятор, первый порядок которого доводился до области захвата атомов по оптическому волокну (“Накачка” на рисунке 1.8). Поляризация накачивающего излучения перпендикулярна плоскости рисунка, и сонаправлена задающему ось квантования магнитному полю. Поляризация оптической решетки в данном эксперименте направлена в плоскости рисунка и перпендикулярна магнитному полю. Для возбуждения микроволнового перехода, использовавшегося для удаления не накачанных атомов из системы и перераспределения атомов между сверхтонкими компонентами основного состояния использовалась самодельная дипольная антенна, источником сигнала для которой служил генератор SRS SG382 (“1.5 ГГц” на рисунке 1.8).

1.3.4 Возбуждение часового перехода

Следующим шагом эксперимента является возбуждение часового перехода. Оптическая схема, используемая для формирования синтетической частоты часового перехода в атомах тулия изображена на рисунке 1.9. Источником излучения на длине волны 1.14 мкм служил лазер Toptica DL Pro, стабилизированный по внешнему высокодобротному УЛЕ-резонатору (“УЛЕ” на рисунке 1.9) методом Паунда-Древера-Холла [74]. Спектральная ширина итогового лазерного излучения составляет менее 1 Гц. Для формирования синтетической частоты требуется одновременный опрос переходов $|g, F = 4(3)\rangle \rightarrow |c, F = 3(2)\rangle$, разница по частоте между которыми составляет порядка 600 МГц. Излучение делится на две системы, после чего в каждой из них формируются импульсы часового излучения нужной частоты амплитуды и длительности для возбуждения переходов $|g, F = 4(3)\rangle \rightarrow |c, F = 3(2)\rangle$. Для этого излучение делится на две части, и проходит через двупроходные АОМы (“АОМ 4-3” и “АОМ 3-2” на рисунке 1.9), после чего совмещается на поляризационном кубике и отправляется к области захвата атомов по оптическому волокну, сохраняющему поляризацию. В области захвата атомов, излучение, возбуждающее часовой переход совмещается с излучением оптической решетки на дихроичном зеркале (“Часовой” на рисунке 1.8). Таким методом удается получать Фурье-ограниченные линии часового перехода со спектральной шириной порядка 10 Гц, что соответствует времени возбуждения $\tau = 80$ мс.

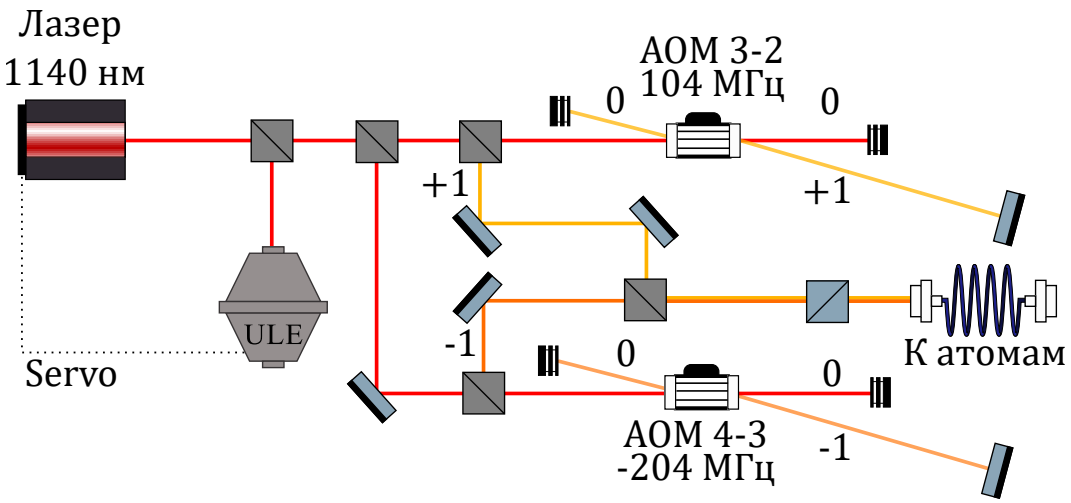


Рисунок 1.9 — Оптическая схема формирования синтетической частоты часового перехода $\lambda = 1.14$ мкм.

1.3.5 Считывание

Метод измерения числа атомов на четырех уровнях часовых переходов (врезка на рисунке 1.3) в атомах тулия приведен в работе [75]. Метод измерения числа атомов в состоянии $|g, F = 4\rangle$ описан ранее. Для измерения количества атомов на подуровне $|g, F = 3\rangle$ используем этот же метод с добавлением дополнительного перекачивающего излучением, настроенным в резонанс с переходом $|g, F = 3\rangle \rightarrow |1^{st}, F = 4\rangle$. При рассеянии фотонов перекачивающего излучения атомы за счет спонтанного распада переводились в состояние $|g, F = 4\rangle$, откуда считывались описанным выше методом.

Для измерения числа атомов на обоих уровнях часового перехода использовался возврат на основные состояния коротким (длительностью порядка 1 мс) π-импульсом часового излучения ($|c, F = 3(2)\rangle \rightarrow |g, F = 4(3)\rangle$), после чего, опять же, производилось считывание числа атомов методом, описанным выше.

1.3.6 Выводы

У представленного выше метода подготовки атомов к опросу часового перехода есть некоторые недостатки [76]:

- Оптическая накачка основана на рассеянии фотонов, что неизбежно приводит к нагреву атомов, и как следствие, к их потерям из решетки.
- Охлаждение атомов методом “просеивания” в оптической решетке основано на удалении наиболее горячих атомов, что также приводит к значительным потерям.
- Из-за теплового распределения атомов по колебательным подуровням не получалось надежно охарактеризовать движения ансамбля.
- Метод просеивания не позволял достаточно надежно подготовить атомы в различных колебательных состояниях.

Для устранения этих недостатков требуется модифицировать подготовку атомов к опросу часового перехода, включив в нее охлаждение до основного колебательного состояния. Возможные пути такой модификации описываются

в главе 4. Следующая же глава посвящена охлаждению атомов в магнито-оптической ловушке на узком переходе $\lambda = 506.2\,\text{нм}$.

Глава 2. Лазерное охлаждение в МОЛ

В этой главе разрабатывается лазерное охлаждение атомов тулия в магнито-оптической ловушке на спектрально-узком переходе с длиной волны 506.2 нм до температур ниже 1 мкК. В следующем параграфе кратко опишем основы лазерного охлаждения.

2.1 Доплеровское охлаждение

Принцип работы доплеровского охлаждения описан в большом количестве различных учебников (например, [77—79]), а также в нобелевской лекции [80]. Рассмотрим сначала одномерный случай: неподвижный атом, в котором есть переход на длине волны λ со спектральной шириной Γ находится в присутствии лазерного излучения с параметром насыщения $s = I/I_{sat}$ (интенсивность насыщения $I_{sat} = 2\pi^2 c\hbar\Gamma/3\lambda^3$), волновым вектором $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ с отстройкой Δ от атомного резонанса. Сила, действующая на атом, равна произведению импульса одного рассеянного фотона на скорость рассеяния и задается формулой 2.1.

$$\vec{F} = \hbar\vec{k}\frac{\Gamma}{2}\frac{s}{1+s+4(\Delta/\Gamma)^2} \tag{2.1}$$

В случае, если атом движется в поле двух плоских волн направленных навстречу друг другу, то к отстройке Δ добавляется слагаемое, учитывающее эффект Доплера: $\Delta_D = \vec{k}\cdot\vec{v}$, и формула для силы, действующей на атом, теперь записывается как:

$$\vec{F}(v) = \hbar\vec{k}\frac{\Gamma}{2}\left[\frac{s}{1+s+4((\Delta-\vec{k}\cdot\vec{v})/\Gamma)^2} - \frac{s}{1+s+4((\Delta+\vec{k}\cdot\vec{v})/\Gamma)^2}\right] \tag{2.2}$$

Итоговая сила в области малых скоростей эквивалентна силе вязкого трения: $\vec{F}(\vec{v}) \approx \alpha\vec{v}$, где коэффициент пропорциональности $\alpha = \frac{8\hbar k^2\Delta s}{\Gamma(1+s+4(\Delta/\Gamma)^2)^2}$. Из-за аналогии с силой вязкого трения такая конфигурация лазерных полей называется оптической патокой.

Из уравнений выше можно оценить предельную скорость, при которой атом может быть захвачен в оптическую патоку: $v_{\max} = \frac{2d|\alpha|}{m}$, где d – диаметр лазерных пучков, α – полученный выше коэффициент вязкого трения, а m - масса атома). Атомы, движущиеся быстрее не успевают рассеять достаточное число фотонов, чтобы замедлиться и захватиться в оптическую патоку. Характерные значения скоростей составляют $v \sim 20\,\text{м/с}$. Для замедления атомов до таких скоростей используют зеемановское замедление. В этом методе пучок горячих атомов взаимодействует с встречным лазерным пучком внутри соленоида с переменным числом витков на единицу длины, которое подбирается таким образом, чтобы при замедлении атомов изменение зеемановской части отстройки компенсировало изменение доплеровской.

2.1.1 Понятие температуры

Можно показать [81], что в одномерном случае уравнения Фоккера-Планка, описывающие распределение атомов по скоростям в результате рассеяния фотонов в процессе лазерного охлаждения эквивалентны аналогичным уравнениям, описывающим равновесное состояние газа сталкивающихся частиц. Поэтому итоговое распределение по скоростям аналогично Максвелловскому распределению в идеальном газе с некоторой температурой T, которую можно принять за температуру атомного ансамбля. При обобщении на трехмерный случай оказывается, что распределение атомов по скоростям в различных направлениях может отличаться (например, из-за разного параметра насыщения для различных пар лазерных пучков), из-за чего итоговый ансамбль характеризуется уже тремя значениями температур для каждого из направлений (T_x, T_y, T_z). Обычно, выделенной является ось z совпадающая с направлением гравитационного поля, поэтому логичным является разделение на “горизонтальную” T_{hor} и “вертикальную” T_{ver} температуры.

Предельная температура, достижимая в таком процессе, определяется балансом процессов охлаждения из-за поглощения фотонов из встречных лазерных пучков и нагрева из-за испускания фотонов в результате спонтанного распада. Минимально-достижимая в таком процессе температура называется доплеровской температурой T_D и описывается формулой $k_B T_D = \hbar\Gamma/2$ [2; 82].

В этом заключается проблема: спектрально-широкие переходы ($\Gamma \sim 10\,\text{МГц}$) позволяют захватить достаточно большое число атомов, однако им соответствуют высокие температуры атомного ансамбля $T_D \sim 1\,\text{мК}$. Выбор же перехода с меньшей спектральной шириной приводит к уменьшению числа захватываемых атомов. Из-за этого, на практике, первичный захват атомов происходит с использованием спектрально-широких переходов, с последующим применением методов дополнительного снижения температуры уже захваченного атомного ансамбля.

Методы понижения температуры

Методы суб-доплеровского охлаждения [83] помогают снизить полученную температуру атомов, однако далеко не всегда их применение возможно. Так, для их работы требуется наличие зеемановской структуры основного состояния ($F_g \neq 0$), что верно не для всех атомов. В тех же случаях, когда применение суб-доплеровского охлаждения оказывается принципиально возможным, практическая реализация этих методов может быть сопряжена с рядом сложностей. Так, конкуренции доплеровского и суб-доплеровского механизмов охлаждения посвящена целая глава диссертации [31]. Принципиальным ограничением температуры в таком процессе является так называемый предел отдачи – энергия, связанная с рассеянием одного фотона охлаждающего излучения $T_{rec} = \frac{\hbar^2 k^2}{2mk_B}$. На практике, однако, температуры порядка предела отдачи если и достигаются, то при охлаждении в одномерном случае, а для трехмерных случаев достигаются температуры порядка доплеровской. Связано это с чувствительностью к остаточным магнитным полям и неидеальностью поляризации излучения. Существуют техники охлаждения, позволяющие преодолеть и это ограничение, такие как охлаждение за счет селективного по скоростям когерентного пленения населенностей и рамановское охлаждение, однако эти методы технически сложны, требуют длительного взаимодействия и прецизионного контроля фаз лазерных полей и магнитного поля, а их эффективность резко снижается в трёхмерном случае и при высокой плотности атомов.

Наиболее распространенным методом дополнительного понижения температуры является вторичное охлаждение на слабых (спектрально-узких)

	Первая стадия	Вторая стадия	Третья стадия
Спектральная ширина, $\gamma = \frac{\Gamma}{2\pi}$	10.5 МГц	350 кГц	7.8 кГц
Длина волны, λ	410.6 нм	530.7 нм	506.2 нм
Доплеровская температура T_D	240 мкК	9 мкК	190 нК
Предел отдачи T_{rec}	336 нК	201 нК	221 нК
Интенсивность насыщения I_{sat}	19 мВт/см^2	300 мкВт/см^2	7.8 мкВт/см^2

Таблица 2 — Характеристики охлаждающих переходов в атомах тулия. Данные взяты из работ [23; 29], а также базы данных NIST [91].

переходах – таких, для которых спектральная ширина сопоставима с частотой отдачи $\omega_R = \frac{\hbar k^2}{2m} \sim \Gamma$. Это позволяет, с одной стороны, осуществить захват большого числа атомов, с другой, температура конечного ансамбля при этом определяется спектральной шириной второго перехода. Подобное было осуществлено на многих атомах таких как стронций [84], диспрозий [85], литий [86], эрбий [87], кальций [88].

Помимо спектрально-узких переходов используются также переходы промежуточной спектральной ширины ($\Gamma \sim 100\omega_R$). Это упрощает экспериментальную реализацию охлаждения, снижая как требования к спектральным характеристикам используемого лазерного излучения, так и к контролю окружения. С другой стороны, температуры, получаемые в результате, оказываются выше – на уровне $T \sim 10$ мкК. Такой подход используется, например, для вторичного охлаждения атомов иттербия [89]. Ранее так охлаждали и атомы тулия (см. работу [90], а также диссертации [23; 31]).

Характеристики переходов, используемых ранее для лазерного охлаждения атомов тулия, а также характеристики нового охлаждающего перехода, приведены в таблице 2.

2.1.2 Магнито-оптические ловушки

В оптической патоке происходит замедление атомов, однако в ней не возникает возвращающей силы, необходимой для локализации атомного ансамбля

в пространстве. Для создания возвращающей силы используется так называемые магнито-оптические ловушки (МОЛ): комбинацию лазерного охлаждения и возвращающей силы, возникающей из-за эффекта Зеемана в квадрупольном магнитном поле (см. например [78; 80]). Кратко рассмотрим механизм их работы. В одномерном случае сила, действующая на неподвижный атом в магнитном поле $B = bz$, задается формулой 2.3 (предполагается, что ось z направлена вертикально, в ином случае, слагаемое mg отсутствует).

$$F(z) = \frac{\hbar k \Gamma}{2}\left(\frac{s}{1+s+4((\Delta-\mu_B g b z/\hbar)/\Gamma)^2} - \frac{s}{1+s+4((\Delta+\mu_B g b z/\hbar)/\Gamma)^2}\right) - mg \tag{2.3}$$

Квадрупольное магнитное поле создается с помощью пары катушек в антигельмгольцевской конфигурации. Величина градиента магнитного поля подбирается так, чтобы зеемановская отстройка при движении атомов в МОЛ изменялась медленнее, чем доплеровская отстройка при замедлении атомов. Математически это условие записывается как $g\mu_B b < \hbar^2 k^2 \gamma / 2mv$. Характерное значение градиента магнитного поля, для атомов тулия, перезахватываемых из вторичной МОЛ, составляет $b \approx 1\,\text{Гс/см}$.

Характерной особенностью магнито-оптических ловушек на спектрально-узких переходах является слабая удерживающая сила (например при охлаждении атомов тулия на переходе с длиной волны 506.2 нм, максимальная величина удерживающей силы составляет порядка 10 mg). На рисунке 2.1 показаны рассчитанные на основе формулы 2.3 величины сил (левый столбец) и удерживающих потенциалов (средний столбец вдоль горизонтальной оси, правый столбец вдоль оси z), действующих на атомы тулия в МОЛ на длине волны 506.2 нм для значений квадрупольного магнитного поля а) $b = 100\,\text{мГс/см}$, б) $b = 500\,\text{мГс/см}$ и в) $b = 1000\,\text{мГс/см}$. Увеличение квадрупольного магнитного поля приводит к увеличению геометрического размера МОЛ: увеличивается расстояние z на котором зеемановская часть в формуле 2.3 $\mu_B g b z/\hbar$ становится порядка Δ. Увеличение мощности охлаждающего излучения после достижения параметра насыщения $s \approx 15$ не приводит к увеличению максимальной силы, действующей на атомы, однако уширяет лорентцовские контуры, что приводит к большей глубине потенциала (лучше всего это видно на рисунке 2.1 а)). Видно также влияние гравитации на форму узкополосной МОЛ: удерживающий потенциал в горизонтальном направлении для малых параметров насыщения

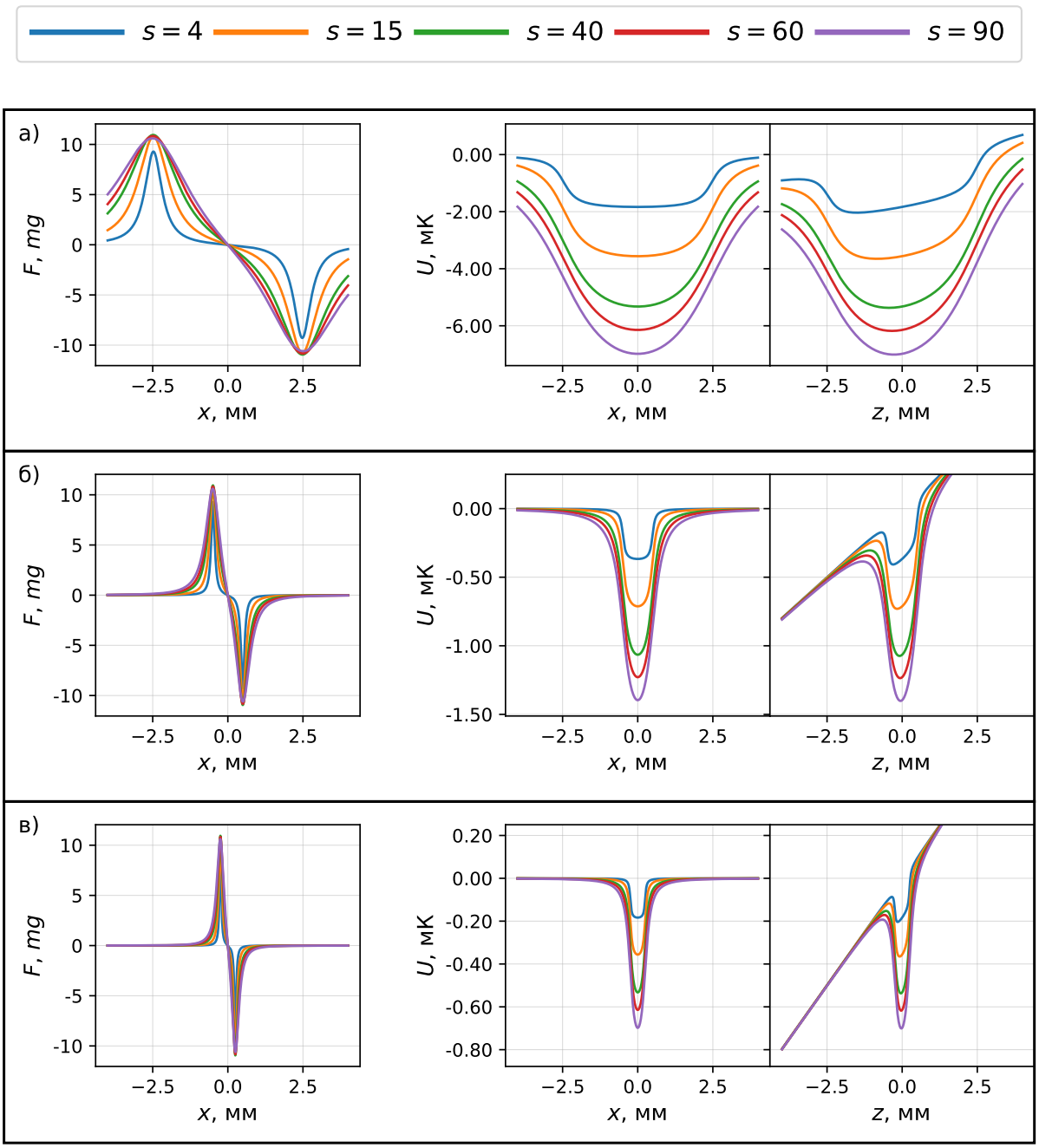


Рисунок 2.1 — Характерные виды сил и потенциалов действующих на атомы тулия в МОЛ на длине волны 506.2 нм при различных величинах квадрупольного магнитного поля (а) 100 мГс/см, б) 500 мГс/см, в) 1000 мГс/см), для различных значений параметра насыщения.

приводит к широкому минимуму потенциала, однако в вертикальном направлении влияние гравитации приводит к явному минимуму потенциала. Это объясняет характерную “чечевичную” форму магнито-оптической ловушки в области малых квадрупольного магнитного поля и малых параметров насыщения.

2.2 Источник излучения на длине волны 506.2 нм

В качестве источника излучения на длине волны 506.2 нм использовался лазер Toptica DL pro. По спецификации, спектральная ширина данного лазера в режиме свободной генерации составляет около 300 кГц, при долговременной стабильности порядка 10 МГц/ч. Для работы с исследуемым переходом требуется стабилизировать частоту данного лазера и сузить его спектр.

Стандартным методом решения этой задачи является стабилизация частоты лазера относительно моды внешнего высокодобротного резонатора методом Паунда-Древера-Холла [74]. Основная идея метода заключается в том, что излучение лазера модулируется по фазе, а затем направляется на высокодобротный оптический резонатор Фабри-Перо. Излучение, отраженное от резонатора, несет информацию об отстройке частоты лазера от собственной моды резонатора. Дальнейшая обработка отраженного сигнала позволяет получить так называемый сигнал ошибки — величину, пропорциональную разности частоты лазера и резонансной частоты резонатора. Этот сигнал используется для формирования сигнала обратной связи (серво-сигнала) для точной подстройки частоты лазера, что обеспечивает высокую стабильность его частоты и узкую спектральную линию.

Схема стабилизации лазерного излучения на исследуемой длине волны описана в работе [0] и приведена на рисунке 2.2 а). Источником излучения на длине волны 506.2 нм служил диодный лазер Toptica DL Pro (“Лазер” на рисунке 2.2 а)), его излучение делилось на три части: часть излучения заводилось в измеритель длины волны (“WLM”), большая часть излучения направлялась к области формирования охлаждающих импульсов по оптическому волокну (“К атомам”), и наконец, часть излучения направлялась к опорному резонатору по оптическому волокну (“К УЛЕ”).

В качестве опорного использовался резонатор из УЛЕ стекла (“УЛЕ” на рисунке 2.2 а)), зеркала устанавливались на него с помощью оптического контакта. Конструкция вакуумной системы и температурных экранов подробно описана в других работах (например, [23]). Итоговая резкость собранного резонатора составила $\mathcal{F} = 47.5 \times 10^3$, при пропускании $T = 37\%$.

Для стабилизации частоты лазера по моде этого резонатора ток лазерного диода модулировался с помощью внутренних средств блока управления лазером

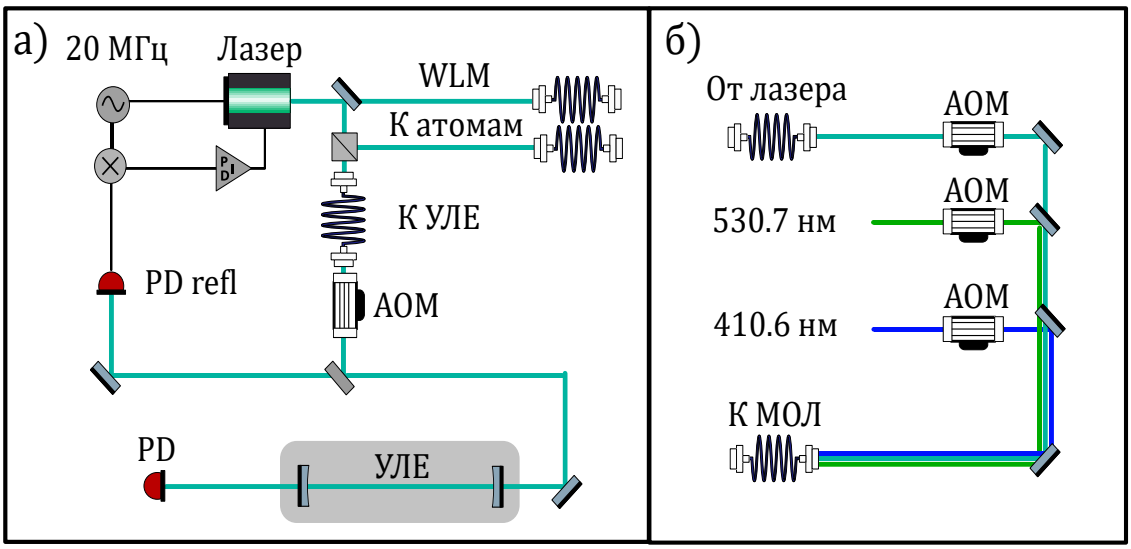


Рисунок 2.2 — Схема стабилизации охлаждающего излучения на длине волны 506.2 нм и его завода в область захвата атомов.

(“20 МГц” на рисунке 2.2 а)). Отраженное от резонатора излучение подавалось на быстрый фотодиод (“PD refl”) а полученный сигнал подавался на модуль PDH блока управления лазером, который генерировал сигнал ошибки. Сервосигнал формировался с помощью модуля Toptica FALC 110 и подавался на медленный токовый вход лазера. Медленная петля обратной связи формировалась цифровым образом и подмешивала напряжение к напряжению на пьезокерамике лазерного резонатора. Оптимизация параметров петли обратной связи проводилась по Фурье-образу сигнала ошибки, а также по спектру лазерного излучения, измеряемого в эксперименте: боковые частоты в сигнале должны были быть как можно ниже и максимально удалены от несущей частоты. Такая стабилизация позволяла сузить линию лазера до величины лучше 1 кГц (особенности спектра такой ширины детектировались в эксперименте).

Схема формирования импульсов охлаждающего излучения показана на рисунке 2.2 б). Излучение на длинах волн 410.6, 530.7 и 506.2 нм проходит через акусто-оптические модуляторы, формирующие импульсы охлаждающего излучения, после чего совмещаются на дихроичных зеркалах и заводятся в область захвата атомов по оптическом волокну.

2.3 Спектроскопия перехода

Магнито-оптическая ловушка работает на переходе между конкретными сверхтонкими компонентами основного и возбужденного состояний (в нашем случае это $|g, F = 4\rangle \rightarrow |e, F = 5\rangle$) поэтому для ее создания требовалось определить частоту этого перехода.

При наличии магнито-оптической ловушки можно осуществить спектроскопию потерь атомов из МОЛ. Идея этого эксперимента [0] приведена на рисунке 2.3 а) и состоит в следующем: при работе первой стадии охлаждения возбуждается переход $|g, F = 4\rangle \rightarrow |1^{st}, F = 5\rangle$, при этом происходит нерезонансное возбуждение перехода $|g, F = 4\rangle \rightarrow |1^{st}, F = 4\rangle$, и часть атомов выбывают из цикла охлаждения за счет спонтанного распада на уровень $|g, F = 3\rangle$. Излучение на длине волны 506.2 нм присутствует в области захвата атомов на протяжении первой стадии охлаждения, его частота сканируется. При сканировании его частоты через резонанс с переходом из состояния $|g, F = 4\rangle$ (переходы 1 и 2 на рисунке 2.3) часть атомов выходит из цикла охлаждения, что приводит к потерям из МОЛ. Если же излучение настроено в резонанс с переходом с верхнего сверхтонкого подуровня ($|g, F = 3\rangle \rightarrow |e, F = 4\rangle$, компонента 3 на рисунке 2.3), то атомы, спонтанно распавшиеся на это состояние, возвращались в цикл охлаждения, что приводило к увеличению числа атомов в итоге.

В данном эксперименте частота излучения на длине волны 506.2 нм не стабилизировалась. Перестройка частоты излучения осуществлялась изменением напряжения на пьезокерамике, а длина волны измерялась по измерителю длин волн Angstrom-WSU-30. Точность измерения каждой из частот определяется погрешностью измерителя длин волн и составляет $\Delta\nu = 0.1$ ГГц, при этом погрешность разностей частот определяется кратковременной стабильностью этого измерителя и составляет 7 МГц.

Измеренные частоты переходов между различными сверхтонкими компонентами основного и возбужденного состояний исследуемого перехода приведены в таблице 3. Частота перехода $|g, F = 3\rangle \rightarrow |e, F = 4\rangle$ определяется однозначно, т.к. это единственный разрешенный переход из состояния $|g, F = 3\rangle$. Для идентификации двух оставшихся переходов требуется знать знаки величин сверхтонкого расщепления основного и возбужденного состоя-

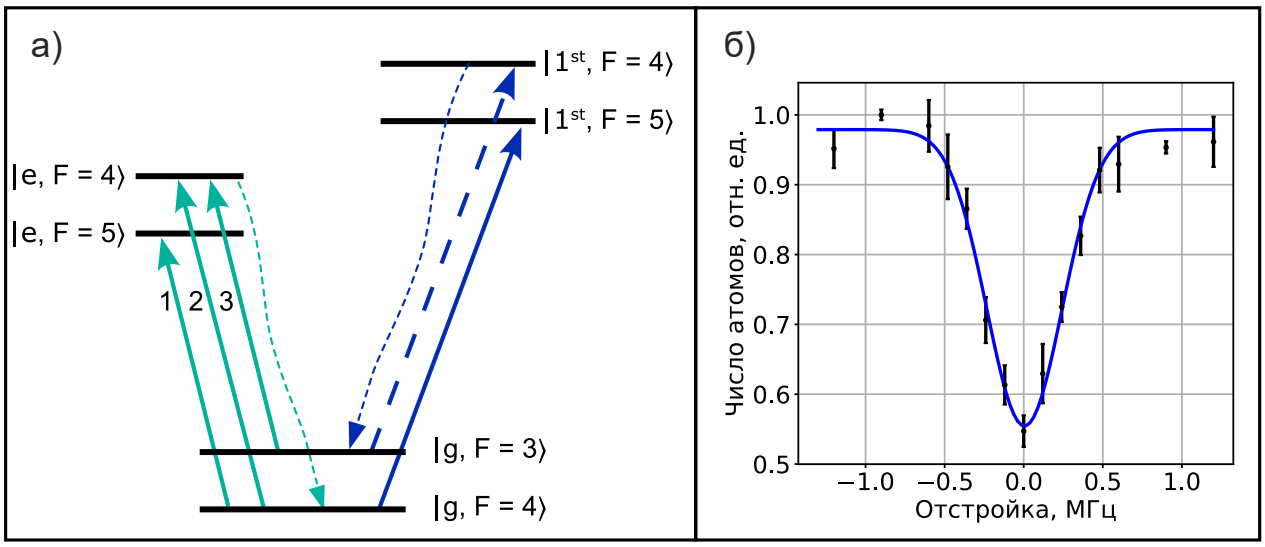


Рисунок 2.3 — а) Описание спектроскопии охлаждающего перехода 506.2 нм по потерям атомов из вторичной МОЛ. б) Спектр охлаждающей компоненты перехода на длине волны 506.2 нм

Переход между сверхтонкими компонентами	**Частота (ГГц)**
$F = 4 \to F = 5$	592045.689(100)
$F = 4 \to F = 4$	592049.163(100)
$F = 3 \to F = 4$	592047.666(100)
$F = 3 \to F = 5$	Запрещен

Таблица 3 — Измеренные частоты сверхтонких компонент охлаждающего перехода 506.2 нм для третьей стадии охлаждения.

ний f_g^{HFS} и f_e^{HFS}. Известно, что величина f_g^{HFS} отрицательна [72]. В таком случае, если $f_e^{HFS} > 0$, то переход $|g, F = 3\rangle \to |e, F = 4\rangle$ обладал бы наименьшей частотой из трех измеренных. Поскольку измеренная частота этого перехода лежит между двумя другими, заключаем, что сверхтонкое расщепление возбужденного состояния отрицательно $f_e^{HFS} < 0$, откуда следует, что наибольшей частотой обладает компонента $|g, F = 4\rangle \to |e, F = 4\rangle$. Частота необходимой для формирования магнито-оптической ловушки компоненты перехода составляет $\nu = 592045.7(1)$ ГГц.

Таким образом, измерено также сверхтонкое расщепление основного и возбужденного состояний охлаждающего перехода. Для основного состояния это расщепление составило $f_g^{HFS} = -1497(7)$ МГц, что согласуется с измеренным

в работе [72] значением $f_g^{HFS} = -1496550658.23(3)$ Гц. Для возбужденного же состояния расщепление составило $f_e^{HFS} = -3474(4)$ МГц, что согласуется со значением $f_e^{HFS} = -3474(2)$ МГц из работы [93].

2.4 МОЛ на длине волны 506.2 нм

После того как была определена частота охлаждающего перехода, излучение на длине волны 506.2 нм было совмещено с двумя другими охлаждающими излучениями (410.6 нм и 530.7 нм) перед волокном, доставляющим охлаждающее излучение к вакуумной камере (см. рис. 2.2 б)). Таким образом создавалась классическая 6-лучевая конфигурация МОЛ. Характерный размер пучков охлаждающего излучения в области захвата атомов составлял $w_{1/e^2} = 1$ см.

После охлаждения во вторичной МОЛ на длине волны 530.7 нм температура атомов в МОЛ составляет $T \approx 20$ мкК, что соответствует средней скорости атомов $v \approx 5$ см/с, которая приводит к доплеровскому сдвигу излучения на длине волны 506.2 нм $\Delta\nu_D \approx 100$ кГц $\approx 12\gamma$. Отстроив охлаждающее излучения от резонанса на эту величину и уменьшив квадрупольное магнитное поле до величины $b = 1$ Гс/см мы получили слабую магнито-оптическую ловушку на длине волны 506.2 нм. Следующий параграф посвящен оптимизации перезахвата атомов из первичной и вторичной МОЛ в МОЛ на исследуемой длине волны. Принципиальная схема импульсов в этих экспериментах приведена на рисунке 2.4 а).

2.4.1 Перезахват атомов в спектрально-уширенную МОЛ

Особенность захвата атомов в МОЛ на спектрально-узком переходе состоит в том, что спектральная ширина линии излучения в начале перезахвата оказывается гораздо меньше доплеровского уширения, из-за чего эффективно происходит взаимодействие лишь с малой скоростной группой атомов. Стандартным подходом, позволяющим преодолеть эту сложность, является уширение линии излучения с помощью частотной модуляции [84]. В нашем слу-

чае для формирования частоты излучения использовался акусто-оптический модулятор, радиочастотный сигнал для которого генерировался платой DDS на основе чипа AD9910. Данный чип позволяет осуществлять модуляцию частоты выходного сигнала треугольной формы. Импульсная схема такого эксперимента представлена на рисунке 2.4 а. Показаны импульсы охлаждающего излучения на длинах волн 410.6 нм ((1), первая стадия охлаждения, длящаяся порядка 1 секунды) и 530.7 нм ((2), вторая стадия охлаждения; как будет показано позже, для вторичного охлаждения требуется порядка 30 мс, в экспериментах по исследованию эффективности перезахвата из первичной МОЛ, длина этой стадии варьировалась в диапазоне $0 - 40$ мс). Эти два этапа охлаждения являлись стартовой точкой для дальнейших экспериментов в этом параграфе. Также на этом рисунке приведены этапы загрузки спектрально-уширенной МОЛ (3а.), и последующего охлаждения атомов в спектрально-узкой МОЛ (3б.): показаны мощность охлаждающего излучения (строка 506.2 (P)), и его частота (строка 506.2 ($\boldsymbol{\nu}$)): на этапе (3а.) показана его модуляция, и последующее отключение этой модуляции на этапе (3б.). На нижней строке показано изменение величины квадрупольного магнитного поля между стадиями эксперимента: от максимального во время первой стадии охлаждения, до минимального во время работы спектрально-узкой МОЛ. Заканчивает эксперимент измерение параметров атомного облака (4.). Задержка между процедурой считывания и предыдущей стадией эксперимента варьируется в диапазоне $0 - 30$ мс, для измерения различных параметров облака (см. далее).

На рисунке 2.4 б) показаны спектры одночастотного и модулированного радиочастотного сигнала, управляющего дифракцией АОМа. Выбор амплитуды модуляции делался из следующих соображений. При характерной температуре атомного облака после вторичного охлаждения $T = 20$ мкК, средняя скорость атомов составляет ~ 5 см/с, что соответствует доплеровскому сдвигу излучения на длине волны 506.2 нм $\Delta\boldsymbol{\nu}_D \approx 100$ кГц $\approx 12\boldsymbol{\gamma}$. Амплитуда модуляции $\Delta\boldsymbol{\nu} = 100$ кГц позволяла эффективно взаимодействовать со всеми скоростными группами атомов. Частота модуляции выбиралась около 10 кГц, чтобы перекрывать весь диапазон частот за время, сравнимое с временем жизни верхнего уровня. Рабочая отстройка от резонанса (верхняя частота) выбиралась порядка -100 кГц $\approx -12\boldsymbol{\gamma}$, чтобы оставлять боковые модуляционные частоты вдали от резонанса (см. рисунок 2.4 б)).

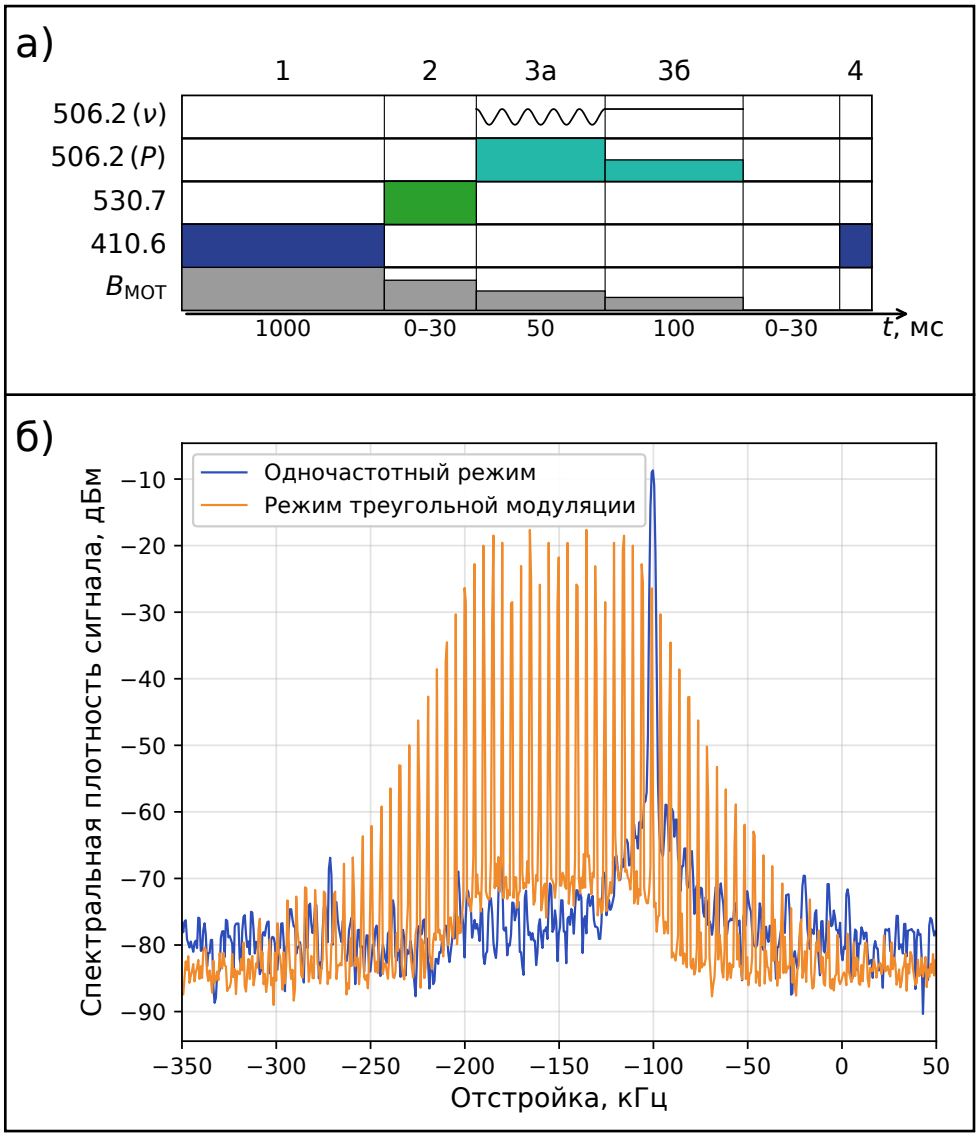


Рисунок 2.4 — а) Импульсная схема, использовавшаяся в экспериментах по охлаждению атомов тулия в МОЛ на длине волны 506.2 нм. б) Спектры сигналов, подаваемых на управляющий АОМ в одночастотном и модулированном режиме. Амплитуда модуляции частоты составляла $\Delta\nu = 100$ кГц, частота модуляции составляла $\Omega = 10$ кГц. Отстройка указана от частоты АОМа, необходимой для резонансного возбуждения перехода.

Далее изучался перезахват в магнито-оптическую ловушку на длине волны 506.2 нм в зависимости от длительности охлаждения на длине волны 530.7 нм. Результаты этого эксперимента показаны на рисунке 2.5. При отсутствии второй стадии охлаждения, удавалось осуществить перезахват около 15% атомов в магнито-оптической ловушки на длине волны 506.2 нм. Характерное время, за которое вторичное охлаждение уменьшает температуру и радиус облака, составляет $\tau \sim 5$ мс, причем на константу оно выходит за время порядка

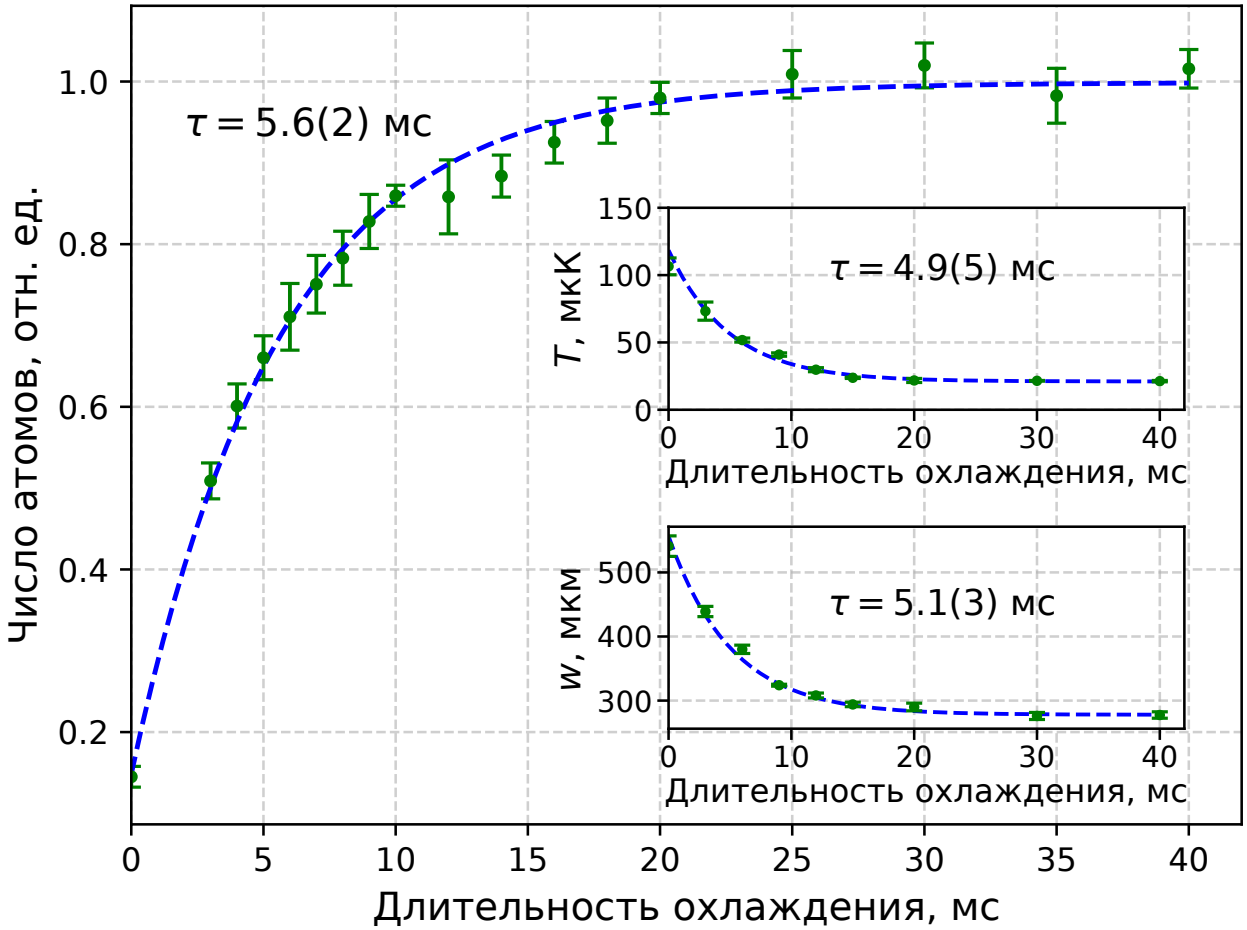


Рисунок 2.5 — Зависимость эффективности перезахвата атомов из вторичной МОЛ в третичную (основной график), а также температуры и радиуса атомного облака (на врезках) от длительности предварительного охлаждения.

$\tau \sim 20$ мс. Был достигнут полный перезахват из вторичной МОЛ в третичную, однако уровень перезахвата оказывался очень чувствителен к флуктуациям лабораторного магнитного поля. Объясняется это, по-видимому, асимметрией сил, действующих на атомы, при несовпадении нуля поля с центром симметрии квадрупольного магнитного поля. Для выставления значений компенсирующего магнитного поля, обеспечивающих наилучший перезахват, использовался следующий метод – градиентное магнитное поле третичной МОЛ уменьшалось, значения компенсирующих магнитных полей подбирались таким образом, чтобы геометрическое положение атомного облака при этом не изменялось. Характерная температура ансамбля атомов после охлаждения в спектрально-уширенной МОЛ составляла $T \sim 2$ мкК.

2.4.2 Охлаждение в спектрально-узкой МОЛ

После стадии охлаждения в спектрально уширенной МОЛ модуляция отключалась, и выставлялось еще меньшее значение градиента магнитного поля, после чего производилось исследование процесса охлаждения. Существует несколько ключевых параметров, характеризующих данный процесс, важных для экспериментов как с конденсатом Бозе-Эйнштейна, так и с оптическими часами. Во-первых, это число захваченных атомов N на момент окончания охлаждения. Во-вторых, размер облака w и его температура в вертикальном и горизонтальном направлениях. Наконец, для получения конденсата Бозе–Эйнштейна необходимо достичь режима квантового вырождения, в котором тепловая длина волны де-Бройля атомов $\Lambda_{dB} = \frac{h}{\sqrt{2\pi M k_B T}}$ становится сравнимой со средним межчастичным расстоянием. Удобной безразмерной мерой близости газа к вырождению является фазовая плотность $PSD = n\Lambda_{dB}^3$ [84], $n = N/V$ – концентрация атомов, а Λ_{dB} – длина волны де-Бройля. В квазиклассическом описании состояние частицы задается точкой в шестимерном фазовом пространстве координат и импульсов ($\vec{r}$,$\vec{p}$, и PSD имеет смысл числа атомов на одну квантовую ячейку фазового объема порядка h^3. Характерной величиной фазовой плотности, при которой происходит Бозе-конденсация является $PSD \approx 2.612$.

Поэтому, при оптимизации охлаждения мы считали ключевыми следующие параметры ансамбля: число захваченных атомов N, размер облака w и его фазовую плотность PSD, а также температуру в вертикальном и горизонтальном направлениях T_{ver} и T_{hor}; в зависимости от величины квадрупольного магнитного поля b ($B_z = bz$), параметра насыщения охлаждающего излучения s ($I = s \times I_{sat}$), а также отстройки его частоты от резонанса $\delta\nu$.

2.4.3 Измерение параметров облака

Метод измерения числа атомов и размера облака описан ранее, а также в предыдущих работах [29]. Температура атомного ансамбля измерялась методом баллистического разлета [94]. Для этого в начальный момент времени все удер-

живающие поля (квадрупольное магнитное поле и охлаждающие пучки МОЛ) отключаются, и атомы свободно падают в гравитационном поле. В предположении максвелловского распределения атомов по скоростям и гауссовой формы облака зависимость его радиуса от времени задается формулой 2.4, где w_0 - начальный размер облака, k_B - постоянная Больцмана, T - температура облака и m - масса атомов. Зависимость размера облака от времени свободного падения аппроксимировалась теоретической формулой, одним из параметров которой являлась температура.

$$w_{1/e}(t) = \sqrt{w_0^2 + \frac{2k_BT}{m}t^2} \tag{2.4}$$

Такой метод измерения температур облака имел свои особенности в приложении к нашему эксперименту. Ожидаемая температура атомов (порядка предела отдачи $T_{rec} \sim 200\,\text{нК}$) соответствует очень медленному разлету ансамбля атомов. Так, для расширения облака с начальным размером $w_0 \approx 100\,\text{мкм}$ и температурой $T = 300\,\text{нК}$ в два раза, требовалось время разлета порядка $\tau \sim 30\,\text{мс}$, что соответствовало падению на $4.5\,\text{мм}$. С этим связаны две проблемы: во-первых, $4.5\,\text{мм}$ соответствует полю зрения камеры, и использовать большие времена разлета в нашем эксперименте невозможно. Во-вторых, для обычной схемы эксперимента такое падение автоматически означало бы вылет из пробного пучка. Поэтому для того, чтобы пользоваться таким методом, излучение, используемое для регистрации атомов, заводилось в систему сверху, под небольшим углом к вертикали.

Для верификации полученных результатов проводилась спектроскопия часового перехода в свободном пространстве. После охлаждения атомов в МОЛ квадрупольное магнитное поле выключалось, и за время, необходимое для спада магнитного поля (порядка $\tau \approx 10\,\text{мс}$) атомы удерживались в оптической патоке на длине волны $506.2\,\text{нм}$. Затем удерживающие оптические поля выключались и проводилось возбуждение часового перехода вертикальным пучком излучения на длине волны $1.14\,\text{мкм}$. Полученные данные аппроксимировались гауссовой формой линии, ширина которой давала оценку сверху на температуру атомного облака в вертикальном направлении: $\Delta f_{FWHM} = \sqrt{\frac{8k_BT\ln 2}{mc^2}} f_0$. Результат измерения температуры атомного облака таким способом представлен на рисунке 2.6 (б), и находится в согласии со значением температуры, полученным методом баллистического разлета.

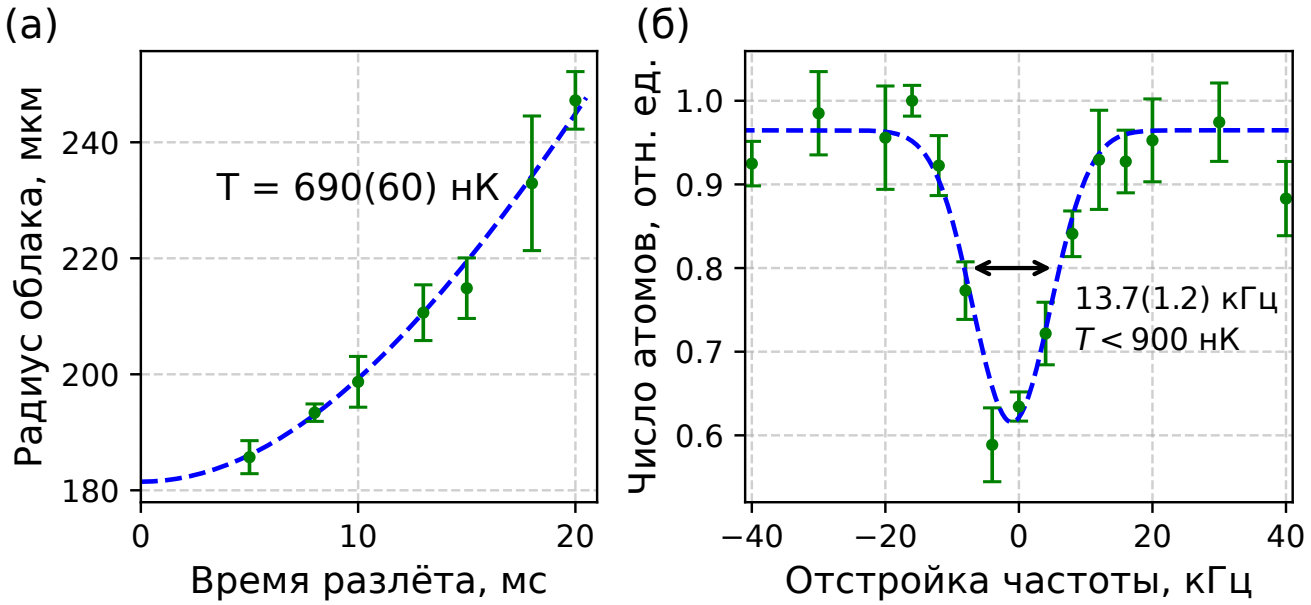


Рисунок 2.6 — Измерения температуры атомного облака в МОЛ 506.2 нм двумя независимыми методами: методом баллистического разлета (а) и методом спектроскопии часового перехода (б).

Фазовая плотность определялась из комбинации двух предыдущих измерений. Из фотографии облака в момент выключения удерживающих полей определялось число атомов в ансамбле и геометрический размер облака. Объем, занимаемый атомами в импульсном пространстве, определялся из измерения температуры (характерным “линейным размером” ансамбля в импульсном подпространстве является тепловая длина волны де-Бройля $\Lambda_{dB} = \frac{h}{\sqrt{2\pi M k_B T}}$). Поскольку температура атомов может быть различна в вертикальном и горизонтальных направлениях, для каждого из них используется своя длина волны де-Бройля. В итоге, для определения фазовой плотности будем использовать формулу 2.5, где N - измеренное число атомов, w_z и w_r - радиусы облака в вертикальном и радиальном направлениях, а Λ_z и Λ_r – тепловые волны де-Бройля в вертикальном и горизонтальном направлении.

$$PSD = \frac{N}{\pi^{3/2} w_z w_r^2} \times \Lambda_z \Lambda_r^2, \qquad \Lambda_{z(r)} = \frac{h}{\sqrt{2\pi M k_B T_{z(r)}}} \tag{2.5}$$

2.4.4 Оптимизация процесса охлаждения в МОЛ

После отключения модуляции охлаждающих пучков на длине волны 506.2 нм атомы охлаждались в спектрально-узкой МОЛ за время $\tau = 100$ мс. После охлаждения атомов проводились измерения параметров МОЛ методами, описанными выше. Для оптимизации охлаждения мы измеряли число захваченных атомов, температуру облака и его фазовую плотность в зависимости от градиента магнитного поля, мощности охлаждающего излучения, а также его отстройки от резонанса. Градиент магнитного поля изменялся в диапазоне $(200 - 600)$ мГс/см: уменьшение градиента приводило к слишком большому геометрическому размеру облака и большим потерям атомов, а увеличение градиента не приводило к каким-либо изменениям характеристик облака. Отстройка охлаждающего излучения от резонанса менялась в диапазоне $\Delta\nu = (-14 \div -8)\gamma$. При приближении частоты излучения к резонансу резко уменьшалось число захваченных атомов (как глубина удерживающего потенциала, так и максимальная сила резко уменьшались при приближении к резонансу), а увеличение отстройки приводило к слишком большому геометрическому размеру облака. Мощность излучения менялась в диапазоне $(100 \div 500)$ мкВт, что соответствовало диапазону $s = 13 \div 90$. Меньшая мощность приводила к уменьшению перезахвата, увеличение мощности не приводило к изменениям характеристик атомного облака.

Результаты оптимизации представлены на рисунке 2.7. Они оказались ожидаемы: низкие температуры достигались при малом значении мощности, большие градиенты магнитного поля и малые отстройки приводили к получению компактной МОЛ с большим количеством атомов. Минимальная достигнутая температура в вертикальном направлении составляла $T_{ver} = 400$ нК, при температуре в горизонтальном направлении $T_{hor} < 1$ мкК. Для широкого диапазона параметров удавалось достичь перезахвата большего ($> 90\%$) числа атомов. Максимальная доля доживших до конца эксперимента атомов составила 100% ($N = 2 \times 10^6$). Оптимальные значения фазовой плотности достигались компромиссом между температурой и размером облака. Лучшая полученная фазовая плотность составляла $PSD = 3.5 \times 10^{-4}$. С одной стороны, это гораздо меньше, чем необходимые для получения БЭК $PSD = 2.612$. С другой стороны, это значение уже на порядок выше значения фазовой плотности в

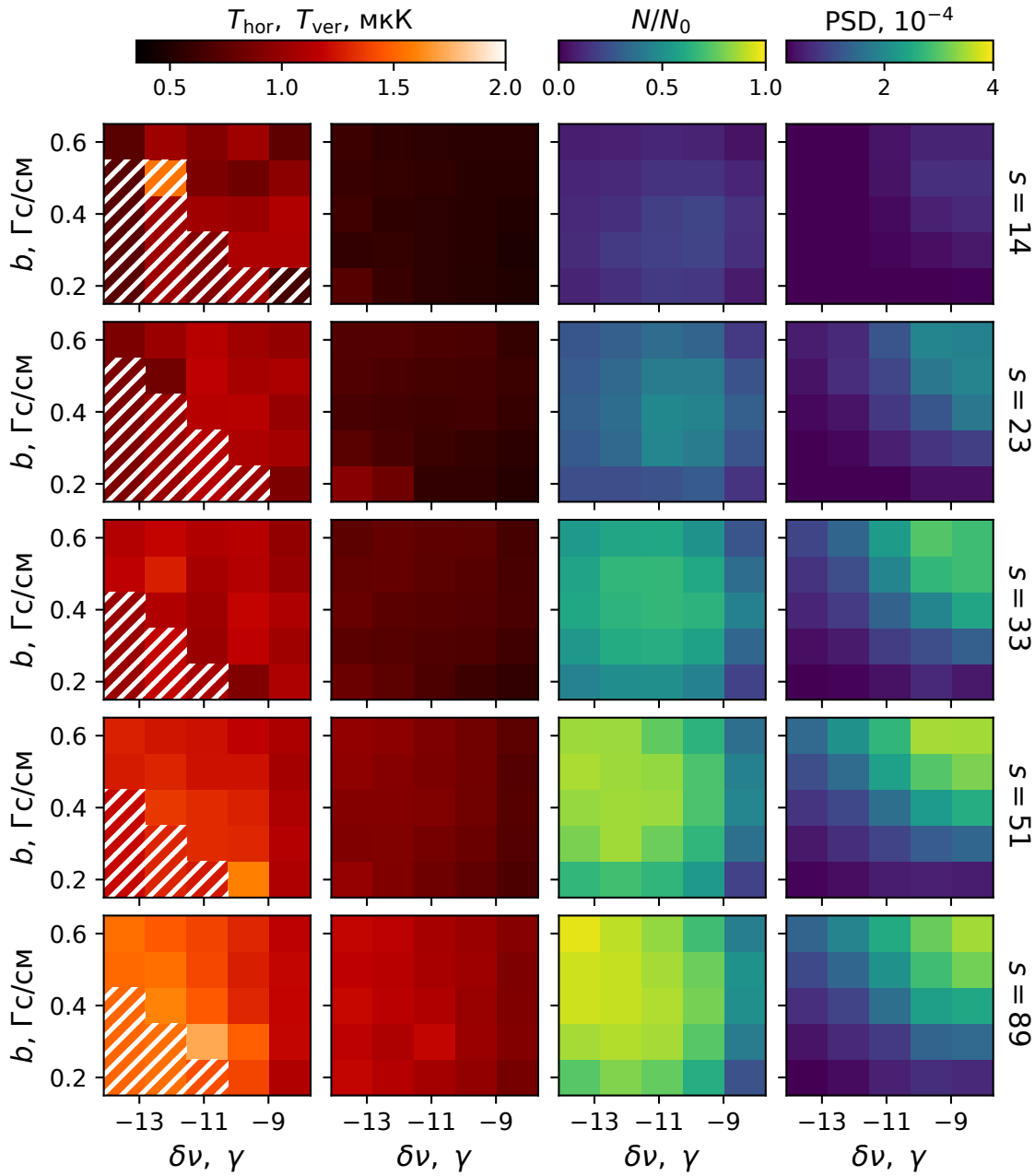


Рисунок 2.7 — Результат оптимизации охлаждения атомов в МОЛ на длине волны 506.2 нм. По оси x: отстройка охлаждающего излучения от резонанса ($\delta\nu$), по оси y: величина квадрупольного магнитного поля (b), строки: различные параметры насыщения охлаждающего излучения s. Столбцы: горизонтальная и вертикальная температуры облака T_{hor} и T_{ver}, относительное число атомов на момент окончания охлаждения N/N_0, $N_0 = 2 \times 10^6$, и фазовая плотность ансамбля (PSD). Область больших ошибок вызванных формой облака отмечена штриховкой.

магнито-оптической ловушке, достигнутого ранее в экспериментах по получению БЭК атомов тулия нашими коллегами из РКЦ [25], где при числе атомов $N_{RQC} = 30 \times 10^6$ достигались фазовые плотности $PSD_{RQC} \sim 10^{-5}$.

Для некоторой области параметров были получены МОЛ чечевичной формы, что приводило к большим погрешностям в измерении температуры. Такие области параметров обозначались белой штриховкой на графике.

2.5 Непересекающиеся ансамбли

В некоторых работах [95—98] предлагается использовать несколько разных ансамблей атомов, захваченных в одну оптическую решетку, но разнесенных в пространстве на расстояние от нескольких миллиметров до нескольких сантиметров. Опрос таких ансамблей позволял преодолеть ряд ограничений, связанных с шумами часового лазера, измерить гравитационный сдвиг частоты часового перехода на масштабе нескольких сантиметров, а также сравнивать в одной оптической решетке атомные ансамбли в различных колебательных состояниях, что существенно повышает точность измерений.

В работе [97] для захвата нескольких ансамблей атомов стронция в одну оптическую решетку используют движение самого удерживающего потенциала. Для этого пучок, формирующий оптическую решетку, перед обратным отражением проходил через два акусто-оптических модулятора, работающих на одинаковых частотах: в первый порядок первого и в минус первый порядок второго, что позволяло не изменять частоту излучения оптической решетки. Изменение частоты второго АОМа на величину $\delta\nu_L$ позволяло получить вместо "стоячей" волны "идущую" со скоростью $v_L = \frac{1}{2}\lambda_L\delta\nu_L$. Изменение же сдвига частоты $\delta\nu_L$ со временем приводит к ускорению движения потенциальных ям $a = \frac{1}{2}\lambda_L\frac{\partial}{\partial t}(\delta\nu_L)$. Преимущества подобного метода состоят в большой дистанции между атомными ансамблями в оптической решетке (до 1 см), которая ограничивается, по-видимому, рэлеевской длиной используемых для формирования решетки пучков. Недостатки подобного метода состоят в сложности оптической схемы, используемой для движения потенциала, дисбалансу мощностей, происходящему из-за неидеальной эффективности дифракции используемых АОМов (эффективность дифракции в 90% каждого из АОМов оставляет в итоге порядка 65% начальной мощности), а также невозможности использования усиливающего резонатора (требуется управление частотой отраженного пучка).

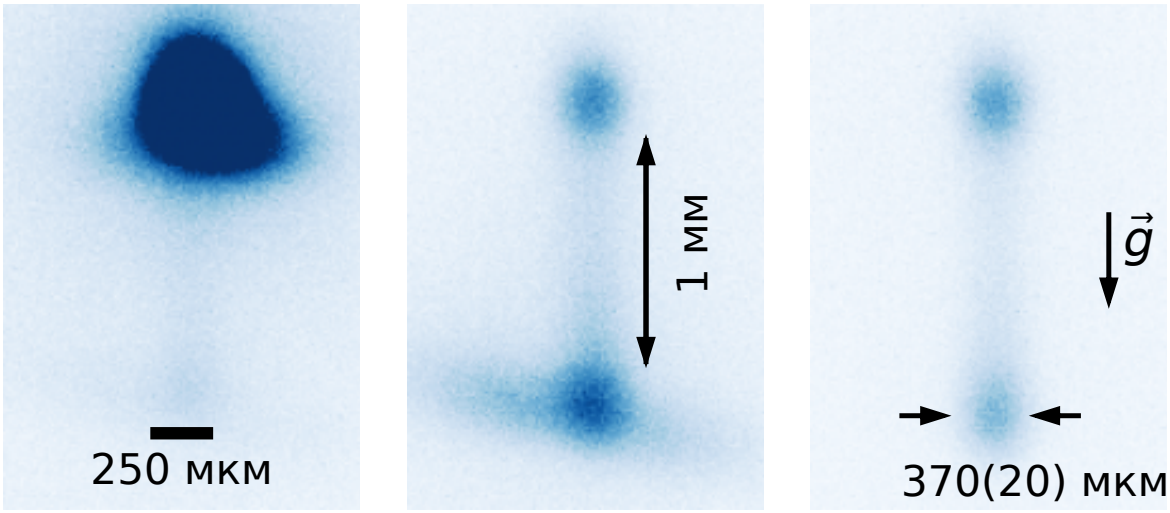


Рисунок 2.8 — Результат эксперимента по загрузке двух непересекающихся ансамблей МОЛ в различных координатах. После вторичного охлаждения (а) излучение, формирующее вторичную МОЛ, отключаются; часть атомов остается захваченными в оптической решетке в координатах вторичной МОЛ. Часть оставшихся атомов захватываются в третичную МОЛ, координаты которой определяются новым значением магнитного поля (б). После отключения удерживающих полей третичной МОЛ часть атомов захвачены в новых координатах (в). Число частиц в каждом из ансамблей составляет порядка 7% от начального числа атомов.

Нами [76] было продемонстрировано получение нескольких непересекающихся ансамблей с использованием чувствительности координаты спектрально-узкой МОЛ к магнитному полю (фотографии полученных в результате атомных ансамблей на разных стадиях эксперимента показаны на рисунке 2.8). В нашей работе ансамбль атомов тулия охлаждался в магнито-оптической ловушке на длине волны 530.7 нм (рис. 2.8 а)) в присутствии излучения оптической решетки, после чего излучение вторичной МОЛ отключается а градиентное магнитное поле переключается на режим третичного охлаждения. Из-за того, что атомы в облаке уже достаточно холодные ($T \sim 20$ мкК), часть атомов оказываются захвачены в оптическую решетку в координатах вторичной МОЛ. Остальные атомы перезагружаются в третичную МОЛ, координаты которой определяются значением компенсационного магнитного поля (рис. 2.8 б)). После охлаждения атомов в спектрально-уширенной МОЛ на длине волны 506.2 нм отключались удерживающие поля, и часть атомов снова перезагружались в оптическую решетку. Таким образом удавалось получить до 7% от

начального числа атомов в каждом из ансамблей (что соответствует 10^4 – 10^5 атомов) (рис. 2.8 в)). Похожий метод получения нескольких непересекающихся ансамблей был независимо от нас разработан для атомов иттербия в работе [99].

2.6 Применимость

Полученные в данной главе ансамбли атомов оказываются охлажденными до температур лишь вдвое больше предела отдачи исследуемого перехода. Такие ансамбли были получены ранее для различных атомов (см. обзор [6] и ссылки внутри), для атомов тулия такие ансамбли получены впервые.

Число атомов, перезахваченных из спектрально широкой МОЛ составило $\sim 15\%$, что сравнимо с другими экспериментами по перезахвату тяжелых атомов в спектрально-узкие МОЛ (например [100]), хотя и ниже, чем для элементов с меньшей атомной массой, таких как стронций ($\sim 100\%$ [84]). Характерные значения фазовых плотностей, достижимых в магнито-оптических ловушках, составляют $PSD \sim 10^{-3} - 10^{-4}$ (опять же, см. обзор [6] и ссылки в данной работе), что говорит о соответствии наших результатов ($PSD = 3.5 \times 10^{-4}$) мировому уровню. Применение более сложных техник охлаждения, таких как серые патоки (“gray molasses”), а также дополнительного лазерного охлаждения в дипольных ловушках позволяет достигать и более высоких значений фазовой плотности (например $PSD \sim 10^{-2}$ для атомов хрома в серой ловушке [101], и даже получение БЭК атомов стронция только методами лазерного охлаждения [102]), однако применение подобных методик для атомов тулия не было целью данной работы и требует отдельных исследований.

Разработанные в этой главе методы могут оказаться очень полезными в экспериментах с БЭК и разработке квантовых симуляторов на основе атомов тулия. Так, применение этих методов позволит начать процесс испарительного охлаждения с гораздо меньшей температуры ($T \sim 1\,\text{мкК}$ против $T \sim 20\,\text{мкК}$ в прошлых экспериментах) и большей фазовой плотности ($PSD = 3.5 \times 10^{-4}$ против $PSD \sim 10^{-5}$ в прошлых экспериментах [103]), в результате чего потенциально можно будет получить БЭК атомов тулия с существенно большим чем раньше числом частиц (либо сократить время подготовки конденсата). Так, в работе [103] температура атомов $T = 1.5\,\text{мкК}$ достигалась за время испарения

$\tau = 11.8\,$с, при полном времени, необходимом для получения БЭК $\tau = 16.8\,$с (выигрыш порядка 70% от полного времени охлаждения). Начиналось же испарительное охлаждение в данной работе с атомного ансамбля температурой $T \approx 20\,$мкК и фазовой плотности $PSD \sim 10^{-5}$, т.е. полученные нами ансамбли выигрывают более чем на порядок как по температуре, так и по фазовой плотности. С учетом гораздо большего числа захваченных в МОЛ атомов в таких работах ($N = 30 \times 10^6$ против $N = 2 \times 10^6$ в нашей работе), потенциальный выигрыш по фазовой плотности может оказываться еще на порядок больше, как из-за большей начальной концентрации атомов, так и из-за лучшего перезахвата более холодных атомов в дипольную ловушку.

Другой особенностью охлаждения атомов в магнито-оптических ловушках с большой отстройкой от резонанса является неравномерное распределение атомов по магнитным подуровням, причем большая часть оказывается на крайних магнитных подуровнях, что оказывается особенно полезным в экспериментах с Бозе-Эйнштейновским конденсатом атомов тулия, в которых используются как раз атомы, накаченные на крайний магнитный подуровень. Наконец, после охлаждения в МОЛ на спектрально-узком переходе с большой отстройкой облако атомов оказывается большого размера, однако в экспериментах с квантовыми симуляторами умеют с этим справляться, управляя размерами пучков дипольных ловушек (например [25]) и собирая геометрически большие МОЛ в дипольные ловушки.

В применении же полученных результатов для построения оптических часов есть несколько особенностей. Большой размер облака после охлаждения в спектрально-узкой МОЛ ухудшает перезахват в оптическую решетку. С другой стороны, использовать спектрально-уширенную МОЛ компактной формы для увеличения перезахвата атомов в решетку оказывается возможно, и таким образом нам удалось добиться увеличения перезахвата в оптическую решетку более чем вдвое, с итоговой температурой облака порядка $T \sim 2\,$мкК (что, правда, все еще больше того, что нам необходимо для охлаждения атомов до основного колебательного состояния). Кроме того, в используемом ранее методе подготовки начальных состояний большая часть потерь атомов во время подготовки приходилась на атомы с крайних магнитных подуровней, на которых после охлаждения в МОЛ с большой отстройкой оказывается основная доля населенности. Все это приводит к тому, что охлаждение в МОЛ на длине волны 506.2 нм хотя и улучшает перезахват атомов в оптическую решетку, но не

решает задач часовых экспериментов целиком, а значит, необходимо разрабатывать также методы подготовки начальных состояний часового перехода в оптической решетке.

Получение же нескольких непересекающихся ансамблей атомов может быть использовано в экспериментах с оптическими часами как для измерения поляризуемостей высоких порядков, так и для подавления различных систематических шумов.

Отметим здесь также, что из-за технических сложностей в следующих главах этой диссертации МОЛ на длине волны 506.2 нм не использовалась, однако на момент написания диссертации мы вернулись к ее использованию для улучшения перезахвата атомов в оптическую решетку.

2.7 Основные результаты главы 2

- Частота охлаждающего перехода $|4f^{13}(^2F^{\mathrm{o}}_{7/2})6s^2, F=4\rangle \rightarrow |4f^{13}(^2F^{\mathrm{o}}_{7/2})6s6p(^3P^{\mathrm{o}}_2), F=5\rangle$ на длине волны 506.2 нм в атомах тулия равняется 592.0457(1) ТГц
- С помощью частотной модуляции охлаждающего излучения удается достичь перезагрузки 100% атомов тулия из вторичной МОЛ в магнито-оптическую ловушку на исследуемом переходе.
- При охлаждении нейтральных атомов тулия в магнито-оптической ловушке на переходе с длиной волны $\lambda = 506.2$ нм достигнута температура облака атомов $T = 400$ нК, близкая к пределу отдачи используемого перехода ($T_{rec} = 220$ нК), а также фазовая плотность ансамбля $\mathrm{PSD} \approx 3.5 \times 10^{-4}$ при числе атомов в МОЛ порядка $N \approx 2 \times 10^6$ и температуре $T \approx 1$ мкК.
- С использованием чувствительности положения МОЛ к компенсирующему магнитному полю были получены два непересекающихся ансамбля в одной оптической решетке.

Глава 3. Оптическая решетка и ее влияние на частоты переходов

Данная глава посвящена влиянию поля оптической решетки на частоты переходов в атомах. В первой части главы вводится формализм описания взаимодействия атома с потенциалом оптической решетки, а также выводится формула для сдвига частоты перехода полем решетки в данной модели и измеряется поляризуемость возбужденного состояния охлаждающего перехода на длине волны 506.2 нм, необходимая для дальнейшей реализации лазерного охлаждения. Во второй части главы описываются эффекты, обнаруженные в ходе данного эксперимента и строится объясняющая их модель. В заключение приводится экспериментальное обнаружение эффектов, предсказанных этой моделью.

3.1 Потенциал оптической решетки

Для опроса часового перехода в режиме Лэмба-Дике в оптических часах на основе нейтральных атомов используют оптические решетки. Оптической решеткой называется удерживающий потенциал, сформированный стоячей волной лазерного излучения за счет эффекта Штарка. Традиционный способ описания спектров атомов, захваченных в оптическую решетку, основан на представлении удерживающего потенциала потенциалом гармонического осциллятора с ангармоническими поправками [39; 69; 104]. К достоинствам этой модели относятся ее простота и интуитивно понятная природа возникающих в ней сдвигов, поэтому в этой работе будем использовать именно ее.

Рассмотрим взаимодействие атома с переменным электрическим полем

$$\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}^{(+)}e^{-i\omega t} + \mathcal{E}^{(-)}e^{i\omega t}, \quad \mathcal{E}^{(-)} = \left(\mathcal{E}^{(+)}\right)^*$$

Физическое поле соответствует вещественной части этого выражения. Поэтому для линейно поляризованного поля с вещественной амплитудой $\mathcal{E}_0$ оно эквивалентно записи $\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}_0 \cos(\omega t)$, которая далее используется при выводе пространственного профиля интенсивности и потенциала решетки. Гамильтониан такой системы записывается формулой 3.1, в которой $\hat{H}_0$ – Гамильтониан

невозмущенного атома, а $\hat{V}_{E1} = -\hat{d} \cdot \hat{\mathcal{E}}$ – возмущение, связанное со взаимодействием наведенного электро-дипольного момента атома $\hat{d}$ с полем $\mathcal{E}$ излучения, формирующего решетку.

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}_{E1} \tag{3.1}$$

Сдвиг энергии уровня i в таком случае задается формулой 3.2 [105], в которой ΔE_i - сдвиг энергии, $\hbar$ - приведенная постоянная Планка, суммирование ведется по всем уровням f, связанным с уровнем i дипольными переходами, ω - частота возмущающего поля, ω_{if} - частота перехода с исследуемого уровня i, на уровень f, d_{if} - дипольный момент такого перехода.

$$\Delta E_i(\omega) = \frac{2}{\hbar} \sum_f \frac{\omega_{if} |d_{if}|^2}{\omega_{if}^2 - \omega^2} \mathcal{E}^2 = -\frac{1}{4} \alpha_i^{E1}(\omega) \mathcal{E}^2 \tag{3.2}$$

Здесь вводится величина динамической электродипольной поляризуемости уровня i на частоте ω: $\alpha_i^{E1} = \frac{2}{\hbar} \sum_f \frac{\omega_{if} |d_{if}|^2}{\omega_{if}^2 - \omega^2}$. Вводя интенсивность излучения $I = \varepsilon_0 c |\mathcal{E}|^2 / 2$ перепишем сдвиг энергии уровня i по формуле 3.3, в которой a_0 - радиус Бора, а поляризуемость перепишем в атомных единицах ($1\,\text{ат.ед.} = 4\pi\varepsilon_0 a_0^3$) $\alpha \rightarrow \alpha \times 1\,\text{ат.ед.}$.

$$\Delta E_i(\omega) = -\alpha_i^{E1}(\omega) \frac{2\pi a_0^3}{c} I \tag{3.3}$$

В случае, когда сдвиг энергии уровня, вызываемый эффектом Штарка, оказывается мал по сравнению с зеемановским сдвигом и сверхтонким расщеплением рассматриваемого уровня, собственными состояниями системы можно считать состояния с определенной проекцией полного момента атома на ось квантования, задаваемую магнитным полем. В таком случае, штарковский сдвиг энергии уровня $|i, F, m_F\rangle$ при взаимодействии с - в общем случае - эллиптически поляризованным излучением с параметром эллиптичности ξ и углом между осью квантования и поляризацией излучения Θ определяется формулой 3.4 в которой вводятся значения скалярной α_s, векторной α_v и тензорной α_t поляризуемостей.

$$\begin{aligned} \Delta E_{i,F,m_F}^{Stark}(\omega, I) = \Bigg[& \alpha_s^{i,F,m_F}(\omega) + \alpha_v^{i,F,m_F}(\omega) \frac{m_F}{F} \xi + \\ & + \frac{3\cos^2(\Theta) - 1}{2} \frac{3m_F^2 - F(F+1)}{F(2F-1)} \alpha_T^{i,F,m_F}(\omega) \Bigg] \times \frac{2\pi a_0^3}{c} I \end{aligned} \tag{3.4}$$

Для дальнейшего использования учтем, что во всех наших экспериментах излучение оптической решетки поляризовано линейно, поэтому вклад векторной поляризуемости равен нулю. Также, вместо интенсивности I излучения будем использовать глубину потенциала оптической решетки U для основного состояния часового перехода ($|g, F = 4, m_F = 0\rangle$) – максимальный сдвиг энергии этого состояния. Выбор этой величины связан с тем, что эта величина может быть измерена экспериментально с помощью спектроскопии часового перехода в режиме разрешенных боковых колебательных частот (подробнее в главе 5). Естественной мерой измерения глубины потенциала U является энергия отдачи $\mathrm{E_{rec}}$, связанная с рассеянием одного фотона излучения, формирующего удерживающий потенциал: $\mathrm{E_{rec}} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$, где $\hbar$ – приведенная постоянная Планка, m – масса атома, а $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновой вектор излучения, формирующего удерживающий потенциал. Соответственно поляризуемость будем измерять в единицах поляризуемости основного состояния α_0: $\alpha = \widetilde{\alpha} \times \alpha_0$). С учетом этого формула 3.4 переписывается в виде:

$$\begin{aligned}\Delta E^{Stark}_{i,F,m_F}(\omega, U) = -\Big[&\widetilde{\alpha}^{i,F,m_F}_s(\omega) + \\ &\frac{3\cos^2(\Theta) - 1}{2}\frac{3m_F^2 - F(F+1)}{F(2F-1)}\widetilde{\alpha}^{i,F,m_F}(\omega)\Big] \times U\end{aligned} \tag{3.5}$$

Энергия уровня i в оптической решетке глубиной U с учетом эффектов Штарка записывается в виде 3.6, где E^0_{i,F,m_F} – энергия невозмущенного подуровня $|i, F, m_F\rangle$.

$$\begin{aligned}E_{i,F,m_F}(\omega, U, B) = &E^0_{i,F,m_F} + \\ -&\left[\widetilde{\alpha}^{i,F,m_F}_s(\omega) + \frac{3\cos^2(\Theta) - 1}{2}\frac{3m_F^2 - F(F+1)}{F(2F-1)}\widetilde{\alpha}^{i,F,m_F}(\omega)\right] \times U\end{aligned} \tag{3.6}$$

Соответственно, частота перехода $|i, F, m_F\rangle \to |f, F', m_{F'}\rangle$ может быть записана как $h\nu = E_{f,F',m_{F'}}(\omega, U, B) - E_{i,F,m_F}(\omega, U, B)$.

Однако, в случае, когда сдвиги энергии уровня, вызываемые эффектами Штарка и Зеемана сравнимы, приходится строить более подробную модель, учитывающую влияние магнитного поля. Построению этой модели посвящен следующий пункт данной главы.

3.2 Гамильтониан системы

Рассмотрим гамильтониан взаимодействия атомов с электрическим полем оптической решетки в присутствии внешнего задающего магнитного поля. Магнитное поле $\mathbf{B}$ предполагается постоянным и однородным, а электрическое поле оптической решетки записывается в виде $\mathbf{E} = \mathbf{E}^{(+)}\exp(-i\omega t) + \mathbf{E}^{(-)}\exp(i\omega t)$. Общий вид гамильтониана взаимодействия атома с электрическим и магнитным полями такой конфигурации задается формулой 3.7 [78].

$$\hat{H} = \hat{H}_{hf} + \left(\mu_B g_J \hat{J}_\mu + \mu_N g_I \hat{I}_\mu\right) B_\mu - \hat{\alpha}_{\mu\nu} E^{(-)}_\mu E^{(+)}_\nu \,, \tag{3.7}$$

В этом уравнении H_{hf} - гамильтониан, описывающий сверхтонкое расщепление, в случае атома тулия, ядерный спин которого $I = 1/2$, представимый в виде $\hat{H}\text{hf} = A_{\text{hf}}\,\hat{I}_\mu\,\hat{J}_\mu$. Второе слагаемое описывает эффект Зеемана, где g_J и g_I - электронный и ядерный факторы Ланде, а μ_B и μ_N - магнетон Бора и ядерный магнетон соответственно. Третье слагаемое описывает динамический эффект Штарка, параметром в котором является тензор поляризуемости α, который раскладывается на тензоры 0, 1 и 2-го ранга (см. формулу 3.8). В этом уравнении α_s, α_v и α_t – скалярная, векторная и тензорная поляризуемости, а $\delta_{\mu\nu}$ и $\varepsilon_{\xi\mu\nu}$ – символы Кронекера и Леви-Чивиты соответственно. Суммирование в обеих формулах ведется по индексам $\xi \in \{x,y,z\}$.

$$\hat{\alpha}_{\mu\nu} = \alpha_s \delta_{\mu\nu} + \alpha_v i\varepsilon_{\xi\mu\nu}\frac{\hat{J}_\xi}{J} + \alpha_t \frac{3}{J(2J-1)}\left[\frac{1}{2}(\hat{J}_\mu\hat{J}_\nu + \hat{J}_\nu\hat{J}_\mu) - \frac{1}{3}\hat{\mathbf{J}}^2\delta_{\mu\nu}\right] \tag{3.8}$$

В случае присутствия только магнитного поля $\mathbf{B}$ ($\mathbf{E}_\xi = 0$ в формуле 3.7) оператор полного момента $\hat{F} = \hat{J} + \hat{I}$ коммутирует с гамильтонианом 3.7, и собственными состояниями такой системы являются состояния с определенной проекцией полного момента $|F, m_F\rangle$. В случае же учета электрического поля оптической решетки, как показано в работе [106], оператор полного момента атома продолжает коммутировать с гамильтонианом лишь в некоторых частных случаях. В качестве примера такого частного случая служит часто встречающаяся в оптических часах конфигурация эксперимента: поляризация оптической решетки линейна и сонаправлена задающему магнитному полю. В общем же случае возможно численно диагонализовать гамильтониан 3.7

($\hat{H}\,|\widetilde{m}_F\rangle = E_{\widetilde{m}_F}\,|\widetilde{m}_F\rangle$) и разложить его собственные состояния в базисе состояний с определенной проекцией полного момента $|\widetilde{m}_F\rangle = \sum_{-F}^{F} c_{m_F} m_F$, $|m_F\rangle = |F, m_F\rangle$. Отметим, что для практически всех параметров эксперимента отличие таких собственных состояний от состояний с определенной проекцией полного момента невелико (для каждого состояния $|\tilde{m}_F\rangle$ существует $|m_F\rangle$ такой, что $|\langle\widetilde{m}_F|m_F\rangle|^2 \approx 1$). В данной работе задача численной диагонализации гамильтониана 3.7 решается с помощью пакета QuTip [107] языка программирования Python.

Однако, для предсказания сдвигов частоты различных компонент перехода на длине волны 506.2 нм требуется знание компонент динамической поляризуемости состояния $|e\rangle$ на длине волны $\lambda = 1063.5$ нм. Их измерению посвящена следующая часть этой главы.

3.3 Поляризуемость возбужденного состояния охлаждающего перехода

Для применения построенной выше модели требуется знание всех параметров в формуле 3.6: компонент динамической поляризуемости исследуемых уровней. Компоненты динамической поляризуемости основного состояния на длине волны 1063.5 нм были измерены в работе [108], а значит, оставалось измерить компоненты динамической поляризуемости возбужденного состояния.

Для измерения поляризуемости требовалось измерить зависимость частот переходов между различными Зеемановскими компонентами основного и возбужденного состояний охлаждающего перехода от глубины оптической решетки. Ранее были разработаны методы подготовки атомов тулия на центральном и крайнем магнитном подуровне основного состояния [71; 109], соответственно для исследования было доступно 6 различных переходов между Зеемановскими подуровнями ($|g, F = 4, m_F = 0\rangle \rightarrow |e, F = 5, m_F = 0, \pm 1\rangle$ и $|g, F = 4, m_F = -4\rangle \rightarrow |e, F = 5, m_F = -5, -4, -3\rangle$). Для измерения центральной частоты исследуемой компоненты перехода измерялась вероятность деполяризации атомов из начального состояния в зависимости от частоты охлаждающего излучения [110]. Переход между подуровнями $|g, m_F = -4\rangle \rightarrow |e, m_F - 5\rangle$ не вызывал деполяризации атомов, поэтому определить централь-

ную частоту этого перехода было возможно только по потерям атомов из оптической решетки в результате нагрева, что сопряжено с большими ошибками измерения, поэтому исследовались частоты пяти оставшихся переходов в зависимости от глубины удерживающего потенциала.

Для возбуждения исследуемых компонент охлаждающего перехода применялись лазерные пучки, используемые ранее для формирования МОЛ. Длительность деполяризующего импульса составляла $\tau = 5\,\text{мс}$, полная оптическая мощность в пучках составляла $P \approx 250\,\text{мкВт}$, что соответствовало параметру насыщения $s \approx 30$. Для измерения населенности магнитных подуровней выполнялся эксперимент Штерна-Герлаха [111]: после подготовки атомов на начальном магнитном подуровне и возбуждении исследуемого перехода включалось магнитное поле с большим градиентом модуля поля вдоль оси Z, удерживающее поле оптической решетки выключалось, и через 20 мс делалась фотография облака, разделившегося на несколько атомных ансамблей с разной проекцией магнитного момента на ось квантования. Полученное изображение аппроксимировалась суммой Гауссиан, и относительная “амплитуда” соответствующей Гауссианы выбиралась в качестве относительной населенности соответствующего подуровня.

Фотография пространственно разделенных ансамблей атомов, полученных в результате такого эксперимента, а также аппроксимация полученного изображения представлены на рисунке 3.1 а): большая часть атомов ($\sim 70\%$ от общего числа) сконцентрирована на крайнем магнитном подуровне $m_F = -4$ (наиболее яркое облако на фотографии), деполяризованные атомы сконцентрированы на магнитных подуровнях $m_F = -3$ и $m_F = -2$ (более тусклые облака), причем их относительные амплитуды находятся в качественном соответствии с вероятностями спонтанного распада из состояния $|e, m_F = -3\rangle$. Измеренная зависимость доли деполяризованных атомов от частоты возбуждающего излучения аппроксимировалась функцией Гаусса, центр которой принимался за центральную частоту перехода при исследуемых параметрах. Пример спектра компоненты исследуемого перехода, полученный таким образом представлен на рисунке 3.1 б): экспериментальные данные приближаются Гауссианой, ширина которой на полувысоте $\Delta f \approx 40\,\text{кГц}$ соответствует уширенной мощностью линии перехода с естественной шириной линии $\gamma = 7.8\,\text{кГц}$ и параметром насыщения $s = 30$.

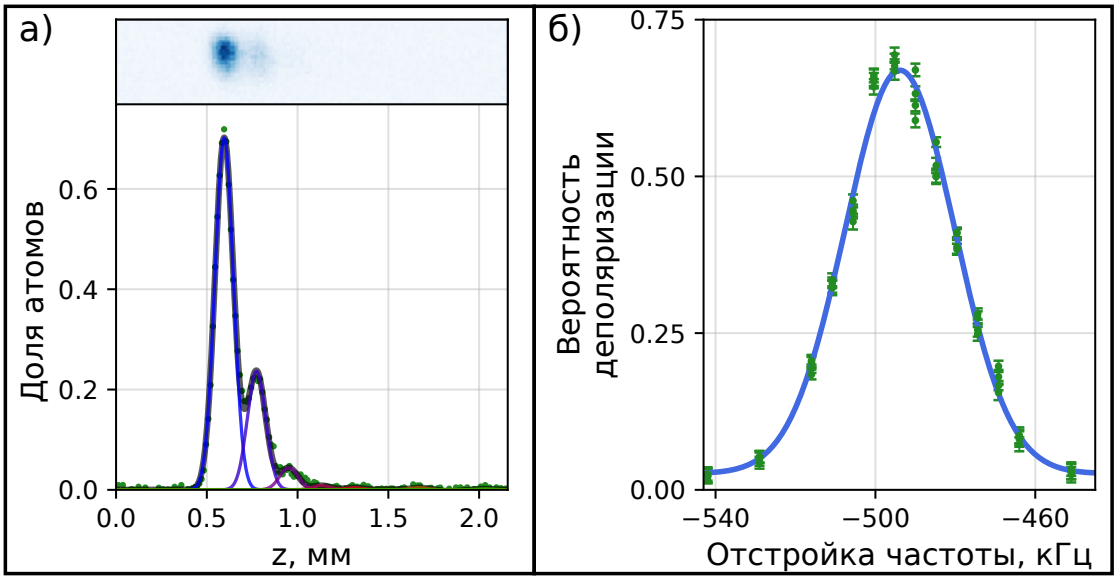


Рисунок 3.1 — Описание эксперимента по измерению компонент динамических поляризуемостей на длине волны 1063.5 нм верхнего уровня охлаждающего перехода с длиной волны 506.2 нм. а) Эксперимент Штерна-Герлаха и населенности магнитных подуровней после деполяризации чистого состояния. б) Пример спектра перехода, полученного с помощью деполяризации чистого состояния.

Наконец, построенная в прошлом параграфе модель была применена для переоценки значений компонент динамической поляризуемости возбужденного состояния охлаждающего перехода. Результат представлен на рисунке 3.2: точки на этом графике соответствуют экспериментальным данным, прямыми линиями показана аппроксимация экспериментальных данных численной моделью, учитывающей эффект подмешивания состояний. Свободными параметрами модели являлись невозмущенные частоты исследуемых компонент перехода, а также величины динамической поляризуемости возбужденного состояния перехода $|e\rangle$. На данном графике для наглядности частоты измеряется от частоты невозмущенной оптической решеткой компоненты перехода, а разница между экспериментальными данными и результатом аппроксимации выведена на отдельный подграфик под основным.

Полученные таким образом значения нормализованных скалярной и тензорной поляризуемостей состояния $|e, F = 5\rangle$ оказались равны $\widetilde{\alpha}_s = 1.146(4)$ и $\widetilde{\alpha}_t = 0.283(15)$. Погрешности этих величин связаны со статистической неопределенностью аппроксимации. Величина χ^2 этого приближения составила $\chi^2 = 1.02$, что говорит о хорошем приближении экспериментальных данных постро-

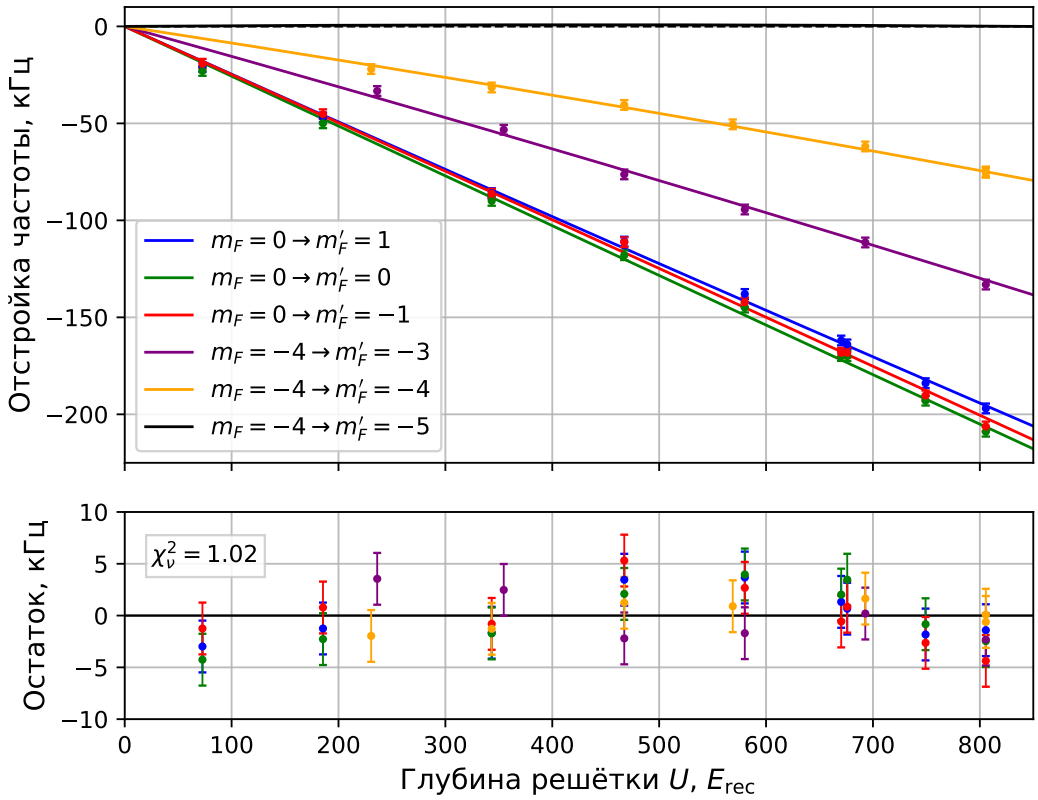


Рисунок 3.2 — Результат аппроксимации измеренных зависимостей частот пяти компонент перехода $|g, F = 4\rangle \to |e, F = 5\rangle$ от глубины оптической решетки. Точки – экспериментальные данные, прямые – глобальный фит. Черная линия — модельная частота охлаждающей компоненты перехода $|g, m_F = -4\rangle \to |e, m_F = -5\rangle$

енной моделью. Перевод в абсолютные единицы требует учета систематической погрешности поляризуемости основного состояния, которые в работе [108] связаны с погрешностями измерения интенсивности излучения, формирующего удерживающий потенциал, и геометрических размеров ловушки. Итоговые абсолютные значения компонент динамической поляризуемости состояния $|e\rangle$ составили: $\alpha_s = 190(0.4)_{\text{stat}}(30)_{\text{sys}}$ ат.ед. и $\alpha_t = 47(1.5)_{\text{stat}}(5)_{\text{sys}}$ ат.ед. [110].

В ходе этого эксперимента были обнаружены компоненты перехода, запрещенные в дипольном приближении – с изменением проекции полного момента $|\Delta m_F| > 1$. Возбуждение таких переходов было обнаружено экспериментально, причем наблюдалось оно только в оптической решетке, в случае, когда магнитное поле было перпендикулярно поляризации оптической решетки. В эксперименте по возбуждению таких компонент перехода атомы подготавливались на центральном магнитном подуровне в оптической решетке, после чего проводилась спектроскопия перехода в различных конфигурациях эксперимента

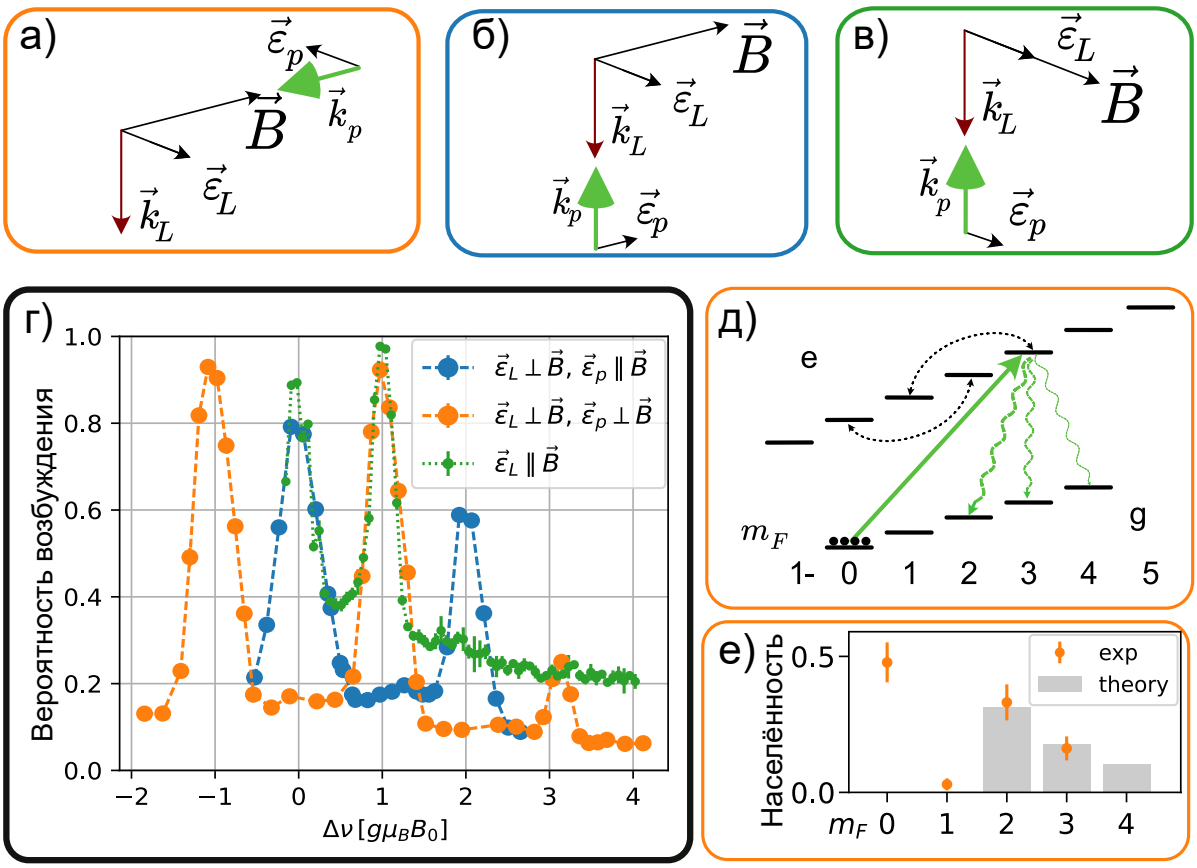


Рисунок 3.3 — Экспериментальная регистрация запрещенных компонент $|\Delta m_F| > 1$ охлаждающего перехода 506.2 нм.

(изменялись направление магнитного поля и поляризация исследуемого излучения на длине волны 506.2 нм), и по вероятности деполяризации атомов с центрального магнитного подуровня исследовалась вероятность возбуждения перехода. Параметр насыщения в этом эксперименте был достаточно большим ($s \sim 100$), чтобы регистрировать особенности спектра лазера, вызываемые петлей обратной связи (изначально возбуждение таких компонент перехода было обнаружено при исследовании спектра лазера). Из-за этого, помимо пиков, связанных с возбуждением различных компонент перехода на графике виден фоновый уровень, связанный с неидеальностью спектра лазера.

Результаты экспериментов по регистрации запрещенных в дипольном приближении компонент $|\Delta m_F| > 1$ охлаждающего перехода 506.2 нм представлены на рис. 3.3. На этом рисунке пункты а)–в) — три различных конфигурации эксперимента: показаны поляризация и направление распространения пробного излучения относительно магнитного поля и поляризации оптической решетки. Рисунок а) пробное излучение направлено вдоль магнитного поля, его поляризация линейная, раскладывается на две компоненты, возбуждающие σ^+ и σ^-

компоненты перехода. В конфигурации б) пробное излучение совмещено с излучением оптической решетки, его поляризация сонаправлена магнитному полю, в результате чего должно наблюдаться возбуждение π компоненты перехода. Конфигурация в) использовалась в качестве контрольной: в отличии от двух прошлых конфигураций магнитное поле сонаправлено поляризации оптической решетки, а поляризация пробного излучения выбирается так чтобы возбуждались π, σ^+ и σ^- компоненты перехода. В дипольном приближении в каждой конфигурации разрешены только переходы с $|\Delta m_F| \leqslant 1$.

Пункт г) — измеренные спектры возбуждения с центрального магнитного подуровня. По горизонтальной оси отложена отстройка частоты пробного излучения от невозмущенного резонанса в единицах зеемановского расщепления $g_e \mu_B B_0 \sim 500\,\text{кГц}$, ноль — $|g,m_F = 0\rangle \rightarrow |e,m_F = 0\rangle$. Оранжевый спектр получен в конфигурации а), синий — б), зеленый — в). Видно появление пиков на частотах $\rightarrow |e,m_F = +2\rangle$ и $\rightarrow |e,m_F = +3\rangle$, запрещенных в дипольном приближении. Панель д) — диаграмма уровней с возбуждаемым переходом $\rightarrow |e,m_F = 3\rangle$ и каналами спонтанного распада. Панель е) — сравнение измеренных в эксперименте населенностей магнитных подуровней после возбуждения с теоретическим распределением для распада с $|e,m_F = 3\rangle$. Согласие теоретических вероятностей распада с экспериментально измеренными окончательно подтверждает возбуждение именно $|g,m_F = 0\rangle \rightarrow |e,m_F = 3\rangle$ компоненты перехода.

3.4 Подмешивание состояний

Рассмотрим собственные состояния гамильтониана 3.7 в случае различных условий эксперимента для разных электронных уровней энергии. Наиболее интересной для оптических часов на основе атомов тулия конфигурацией эксперимента является случай линейно-поляризованной оптической решетки, электрическое поле которой перпендикулярно задающему магнитному полю. На примере этой конфигурации исследуем энергии наиболее интересных для нас электронных уровней – основного и возбужденного состояния часового перехода $|g\rangle$ и $|c\rangle$, а также возбужденного состояния охлаждающего перехода $|e\rangle$. Поскольку рассматривается линейно-поляризованная оптическая решетка,

Уровень	**λ, нм**	**α_s, ат.ед.**	**α_v, ат.ед.**	**α_t, ат.ед.**	**g-фактор**
$\|g\rangle$	1064	159.6	−0.2	−3.2	1.141189
$\|g\rangle$	532	583	684	−140	1.141189
$\|c\rangle$	1064	159.7	−0.02	−2.9	0.85479
$\|e\rangle$	1064	190	—	47	1.29

Таблица 4 — Значения компонент динамической поляризуемости на различных длинах волн и g-факторов для основного и возбужденного состояний часового перехода. Величины динамической поляризуемости основного состояния измерены в работах [108; 112], значения поляризуемостей для часового уровня вычисляются из измеренной разностной поляризуемости часового перехода в работе [33]. Величины g-факторов взяты из работ [72; 91].

то вклад векторной поляризуемости равен нулю. Значения компонент динамической поляризуемости, а также g-факторы рассматриваемых состояний приведены в таблице 4. Моделирование проводилось для магнитного поля $B = 340\,\text{мГс}$ и глубины оптической решетки $U = 1000\,\text{E}_\text{rec}$.

Результаты моделирования для состояний $|g\rangle$, $|c\rangle$ и $|e\rangle$ в оптической решетке на длине волны $1063.5\,\text{нм}$ при характерных параметрах эксперимента (магнитном поле $B = 340\,\text{мГс}$ и глубине потенциала $U = 1000\,\text{E}_\text{rec}$) представлены на рисунке 3.4. Собственные состояния гамильтониана практически идентичны состояниям с определенной проекцией магнитного момента, к которым примешивается незначительная доля (10^{-4}) состояний с проекциями $m_F \pm 2$. Масштаб этой примеси зависит от величины тензорной поляризуемости рассматриваемого уровня, а также от соотношения между величиной индукции задающего магнитного поля B и электрического поля E. Для основного и возбужденного уровней часового перехода, примесь состояний с другой проекцией момента составляет порядка 10^{-4}, однако для уровней с большей тензорной поляризуемостью (например, возбужденное состояние охлаждающего перехода $|e\rangle$), а также при малых магнитных полях ($\sim 100\,\text{мГс}$) примесь состояний может достигать нескольких десятков процентов (например, при характерных параметрах эксперимента, примесь неосновных состояний для уровня $|e\rangle$ достигает 10^{-2} см. рисунок 3.4). Примесь же состояний с другим значением полного момента ($F = 3$ для основного состояния) находится на уровне 10^{-13}, что соот-

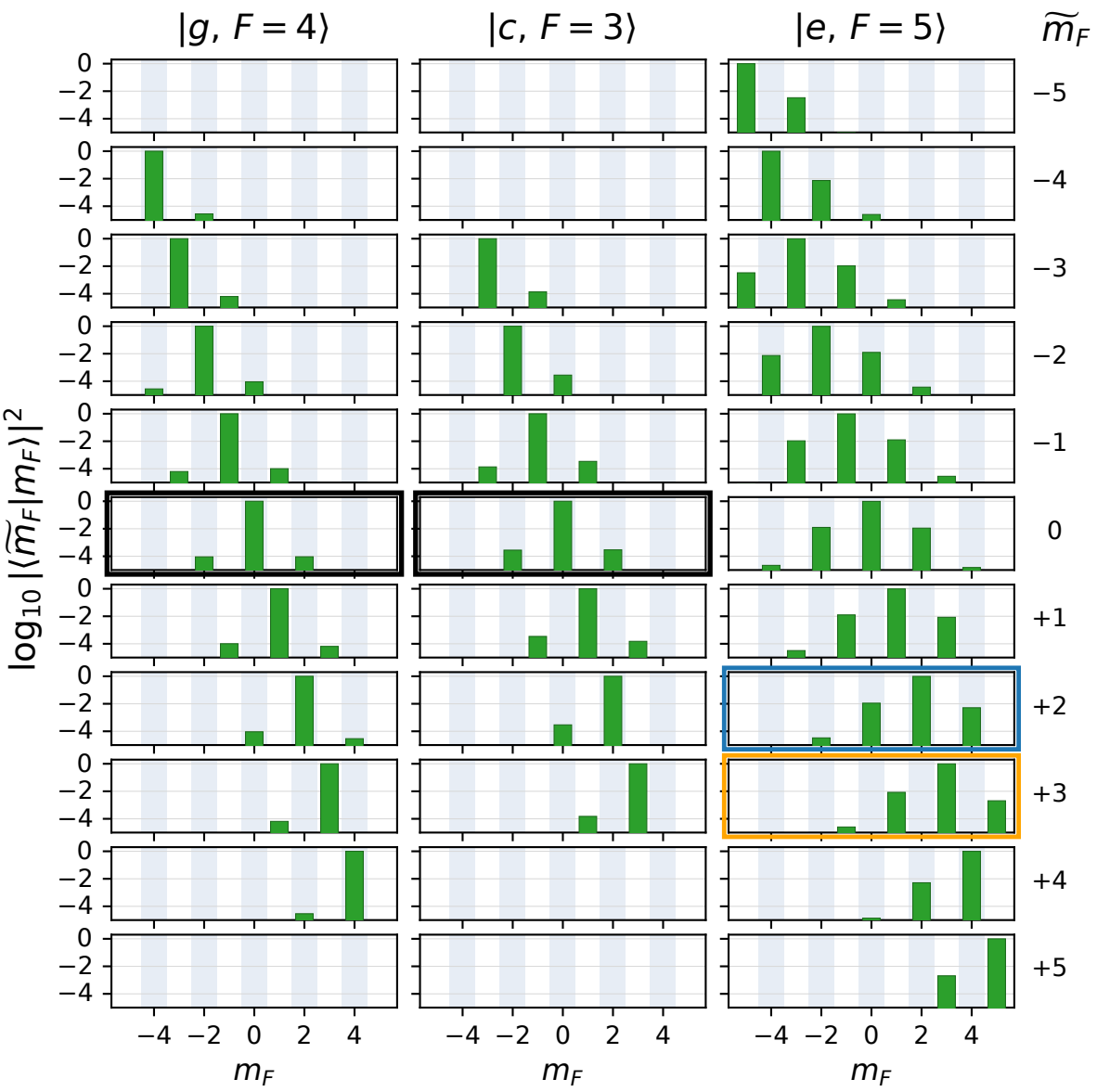


Рисунок 3.4 — Разложение собственных состояний гамильтониана 3.7 по состояниям с определенной проекцией магнитного момента для оптической решётки на длине волны 1064 нм поляризация которой перпендикулярна магнитному полю. Расчет представлен для состояний $|g, F = 4\rangle$, $|c, F = 3\rangle$, и $|e, F = 5\rangle$. Черным цветом выделены основное и возбужденное состояние часового перехода. Синим и оранжевым цветом показаны разложение собственных состояний уровня $|e\rangle$, ответственные за запрещенные в дипольном приближении компоненты перехода (см. рис. 3.3).

ветствует пренебрежимо малым поправкам к энергии состояний, поэтому такая примесь на рисунке не показана.

Особо нужно обратить внимание на ячейки, соответствующие состояниям $|e, \widetilde{m}_F = +2\rangle$, $|e, \widetilde{m}_F = +3\rangle$ (выделены синей и оранжевой рамкой соответственно). Именно примесью состояний с другими проекциями магнитного момента

объясняется возбуждение запрещенных в дипольном приближении компонент перехода, обнаруженное ранее (синий и оранжевый спектр на рисунке 3.3). Большой (до 1%) вклад неосновных магнитных подуровней при характерных параметрах эксперимента и то, что спектральная ширина перехода меньше Зеемановского расщепления при используемых в эксперименте магнитных полях, позволяет зарегистрировать компоненты перехода, запрещенные в дипольном приближении. Так, то, что к состоянию $|e, F = 5, m_F = 3\rangle$ примешивается состояние $|e, F = 5, m_F = 1\rangle$ делает отличным от нуля матричный элемент $\langle g, F = 4, \widetilde{m}_F = 0| \hat{d} |e, F = 5, \widetilde{m}_F = 3\rangle$, что приводит к пику в спектре перехода на соответствующей частоте и характерному для распада с состояния $|e, F = 5, m_F = 3\rangle$ распределению атомов после его возбуждения.

Для применения атомов тулия в качестве платформы для квантовых симуляторов и вычислителей интересно также рассмотреть атомы тулия в дипольной ловушке или оптическом пинцете на длине волны $\lambda = 532\,\text{нм}$. Для этих применений наиболее интересно основное состояние $|g\rangle$, однако из-за большого значения векторной поляризуемости большое влияние может оказывать остаточная эллиптичность излучения удерживающего потенциала. Поэтому, моделирование для основного состояния атомов тулия в ловушке на длине волны $\lambda = 532\,\text{нм}$ проводилось для различных значений параметра эллиптичности: для идеальной линейно-поляризованной ловушки ($\xi = 0$), для параметра эллиптичности $\xi = 0.015$, соответствующего примеси ненужной поляризации на уровне $1 : 1000$, что обеспечивается стандартными поляризационными делителями, а также для случая циркулярной поляризации. Моделирование проводилось для магнитного поля $B = 340\,\text{мГс}$ и глубины дипольной ловушки $U = 100\,\text{E}_{\text{rec}} \sim 20\,\text{мкК}$.

Результаты этого моделирования представлены на рисунке 3.5. Для основного состояния атомов тулия захваченных в дипольную ловушку на длине волны 532 нм, за счет большего почти на порядок отношения α_t/α_s по сравнению с оптической решеткой на длине волны 1063.5 нм, примесь состояний с $m_F \pm 2$ составляет порядка $10^{-2}-10^{-1}$. При параметре эллиптичности излучения дипольной ловушки $\xi = 0.015$ к состоянию с проекцией момента m_F добавляется также примесь состояний с $m_F \pm 1$ на уровне 10^{-4}, которая, при увеличении параметра ξ возрастает до десятков процентов, что показывает необходимость аккуратного контроля поляризации излучения формирующего удерживающий потенциал в подобных экспериментах.

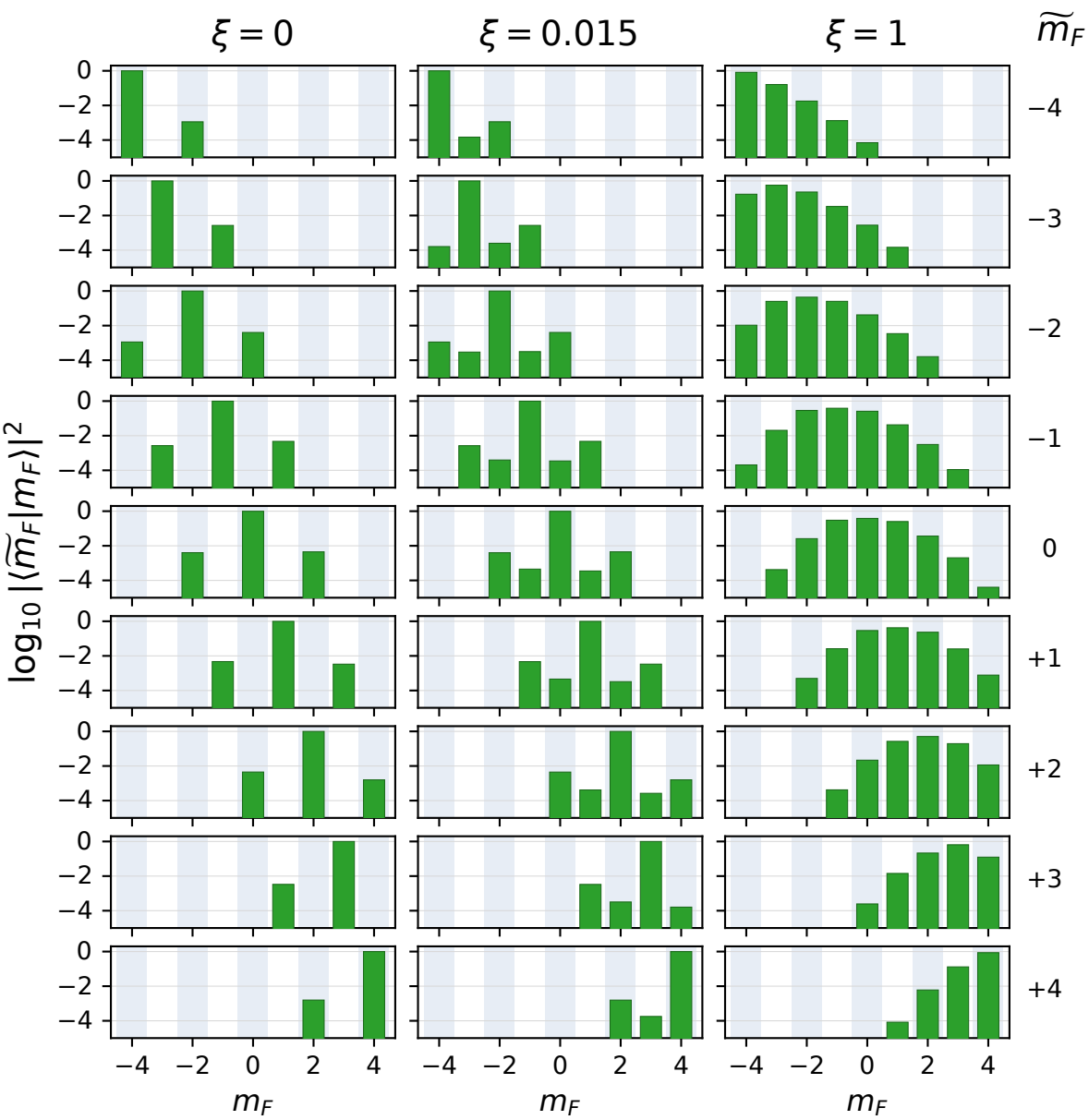


Рисунок 3.5 — Разложение собственных состояний гамильтониана 3.7 по состояниям с определенной проекцией магнитного момента. Расчет представлен для состояний $|g, F = 4\rangle$ для различных параметров эллиптичности излучения на длине волны 532 нм, формирующего дипольную ловушку.

3.4.1 Экспериментальная регистрация

Построенная выше модель предсказывает появление дополнительного сдвига частоты микроволнового перехода $|g, F = 4, m_F = 0\rangle \rightarrow |g, F = 3, m_F = 0\rangle$ в случае задающего магнитного поля перпендикулярного поляризации оптической решетки: к состояниям $|g, F = 4, m_F = 0\rangle$ и $|g, F = 3, m_F = 0\rangle$ примешиваются другие магнитные подуровни (см. рис. 3.4,

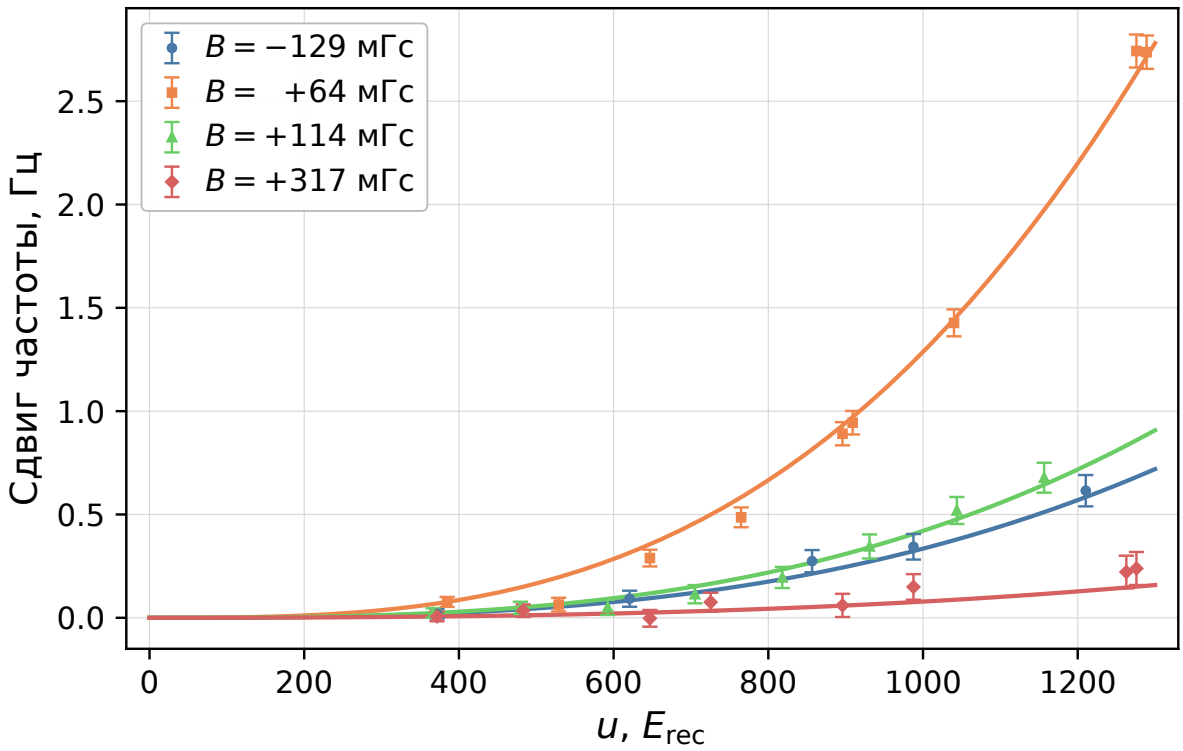


Рисунок 3.6 — Зависимость сдвига частоты микроволнового перехода $|g, F = 4, m_F = 0\rangle \to |g, F = 3, m_F = 0\rangle$ от глубины оптической решетки для различных магнитных полей. Точками показаны экспериментальные данные, сплошной линией показана зависимость, предсказанная построенной выше моделью.

выделенное черной рамкой состояние в первом столбце), и величина этой примеси, также как и энергия итогового состояния зависит от величины магнитного поля B и глубины оптической решетки U. В итоге, сдвиг частоты нелинейно зависит от глубины удерживающего потенциала, а величина этой нелинейности зависит от величины магнитного поля: чем меньше магнитное поле, тем больше величина примеси для одинаковой глубины потенциала.

В работе [72] такой сдвиг был экспериментально обнаружен. В этой работе измерялась величина сверхтонкого расщепления основного состояния. Для этого проводилась Рамси-спектроскопия перехода $|g, F = 4, m_F = 0\rangle \to |g, F = 3, m_F = 0\rangle$ с временем свободной эволюции системы порядка $T = 0.5\,\text{с}$, что позволяло измерять частоту переходов с точностью порядка $\delta\nu \sim 10\,\text{мГц}$. Были измерены зависимости величины такого сдвига от глубины оптической решетки для разных величин задающего магнитного поля. Результаты представлены на рисунке 3.6: сдвиг частоты был экспериментально измерен (точки на графике) для набора из четырех значений магнитного поля (показаны цве-

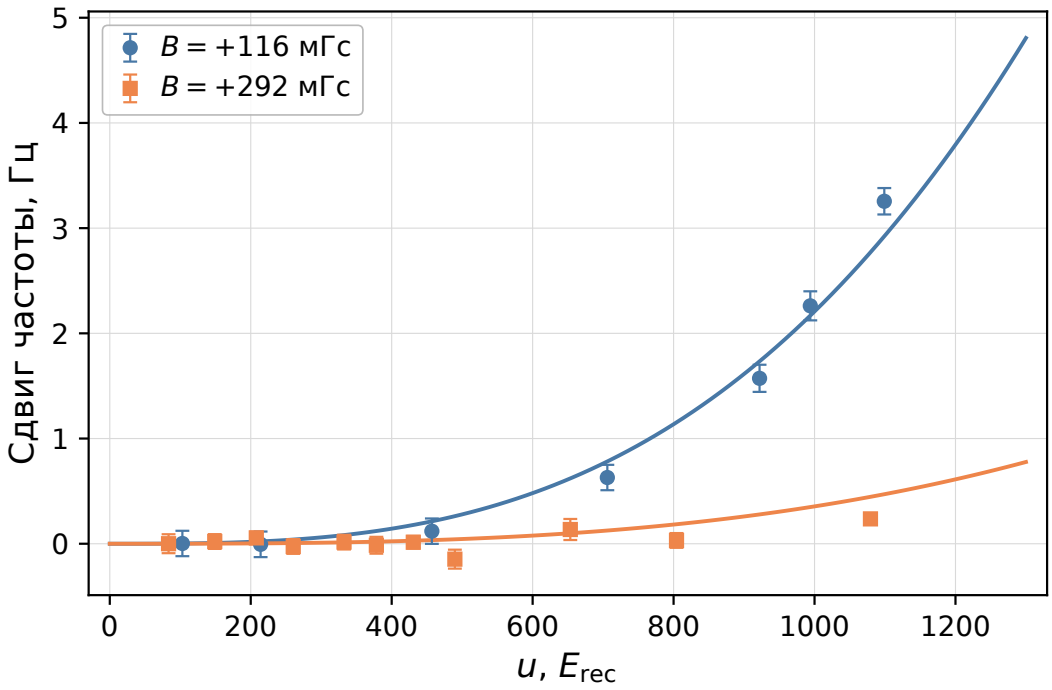


Рисунок 3.7 — Зависимость сдвига разностной частоты часового перехода ($\nu_{32} - \nu_{43}$) от глубины удерживающего потенциала для разных величин задающего магнитного поля B.

тами). Эти зависимости аппроксимировались построенной моделью (сплошные линии на графике, цвета соответствуют магнитному полю), свободными параметрами в которой были значение сдвига при нулевой глубине потенциала, а также относительные тензорная и скалярная поляризуемости.

Аналогичный сдвиг предсказывается для так называемой "разностной" частоты часового перехода – разности частот переходов $|g, F = 4, m_F = 0\rangle \rightarrow |c, F = 3, m_F = 0\rangle$ (ν_{43}) и $|g, F = 3, m_F = 0\rangle \rightarrow |c, F = 2, m_F = 0\rangle$ (ν_{32}) (разложение собственных состояний по состояниям с определенной проекцией магнитного момента для состояний $|g, F = 4, m_F = 0\rangle$ и $|c, F = 3, m_F = 0\rangle$ показано черными рамками на рисунке 3.4, для состояний второй компоненты часового перехода разложение аналогично). Он также был обнаружен в работе [72], результаты представлены на рисунке 3.7.

Для синтетической частоты часового перехода этот эффект тоже может быть наблюдаем: предсказание модели представлено на рисунке 3.8. Расчет такого сдвига для синтетической частоты для величин магнитного поля $B = 0 - 600\,\text{мГс}$ и глубин оптической решетки $U = 0 - 1200\,\text{E}_\text{rec}$ представлен на рисунке 3.8. На этом графике сдвиг в логарифмическом масштабе обозначен цветом, характерные величины сдвигов представлены линиями. Предсказанная

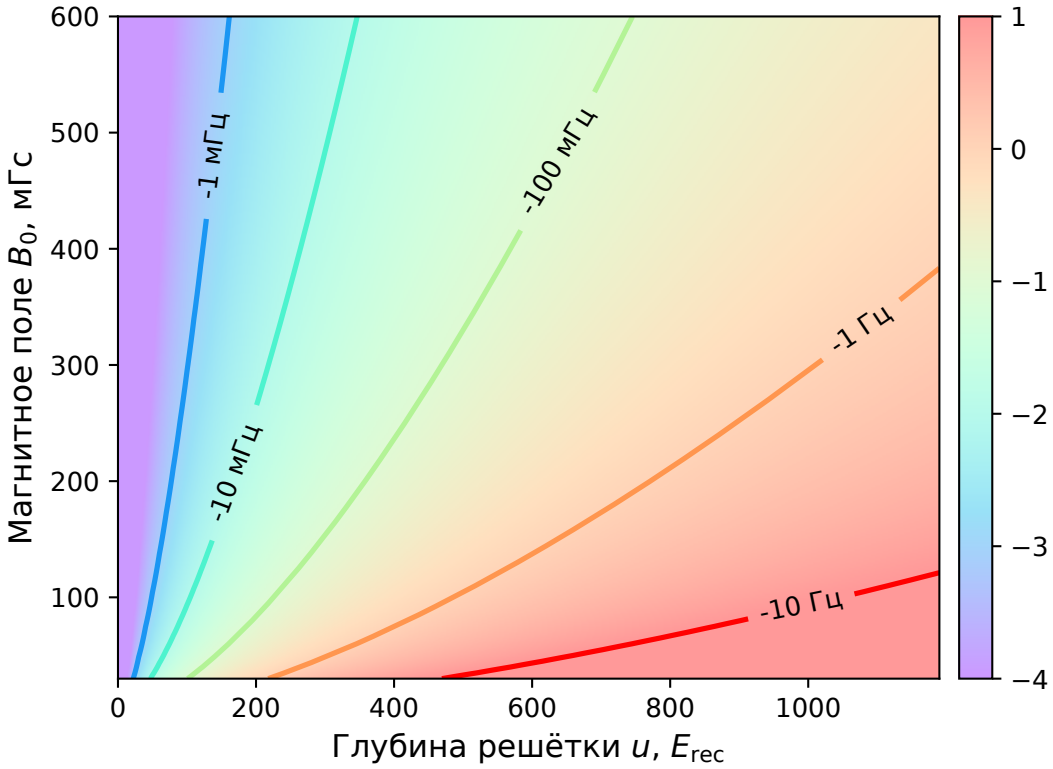


Рисунок 3.8 — Рассчитанный сдвиг синтетической частоты часового перехода вызываемый эффектом подмешивания состояний в зависимости от глубины оптической решетки и величины магнитного поля. Величина сдвига дана в логарифмическом масштабе.

величина этого сдвига (до 10 Гц, что соответствует относительному сдвигу до 10^{-14}!) показывает, что учет и характеризация этого эффекта необходимы для дальнейшего построения тулиевых оптических часов. Экспериментальная же проверка этого расчета на данный момент затруднена, т.к. требует проведения экспериментов, аналогичных тем, которые необходимы для измерения поляризуемостей старших порядков.

3.5 Применимость перехода на длине волны 506.2 нм для лазерного охлаждения в оптической решётке

Главный вывод, который можно сделать из измеренных значений поляризуемости состояния $|e\rangle$ состоит в следующем: частота охлаждающего перехода $|g, m_F = -4\rangle \rightarrow |e, m_F = -5\rangle$ практически не смещается излучением решетки (см. рис. 3.2): для типичного значения глубины $U = 1000 E_{rec}$ и магнитного по-

ля $B = 340$ мГс сдвиг частоты составлял $\delta\nu = 6$ кГц, что меньше естественной ширины линии охлаждающего перехода. Это позволяет эффективно охлаждать атомы тулия на этом переходе (подробнее см. в следующих главах).

Помимо этого, измеренные значения поляризуемостей позволяют выделить два различных режима работы с использованием перехода 506.2 нм. При большом значении магнитного поля ($B > 500$ мГс) частоты переходов определяются в основном эффектом Зеемана, а сдвиг из-за эффекта Штарка является лишь малой поправкой, соответственно, картина в целом не меняется. При использовании меньших значений магнитного поля ($B < 200$ мГс), вклад эффекта Штарка в сдвиг частоты переходов становится соизмеримым с вкладом эффекта Зеемана. Промежуточные значения магнитного поля в эксперименте не использовались из-за наличия резонанса Фешбаха для состояния $|g, F = 4, m_F = -4\rangle$ в магнитном поле $B \approx 430$ мГс [113], приближение к которому вызывает значительные потери атомов в процессе охлаждения.

3.6 Основные результаты главы 3

– Измерены динамические скалярная и тензорная поляризуемости на длине волны 1063.5 нм возбужденного состояния перехода на длине волны 506.2 нм, которые равны соответственно $\alpha_s = 190(30)$ ат.ед. и $\alpha_t = 47(7)$ ат.ед.
– Обнаружен и численно охарактеризован эффект подмешивания состояний в случае скрещенных электрического поля оптической решетки и задающего ось квантования магнитного поля, для атомов тулия, удерживающихся в потенциале оптической решетки. Показано, что этот эффект может приводить к возбуждению компонент перехода, запрещенных в дипольном приближении, а также сдвигу частоты часового перехода величиной до 1 Гц для магнитного поля $B = 100$ мГс и глубины оптической решетки $U = 1000\,\mathrm{E_{rec}}$.

Глава 4. Мультипольные сдвиги и методы подготовки атомов в начальном состоянии

В главе 3 был описан штарковский сдвиг частоты перехода в дипольном удерживающем потенциале. Однако для описания особенностей спектроскопии переходов в оптической решетке эту модель необходимо расширить для учета влияния пространственной конфигурации удерживающего потенциала на спектры переходов в атомах. В начале данной главы описывается режим Лэмба-Дике и его необходимость для реализации оптических часов. Вводится формализм описания оптической решетки в приближении гармонического осциллятора и расчет влияния решетки на внутренние состояния атомов в первом порядке теории возмущений. Вводятся понятия магической длины волны и приводятся характерные параметры для используемой в наших экспериментах оптической решетки на близкой к магической длине волны 1063.5 нм.

Далее показывается, что достижение относительной неопределенности часов на уровне 10^{-18} требует не только подавления лидирующего E1-сдвига частоты часового перехода, но и учета старших мультипольных моментов взаимодействия атома с полем решетки. Показывается, что подавление и контроль вызываемых ими сдвигов невозможны без подготовки ансамбля в основном колебательном состоянии.

Приводится обзор существующих методов подготовки различных систем в основном колебательном состоянии в удерживающем потенциале в лучших оптических часах и других экспериментах. В конце главы формулируются задачи, которые требуется решить для реализации подобных методов в тулиевых оптических часах. Эти задачи в дальнейшем решаются в главе 5 с использованием спектрально-узкого перехода $\lambda = 506.2$ нм.

4.1 Режим Лэмба-Дике

При опросе часового перехода в свободном пространстве даже очень холодные атомные ансамбли испытывают сдвиги и уширения, связанные как с эффектом Доплера, так и с импульсом отдачи при поглощении/испускании фо-

тона пробного излучения. Так, для ансамбля атомов тулия, охлажденного до температуры $T < 1\,\text{мкК}$ (температура достигнутая в данной работе при охлаждении атомов в МОЛ на длине волны 506.2 нм) доплеровское уширение для часового перехода составляет $\Delta\nu \sim 10\,\text{кГц}$ (см. рис. 2.6 в главе 2), что на 4 порядка больше естественной ширины линии. Для подавления этих эффектов опрос часового перехода проводится в режиме Лэмба-Дике.

Для описания опроса некоторого перехода в режиме Лэмба-Дике запишем Гамильтониан двухуровневого атома в гармоническом потенциале:

$$\hat{H} = h\nu \left|e\right\rangle \left\langle e\right| + \frac{\hat{p}^2}{2m} + m\frac{\Omega_L^2 \hat{x}^2}{2} \tag{4.1}$$

В этой формуле $h\nu$ - энергия возбужденного состояния $|e\rangle$ двухуровневого атома, m – его масса, $\hat{p}$ и $\hat{x}$ – операторы импульса и координаты, отвечающие движению атома в рассматриваемом гармоническом потенциале, а Ω_L – колебательная частота этого потенциала. Данный Гамильтониан стандартной заменой операторов импульса и координаты на операторы рождения и уничтожения колебательного кванта ($\hat{x} = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\Omega_L}}(\hat{a} + \hat{a}^\dagger)$ и $\hat{p} = \sqrt{\frac{m\hbar\Omega_L}{2}}(\hat{a}^\dagger - \hat{a})$) записывается в виде 4.2.

$$\hat{H} = h\nu \left|e\right\rangle \left\langle e\right| + \hbar\Omega_L \left(\hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2}\right) \tag{4.2}$$

В этих же терминах, возмущение, связанное с возбуждением некоторого перехода, выражается формулой 4.3, где $\Omega = |d \cdot E/\hbar|$ - частота Раби.

$$\hat{V}_I = -\vec{d}\vec{E} \approx \frac{\hbar\Omega}{2}\left(e^{ik\hat{x}}e^{-i\omega t}\left|e\right\rangle\left\langle g\right| + e^{-ik\hat{x}}e^{i\omega t}\left|g\right\rangle\left\langle e\right|\right) \tag{4.3}$$

Переходя в приближение вращающейся волны и заменяя оператор координаты $\hat{x}$ на сумму $\hat{a} + \hat{a}^\dagger$ получаем возмущение, записанное выражением 4.3, в котором $\eta = k\sqrt{\frac{\hbar}{2m\Omega_L}}$ – параметр Лэмба-Дике [82].

$$\hat{V}_I \approx \frac{\hbar\Omega}{2}\left(e^{i\eta(\hat{a}+\hat{a}^\dagger)}\left|e\right\rangle\left\langle g\right| + e^{-i\eta(\hat{a}+\hat{a}^\dagger)}\left|g\right\rangle\left\langle e\right|\right) \tag{4.4}$$

Частоты Раби переходов между конкретными колебательными подуровнями $\Omega_{mn} = \langle m|\, e^{i\eta(\hat{a}+\hat{a^\dagger})}\,|n\rangle$ задаются формулой 4.5, в которой Ω – невозмущенная частота Раби, а $L_n^m(x)$ – обобщенный полином Лагерра. В случае малых значений параметра Лэмба-Дике (так называемый режим Лэмба-Дике) спектр представляет собой разнесенные на колебательную частоту пики, соответствующие переходам с изменением колебательного числа на определенную величину.

$$\Omega_{mn} = \Omega e^{-\eta^2/2} \begin{cases} \sqrt{\dfrac{n!}{m!}}\eta^{m-n} L_n^{m-n}(\eta^2) & , m > n \\ L_n^0(\eta^2) & , m = n \\ \sqrt{\dfrac{m!}{n!}}\eta^{n-m} L_m^{n-m}(\eta^2) & , m < n \end{cases} \tag{4.5}$$

Коэффициенты из уравнения 4.5 для несущей частоты и изменения кванта на ± 1 для характерных значений параметров Лэмба-Дике $\eta^2 = 1/20$ и $\eta^2 = 1/70$ (характерных для минимальной и максимальной глубины удерживающего потенциала в экспериментах по построению оптических часов на основе атомов тулия), представлены на рисунке 4.1. На этом рисунке по оси x отложен номер колебательного подуровня, с которого происходит переход, по оси y отложена относительная сила соответствующего перехода. Зеленый, красный и синий цвета соответствуют переходам с изменением колебательного числа на $\Delta n_z = 0$, $\Delta n_z = -1$ и $\Delta n_z = +1$ соответственно. Сплошными линиями и точками показаны зависимости относительных сил переходов с колебательных подуровней, которые реализуются в оптических решетках, пунктиром показана зависимость подобных переходов в других удерживающих потенциалах (например, для ионов в ионных ловушках).

Спектроскопия часового перехода в режиме Лэмба-Дике позволяет подавить сдвиги и уширения линии связанные с эффектом Доплера первого порядка

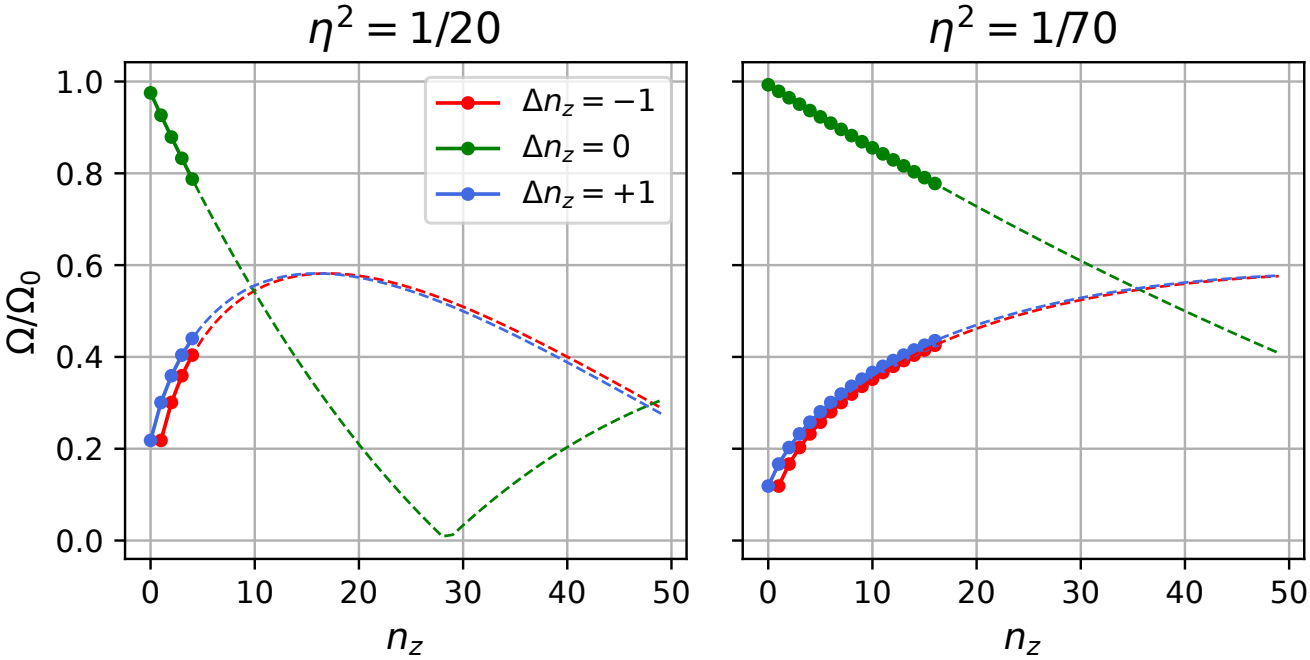


Рисунок 4.1 — Относительные частоты Раби переходов между колебательными подуровнями в режиме Лэмба–Дике для двух значений параметра η^2.

и эффектом отдачи. Эффект Доплера оказывается подавленным из-за того, что спектр перехода в режиме Лэмба-Дике дискретен, и представляет собой набор линий, связанных с переходом атомов между различными колебательными подуровнями в удерживающем потенциале. С этим же связано подавление эффекта отдачи: энергия, связанная с излучением одного фотона излучения, возбуждающего часовой переход, оказывается меньше характерного расстояния между колебательными модами: $h\nu_{rec} << h\nu_z$. Для спектроскопии переходов в режиме Лэмба-Дике в оптических часах на основе нейтральных атомов применяют оптические решетки.

4.2 Потенциал оптической решетки

Для опроса часового перехода в режиме Лэмба-Дике в оптических часах на основе нейтральных атомов используют оптические решетки. Оптической решеткой называется удерживающий потенциал, сформированный стоячей волной лазерного излучения за счет эффекта Штарка.

Традиционный способ описания спектров атомов, захваченных в оптическую решетку, основан на представлении удерживающего потенциала потенциалом гармонического осциллятора с ангармоническими поправками [39; 69; 104]. К достоинствам этой модели относятся ее простота и интуитивно понятная природа возникающих в ней сдвигов, поэтому в этой работе будем использовать именно ее.

Однако, как показано в работах [114; 115], эта модель хорошо работает только для наиболее низкоэнергетических колебательных состояний и для достаточно глубоких оптических решеток. Для достижения лучшей точности приходится использовать больше членов разложения потенциала в ряд и более старшие порядки теории возмущений. Более точная модель основана на методе Борна-Оппенгеймера и квазиклассическом подходе [114], приводит к более точному описанию спектров атомов: показано, что при использовании большего числа членов разложения потенциала в ряд и старших порядков теории возмущений подход, основанный на модели гармонического осциллятора, сходится к этому решению. В этой работе достаточно приближения гармони-

ческого осциллятора, которое рассматривается далее, применение же метода Борна-Оппенгеймера будет описано в приложении Б.

Рассмотрим стоячую волну, сформированную двумя встречными пучками лазерного излучения длиной волны λ (и соответственно с круговой частотой $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$). Если поляризуемость основного состояния на частоте ω положительна, то в максимумах интенсивности образуется удерживающий потенциал 4.8, эскиз которого приведен на рисунке 4.2. Этот потенциал формируется гауссовым пучком излучения с длиной волны λ с диаметром перетяжки $2w_0$. Вдоль оси гауссового пучка он представляет собой эквидистантные потенциальные ямы разнесенные на половину длины волны излучения формирующего оптическую решетку ($\lambda/2$ на рисунке 4.2). Удержание же в радиальном направлении происходит из-за радиальной зависимости интенсивности излучения в гауссовом пучке ($I_0 e^{-2r^2/w^2}$ в уравнении 4.8). Атомы удерживаются в потенциальных ямах такого потенциала (показаны черными точками внутри эквидистантных потенциальных ям), в результате чего формируется атомное облако.

Рассмотрим сдвиг энергии, возникающий из-за взаимодействия атома с полем оптической решетки. Для этого рассмотрим стоячую волну, сформированную двумя встречными, линейно поляризованными гауссовыми пучками TEM_{00} моды лазерного излучения, распространяющимися вдоль оси z. Предположим, что атомы захватываются в перетяжке, а размер облака меньше рэлеевской длины ($w_z << z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$), а значит радиус перетяжек пучков, формирующих оптическую решетку большой в сравнении с длиной волны, из-за чего мы пренебрегаем зависимостью радиуса гауссова пучка от координаты ($w(z) = w_0\sqrt{1+(\frac{z}{z_R})^2} \approx w_0$). Электрическое поле в таком случае задается

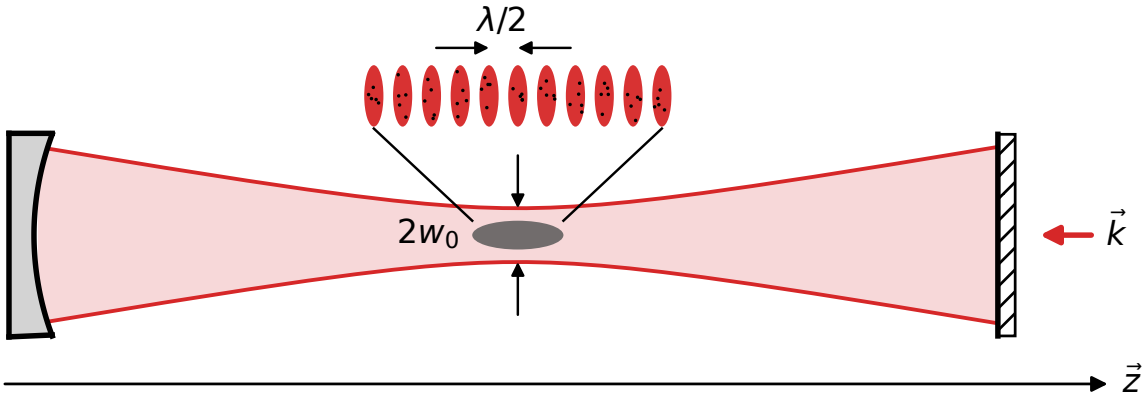


Рисунок 4.2 — Геометрия удерживающего потенциала оптической решетки из двух встречных линейно-поляризованных гауссовых пучков.

формулой 4.6, в которой $\mathcal{E}_0$ – амплитуда электрического поля, $\vec{e}_x$ – вектор поляризации поля, w_0 – радиус гауссового пучка, а $k = \frac{2\pi}{\lambda_L}$ - волновой вектор излучения решетки.

$$\vec{\mathcal{E}}(z,r,t) = \mathcal{E}_0 \vec{e}_x e^{-r^2/w_0^2} \cos kz \cos \omega t \tag{4.6}$$

Профиль интенсивности в таком случае описывается формулой 4.7, в которой $I_0 = \frac{8P}{\pi w_0^2}$ – пиковая интенсивность излучения формирующего решетку.

$$I(z,r) = I_0 e^{-2r^2/w^2} \cos^2 kz \tag{4.7}$$

$$U(z,r) = -\alpha^{E1} \frac{2\pi a_0^3}{c} I(z,r) = -\alpha^{E1} \frac{2\pi a_0^3}{c} \times I_0 e^{-2r^2/w^2} \cos^2(kz) \tag{4.8}$$

Вблизи максимумов интенсивности потенциал близок к гармоническому. Чтобы показать это разложим выражение для потенциала по степеням z и r:

$$U(z,r) \approx -\alpha^{E1} \left(\frac{2\pi a_0^3}{c} \right) I_0 \left(-1 + k^2 z^2 + 2\frac{r^2}{w^2} \right) = -U_0 + \frac{m\omega_z^2 z^2}{2} + \frac{m\omega_r^2 r^2}{2} \tag{4.9}$$

В этом выражении введены аксиальная и радиальная колебательные частоты потенциала:

$$\begin{aligned} \omega_z &= k \times \sqrt{\frac{2U_0}{m}} = 2 \times 2\pi\nu_{rec} \sqrt{\frac{U_0}{E_{rec}}} \\ \omega_r &= 2 \times \sqrt{\frac{U_0}{m w_0^2}} \end{aligned} \tag{4.10}$$

Здесь снова используется величина $\mathrm{E_{rec}} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ – энергия отдачи, связанная с рассеянием одиночного фотона решетки, и $\nu_{rec} = E_{rec}/h$ - частота отдачи. Как говорилось в главе 3, эти величины являются естественными единицами измерения энергии и частоты. Так, глубину потенциала оказывается удобно измерять в единицах энергии отдачи. В дальнейшем, такую нормализованную глубину потенциала будем обозначать буквой $u = U/\mathrm{E_{rec}}$. Сдвиг энергии атома в зависимости от номера колебательного подуровня в потенциале 4.9 записывается следующим образом:

$$\Delta E(n_z, n_r) = -U_0 + h\nu_z \left(n_z + \frac{1}{2} \right) + h\nu_r \left(n_r + 1 \right) \tag{4.11}$$

Из выражения выше также находится характерное число колебательных уровней энергии в аксиальном и радиальном направлениях: $N_z = U/\hbar\omega_z = \frac{1}{2}\sqrt{u}$, $N_r \approx \frac{\omega_z}{\omega_r} N_z$. Так, для оптической решетки на длине волны $\lambda = 1064\,\text{нм}$ с глубиной $U = 1000\,\mathrm{E_{rec}}$ и радиусом перетяжки $w = 150\,\text{мкм}$ характерное число аксиальных колебательных уровней составляет $N_z \approx 15$, радиальных – $N_r \approx 2 \times 10^4$. Так как характерное число заполнения радиальных колебательных подуровней много больше единицы ($\bar{n}_r \approx \frac{k_B T}{\hbar\omega_r} \sim 10^3$ для температуры атомов $T \sim 10\,\text{мкК}$), к радиальным степеням свободы применим классический подход [37]: предполагая тепловое распределение атомов по степеням свободы 4.12 считаем эффективную глубину потенциала в степени j для температуры T_r по формуле 4.13, где введен безразмерный коэффициент $\zeta_j(u) \approx 1 - \frac{j k_B T_r}{u\,\mathrm{E_{rec}}}$. Такой подход применим только в случае, когда перетяжка оптической решетки много больше длины волны формирующего ее излучения – в случае оптических пинцетов с перетяжкой порядка $w \sim 1\,\text{мкм}$ такой подход уже не применим.

$$\rho(x,y) = \frac{m(2\pi\nu_r)^2}{2\pi k_B T_r} \exp\left(-\frac{1}{2} m((2\pi\nu_r)^2)(x^2+y^2)/(k_B T_r)\right) \tag{4.12}$$

$$\bar{u}^j = \int \rho(x,y) \left[\alpha^{E1} I_0 e^{-2(x^2+y^2)/w^2}\right]^j \mathrm{d}x\mathrm{d}y \equiv \zeta_j u^j \tag{4.13}$$

Далее для простоты будем считать, что оптическая решетка сформирована интерференцией двух плоских волн:

$$\vec{\mathcal{E}} = \mathcal{E}_0 \vec{e}_x \cos kz \cos \omega t \tag{4.14}$$

Соответственно, интенсивность $I = I_0 \cos^2 kz$, а во всех местах, где будет использоваться глубина потенциала $U = u \times \mathrm{E_{rec}}$ она будет пониматься в смысле 4.13. Следуя работе [39] разложим такой потенциал в ряд по степеням kz с учетом первой ангармонической поправки:

$$\begin{aligned} &U(z,I) \approx -D(I) + U^{har} z^2 + U^{unh} z^4 \\ &D(I) = -U(0,I) = \alpha^{E1} I_0 \\ &U^{har} = \alpha^{E1} I k^2 = m\Omega^2(I)/2 \qquad\qquad U^{unh} = \alpha^{E1} I \frac{k^4}{3} \end{aligned} \tag{4.15}$$

Первый член в этом выражении отвечает за глубину потенциала, второй член соответствует гармоническому потенциалу, в котором введена колебательная частота $\Omega(I) = \frac{2}{\hbar}\sqrt{\mathrm{E_{rec}} \alpha^{E1} I}$ а третий отвечает ангармонизму осциллятора.

Энергия атома, находящегося на некотором электронном уровне i в колебательном состоянии n_z определяется формулой 4.16.

$$E_i(n_z, I) \approx -D(I) + E^{har}(n_z + \frac{1}{2}) + E^{unh}(n_z^2 + n_z + \frac{1}{2})$$
$$E^{har} = \hbar\Omega(I) \qquad E^{unh} = -\frac{\mathrm{E_{rec}}}{2} \tag{4.16}$$

4.3 Магическая длина волны

Сдвиг энергии уровня в электрическом поле оптической решетки задается формулой 4.16. Сдвиг же частоты перехода между уровнями $|g\rangle$ и $|c\rangle$ при условии, что опрос перехода происходит в режиме Лэмба-Дике, и соответственно, можно разрешить переходы между определенными колебательными подуровнями, описывается выражением 4.17, в котором вводится понятие разностной (электродипольной) поляризуемости перехода: будем называть поляризуемостью перехода $|g\rangle \to |e\rangle$ разность поляризуемостей верхнего и нижнего состояний $\Delta\alpha^{E1} = \alpha_e^{E1} - \alpha_g^{E1}$, а также предполагается, что происходит переход без изменения колебательного числа. Видно, что этот сдвиг частоты обращается в ноль, если разностная динамическая поляризуемость на частоте ω равняется нулю [35; 36].

$$h\Delta\nu = -\Delta D(I) + \hbar\Delta\Omega(I)(n_z + \frac{1}{2})$$
$$\Delta D(I) = \Delta\alpha^{E1} I \quad \Delta\Omega(I) = \frac{2}{\hbar}\sqrt{\mathrm{E_{rec}}\Delta\alpha^{E1} I} \tag{4.17}$$

Величины динамической поляризуемости каждого уровня, а значит и разностная поляризуемость в этой формуле зависят от длины волны излучения, формирующего оптическую решетку ($\Delta\alpha^{E1} = \Delta\alpha^{E1}(\lambda)$). Длина волны оптической решетки, в которой разностная поляризуемость перехода равняется нулю называется магической длиной волны [36].

Из формулы 3.4 видно, что величина поляризуемости зависит не только от частоты излучения ω (или длины волны λ), но и от угла между его поляризацией и магнитным полем Θ. Из-за этого в общем случае можно подбирать не магическую длину волны λ_m, а “магическую” пару (λ, Θ). На практике, однако,

Величина	Значение
λ, нм	1063.5
Θ	$\pi/2$
E_{rec}/h, Гц	1043
$E_{\text{rec}}/k_{\text{B}}$, нК	50
α^{E1}, ат. ед.	152

Величина	Значение
u, E_{rec}	$100 \dots 1200$
U_0/k_{B}, мкК	$5 \dots 60$
$\nu_z = 2\nu_{\text{rec}}\sqrt{u}$, кГц	$20 \dots 70$
$\nu_r = \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{uE_{\text{rec}}}{mw_0^2}}$, Гц	$30 \dots 120$
η_z^2	$1/20 \dots 1/70$

Таблица 5 — Основные параметры оптической решетки на магической длине волны для часового перехода в атомах тулия [69].

чаще всего используются случаи $\Theta = 0$ или $\Theta = \pi/2$, в которых минимальна чувствительность поляризуемости к флуктуациям угла Θ.

Для часового перехода в атомах тулия был проведен поиск магических длин волн [33; 116], и было показано, что длина волны $\lambda = 1063.5$ нм близка к магической в случае, когда задающее магнитное поле перпендикулярно поляризации оптической решетки. Характерные величины, описывающие такую оптическую решетку представлены в таблице 5.

4.4 Мультипольные сдвиги

Концепт магической длины волны перестает работать при приближении к уровню неточности определения частоты часового перехода порядка 10^{-17}. Для достижения такого уровня требуется учесть вклады взаимодействия старших мультипольных моментов атома – магнитодипольного и электроквадрупольного, с электромагнитным полем решетки, а также рассмотреть следующий порядок теории возмущений для электродипольного взаимодействия [38—40]. Сдвиг частоты часового перехода с учетом этих поправок записывается формулой 4.18, в которой h - постоянная Планка, $\Delta\nu_{LS}$ - искомый сдвиг часового перехода, u - глубина решетки в единицах энергии отдачи, δ_L - отстройка частоты излучения оптической решетки от магической, $\frac{\partial\alpha^{E1}}{\partial\nu}$ - склон электродипольной поляризуемости вблизи магической длины волны, α^{qm} - мультипольная поляризуемость, β - гиперполяризуемость. Также, в этой формуле присутству-

ют параметры движения атомного ансамбля в оптической решетке. Радиальная температура T_r возникает из-за усреднения глубины решетки по радиальному движению атомов (подробнее в формулах 4.12 и 4.13). В результате аналогичного усреднения по аксиальным колебательным подуровням возникает среднее колебательное число ансамбля $\bar{n}_z$: если относительная населенность подуровня с колебательным числом n_i в потенциале равна p_i, то среднее колебательное число ансамбля $\bar{n}_z = \sum_{n_i=0}^{n^{max}} p_i n_i$. Вывод этой формулы достаточно громоздкий и представлен в приложении A. Здесь же обсудим основные следствия из этого выражения.

$$\begin{gathered} h\Delta\nu_{LS}\left(u,\delta_L,\bar{n}_Z,T_r\right) \approx \left(\frac{\partial\alpha^{E1}}{\partial\nu}\delta_L - \alpha^{qm}\right)\left(\bar{n}_z+\frac{1}{2}\right)\widetilde{u}^{1/2} - \\ \left[\frac{\partial\alpha^{E1}}{\partial\nu}\delta_L + \frac{3}{2}\beta\left(\bar{n}_z^2+\bar{n}_z+\frac{1}{2}\right)\right]\widetilde{u} + \\ 2\beta\left(\bar{n}_z+\frac{1}{2}\right)\widetilde{u}^{3/2} - \beta\widetilde{u}^2, \quad \widetilde{u}^j \approx \left(1-\frac{jk_BT_r}{uE_{\text{rec}}}\right)u^j \end{gathered} \tag{4.18}$$

4.4.1 Компенсация мультипольных сдвигов

Зависимость сдвигов частоты от глубины потенциала 4.18 довольно сложная, и подавить такой сдвиг выбором только длины волны излучения, формирующего решетку, уже не удается. Существует несколько методов, позволяющих преодолеть эту сложность. Наиболее распространенным на практике является подбор пары частота-глубина, в которой зависимость сдвига от глубины решетки $\Delta\nu_{LS}(u)$ либо касается нуля ($\Delta\nu_{LS}(u) = 0$ и $\partial\Delta\nu_{LS}/\partial u = 0$), либо испытывает перегиб ($\Delta\nu_{LS}(u) \neq 0$ но $\partial\Delta\nu_{LS}/\partial u = \partial^2\Delta\nu_{LS}/\partial u^2 = 0$). Такой метод был реализован в оптических часах на основе атомов стронция [37] и иттербия [104].

На рисунке 4.3 представлена иллюстрация применения этого метода в стронциевых оптических часах (расчет проведен на основе параметров приведенных в таблице 6 взятых из работы [37]). Сплошными линиями на этом графике представлены сдвиги частоты часового перехода в ансамблях атомов, охлажденных до основного колебательного состояния $\bar{n}_z = 0$. Для отстрой-

Параметр	^{87}Sr[37]
ν_M	368 554 465.1 МГц
$\frac{\partial\tilde{\alpha}^{E1}}{\partial\nu}/h$	$1.735(13)\times10^{-11}$
$\tilde{\alpha}^{qm}/h$	$-0.962(40)$ мГц
$\tilde{\beta}/h$	$-0.461(14)$ мкГц

Таблица 6 — Параметры, отвечающие за мультипольные сдвиги часовых переходов в атомах стронция ^{87}Sr.

ки частоты оптической решетки магической $\delta_L = 4.1\,\text{МГц}$ глубина $u = 72$ соответствует как нулевому сдвигу частоты так и нулевой его производной $\partial\Delta\nu_{ls}/\partial u = 0$. В такой конфигурации, обеспечивается величина относительного светового сдвига менее чем 1×10^{-19} в диапазоне глубин $60 < u < 83$. Альтернативный набор параметров ($\delta_L = 5.2\,\text{МГц}$, $u = 28$) соответствует ненулевому сдвигу частоты ($\Delta\nu_{LS} = 243\,\text{мГц}$, при изменении величины относительного сдвига на величину менее 1×10^{-19} в диапазоне глубин решетки $17 < u < 43$), однако в данной точке равняются нулю как первая, так и вторая его производные. Это позволяет достичь меньшей неопределенности систематического сдвига частоты в итоге.

Для этой отстройки также приведен расчет индуцированного сдвига частоты в ансамбле атомов со средним колебательным числом $\bar{n}_z = 0.1$ (пунктирная кривая на рисунке 4.3). При использовании такого ансамбля, вместо охлажденного до основного колебательного состояния, относительная ошибка в определении сдвига частоты часового перехода оказывается больше единицы 18-го знака ($\delta(\Delta\nu)/\nu_0 > 1\times10^{-18}$), а также изменяется характер зависимости этого сдвига от глубины оптической решетки. Так, первая производная зависимости сдвига частоты от глубины потенциала больше не обращается в ноль в окрестности рабочей точки $u = 28$, что приводит к изменению относительного сдвига на величину порядка $\delta(\Delta\nu)\sim3\times10^{-18}$ на том диапазоне где ранее это изменение оказывалось менее 1×10^{-19}. Это показывает необходимость охлаждения до основного колебательного состояния для реализации такого метода компенсации сдвига частоты индуцированного оптической решеткой.

В работе [117] и далее в работах [39; 40] предлагается использовать зависимость гиперполяризуемости от параметра эллиптичности излучения оптической решетки для компенсации части таких сдвигов. Такой метод применим не для всех часовых переходов: величины дифференциальной гиперполяризуемости

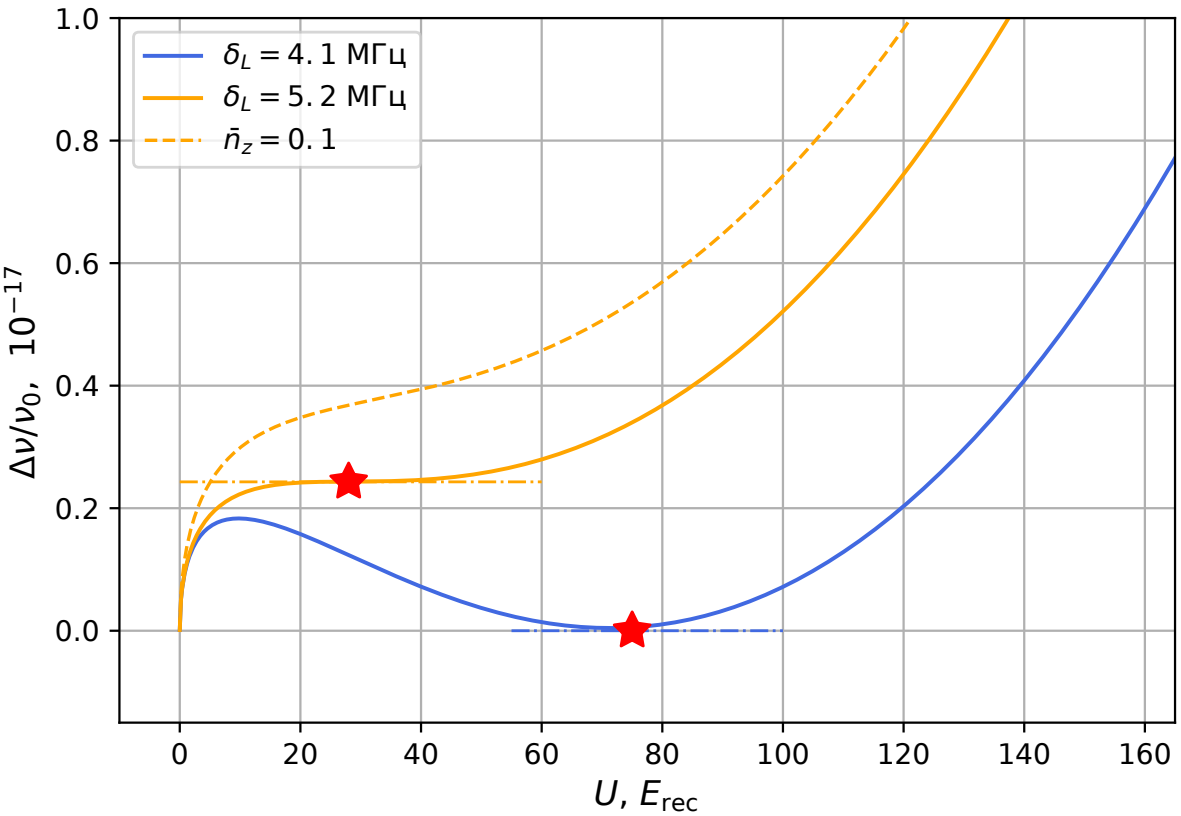


Рисунок 4.3 — Рассчитанная зависимость индуцированного оптической решеткой сдвига частоты часовых переходов в атомах стронция от глубины оптической решетки для рабочих отстроек от магической длины волны (расчет проведен на основе параметров приведенных в таблице 6). Маркерами показаны рабочие глубины оптической решетки в этом эксперименте.

для линейной и циркулярной поляризации должны иметь разный знак, что реализуется не всегда. Также, изначально этот метод предлагался для переходов $J = 0 \to J' = 0$ а в случаях, когда $J \neq 0$, не равны нулю также векторная и тензорная поляризуемости перехода, вследствие чего эллиптичность поляризации может достаточно сильно смещать положение магической длины волны.

В работе [118] для компенсации сдвигов, связанных с мультипольной поляризуемостью, предлагается использовать дополнительное излучение, отстроенное от частоты оптической решетки так, чтобы достичь в области локализации атомов такой же пространственной зависимости электродипольного сдвига, вызываемого этой компонентой излучения, как и мультипольного сдвига для основной части излучения. В таком случае, если подобрать соотношение интенсивностей основного и вспомогательного излучения, а также если знаки электродипольной и мультипольной поляризуемостей различны, можно компенсировать вклад мультипольной поляризуемости.

Все эти методы требуют аккуратного измерения параметров взаимодействия атомов с излучением оптической решетки (магическая длина волны для E1 взаимодействия λ_{magic}, ее склон $\frac{\partial\alpha^{E1}}{\partial\nu}$, мультипольной поляризуемости α^{qm} и гиперполяризуемости β).

4.4.2 Измерение мультипольных поляризуемостей

Стандартным методом измерения этих коэффициентов является экспериментальное измерение зависимости светового сдвига частоты часового перехода от глубины оптической решетки для различных частот формирующего ее излучения и аппроксимация измеренных значений формулой 4.18 [37; 104; 119]. Таким образом удается измерить все необходимые параметры кроме мультипольной поляризуемости α^{qm}. Мультипольная поляризуемость присутствует только в слагаемом, отвечающем корневой зависимости сдвига частоты от глубины потенциала, из-за чего ее вклад существенен только при малых глубинах решетки. Из-за этого полученное в результате аппроксимации значение получается с большой неопределенностью, которая вписывается в итоговый бюджет ошибок, связанный с движением атомов. Для преодоления этого недостатка проводится дополнительное измерение разницы частоты часового перехода для двух атомных ансамблей в различных колебательных состояниях в зависимости от глубины оптической решетки [37]. Величина сдвига частоты часового перехода в двух различных атомных ансамблях подготовленных в колебательных состояниях $n_z^{(1)}$ и $n_z^{(2)}$ величина сдвига находится их формулы 4.18 и задается выражением 4.19. Аппроксимируя полученную зависимость этой формулой, находим искомое значение мультипольной поляризуемости.

$$h\delta\nu_{LS} = h\Delta\nu_{LS}^{(1)} - h\Delta\nu_{LS}^{(2)} \approx \left(\frac{\partial\alpha^{E1}}{\partial\nu}\delta_L - \alpha^{qm}\right)(\bar{n}_z^{(1)} - \bar{n}_z^{(2)})u^{1/2} \tag{4.19}$$

Интересный подход к измерению параметров представлен в работе [96], где для измерения искомых коэффициентов измерялась разница частот часового перехода в двух ансамблях атомов иттербия, захваченных в одну оптическую решетку. Измерение склона E1 поляризуемости $\frac{\partial\alpha^{E1}}{\partial\nu}$ сводилось к сравнению разности частот часовых переходов при двух различных частотах оптической

решетки. Для измерения гиперполяризуемости использовалась дополнительная бегущая волна излучения на длине волны оптической решетки. Для измерения мультипольной поляризуемости, опять же, измерялась зависимость сдвига частоты между двумя ансамблями в различных колебательных состояниях.

Эти методы, однако, чувствительны к подготовке атомов в начальном колебательном состоянии: в каждой используемой формуле фигурировало среднее колебательное число ансамбля $\bar{n}_z$, а для расчета эффективной глубины потенциала используется величина радиальной температуры T_r. Ограниченная точность измерения каждого из этих параметров, а также их флуктуации в процессе эксперимента, приводят к неопределенности коэффициентов, описывающих световые сдвиги, что в свою очередь приводит к ошибкам при определении частоты часового перехода. На рисунке 4.3 показано отличие светового сдвига для $\bar{n}_z = 0$ и $\bar{n}_z = 0.1$: разница частот часового перехода в этих ансамблях составляет несколько единиц 18-го знака. Таким образом, неопределенность среднего колебательного числа ансамбля непосредственно вносит вклад в систематическую погрешность оптических часов, охарактеризованных с использованием таких ансамблей.

Во всех представленных выше работах среднее колебательное число ансамбля составляло около одной сотой: $\bar{n}_z \sim 0.01$. Практика показывает, что при таком уровне охлаждения удается контролировать световые сдвиги с неопределенностью не хуже 1×10^{-18}, что соответствует требованиям к часам мирового класса. Достижение аналогичного уровня охлаждения атомного ансамбля является необходимым условием для создания оптических часов на основе атомов тулия. Существующие методы подготовки атомов тулия к опросу часового перехода, сложившийся к началу данной работы, описаны в разделе 1.2 главы 1. В следующем разделе обсуждаются альтернативные подходы, применяемые как в других экспериментах по спектроскопии часовых переходов, так и в других экспериментах.

4.5 Подготовка начальных состояний в других экспериментах

В этой секции проведен обзор методов подготовки атомов в основном колебательном состоянии, используемых как в оптических часах на основе различных нейтральных атомов и ионов, так и в других экспериментах.

4.5.1 Стронций

В эксперименте по спектроскопии часового перехода в атомах стронция ^{87}Sr [37; 119] источником холодных атомов является двухстадийная магнито-оптическая ловушка, основанная на спектрально-широком переходе $|^1S_0\rangle \rightarrow |^1P_1\rangle$ с длиной волны $\lambda_1 = 461\,$нм и спектральной шириной $\gamma_1 = 32\,$МГц, и спектрально-узком переходе $|^1S_0\rangle \rightarrow |^3P_1\rangle$ ($\lambda_2 = 689\,$нм и спектральной шириной $\gamma_2 = 7.2\,$кГц). В результате работы такой МОЛ удается получить ансамбли из $N \sim 10^6$ атомов стронция с температурой $T \sim 1\,$мкК. Затем полученный ансамбль атомов перезагружается в оптическую решетку на магической длине волны $\lambda_M = 813\,$нм. Характерная глубина оптической решетки в этом эксперименте составляет $U = 273\,\mathrm{Erec} \sim k_B \times 45\,$мкК ($\mathrm{E}_{\mathrm{rec}}^{Sr} = h \times 3.5\,$кГц).

Изотоп атома стронция ^{87}Sr является фермионом, поэтому для компенсации линейного эффекта Зеемана в оптических часах на его основе поочередно опрашиваются переходы между крайними зеемановскими компонентами основного и часового уровней. Для опроса каждой из компонент осуществляется оптическая накачка на крайний магнитный подуровень с помощью спектрально-узкого перехода $|^1S_0\rangle \rightarrow |^3P_1\rangle$. Затем, этот же переход используется для подготовки ансамбля в основном колебательном состоянии методом охлаждения на боковых колебательных частотах, а также для Доплеровского охлаждения в радиальных направлениях. Затем глубина оптической решетки адиабатически изменяется до требуемого значения.

После такой процедуры получается ансамбль атомов стронция на одном из крайних магнитных подуровней со средним колебательным числом ансамбля $\bar{n}_z = 0.01$. Радиальная же температура зависит от конечной глубины. В работе [37] измерялись зависимости редуцирующих факторов ζ (см. уравнение 4.13)

от конечной глубины решетки и было показано, что эта зависимость хорошо описывается формулой $\zeta_j(u) = 1 - \frac{1-\zeta_j(u_{ref})}{\sqrt{u/u_{ref}}}$.

В целом, если сравнивать с экспериментом по спектроскопии часового перехода в атомах тулия, то стронциевый эксперимент выигрывает за счет использования перехода с меньшей спектральной шириной как для охлаждения в МОЛ ($\gamma_{Sr} = 7.2\,\text{кГц}$ против $\gamma_{Tm} = 350\,\text{кГц}$), что позволяет загружать в оптическую решетку более холодный ансамбль атомов, так и для охлаждения до основного колебательного состояния. Охлаждение же до основного колебательного состояния в оптической решетке позволяет реализовать более аккуратные методы подготовки ансамбля в возбужденном колебательном состоянии, чем используемый на данный момент в тулиевых оптических часах. Итого, использование перехода с близкой спектральной шириной в тулиевых оптических часах позволит преодолеть все те препятствия, которые возникают в тулиевых оптических часах.

4.5.2 Иттербий

В экспериментах по прецизионной спектроскопии атомов иттербия [96; 104] ансамбли холодных также получаются с помощью двухстадийного охлаждения в МОЛ на спектрально-широком ($\lambda = 399\,\text{нм}$, $\gamma = 30\,\text{МГц}$) и спектрально-узком ($\lambda = 556\,\text{нм}$, $\gamma = 180\,\text{кГц}$) переходах. Таким образом получают ансамбли из нескольких миллионов атомов иттербия при температуре порядка $T \sim 10\,\text{мкК}$

Затем атомы загружаются в оптическую решетку на магической длине волны $\lambda_M = 759\,\text{нм}$. Данный изотоп иттербия также фермионный, причем полный момент электронной оболочки как основного, так и часового уровней $J = 0$. Сверхтонкое расщепление этих состояний определяется ядерным спином $I = 1/2$ и оба уровня часового перехода разделены на две сверхтонкие компоненты. Как и для атомов стронция, для подавления Зеемановского сдвига частоты попеременно возбуждают две компоненты часового перехода ($|g, m_F = -1/2\rangle \rightarrow |c, m_F = -1/2\rangle$ и $|g, m_F = 1/2\rangle \rightarrow |c, m_F = 1/2\rangle$), с последующим усреднением их частот. Подготовка атомов в каждом из магнитных подуровней основного состояния реализуется с помощью σ поляризованно-

го излучения спектрально-узкого охлаждающего перехода. Однако в отличие от аналогичного спектрально-узкого перехода в атомах стронция, его спектральная ширина недостаточно мала для реализации охлаждения на боковых колебательных частотах. Поэтому в работах [104; 120] для дополнительного охлаждения атомов используется охлаждение на боковых частотах часового перехода с последующей перекачкой атомов на основное состояние (т.н. “quenched sideband cooling” – охлаждение с тушением возбуждения). Таким методом в этой работе удается достигать аксиальной температуры вплоть до $T_z \sim 400\,\text{нK}$ со средним колебательным числом $\bar{n}_z = 0.08$ [120].

В более поздних работах для дополнительного охлаждения атомов в аксиальном направлении используется метод так называемого “опосредованного” сизифового охлаждения на часовом переходе [96; 121]. В классическом варианте для реализации сизифового охлаждения создается потенциал, пространственная зависимость которого возникает из-за взаимодействия атомов с охлаждающим излучением за счет эффекта Штарка. В предложенном же методе “опосредованного” охлаждения потенциал аналогичный сизифовому создается для возбужденного состояния часового перехода с помощью интерференции перекачивающего излучения. В работе [121] продемонстрировано такое охлаждение как в свободном пространстве, так и в оптической решетке. Потенциал создавался двумя ортогональными парами пучков перекачивающего излучения в $lin \perp lin$ конфигурации. Охлаждение в свободном пространстве позволяло вчетверо увеличить перезахват в оптическую решетку. Одномерное охлаждение в решетке позволяло уменьшить радиальную температуру атомов до $T_r \sim 165\,\text{нK}$, что меньше предела отдачи для используемого каскадного перехода. Двумерное охлаждение в радиальной плоскости позволяло охладить ансамбль атомов до радиальной температуры $T_r \approx 300\,\text{нK}$. Интересно, что предложенный метод мог быть совмещен с охлаждением на боковых частотах, если в минимуме сизифового потенциала часовое излучение было настроено в резонанс с красным колебательным сайдбендом. Это приводило к охлаждению в аксиальной плоскости до среднего колебательного числа $\bar{n}_z = 0.32$. Дальнейшая модификация этого метода, включающая в себя быстрые адиабатические переносы населенности на красной боковой частоте часового перехода позволяли достичь еще меньших температур, вплоть до $\bar{n}_z = 0.01(1)$

В наиболее актуальной на данный момент работе [96] по измерению поляризуемостей старших порядков для часового перехода в атомах иттербия ^{171}Yb

используют интересную технику опроса двух ансамблей атомов, захваченных в одну оптическую решетку, но пространственно разделенных во время охлаждения в МОЛ. Метод получения подобных ансамблей описан в работе [99] и основан на чувствительности координаты МОЛ к магнитному полю (подробнее в главе 2). После захвата двух ансамблей атомов на расстоянии порядка ~ 2 мм, подготовка ансамбля в основном колебательном состоянии не отличается от вышеописанного.

Пример иттербиевых оптических часов показывает, что использование дополнительного спектрально-узкого перехода для подготовки атомов в основном колебательном состоянии не обязательно, однако используемые в таком случае методы охлаждения атомов на боковых частотах часового перехода во-первых, сложнее в экспериментальной реализации, и во-вторых, требуют использования дополнительного перекачивающего излучения, которое не используется в тулиевом эксперименте. Предложенный же метод измерения мультипольных поляризуемостей дополнительно требует разработки метода подготовки нескольких непересекающихся ансамблей в одной оптической решетке (такой метод для атомов тулия был разработан в главе 2).

4.5.3 Другие системы

В оптических часах на основе атомов стронция и иттербия охлаждение до основного колебательного состояния осуществлялось на боковых колебательных частотах спектрально-узких переходов и последующим возвратом атомов в основное состояние с помощью спонтанного распада (в стронции) либо перекачки через промежуточный уровень (в иттербии). Однако такие переходы доступны далеко не всегда. Для систем, в которых спектрально-узкие переходы отсутствуют либо неудобны, применяют другие методы.

Для различных систем было предложено использовать двухфотонные (рамановские) переходы между различными сверхтонкими либо зеемановскими подуровнями с уменьшением колебательного кванта на единицу. Этот метод был применен для охлаждения различных нейтральных атомов в оптических решетках [122; 123] и массивах оптических пинцетов [124]. Также таким образом охлаждали ионы в ионных ловушках [125; 126]. Можно использовать этот метод

для охлаждения и более сложных систем: например, было продемонстрировано охлаждение молекул CaF [127]. Недостатком этого метода является необходимость в дополнительных перекачивающих лазерах.

Еще одним методом, используемым для охлаждения различных квантовых систем до основного колебательного состояния, является метод электромагнитно-индуцированной прозрачности ("EIT-cooling") [128]. Данный метод широко использовался для охлаждения ионов в ионных ловушках (например, [129]). Его идея заключается в формировании темного состояния в Λ-схеме из двух основных и одного возбужденного состояний. Подбором параметров излучения удается добиться ситуации в которой атомная система прозрачна для излучения на несущей частоте, но происходит взаимодействие с излучением на частоте красного сайдбенда. Данный метод также используется для охлаждения атомов как в оптических решетках [130], так и в оптических пинцетах [131].

В среднем, двухфотонные процессы обычно достаточно чувствительны к условиям окружения, а также требуют точной синхронизации отстроек и мощностей излучения в обоих охлаждающих пучках. Например, для реализации рамановского охлаждения на переходе между двумя разными магнитными подуровнями разница энергий между ними должна совпадать с колебательной частотой оптической решетки. Флуктуации глубины удерживающего потенциала, равно как и флуктуации магнитного поля негативно сказываются на эффективности таких методов охлаждения. Охлаждение же с использованием метастабильного состояния требует использования перекачки из возбужденного состояния в основное, которая не используется в нашем эксперименте. Поэтому для реализации охлаждения атомов тулия до основного колебательного состояния в оптической решетке был выбран метод охлаждения на спектрально-узком переходе. Поэтому, для реализации охлаждения атомов тулия на боковых колебательных частотах в оптической решетке был выбран переход на длине волны 506.2 нм, чья спектральная ширина близка к спектральной ширине перехода, используемой для этих задач в стронциевых оптических часах. Однако, реализация такого охлаждения требует учета специфических особенностей атомов тулия, из-за чего требуется решить несколько дополнительных задач. Постановке этих задач, а также методам их решения посвящены следующие параграфы.

4.5.4 Подготовка атомов на крайнем магнитном подуровне

Для реализации лазерного охлаждения атомов тулия на выбранном переходе необходима цикличность охлаждающего перехода. Этому условию удовлетворяет переход между крайними магнитными подуровнями когда полный момент F возбужденного состояния охлаждающего перехода на единицу больше, чем основного $F_e = F_g + 1$. Так как после охлаждения атомов тулия в магнито-оптической ловушке атомы относительно равномерно распределены по магнитным подуровням, перед реализацией какой-либо техники охлаждения требуется сконцентрировать атомы на крайнем магнитном подуровне (в нашем случае это $m_F = -4$).

Существует несколько способов решения этой задачи, разработанных как для атомов тулия, так и для других элементов. Например, при охлаждении атомов в магнито-оптической ловушке с большой отстройкой от резонанса ансамбль атомов окажется в основном на крайнем магнитном подуровне. Такой метод используют, например в работе по получению Бозе-конденсатов [109]. Однако в таком случае геометрический объем МОЛ окажется слишком большим для эффективного перезахвата атомов в оптическую решетку, поэтому нам такой метод не подходит. Оптическая накачка циркулярно поляризованным излучением в темное состояние (например используя накачивающий переход на длине волны 418 нм) также может решать эту задачу, но для ее реализации требуется дополнительная лазерная система, что усложняет установку, и чего хотелось бы избежать. Накачку на крайний магнитный подуровень циркулярно поляризованным излучением можно провести и без наличия темного состояния, используя тот факт, что возбуждение циклического перехода с конечного состояния не меняет распределение атомов по колебательным подуровням, а дополнительный нагрев компенсируется последующим процессом охлаждения. Так делают, например, в оптических часах на основе атомов стронция [37]. Поскольку выбранный нами переход близок по спектральной ширине, для реализации накачки на крайний магнитный подуровень был выбран именно этот метод.

4.5.5 Подготовка атомов на центральном магнитном подуровне

После охлаждения атомов на крайнем магнитном подуровне требуется осуществить перенос населенности в начальное состояние часового перехода - на центральный магнитный подуровень. Используемый нами ранее метод оптической накачки линейно поляризованным излучением [71] плохо подходит для этой задачи: во-первых, он включает в себя дополнительный нагрев атомов из-за рассеяния фотонов накачки, что сводит на нет усилия по охлаждению атомов до основного колебательного состояния. Во-вторых, как показано в той же работе, в процессе накачки на центральный магнитный подуровень с крайнего теряется до 80% атомов. По этой причине требовался новый метод возврата населенности на центральный магнитный подуровень.

Такая задача не типична для оптических часов: в случае использования фермионных изотопов центрального магнитного подуровня не существует, и для компенсации линейного эффекта Зеемана попеременно опрашиваются два перехода между крайними магнитными подуровнями. В случае бозонных изотопов центральный магнитный подуровень часто также является единственным [132].

Наиболее популярным методом подготовки атомов на центральном магнитном подуровне является используемый нами ранее метод накачки линейно поляризованным излучением (см. например [123; 133; 134]). Перенос населенности на центральный магнитный подуровень можно осуществить попеременно возбуждая микроволновые переходы между различными магнитными подуровнями сверхтонкой структуры (подобное осуществлялось для атомов тулия в работе [135]), однако сложность состоит в том, что матричные элементы у различных переходов могут сильно отличаться, и оказывается технически сложно возбуждать их все по очереди. В нашем случае это также затруднено из-за одного генератора микроволнового сигнала на две системы и сложностей с выставлением одинакового магнитного поля в двух системах и его контроле (это необходимо для равенства частот переходов в двух системах). Перенос атомов также можно осуществить с помощью пары двухфотонных (рамановских) переходов [136], однако во-первых, снова встает вопрос контроля магнитного поля, и во-вторых, требуется снять вырождение между разными переходами, что в случае атомов тулия затруднено из-за малой тензорной поляризуемости основ-

ного состояния. В итоге было принято решение реализовать перенос атомов на центральный магнитный подуровень с помощью возбуждения радиочастотных переходов между зеемановскими компонентами основного состояния (аналогично работам [137; 138]).

4.5.6 Подготовка атомов в возбужденных колебательных состояниях

Методы подготовки атомов в возбужденных колебательных состояниях уже были рассмотрены ранее в параграфах, посвященных оптическим часам на основе атомов стронция и иттербия. Приведем здесь лишь их краткое описание.

Для получения атомов стронция в колебательном состоянии, отличном от основного в работе [37] используется быстрый адиабатический перенос населенности атомов на возбужденный колебательный подуровень. Для этого частота излучения, возбуждающего часовой переход, быстро (за время $\tau = 6$ мс) сканируется через несущую и синюю боковую полосы часового перехода, переводя атомы в первое возбужденное колебательное состояние на часовом уровне. Затем невозбужденные атомы удаляются из области захвата с помощью возбуждения спектрально-широкого охлаждающего перехода. Таким образом удается перенести порядка 90% атомов на возбужденное колебательное состояние.

В работе [119] аналогичная задача решается возбуждением π-импульса часового перехода с изменением колебательного числа на единицу с последующим удалением невозбужденных атомов. Эффективность переноса населенности в возбужденные состояния составляет $15 - 20\%$, причем в результате этого метода также уменьшается радиальная температура ансамбля.

Для получения атомов в возбужденном колебательном состоянии в работе [119] использовался следующий метод. К системе прикладывалось градиентное магнитное поле таким образом, что первый ансамбль находится в области нулевого поля, а второй в области большого ($B_z \sim 5$ Гс), таким образом, что частоты переходов (часового и охлаждающего) в двух ансамблях отличались сильно в сравнении с их шириной. Это позволяло экранировать атомы в первом ансамбле с помощью возбуждения часового перехода (время жизни атомов иттербия в метастабильном состоянии достаточно велико), практически не возбуждая атомы

второго ансамбля. После этого с помощью охлаждающего перехода невозбужденные атомы в первом ансамбле удаляются, опять же без существенных потерь атомов во втором. После этого градиент магнитного поля выключается, и через время, достаточное для выключения магнитного поля (~ 20 мс в данной работе) производится быстрый адиабатический перенос населенности на первое либо второе возбужденное колебательное состояние. Затем происходит удаление всех невозбужденных атомов, после чего населенность возвращается в основное состояние. Эффективность переноса составляла $\sim 80\%$ и $\sim 25\%$ соответственно, при этом чистота возбужденных колебательных состояний $n_z = 1(2)$ составляла порядка 70%.

4.6 Новый метод подготовки начальных состояний

Итого, перечислим задачи, которые должны быть решены для подготовки атомов тулия в основном колебательном состоянии в оптической решетке.

- Осуществить оптическую накачку атомов тулия на крайний магнитный подуровень основного состояния $|g, F = 4, m_F = -4\rangle$ с помощью перехода на длине волны 506.2 нм.
- Реализовать охлаждение на боковых колебательных частотах перехода на длине волны 506.2 нм до основного колебательного состояния в оптической решетке.
- Осуществить перенос населенности на центральный магнитный подуровень основного состояния атомов тулия $|g, F = 4, m_F = 0\rangle$.
- Реализовать перенос атомов тулия с основного на первые два возбужденных колебательных состояния в оптической решетке.

Решению этих задач посвящена следующая глава.

Глава 5. Лазерное охлаждение в оптической решетке

Данная глава посвящена разработке методов подготовки атомов на основном, а также на двух возбужденных колебательных подуровнях оптической решетки в начальных состояниях часовых переходов. Как уже говорилось в главе 4, разрабатываемый протокол должен решать несколько проблем, стоящих перед нами после перезахвата атомов из магнито-оптической в оптическую решетку.

Во-первых, охлаждение атомного ансамбля до основного колебательного состояния оптической решетки с помощью спектрально-узкого перехода на длине волны 506.2 нм. В случае использования этого перехода циклической компонентой является переход между крайними магнитными подуровнями двух состояний: $|g, m_F = -4\rangle \rightarrow |e, m_F = -5\rangle$. Это приводит нас к необходимости предварительно осуществить накачку атомов на магнитный подуровень $|g, m_F = -4\rangle$. После охлаждения до основного колебательного состояния атомы остаются сосредоточенными на крайнем магнитном подуровне, а значит, необходимо также решать проблему возврата части атомов на центральный магнитный подуровень и вычищения поляризации атомного ансамбля. Наконец, после перекачки атомов в начальное состояние часового перехода требуется осуществить перенос населенности с основного на первое либо второе возбужденное колебательное состояние. В данной главе будут решены все эти задачи.

На рисунке 5.1 показана схема лазерных пучков, используемая во всех экспериментах данной главы. Показаны потенциальные ямы оптической решётки, сформированной зеркалами усиливающего резонатора. Поляризация оптической решётки ($\vec{E}_{lat}$ на рис. 5.1) перпендикулярна магнитному полю ($\vec{B}$ на рис. 5.1). Подготовка атомов тулия в основном колебательном состоянии оптической решётки осуществляется пучками излучения на длине волны 506.2 нм, используемыми ранее для охлаждения атомов в МОЛ. Показана дипольная антенна “MW” для возбуждения перехода между центральными магнитными подуровнями двух сверхтонких подуровней основного состояния ($|g, F = 4, m_F = 0\rangle \rightarrow |g, F = 3, m_F = 0\rangle$) для удаления атомов вне центрального магнитного подуровня основного состояния ($|g, F = 4, m_F \neq 0\rangle$). Также показана самодельная антенна “RF” используемая для перераспределения атомов между различными магнитными подуровнями основного состояния в

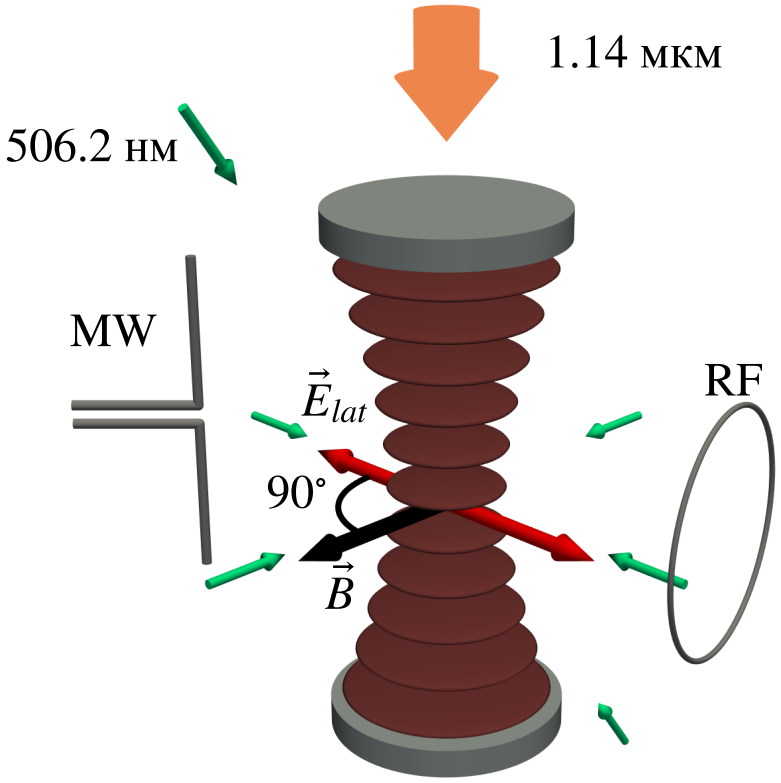


Рисунок 5.1 — Схема экспериментов по подготовке атомов тулия на основном и первых двух колебательных подуровнях оптической решётки.

пункте 5.4. Часовое излучение совмещено с излучением оптической решётки и заводится в систему вертикально (1.14 мкм на рис. 5.1). Данное излучение используется для измерения температуры методом спектроскопии боковых колебательных частот часового перехода (пункт 5.2) и подготовке атомов на возбужденных колебательных подуровнях (5.5).

5.1 Оптическая накачка

После перезахвата атомов из магнито-оптической ловушки в оптическую решетку распределение населенностей магнитных подуровней хотя и смещено в сторону отрицательных проекций полного момента, однако далеко от чисто поляризованных атомов (распределение захваченных в оптическую решетку

атомов по магнитным подуровням показано на рисунке 5.3 а)). Поскольку циклическим является только переход между крайними магнитными подуровнями ($|g, m_F = -4\rangle \rightarrow |e, m_F = -5\rangle$), то перед реализацией охлаждения до основного колебательного состояния необходимо сконцентрировать атомы на крайнем магнитном подуровне. Методы решения этой задачи описаны в главе 4, там же обосновывается выбор исследуемого перехода для решения этой задачи.

В главе 3 было показано, что существует два режима рабочих параметров для работы с переходом на длине волны 506.2 нм в оптической решетке. Для подготовки атомов в состоянии $|g, F = 4, m_F = -4\rangle$ был использован режим слабых магнитных полей (магнитное поле $B = 150$ мГс и глубина оптической решетки $U = 1000\,\mathrm{E_{rec}}$), в котором σ^- переходы могут возбуждаться одним мощным импульсом. Иллюстрация этого приведена на рисунке 5.2: на этом рисунке стрелками показаны частоты σ^- и π компонент перехода на длине волны 506.2 нм, цветом показан магнитный подуровень с которого происходит переход, положение стрелок на оси X показывает частоту соответствующей компоненты перехода, высота – относительную силу соответствующей компоненты. На фоне показан профиль линии соответствующий лазерному излучению, уширенному мощностью с параметром насыщения $s = 30$.

Оптическая накачка атомов на крайний магнитный подуровень осуществлялась пучками МОЛ, общая мощность излучения в эксперименте составляла $P \approx 250$ мкВт ($s \approx 30$), при длительности накачивающего импульса $\tau = 50$ мс.

Распределение атомов по магнитным подуровням после реализации оптической накачки показано на рисунке 5.3 б). Чистота итоговой поляризации атомов определяется в эксперименте Штерна-Герлаха и составляет $\eta = 98(2)\%$, что объясняется как нерезонансным возбуждением π-переходов, ненакаченными атомами на $|g, F = 4, m_F = 3{,}4\rangle$, так и эффектом перемешивания состояний (Состояние $|e, F = 5, m_F = -5\rangle$ имеет ненулевую примесь состояния $|e, F = 5, m_F = -3\rangle$, из-за чего может распадаться на уровни $|g, F = 4, m_F \neq -4\rangle$).

В ходе дальнейшей работы было сделано два улучшения этого метода. Во-первых, для уменьшения влияния эффекта подмешивания состояний можно добавить дополнительный накачивающий импульс при большем магнитном поле. Примесь состояний уменьшается при увеличении магнитного поля, а подобрав его величину так, чтобы резонансная частота σ^- перехода с состояния $|g, m_F = -3\rangle$ будет совпадать с охлаждающей частотой для σ^- перехода с

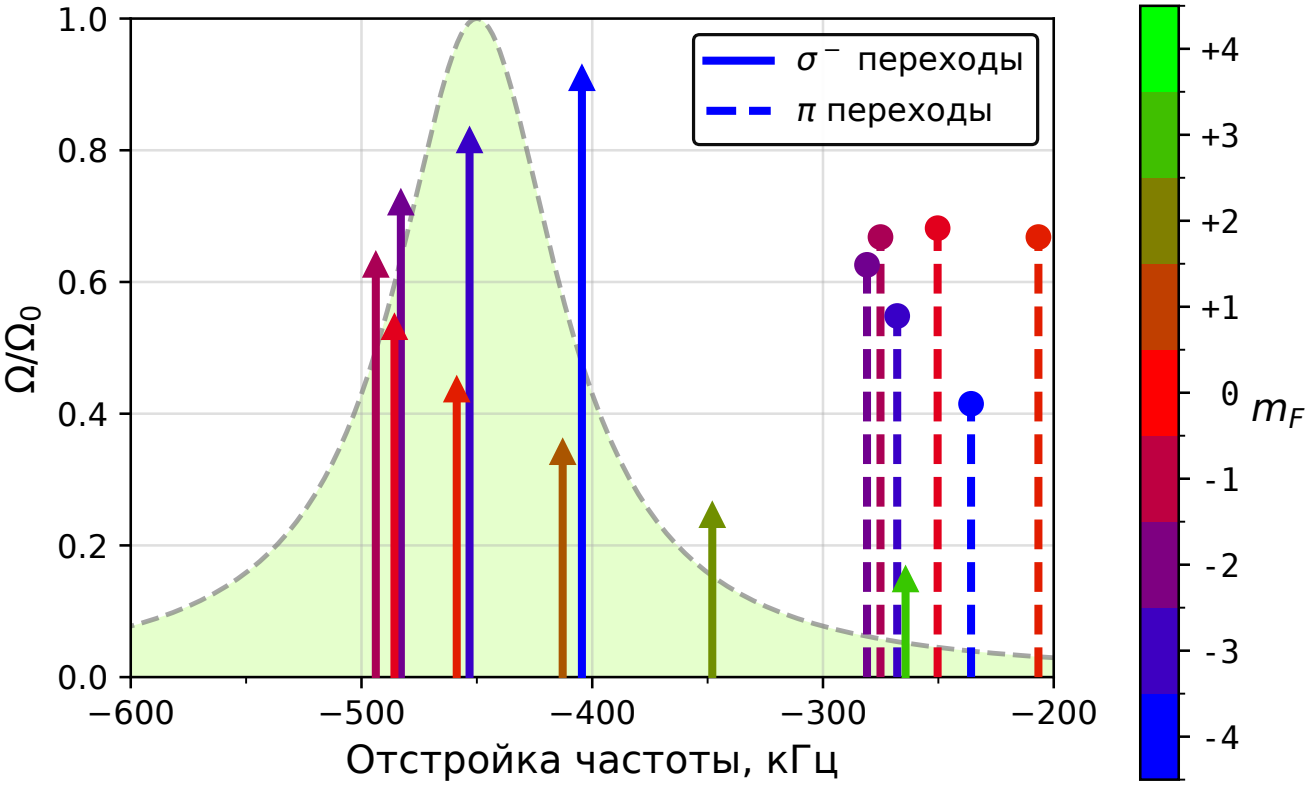


Рисунок 5.2 — Частоты σ^- и π компонент перехода на длине волны 506.2 нм в режиме, выбранном для реализации оптической накачки. Частоты отсчитываются от частоты невозмущенного магнитным полем и оптической решеткой перехода. Сплошными линиями обозначены частоты σ^- переходов, пунктирными линиями – частоты π переходов. Цветом показаны магнитные подуровни основного состояния, с которых происходит переход. Изображенный на фоне профиль линии соответствует лазерному излучению, уширенному мощностью с параметром насыщения $s = 30$.

состояния $|g, m_F = -4\rangle$ можно также сократить время, требуемое для дальнейшего охлаждения. Так, для глубины оптической решетки $U = 1000\,\mathrm{E_{rec}}$ магнитное поле, для которого выполняется это условие составляет $B = 430$ мГс (хотя на этом магнитном поле для крайнего магнитного подуровня наблюдается резонанс Фешбаха, время, необходимое для вычищения поляризации таким образом составляет порядка $\tau \sim 10$ мс, за которое не наблюдается больших потерь атомов). Во-вторых, для уменьшения нерезонансного возбуждения π-переходов, можно воспользоваться эффектом подмешивания состояний для оптической накачки. Т.к. для оптической накачки используются пучки МОЛ, в области захвата атомов присутствует излучение всех поляризаций, что приводит к возможности возбуждения, например, σ^{2-} переходов (с изменением проекции момента $\Delta m_F = -2$). В такой конфигурации эксперимента состо-

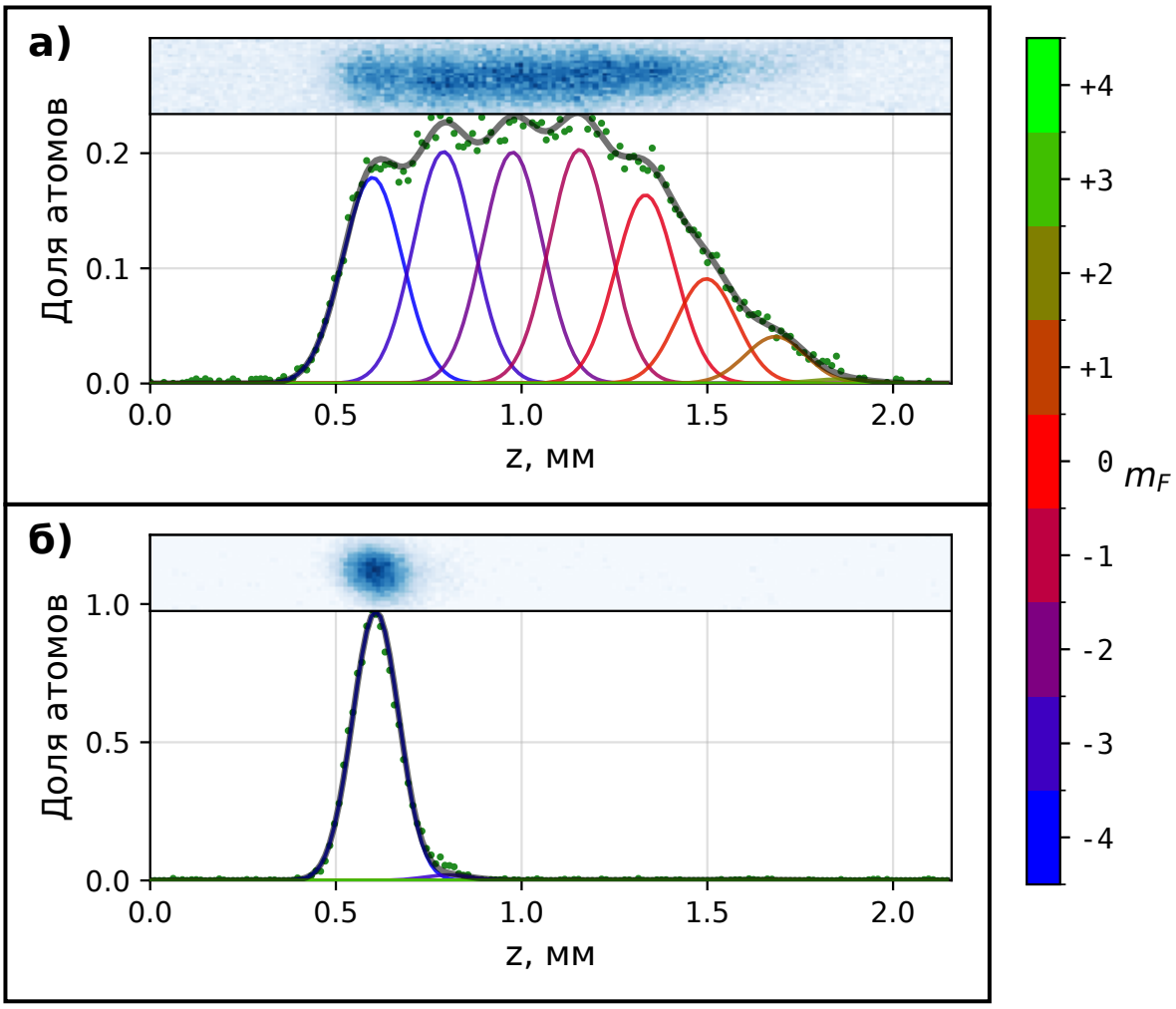


Рисунок 5.3 — (а) Фотография облака, полученная в эксперименте Штерна-Герлаха после перезахвата атомов из МОЛ в оптическую решетку. Аппроксимация изображения выполнена суммой гауссиан, соответствующих атомам на всех подуровнях основного состояния. Атомы практически равномерно распределены по подуровням $m_F = -4..0$, в то время как на подуровнях $m_F = +3, +4$ атомы практически отсутствуют. (б) Фотография облака, полученная в эксперименте Штерна-Герлаха после оптической накачки. 98% атомов сосредоточены на крайнем магнитном подуровне.

яние $|g, F = 4, m_F = -4\rangle$ является темным, а значит попадая в него, атомы перестают взаимодействовать с излучением, что позволяет существенно уменьшить долю деполяризованных из-за эффекта подмешивания состояний атомов. Дополнительным плюсом этого метода является то, что вместо нерезонансного возбуждения π переходов, приводящего к деполяризации атомов, будет происходить нерезонансное возбуждение σ^- переходов, что только увеличит скорость накачки.

Перед тем, как переходить к разработке методов охлаждения атомов, приведем метод измерения их температуры в оптической решетке.

5.2 Измерение температуры атомов

Существует несколько методов, позволяющих измерять температуру атомного ансамбля. Для измерения температуры атомов в МОЛ широко используется описанный ранее метод баллистического разлета. Для измерения температуры атомов в оптических пинцетах используется метод перезахвата ("release and recapture") [139], в котором удерживающий потенциал выключается на короткое время, после чего измеряется доля перезахваченных обратно атомов. Существует метод измерения температуры по спектроскопии часового перехода и детектирования его сдвигов в различных вариациях [140—142].

Наиболее распространенным методом измерения температуры атомов в одномерных оптических решетках является метод спектроскопии боковых колебательных частот [69; 115; 143]. В этом методе проводится спектроскопия часового перехода в режиме Лэмба-Дике, боковые частоты, соответствующие переходам с изменением колебательного числа на единицу оказываются разрешенными и общий вид этого спектра несет в себе информацию о распределении атомов по колебательным подуровням и радиальной температуре, а также о глубине оптической решетки. Покажем это.

Для этого разложим потенциал оптической решетки 4.8 по степеням z и r:

$$U(z,r) \approx U_0 \left(-1 + k^2 z^2 + \frac{2r^2}{w^2} - \frac{k^4 z^4}{3} - \frac{2r^2}{w^2} k^2 z^2 \right) \tag{5.1}$$

Соответственно энергия атома в состоянии с n_z и n_r:

$$\begin{aligned} E_{n_z,n_r}/h \approx & \nu_z \left(n_z + \frac{1}{2} \right) + \nu_r \left(n_r + 1 \right) - \frac{\nu_{rec}}{2} \left(n_z^2 + n_z + \frac{1}{2} \right) - \\ & \nu_{rec} \frac{\nu_r}{\nu_z} \left(n_r + 1 \right) \left(n_z + \frac{1}{2} \right) \end{aligned} \tag{5.2}$$

Введем здесь величину $\gamma(n_z)$ - разницу по энергии между состояниями, с отличием аксиального колебательного кванта на единицу:

$$\gamma(n_z) = (E_{n_z+1,n_r} - E_{n_z,n_r})/h = \nu_z - \nu_{rec}(n_z+1) - \nu_{rec}\frac{\nu_r}{\nu_z}(n_r+1) \tag{5.3}$$

Далее предположим, что для синей боковой полосы ($n_z \to n_z+1$) спектр описывается суммой компонент, соответствующих переходам с различных колебательных подуровней:

$$\sigma_{blue}(\delta) = \sum_{n_z=0}^{N} p(n_z)\sigma_{blue}^{n_z}(\delta) \tag{5.4}$$

где N - максимальное число колебательных подуровней в оптической решетке, δ - отстройка от резонанса, а σ - сечение поглощения. Для каждого из подуровней сечение описывается суммой лоренцовских функций для каждого n_r:

$$\sigma_{blue}^{n_z}(\delta) = \sum_{n_r} \frac{(n_r+1)z_r^{n_r+1}}{1+\frac{4}{\Gamma^2}[\delta-\gamma(n_z)]^2} \tag{5.5}$$

Здесь предполагается, что радиальные степени свободы подчиняются Больцмановскому распределению с температурой T_r, а $z_r = exp[-h\nu_r/(k_B T_r)]$ - больцмановский фактор соответствующего состояния. Наибольший вклад в сумму выше вносит слагаемое, в котором $\delta = \gamma(n_z)$. Подставляя в это выражение 5.3, получаем соотношение на квантовые числа n_r, вносящие максимальный вклад в сумму:

$$(n_r+1) \approx -\frac{\nu_z}{\nu_r\nu_{rec}}[\delta - \tilde{\gamma}(n_z)] \tag{5.6}$$

, где введена приведенная разность энергий $\tilde{\gamma}(n_z) = \nu_z - \nu_{rec}(n_z+\frac{1}{2})$. Подставляя это в формулу 5.5 получаем:

$$\sigma_{n_z}(\delta) = \left(1 - \frac{\delta}{\tilde{\gamma}(n_z)}\right) e^{-\alpha[1-\delta/\tilde{\gamma}(n_z)]}\Theta\left[\tilde{\gamma}(n_z) - \delta\right] \tag{5.7}$$

, где введена величина $\alpha = \frac{\tilde{\gamma}(n_z)}{\nu_{\mathrm{rec}}}\frac{h\nu_z}{k_B T_r}$. Аналогичные рассуждения выполняются и для формы красной боковой полосы.

Дальнейший анализ требует каких-либо предположений о распределении атомов по аксиальным колебательным подуровням $p(n_z)$. Для достаточно горячих атомов естественно предположить, что распределение больцмановское с температурой T_z: $p(n_z) = exp[-E_{n_z}/(k_B T_z)]$. В таком случае, отношение подынтегральной площади красного и синего сайдбендов связано с температурой T_z:

$$\frac{\sigma_{\text{red}}^{\text{total}}}{\sigma_{\text{blue}}^{\text{total}}} = \frac{\sum_{n_z=1}^{N_z} e^{-E_{n_z}/(k_B T_z)}}{\sum_{n_z=0}^{N_z} e^{-E_{n_z}/(k_B T_z)}} = 1 - \frac{e^{-E_0/(k_B T_z)}}{\sum_{n_z=0}^{N_z} e^{-E_{n_z}/(k_B T_z)}} \tag{5.8}$$

В таком случае, процедура измерения колебательного состояния ансамбля следующая:

- Измерение спектра возбуждения часового перехода в режиме разрешенных колебательных частот. В нашем случае, проводилась Раби-спектроскопия длительностью $\tau = 80\,\text{мс}$, частота Раби возбуждающего импульса равнялась $\Omega = 2\pi \times 500\,\text{Гц}$ (использовалась мощность, соответствующая 1 мс π-импульсу).
- Определение отстройки, соответствующей резкому склону синего сайдбенда. Эта отстройка соответствует колебательной частоте оптической решетки из которой можно определить и глубину потенциала.
- Численное решение уравнения 5.8 для определения аксиальной температуры T_z
- Аппроксимация спектра функцией 5.4 для получения T_r

Модельный вид спектра боковых частот для ансамблей атомов тулия с тепловым распределением атомов как по аксиальным, так и по радиальным колебательным подуровням представлен на рисунке 5.4. На этом рисунке моделируется спектр часового перехода в атомах тулия, захваченных в оптическую решетку на длине волны 1063.5 нм в режиме разрешенных колебательных частот в предположении, что распределение атомов по колебательным подуровням в оптической решетке подчиняется Больцмановскому закону с характерной температурой $T = 7\,\text{мкК}$. Зеленым цветом показана несущая частота с лоренцевой формой линии, красным и синим цветом изображены красная и синяя боковая полоса соответственно. Пунктиром показаны вклады в общую форму линии переходов с изменением колебательного числа с конкретных колебательных подуровней. Колебательный подуровень с которого происходит переход показан оттенком синего либо красного цвета соответственно.

В случае не больцмановского распределения атомов по колебательным подуровням, заселенности каждого конкретного колебательного подуровня приходится искать иначе. Например, можно предположить, что большая часть атомов находится на основном колебательном подуровне, а остальные распределены с некоторым распределением, характеризующимся температурой T_z. В таком случае, можно ввести населенности каждого колебательного подуровня

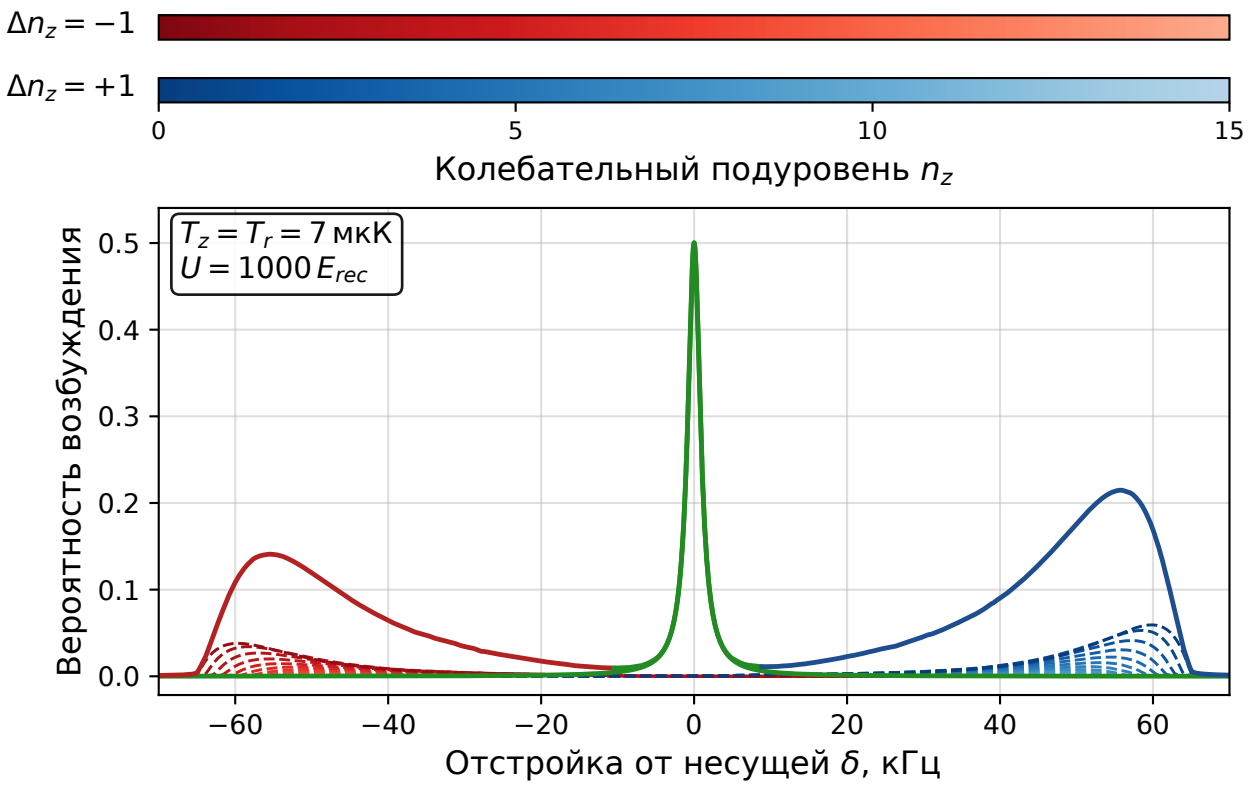


Рисунок 5.4 — Модельный спектр часового перехода в режиме разрешенных боковых частот для тепловой заселенности колебательных подуровней.

как свободный параметр в аппроксимации, чтобы получить вектор распределения населенностей по колебательным подуровням p_n.

Модельные спектры часового перехода в режиме разрешенных боковых колебательных частот для ансамблей атомов тулия заселяющих колебательные подуровни $n_z = 0$, $n_z = 1$ и $n_z = 2$ приведены на рисунке 5.5 сплошной линией, пунктирной и штрих-пунктирной линией соответственно. Из такой модели видно несколько особенностей. Во-первых, видно отсутствие красной боковой полосы для спектра соответствующего ансамблю атомов с $n_z = 0$, что объясняется отсутствием соответствующей компоненты перехода: атомы подготовлены в основном колебательном состоянии, и переход с уменьшением колебательного числа невозможен. Во-вторых, максимумы как синих, так и красных боковых полос для ансамблей, подготовленных на разных колебательных подуровнях смещены относительно друг друга на величину порядка ν_{rec}, в соответствии с формулами 4.15 и 4.16. В-третьих, отличаются и амплитуды боковых полос, в соответствии с формулой 4.5.

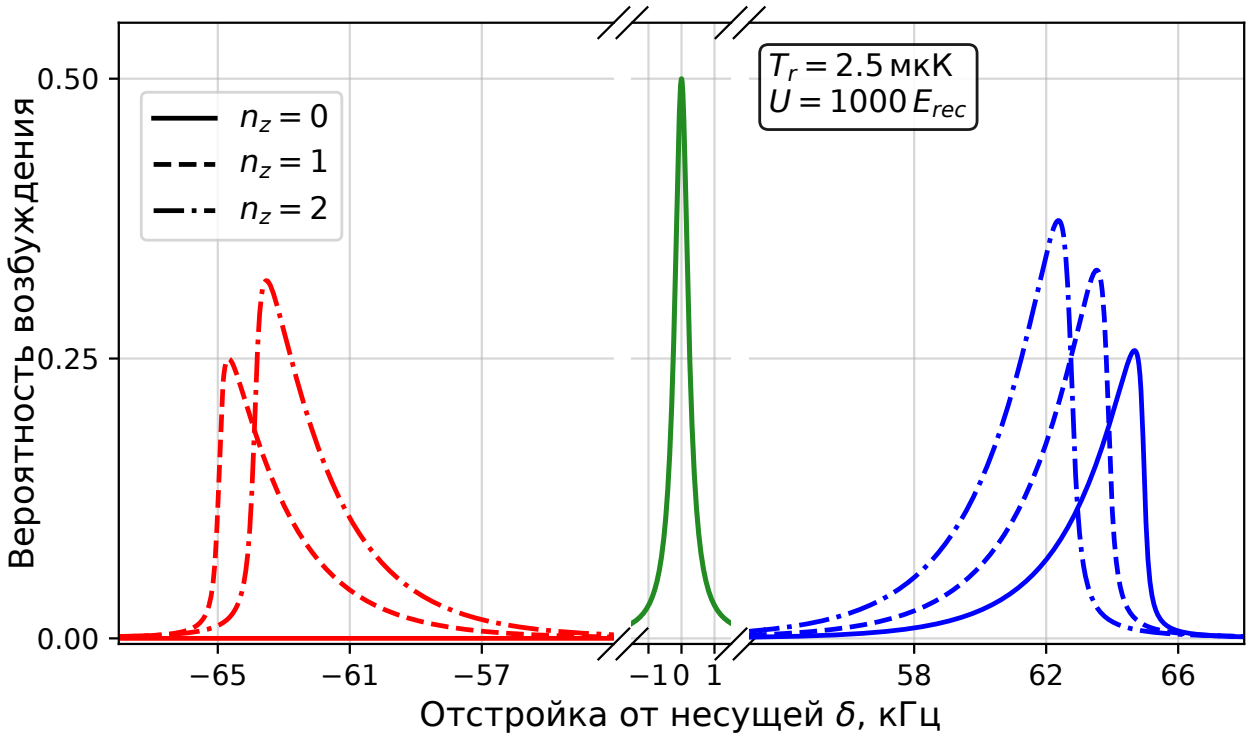


Рисунок 5.5 — Модельные спектры часового перехода в режиме разрешенных колебательных частот в ансамблях атомов, подготовленных в состояниях с $n_z = 0$, $n_z = 1$ и $n_z = 2$.

5.3 Охлаждение на боковых колебательных частотах

Оптическая накачка атомов на крайний магнитный подуровень основного состояния проводилась при магнитном поле $B = 150$ мГс, однако опрос часового перехода должен происходить при большем значении магнитного поля для уменьшения масштаба эффекта подмешивания состояний (см. рис. 3.8). При изменении магнитного поля может происходить нагрев атомов при проходе через резонанс Фешбаха, а значит, охлаждение должно осуществляться на том же магнитном поле, на котором будет опрашиваться часовой переход. Так как существуют резонансы Фешбаха для крайнего магнитного подуровня при $B \approx 430$ мГс и $B \approx 800$ мГс [113], было принято решение использовать лежащее между ними магнитное поле $B = 600$ мГс. Глубина решетки в эксперименте поддерживалась постоянной и равнялась $U = 1000$ $\mathrm{E_{rec}}$.

Для реализации охлаждения на боковых частотах перехода $|g, m_F = -4\rangle \rightarrow |e, m_F = -5\rangle$ требуется построить модель, предсказывающую частоты переходов между различными колебательными подуровнями основного и

возбужденного состояния в зависимости от глубины решетки. Подобное было сделано в предыдущем подпункте для часового перехода, однако для охлаждающего перехода длина волны оптической решетки хотя и близка к магической, но таковой все таки не является. Для построения такой модели приходится использовать поляризуемости, измеренные ранее в главе 3. Результаты этого представлены на рисунке 5.6. Можно выделить характерные особенности этой модели. Во-первых, видно, что все еще присутствует характерный спектр боковых колебательных частот, что позволяет осуществлять эффективное охлаждение в аксиальном направлении оптической решетки одним мощным охлаждающим импульсом. В радиальном же направлении работает обычное доплеровское охлаждение, т.к. переходы без изменения колебательного числа (на несущей) расположены компактно, близко друг к другу, что позволяет охлаждать в радиальном направлении атомы, располагающиеся на всех колебательных подуровнях одним охлаждающим импульсом, частота которого отстроена в красную сторону от резонанса. Во-вторых, при используемых в эксперименте глубинах оптической решетки число уровней энергии составляет $N \approx 15$, при этом частоты Раби переходов с уменьшением колебательного числа не обращаются в ноль, как бывает в экспериментах по охлаждению ионов в радиочастотных ловушках.

Для реализации охлаждения предполагалось использовать пучки МОЛ, однако в данном эксперименте оказалась важной разница геометрий пучков в двух системах. Так, в стационарной системе пучок, близкий к вертикальному, эффективно охлаждал атомы вдоль оси решетки, в то время как два других позволяли охлаждать атомы в радиальном направлении. В компактной же системе для реализации охлаждения потребовался дополнительный охлаждающий пучок направленный вдоль оси решетки, т.к. при взаимодействии с излучением под углом 45° к вертикали, при поглощении фотона из него происходил нагрев атома в одном направлении при охлаждении в другом.

Охлаждение осуществляется двумя импульсами длительностью $\tau = 50\,\text{мс}$ для охлаждения в радиальном и аксиальном направлениях, соответственно. Характерные отстройки частоты от невозмущенного резонанса для каждого из импульсов приведены на рис. 5.6 и составляют: для охлаждения в радиальном направлении $\approx -1565\,\text{кГц}$, в аксиальном $\approx -1590\,\text{кГц}$, что соответствует отстройкам $\approx -40\,\text{кГц}$ и $\approx -70\,\text{кГц}$ от частоты несущей. Характерные мощности

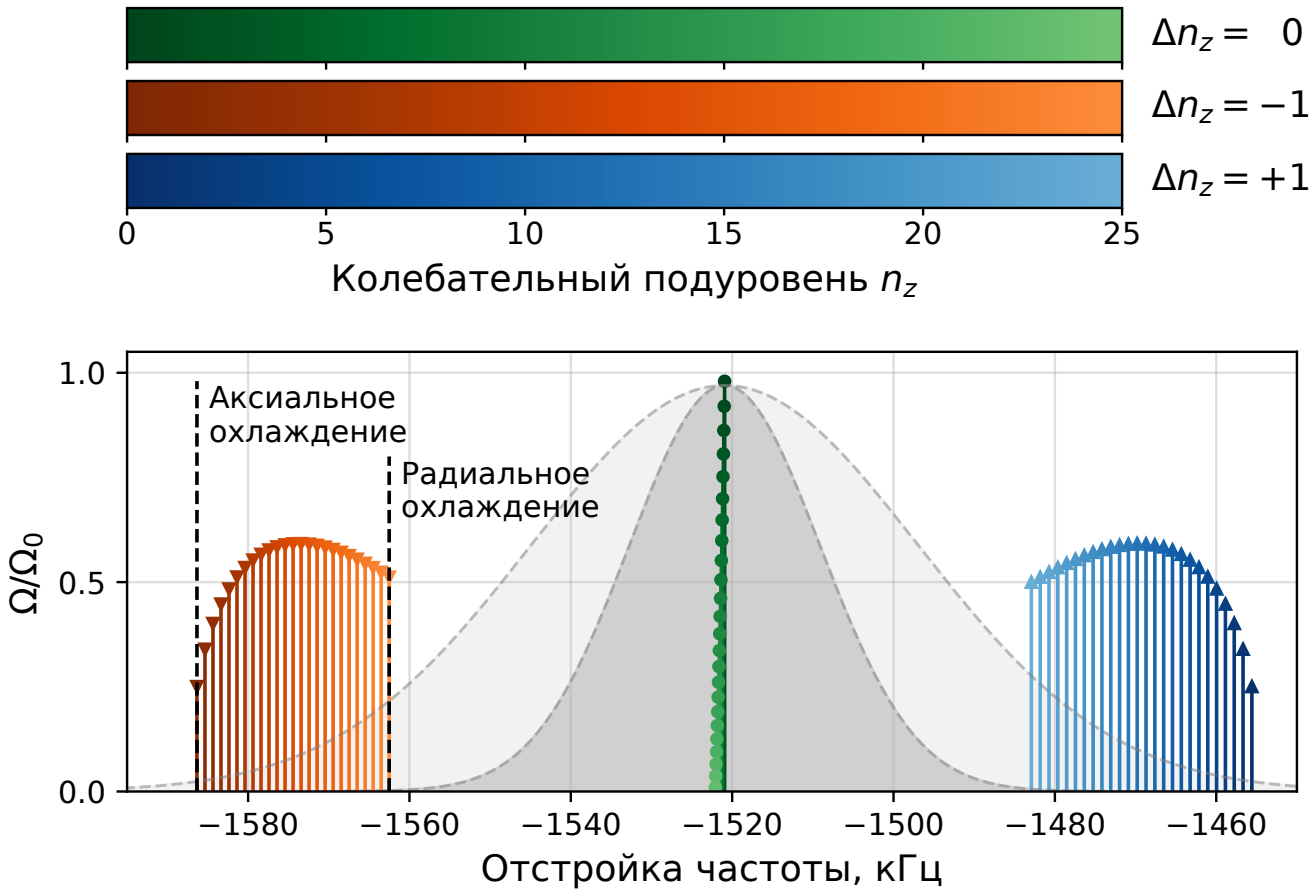


Рисунок 5.6 — Частоты переходов между различными колебательными подуровнями для компоненты перехода $|g, m_F = -4\rangle \to |e, m_F = -5\rangle$ для условий эксперимента: глубина решетки $U = 1000$ $\mathrm{E_{rec}}$, магнитное поле $B = 600\,$мГс. Частоты на графиках отсчитываются от частоты невозмущенного перехода. Красным цветом обозначены частоты переходов с уменьшением колебательного числа на единицу, зеленым – без изменения колебательного числа, синим – с увеличением на единицу. Оттенок цвета показывает колебательный подуровень с которого возбуждается переход. Показано доплеровское уширение до охлаждения (светло-серый контур), и после охлаждения (темно-серый контур), соответствующее температуре $T_r = 13\,$мкК и $T_r = 3\,$мкК соответственно. Черным пунктиром показаны частоты импульсов охлаждающего излучения.

для этих импульсов составляют около 200 мкВт, что соответствует параметру насыщения $s \approx 25$.

Спектры боковых частот для измерения распределения атомов по колебательным подуровням измерялся для перехода $|g, m_F = -4\rangle \to |c, m_F = -3\rangle$. Т.к. поляризуемости “часового” состояния известны, и полная поляризуемость верхнего уровня не слишком сильно отличается от нижнего, модель спектра боковых колебательных частот часового перехода нуждалась лишь в небольшой

модификации. Измеренные спектры боковых частот представлены на рисунке 5.7 (б) - (г), результаты аппроксимации данных спектров построенной выше моделью приведены в таблице 7. На рисунке 5.7 б) показан спектр боковых частот измеренный до процесса охлаждения. Данный спектр характеризуется тепловым распределением атомов как по аксиальным, так и по радиальным колебательным подуровням с характерными температурами $T_z = 7.8(3)$ мкК и $T_r = 19.0(3)$ мкК. На рисунке 5.7 в) показан спектр боковых частот измеренный после охлаждения в радиальном направлении. На данном графике видно влияние охлаждающего импульса: ширина боковых полос гораздо меньше, в сравнении со спектром 5.7 б), что показывает охлаждение в радиальном направлении, а уменьшение отношения площадей под графиками красной и синей боковой полосы показывает уменьшение и аксиальной температуры тоже. Полученные в результате аппроксимации этого спектра параметры атомного ансамбля: радиальная температура составила $T_r = 6.4(2)$ мкК, а аксиальная температура $T_z = 4.6(3)$ мкК соответствует среднему колебательному числу ансамбля $\bar{n}_z = 0.76(6)$. Наконец, результат последующего охлаждения в аксиальном направлении представлен спектром на рисунке 5.7 г). Видно практически полное подавление красной боковой полосы, и еще большее сужение синей: атомный ансамбль охлажден до основного колебательного состояния в оптической решетке. Радиальная температура такого ансамбля составила $T_r = 4.2(1)$ мкК, а среднее колебательное число $\bar{n}_z = 0.01(1)$.

Достигнутое в результате среднее колебательное число $\bar{n}_z = 0.01(1)$ [110], ограничивается нерезонансным возбуждением перехода на несущей частоте вместо красного сайдбенда, с последующим распадом с изменением колебательного числа на единицу. Полученное значение среднего колебательного числа ансамбля $\bar{n}_z$ сопоставимо с лучшими результатами в ^{87}Sr и ^{171}Yb оптических часах [37; 119]. Отметим, что если осуществить радиальное охлаждение во время оптической накачки, и использовать дополнительные импульсы для вычищения поляризации, как было указано в конце прошлого пункта, то пропадает необходимость в радиальном охлаждении атомов, а время, необходимое для охлаждения в аксиальном направлении, сокращается до $\tau = 5$ мс.

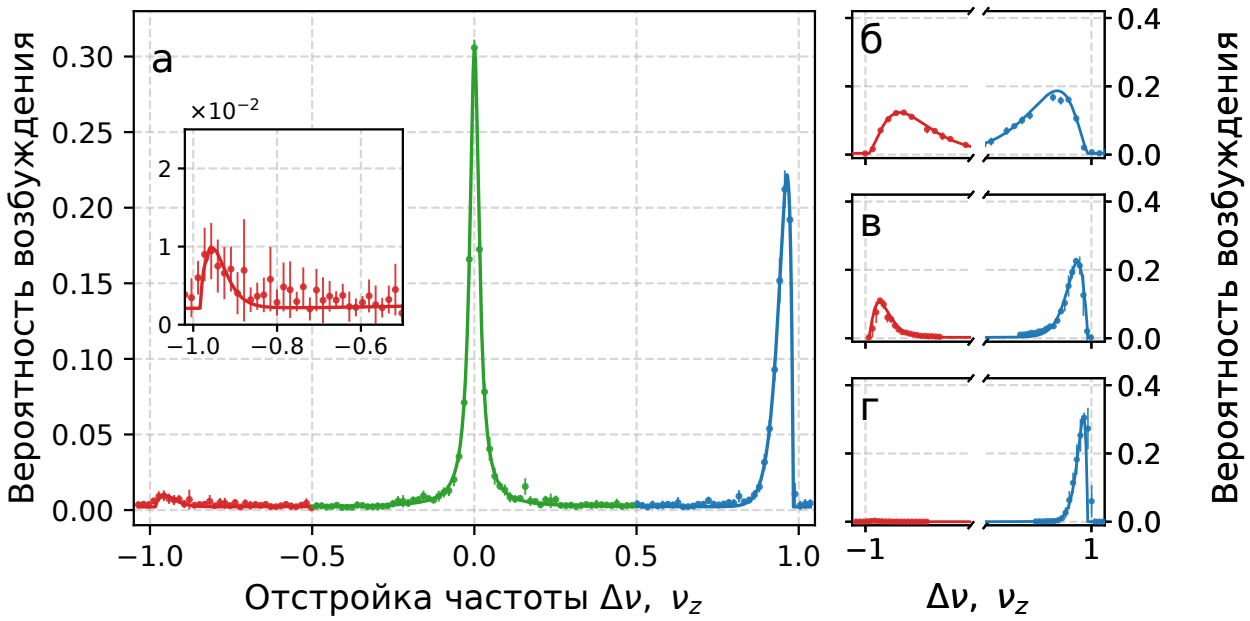


Рисунок 5.7 — Результаты измерения температуры атомов в оптической решетке методом спектроскопии боковых колебательных частот. а) Атомы перекаченные на центральный магнитный подуровень. Спектр соответствует двухтемпературному распределению: большая часть атомов (>95%) находится в основном колебательном состоянии (соответствует ансамблю из пункта г)). Итоговое среднее колебательное число $\bar{n}_z = 0.07(5)$ б) До охлаждения. Спектр соответствует $\bar{n}_z \approx 2$ и радиальной температуре $T_r \approx 20$ мкК. в) Охлаждение в радиальном направлении. Спектр соответствует $\bar{n}_z = 0.76(6)$ и радиальной температуре $T_r = 6.4(2)$ мкК. г) Полное охлаждение. Спектр соответствует $\bar{n}_z = 0.01(1)$ и радиальной температуре $T_r = 4.2(1)$ мкК.

5.4 Перекачка на центральный магнитный подуровень

После реализации охлаждения в прошлом пункте ансамбль атомов находится на крайнем магнитном подуровне, а значит, для опроса часового перехода требуется перенос части населенности в состояние $|g, m_F = 0\rangle$. В главе 4 описывался метод удаления атомов вне центрального магнитного подуровня с помощью микроволнового перехода между центральными магнитными подуровнями сверхтонких компонент основного состояния [72], поэтому достаточно будет перенести лишь часть атомов в это состояние. В главе 4 для этих целей предлагалось использовать возбуждение радиочастотных переходов между зеемановскими компонентами основного состояния. Для возбуждения этих пе-

Спектр	T_z, мкК	T_r, мкК	$\bar{n}_z$
Без охлаждения (б)	7.8(3)	19.0(3)	1.94(8)
Охлаждение радиальное (в)	4.6(3)	6.4(2)	0.76(6)
Охлаждение полное (г)	0.76(2)	4.2(1)	0.0097(15)
После перекачки (а)	3(2)*	3.48(10)	0.07(5)

Таблица 7 — Температуры атомов (T_z, T_r) и средние колебательные числа $\bar{n}_z$ в различных стадиях эксперимента. В первом столбце в скобках указаны ссылки на соответствующие спектры на рис. 5.7. Для каждого из значений в скобках указан доверительный интервал 1σ, полученный из аппроксимации. В случае после перекачки (а) указана температура остаточного, неохлажденного ансамбля атомов в двухтемпературном распределении.

реходов использовались самодельные антенны: небольшие катушки с малым числом витков.

Для задающего магнитного поля $B = 600\,$мГс разница по энергии между двумя соседними магнитными подуровнями составляет $\Delta E \approx h \times 840\,$кГц. При этом оптическая решетка на длине волны $1063.5\,$нм снимает вырождение из-за ненулевой тензорной поляризуемости основного состояния. Для глубины решетки $U = 1000\,\mathrm{E_{rec}}$, разница частоты переходов между соседними магнитными подуровнями составляет до $30\,$кГц. Селективно возбуждать π-импульсы переходов между соседними магнитными подуровнями оказалось невозможно из-за нерезонансных возбуждений соседних переходов, малой разницы по частоте между переходами, а также шумов магнитного поля. Поэтому перекачка осуществлялась долгим мощным импульсом.

В случае компактной системы, магнитное поле в которой более стабильно, а расстояние от антенны до атомов меньше, частота радиочастотного излучения сканировалась через резонансные частоты переходов с уменьшением амплитуды сигнала. Источником сигнала на частоте $\nu \approx 840\,$кГц служила плата DDS на основе чипа AD9910, для увеличения амплитуды сигнала использовался усилитель MiniCircuits ZHL-3A-1+, итоговая мощность сигнала, подающегося на антенну, составляла $P \approx 0.5\,$Вт. Перекачка осуществляется за время порядка $\tau \sim 10\,$мс. В итоге для этого случая, удалось достичь населенности центрального магнитного подуровня $\eta \approx 30\%$ от начального числа атомов.

В случае стационарной системы реализация этого метода была сопряжена с рядом сложностей. Так, окошки вакуумной камеры этой системы меньше, чем

в компактной системе, а расстояние от антенны до атомов оказалось больше. Это приводило к тому, что при том же уровне сигнала на антенне, мощность радиочастотного излучения в области захвата атомов оказывалась существенно меньше. Также в данной системе шумы магнитного поля оказались больше, что приводило к меньшей стабильности числа перенесенных на центральный магнитный подуровень атомов. Для преодоления этих сложностей был предложен следующий метод: на время перекачки глубина решетки понижалась до величины порядка $U \approx 100\ \mathrm{E_{rec}}$, в результате чего максимальная разница частот переходов между соседними магнитными подуровнями составляла $\delta\nu \sim 2\,\text{кГц}$, что позволяет достичь близкого к равномерному распределения атомов по магнитным подуровням.

В отличие от компактной системы, источником сигнала, подававшегося на антенну, являлся генератор Rigol 2041-A, что позволяло получать большую мощность сигнала $P \approx 2\,\text{Вт}$. Также в конструкции антенны был предусмотрен резонансный трансформатор, уменьшающий долю отраженного назад сигнала, и увеличивающего долю излучаемой мощности. Перекачка осуществлялась за время порядка $\tau = 60\,\text{мс}$, что позволяло равномерно распределить атомы по всем магнитным подуровням, причем вне зависимости от шумов магнитного поля. Соответственно, на центральном магнитном подуровне оказывалось порядка $\eta \sim 1/9$ от начального числа атомов, при гораздо меньшей чувствительности этого числа к шумам магнитного поля.

Вычищение поляризации атомного ансамбля производилось методом, описанным в главе 1. Характерный спектр боковых частот для атомов, полученных таким образом, приведен на рисунке 5.7 а). Полученный спектр соответствует “двухтемпературному” распределению атомов по колебательным подуровням. Большая часть ансамбля ($> 95\%$ атомов) находится на основном колебательном состоянии, в то время как оставшаяся часть, не принимавшая участие в охлаждении, распределена по колебательным подуровням с Больцмановским распределением характерная температура которого равнялась $T \sim 3\,\text{мкК}$. Отметим, что улучшение процесса накачки в конце соответствующего пункта (дополнительный накачивающий импульс при большем магнитном поле и использование σ^{2-} переходов) устраняло этот недостаток, что позволяло получить на центральном магнитном подуровне атомы с таким же средним колебательным числом, как и на крайнем магнитном подуровне.

5.5 Получение возбужденных колебательных состояний

После получения ансамбля атомов на центральном магнитном подуровне, охлажденного до основного колебательного состояния, последней задачей этой главы остается перенос населенности на возбужденные колебательные подуровни. Основные методы решения этой задачи, опять же, были рассмотрены в главе 4.

Нам было доступно два перехода, спектральная ширина которых достаточно мала для работы в режиме разрешенных колебательных частот: исследуемый ранее охлаждающий переход на длине волны $\lambda = 506.2\,\text{нм}$, а также часовой переход. Применение охлаждающего перехода для решения этой задачи оказалось неэффективно: для возбуждения короткого π-импульса на этом переходе требовалась большая мощность, что вызывало возбуждение перехода на несущей частоте (спектральная ширина усиленного мощностью импульса $\Gamma = \Gamma_0\sqrt{1+s} \approx 20\,\text{кГц}$ оказывалась порядка колебательной частоты $\nu_z \sim 60\,\text{кГц}$), а при возбуждении длительного π-импульса получить значительную долю атомов в возбужденном состоянии мешал спонтанный распад. Поэтому для реализации предложенного алгоритма был выбран часовой переход, лишенный описанных недостатков.

Схема используемого нами метода [144] получения атомов в возбужденных колебательных состояниях описана на рисунке 5.8, и состоит из следующих этапов:

- Подготовка атомов на центральном магнитном подуровне в основном колебательном состоянии описанным ранее методом.
- Возбуждение π-импульса часового перехода с изменением колебательного числа на единицу.
- Удаление невозбужденных атомов.
- Возврат населенности в основное состояние на несущей частоте часового перехода.
- Повторение описанной процедуры при необходимости получить атомы на втором возбужденном колебательном состоянии.

Результаты применения этого метода показаны на рисунке 5.9. В начальный момент времени атомы подготовлены на основном колебательном состоянии, из-за чего отсутствует красный сайдбенд, а резкий склон сине-

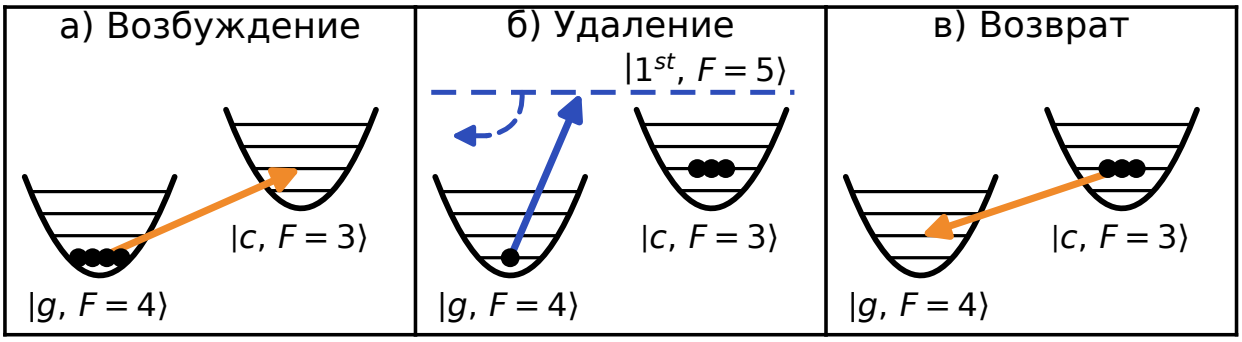


Рисунок 5.8 — Схема одиночного цикла переноса населенности, состоящего из возбуждения часового перехода с изменением колебательного числа на единицу (а)), удаления из области захвата всех оставшихся в основном состоянии атомов (б)) и возврата возбужденных атомов на несущей частоте часового перехода (в)).

го сайдбенда соответствует колебательной частоте оптической решетки ($\nu \sim 55\,$кГц что соответствует глубине решетки $u \approx 720\,\mathrm{E_{rec}}$). После однократного проведения процедуры по подготовке атомов на возбужденном колебательном подуровне, захваченными в решетку оказывается порядка $\eta = 40\%$ при длительности импульса $\tau = 330\,$мкс. При этом, частота резкого склона синего сайдбенда смещается на величину $\Delta\nu \sim 1\,$кГц, что соответствует частоте отдачи, и объясняется ангармонизмом потенциала оптической решетки (см. формулы 4.15 и 4.16). Из аппроксимации спектра боковых частот можно получить как населенность колебательных подуровней ($p_0 = 4(2)\%$ и $p_1 = 96(2)\%$), так и радиальную температуру атомов $T_r = 2.5(1)\,$мкК. Интересный эффект состоит в уменьшении радиальной температуры после этого с $T_r = 4.2(1)\,$мкК до $T_r = 2.5(1)\,$мкК, что объясняется разной эффективностью возбуждения для групп атомов на различных радиальных колебательных подуровнях. После повторного проведения процедуры подготовки атомов на возбужденных колебательных подуровнях в оптическую решетку оказывается захвачено 24% от начального числа атомов. Частоты красного и синего колебательных сайдбендов опять смещаются на величину порядка частоты отдачи, причем наблюдается также увеличение амплитуды как синего, так и красного сайдбендов. Их отношение описывается формулой 4.5, что опять-таки говорит о согласовании результатов эксперимента с теорией. Из аппроксимации спектра боковых частот снова находим населенности колебательных подуровней ($p_0 = 0(1)\%$, $p_1 = 2(2)\%$, $p_2 = 98(3)\%$), и $T_r = 1.8(1)\,$мкК. Увеличение эффективности процедуры при повторном проведении

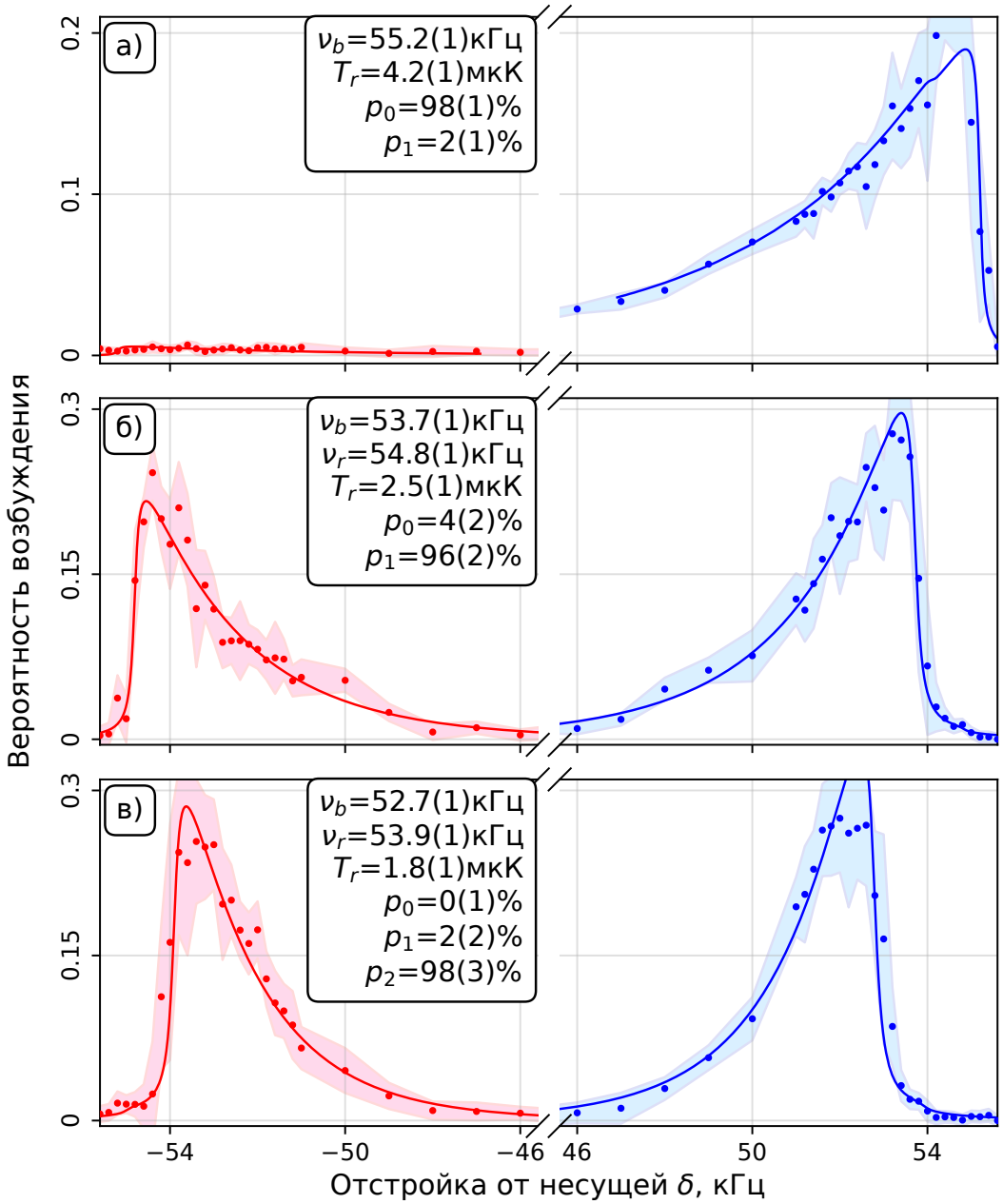


Рисунок 5.9 — Спектры часового перехода в режиме разрешенных боковых колебательных частот для ансамблей атомов в различных колебательных состояниях оптической решетки. а) Атомы, охлажденные до основного колебательного состояния. б) Атомы, перенесенные на первое возбужденное колебательное состояние ($n_z = 1$). в) Атомы, перенесенные на второе возбужденное колебательное состояние ($n_z = 2$).

объясняется меньшей радиальной температурой ансамбля, что приводит к большей, в среднем по ансамблю, эффективности возбуждающего π-импульса. Этим же объясняется меньшее влияние повторного проведения процедуры подготовки на конечную радиальную температуру ансамбля.

5.6 Основные результаты главы 5

– Реализована оптическая накачка атомов тулия на крайний магнитный подуровень основного состояния с помощью перехода на длине волны 506.2 нм с эффективностью 98%, что достаточно для последующего охлаждения атомов до основного колебательного состояния на выбранной компоненте перехода.
– Получены ансамбли атомов тулия, захваченные в оптическую решетку с длиной волны 1063.5 нм, со средним колебательным числом $n_z = 0.01(1)$ и радиальной температурой $T_r = 4.2(1)$ мкК.
– Осуществлена перекачка до 30% атомов (что соответствует числу частиц порядка $N = 2 \times 10^4$), охлажденных до основного колебательного состояния, на центральный магнитный подуровень, что достаточно для проведения спектроскопии часового перехода.
– Получены ансамбли атомов тулия в возбужденных колебательных состояниях оптической решетки с $n_z = 1$ и $n_z = 2$. Качество подготовки конечного колебательного состояния составляло более 90%.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем:

1. Ансамбль атомов тулия был захвачен в магнито-оптическую ловушку на переходе с длиной волны 506.2 нм. При охлаждении атомов тулия в такой магнито-оптической ловушке были получены ансамбли атомов с температурой $T = 400$ нК, близкие к пределу отдачи перехода, а также ансамбли с фазовой плотностью PSD $\approx 3.5 \times 10^{-4}$ при числе атомов в МОЛ порядка $N \approx 2 \times 10^6$ и температуре $T \approx 1$ мкК. Температура атомов тулия понижена более чем на порядок по сравнению с предыдущими экспериментами по охлаждению атомов тулия в МОЛ, а фазовая плотность повышена на три порядка по сравнению с аналогичными экспериментами.
2. Обнаружен и численно охарактеризован эффект подмешивания состояний в случае скрещенных электрического поля оптической решётки и задающего ось квантования магнитного поля, для атомов тулия, удерживающихся в потенциале оптической решётки. Показано, что этот эффект может приводить к возбуждению компонент перехода, запрещенных в дипольном приближении, а также сдвигу частоты часового перехода величиной до 1 Гц для оптической решётки глубиной $U = 1000\,\mathrm{E_{rec}}$, поляризация которой перпендикулярна магнитному полю $B = 100$ мГс.
3. Измерены динамические скалярная и тензорная поляризуемости на длине волны 1063.5 нм для возбужденного состояния исследуемого перехода, которые равны соответственно $\alpha_s = 190(30)$ ат.ед. и $\alpha_t = 47(7)$ ат.ед., что позволило разработать и экспериментально реализовать протокол подготовки атомов тулия в начальных состояниях часовых переходов на основном колебательном подуровне в оптической решётке.
4. Получены ансамбли атомов тулия, захваченные в оптическую решётку с длиной волны 1063.5 нм со средним колебательным числом $n_z = 0.01(1)$, что является улучшением более чем на порядок по сравнению с предыдущими экспериментами с атомами тулия в оптических решетках. Экспериментальное получение таких ансамблей является

необходимым шагом как для измерения поляризуемостей часового перехода высоких порядков, так и для построения оптических часов с относительной погрешностью на уровне 5×10^{-18}. Характеристики полученных ансамблей атомов тулия находятся на уровне лучших экспериментов с оптическими часами на основе других атомов.

5. Получены ансамбли атомов тулия в возбуждённых колебательных состояниях оптической решётки с $n_z = 1$ и $n_z = 2$. Населенность конечного колебательного состояния составляла более 90%. Это необходимо для измерения дифференциальной мультипольной поляризуемости часового перехода в атомах тулия.

Полученные в данной работе результаты позволят существенно улучшить характеристики тулиевых оптических часов. Параметры полученных в данной работе атомных ансамблей достаточны для измерения дифференциальных поляризуемостей высоких порядков часового перехода в атомах тулия с точностью, достаточной для разработки оптических часов с относительной погрешностью на уровне 5×10^{-18}. Кроме того, по сравнению с ранее достигнутыми значениями температура полученных атомных ансамблей понижена, а фазовая плотность повышена более чем на порядок. Это существенно улучшает стартовые условия для испарительного охлаждения, что позволит получать Бозе-конденсаты атомов тулия с гораздо большим числом частиц.

Благодарности

В заключение хотелось бы поблагодарить моего научного руководителя, к.ф.-м.н. Трегубова Дмитрия Олеговича за неоценимую помощь в работе и написании диссертации, искреннее участие, руководителя нашей лаборатории к.ф.-м.н. Головизина Артема Алексеевича за интересные научные задачи, директора ФИАН д.ф.-м.н. Колачевского Николая Николаевича за полученные знания и опыт, Крючкова Дениса Александровича за добродушное участие и постоянную мотивацию, Мишина Дениса, Вишнякову Гульнару, Фёдорову Елену, Двуреченского Александра, Яушева Михаила, Бабичева Константина, Шлыкова Николая, Смазнову Христину за неоценимый вклад в развитие тулиевых

оптических часов, помощь и поддержку, ценные обсуждения и дружественную рабочую атмосферу.

Словарь терминов и обозначений

(Дифференциальная) поляризуемость перехода $\Delta\alpha$: Разность поляризуемостей возбужденного e и основного g состояний $\Delta\alpha = \alpha_e - \alpha_g$

Центральный магнитный подуровень : Зеемановская компонента уровня с нулевой проекцией полного момента на ось квантования $m_F = 0$

Крайний магнитный подуровень : Зеемановская компонента уровня с максимальной проекцией полного момента на ось квантования $m_F = \pm F$

МОЛ : Магнито-оптическая ловушка

АОМ : Акусто-оптический модулятор

МДВ : Магическая длина волны

БЭК : Бозе-Эйнштейновский конденсат

ULE (УЛЕ) : стекло марки Ultra Low Expansion Glass

ПДХ : метод Паунда – Древера – Холла

КМОП : Комплементарная структура металл – оксид – полупроводник

ат.ед. : атомная единица

h : постоянная Планка

$\hbar = h/2\pi$: приведенная постоянная Планка

k_B : постоянная Больцмана

c : скорость света в вакууме

I : полный ядерный спин

J : полный электронный момент

m_J : проекция полного электронного момента

F : полный момент атома

m_F : проекция полного момента атома

λ : длина волны излучения

ω : круговая частота излучения

γ : естественная ширина перехода в атоме в Герцах

Γ : естественная ширина перехода в атоме в рад/с

δ : отстройка частоты излучения от резонансной частоты перехода в атоме в Герцах

Δ : отстройка частоты излучения от резонансной частоты перехода в атоме в рад/с

Список литературы

1. Сужение доплеровской линии в стоячей световой волне / В. С. Летохов // Письма в ЖЭТФ. — 1968. — Т. 7, вып. 9. — С. 348. — URL: http://jetpletters.ru/ps/0/article_12953.shtml.
2. Охлаждение и пленение атомов резонансным световым полем / В. Летохов, В. Миногин, Б. Павлик // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 1977. — С. 1328—1341.
3. Радиационное замедление и монохроматизация пучка атомов натрия до 1,5 К во встречном лазерном луче / С. Андреев, В. Балыкин, В. Летохов, В. Миногин // Письма в ЖЭТФ. — 1981. — Т. 34, № 8. — С. 463—467.
4. Cooling of gases by laser radiation / T. W. Hänsch, A. L. Schawlow // Optics Communications. — 1975. — Т. 13, № 1. — С. 68—69.
5. Proposed 10^{14} $\nu/\Delta\nu$ laser fluorescence spectroscopy on T1ˆ+ monoion oscillator II / H. G. Dehmelt // Bull. Am. Phys. Soc. — 1975. — Т. 20. — С. 60.
6. Laser cooling for quantum gases / F. Schreck, K. v. Druten // Nature Physics. — 2021. — Т. 17, № 12. — С. 1296—1304.
7. Implementing quantum electrodynamics with ultracold atomic systems / V. Kasper, F. Hebenstreit, F. Jendrzejewski, M. K. Oberthaler, J. Berges // New Journal of Physics. — 2017. — Т. 19, № 2. — С. 023030.
8. Few-body physics with ultracold atomic and molecular systems in traps / D. Blume // Reports on Progress in Physics. — 2012. — Т. 75, № 4. — С. 046401.
9. Many-body physics with ultracold gases / I. Bloch, J. Dalibard, W. Zwerger // Reviews of Modern Physics. — 2008. — Т. 80, № 3. — С. 885—964.
10. Optics and interferometry with atoms and molecules / A. D. Cronin, J. Schmiedmayer, D. E. Pritchard // Reviews of Modern Physics. — 2009. — Т. 81, № 3. — С. 1051—1129.

11. Compact differential gravimeter at the quantum projection-noise limit / C. Janvier, V. Ménoret, B. Desruelle [и др.] // Physical Review A. — 2022. — Т. 105, № 2. — С. 022801.

12. Gravity measurements below 10^{-9} g with a transportable absolute quantum gravimeter / V. Ménoret, P. Vermeulen, N. Le Moigne [и др.] // Scientific Reports. — 2018. — Т. 8, № 1. — С. 12300.

13. Optical atomic clocks / A. D. Ludlow, M. M. Boyd, J. Ye, E. Peik, P. O. Schmidt // Reviews of Modern Physics. — 2015. — Vol. 87, no. 2. — P. 637—701.

14. Quantum simulations with ultracold quantum gases / I. Bloch, J. Dalibard, S. Nascimbene // Nature Physics. — 2012. — Т. 8, № 4. — С. 267—276.

15. Quantum computing with neutral atoms / D. S. Weiss, M. Saffman // Physics Today. — 2017. — Т. 70, № 7. — С. 44—50.

16. Quantum information with Rydberg atoms / M. Saffman, T. G. Walker, K. Mølmer // Reviews of Modern Physics. — 2010. — Т. 82, № 3. — С. 2313—2363.

17. Laser cooling of transition-metal atoms / S. Eustice, K. Cassella, D. Stamper-Kurn // Physical Review A. — 2020. — Т. 102, № 5. — С. 053327.

18. Simulated Laser Cooling and Magneto-Optical Trapping of Group IV Atoms / G. Zheng, J. Wang, M. Verma [и др.] // arXiv preprint arXiv:2509.04635. — 2025.

19. Laser-cooled molecules / N. Fitch, M. Tarbutt // Advances in atomic, molecular, and optical Physics. — 2021. — Т. 70. — С. 157—262.

20. Laser cooling of molecules / E. Chae // Journal of the Korean Physical Society. — 2023. — Т. 82, № 9. — С. 851—863.

21. Laser cooling of antihydrogen atoms / C. Baker, W. Bertsche, A. Capra [и др.] // Nature. — 2021. — Т. 592, № 7852. — С. 35—42.

22. Positronium laser cooling via the 1 3 S-2 3 P transition with a broadband laser pulse / L. T. Glöggler, N. Gusakova, B. Rienäcker [и др.] // Physical Review Letters. — 2024. — Т. 132, № 8. — С. 083402.

23. Вторичное лазерное охлаждение атомов тулия : дис. ... канд. / Вишнякова Гульнара Александровна. — Физ. ин-т им. П.Н. Лебедева РАН, 2016.

24. Controlling interactions between highly magnetic atoms with Feshbach resonances / S. Kotochigova // Reports on Progress in Physics. — 2014. — Т. 77, № 9. — С. 093901.

25. Machine learning for achieving Bose-Einstein condensation of thulium atoms / E. Davletov, V. Tsyganok, V. Khlebnikov [и др.] // Physical Review A. — 2020. — Т. 102, № 1. — С. 011302.

26. Evaporative cooling in a crossed dipole trap / C. S. Adams, H. J. Lee, N. Davidson, M. Kasevich, S. Chu // Physical Review Letters. — 1995. — Т. 74, № 18. — С. 3577.

27. Bose–Einstein condensation of ultracold atomic gases / W. Ketterle, M. Andrews, K. Davis [и др.] // Physica Scripta. — 1996. — Т. 1996, Т66. — С. 31.

28. Неуширяемая столкновениями линия тулия 1.14 мкм / Е. Александров // Оптика и спектроскопия. — 1983. — Т. 54, № 1. — С. 3—4.

29. Лазерное охлаждение атомов тулия : дис. . . . канд. / Сукачёв Денис Дмитриевич. — Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 2013.

30. Прямое лазерное возбуждение часового магнитодипольного перехода 1.14 мкм в ультрахолодных атомах тулия : дис. . . . канд. / Головизин Артём Алексеевич. — Физ. ин-т им. П.Н. Лебедева РАН, 2017.

31. Исследование ультрахолодных атомов тулия в оптической решетке вблизи магической длины волны : дис. . . . канд. / Фёдорова Елена Сергеевна. — Физ. ин-т им. П.Н. Лебедева РАН, 2019.

32. Часовой переход в атоме тулия с низкой чувствительностью к тепловому излучению : дис. . . . канд. / Трегубов Дмитрий Олегович. — Физ. ин-т им. П.Н. Лебедева РАН, 2020.

33. Inner-shell clock transition in atomic thulium with a small blackbody radiation shift / A. Golovizin, E. Fedorova, D. Tregubov [и др.] // Nature Communications. — 2019. — Т. 10, № 1. — С. 1724.

34. Simultaneous bicolor interrogation in thulium optical clock providing very low systematic frequency shifts / A. A. Golovizin, D. O. Tregubov, E. S. Fedorova [и др.] // Nature Communications. — 2021. — Т. 12, № 1. — С. 5171.

35. Ultrastable optical clock with neutral atoms in an engineered light shift trap / H. Katori, M. Takamoto, V. Pal'Chikov, V. Ovsiannikov // Physical Review Letters. — 2003. — Т. 91, № 17. — С. 173005.

36. Magic wavelength to make optical lattice clocks insensitive to atomic motion / H. Katori, K. Hashiguchi, E. Y. Il'inova, V. Ovsiannikov // Physical Review Letters. — 2009. — Т. 103, № 15. — С. 153004.

37. Operational magic intensity for Sr optical lattice clocks / I. Ushijima, M. Takamoto, H. Katori // Physical Review Letters. — 2018. — Vol. 121, no. 26. — P. 263202.

38. Frequency Shifts in an Optical Lattice Clock Due to Magnetic-Dipole and Electric-Quadrupole Transitions / A. Taichenachev, V. Yudin, V. Ovsiannikov, V. Pal'Chikov, C. W. Oates // Physical Review Letters. — 2008. — Т. 101, № 19. — С. 193601.

39. Strategies for reducing the light shift in atomic clocks / H. Katori, V. Ovsiannikov, S. Marmo, V. Palchikov // Physical Review A. — 2015. — Т. 91, № 5. — С. 052503.

40. Higher-order effects on the precision of clocks of neutral atoms in optical lattices / V. Ovsiannikov, S. Marmo, V. Palchikov, H. Katori // Physical Review A. — 2016. — Т. 93, № 4. — С. 043420.

41. Clock with 8×10^{-19} systematic uncertainty / A. Aeppli, K. Kim, W. Warfield, M. S. Safronova, J. Ye // Physical Review Letters. — 2024. — Т. 133, № 2. — С. 023401.

42. Ytterbium optical lattice clock with instability of order 10^{-18} / A. Zhang, Z. Xiong, X. Chen [и др.] // Metrologia. — 2022. — Т. 59, № 6. — С. 065009.

43. Evaluation of a Sr+ 88 Optical Clock with a Direct Measurement of the Blackbody Radiation Shift and Determination of the Clock Frequency / M. Steinel, H. Shao, M. Filzinger [и др.] // Physical Review Letters. — 2023. — Т. 131, № 8. — С. 083002.

44. 171Yb+ optical clock with 2.2×10^{-18} systematic uncertainty and absolute frequency measurements / A. Tofful, C. F. Baynham, E. A. Curtis [и др.] // Metrologia. — 2024. — Т. 61, № 4. — С. 045001.

45. High-Stability Single-Ion Clock with 5.5×10^{-19} Systematic Uncertainty / M. C. Marshall, D. A. R. Castillo, W. J. Arthur-Dworschack [и др.] // Physical Review Letters. — 2025. — Т. 135, № 3. — С. 033201.

46. A Liquid-Nitrogen-Cooled Ca+ Ion Optical Clock with a Systematic Uncertainty of 4.6×10^{-19} / B. Zhang, Z. Ma, Y. Huang [и др.] // arXiv preprint arXiv:2506.17423. — 2025.

47. Liquid-nitrogen-cooled Ca+ optical clock with systematic uncertainty of $3{\times}10^{-18}$ / Y. Huang, B. Zhang, M. Zeng [и др.] // Physical Review Applied. — 2022. — Т. 17, № 3. — С. 034041.

48. Frequency ratio measurements at 18-digit accuracy using an optical clock network / Boulder Atomic Clock Optical Network (BACON) Collaboration // Nature. — 2021. — Т. 591, № 7851. — С. 564—569.

49. Transportable optical lattice clocks and general relativity / H. Shinkai, M. Takamoto, H. Katori // arXiv preprint arXiv:2502.06104. — 2025.

50. Evaluating optical clock performance for GNSS positioning / E. Boldbaatar, D. Grant, S. Choy, S. Zaminpardaz, L. Holden // Sensors. — 2023. — Т. 23, № 13. — С. 5998.

51. A perspective on the future of transportable optical lattice clocks / M. Takamoto, Y. Tanaka, H. Katori // Applied Physics Letters. — 2022. — Т. 120, № 14.

52. Transportable optical atomic clocks for use in out-of-the-lab environments / M. Gellesch, J. Jones, R. Barron [и др.] // Advanced Optical Technologies. — 2020. — Т. 9, № 5. — С. 313—325.

53. Geodesy and metrology with a transportable optical clock / J. Grotti, S. Koller, S. Vogt [и др.] // Nature Physics. — 2018. — Т. 14, № 5. — С. 437—441.

54. A compact, transportable optical clock with 1×10^{-17} uncertainty and its absolute frequency measurement / J. Cao, J. Yuan, S. Wang [и др.] // Applied Physics Letters. — 2022. — Т. 120, № 5.

55. Opticlock: Transportable and easy-to-operate optical single-ion clock / J. Stuhler, M. A. Hafiz, B. Arar [и др.] // Measurement: Sensors. — 2021. — Т. 18. — С. 100264.

56. Compact Transportable Optical Standard Based on a Single 171 Yb+ Ion ("YBIS" Project) / I. Semerikov, K. Y. Khabarova, I. Zalivako, A. Borisenko, N. Kolachevsky // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. — 2018. — Т. 45, № 11. — С. 337—340.

57. Blackbody radiation shift in strontium lattice clocks revisited / C. Lisdat, S. Dörscher, I. Nosske, U. Sterr // Physical Review Research. — 2021. — Т. 3, № 4. — С. L042036.

58. Ultrastable and ultra-accurate clock transitions in open-shell highly charged ions / C. Lyu, C. H. Keitel, Z. Harman // Communications Physics. — 2025. — Т. 8, № 1. — С. 3.

59. An optical atomic clock based on a highly charged ion / S. A. King, L. J. Spieß, P. Micke [и др.] // Nature. — 2022. — Т. 611, № 7934. — С. 43—47.

60. Prospects of a thousand-ion Sn2+ Coulomb-crystal clock with sub-10- 19 inaccuracy / D. R. Leibrandt, S. G. Porsev, C. Cheung, M. S. Safronova // Nature Communications. — 2024. — Т. 15, № 1. — С. 5663.

61. Coulomb Crystallization of Highly Charged Ni^{12+} Ions in a Linear Paul Trap / S. Chen, Z. Zhou, G. Zhang [и др.] // arXiv preprint arXiv:2504.19182. — 2025.

62. Processes of the nuclear isomer 229mTh (3/2+, 3.5±1.0 eV) resonant excitation by optical photons / E. Tkalya, V. Varlamov, V. Lomonosov, S. Nikulin // Physica Scripta. — 1996. — Т. 53, № 3. — С. 296—299.

63. Laser excitation of the Th-229 nucleus / J. Tiedau, M. Okhapkin, K. Zhang [и др.] // Physical Review Letters. — 2024. — Т. 132, № 18. — С. 182501.

64. Laser excitation of the Th 229 nuclear isomeric transition in a solid-state host / R. Elwell, C. Schneider, J. Jeet [и др.] // Physical Review Letters. — 2024. — Т. 133, № 1. — С. 013201.

65. Frequency ratio of the 229mTh nuclear isomeric transition and the 87Sr atomic clock / C. Zhang, T. Ooi, J. S. Higgins [и др.] // Nature. — 2024. — Т. 633, № 8028. — С. 63—70.

66. Observation of a narrow inner-shell orbital transition in atomic erbium at 1299 nm / A. Patscheider, B. Yang, G. Natale [и др.] // Physical Review Research. — 2021. — Т. 3, № 3. — С. 033256.

67. Observation of an inner-shell orbital clock transition in neutral ytterbium atoms / T. Ishiyama, K. Ono, T. Takano, A. Sunaga, Y. Takahashi // Physical Review Letters. — 2023. — Т. 130, № 15. — С. 153402.

68. Measurement of nuclear spin / G. Breit, I. Rabi // Physical Review. — 1931. — Vol. 38, no. 11. — P. 2082.

69. Effect of optical lattice field on characteristics of a clock transition in thulium atoms / D. Mishin, D. Provorchenko, D. Tregubov [и др.] // Quantum Electronics. — 2022. — Т. 52, № 6. — С. 505.

70. Inner-shell magnetic dipole transition in Tm atoms: A candidate for optical lattice clocks / D. Sukachev, S. Fedorov, I. Tolstikhina [и др.] // Physical Review A. — 2016. — Т. 94, № 2. — С. 022512.

71. Simultaneous preparation of two initial clock states in a thulium optical clock / E. Fedorova, A. Golovizin, D. Tregubov [и др.] // Physical Review A. — 2020. — Т. 102, № 6. — С. 063114.

72. Combined microwave and optical spectroscopy for hyperfine structure analysis in thulium atoms / D. Mishin, D. Tregubov, N. Kolachevsky, A. Golovizin // Physical Review A. — 2024. — Т. 110, № 3. — С. 032817.

73. Compact magneto-optical trap of thulium atoms for a transportable optical clock / A. Golovizin, D. Tregubov, D. Mishin, D. Provorchenko, N. Kolachevsky // Optics Express. — 2021. — Т. 29, № 22. — С. 36734—36744.

74. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator / R. W. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, [et al.] // Applied Physics B. — 1983. — Vol. 31, no. 2. — P. 97—105.

75. Clock transition excitation efficiency determination using an additional short clock π-pulse / D. Provorchenko, D. Mishin, E. Fedorova [и др.] // Journal of Physics: Conference Series. Т. 1692. — IOP Publishing. 2020. — С. 012003.

76. Deep Laser Cooling of Thulium Atoms to Sub-μK Temperatures in Magneto-Optical Trap / D. Provorchenko, D. Tregubov, D. Mishin, [et al.] // Atoms. — 2023. — Vol. 11, no. 2. — P. 30.

77. Квантовая механика, Том 2 / К. Коэн-Тануджи. — Москва : ФИЗМАТЛИТ, 2009. — С. 511.

78. Quantum and atom optics / D. A. Steck. — 2007.

79. Стандарты частоты: Принципы и приложения / Ф. Риле. — Москва : ФИЗМАТЛИТ, 2009. — С. 511. — Пер. с англ. Н. Н. Колачевского.

80. Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms / W. D. Phillips // Reviews of Modern Physics. — 1998. — Т. 70, № 3. — С. 721.

81. The semiclassical theory of laser cooling / S. Stenholm // Reviews of Modern Physics. — 1986. — Т. 58, № 3. — С. 699.

82. Laser cooling of atoms / D. J. Wineland, W. M. Itano // Physical Review A. — 1979. — Т. 20, № 4. — С. 1521.

83. Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models / J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji // Journal of the Optical Society of America B. — 1989. — Т. 6, № 11. — С. 2023—2045.

84. Magneto-optical trapping and cooling of strontium atoms down to the photon recoil temperature / H. Katori, T. Ido, Y. Isoya, M. Kuwata-Gonokami // Physical Review Letters. — 1999. — Т. 82, № 6. — С. 1116.

85. Spectroscopy of a narrow-line laser-cooling transition in atomic dysprosium / M. Lu, S. H. Youn, B. L. Lev // Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics. — 2011. — Т. 83, № 1. — С. 012510.

86. All-optical production of a lithium quantum gas using narrow-line laser cooling / P. Duarte, R. Hart, J. Hitchcock [и др.] // Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics. — 2011. — Т. 84, № 6. — С. 061406.

87. Narrow-line magneto-optical trap for erbium / A. Frisch, K. Aikawa, M. Mark [и др.] // Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics. — 2012. — Т. 85, № 5. — С. 051401.

88. Doppler cooling and trapping on forbidden transitions / T. Binnewies, G. Wilpers, U. Sterr [и др.] // Physical Review Letters. — 2001. — Т. 87, № 12. — С. 123002.

89. Magneto-optical trapping of Yb atoms using an intercombination transition / T. Kuwamoto, K. Honda, Y. Takahashi, T. Yabuzaki // Physical Review A. — 1999. — Т. 60, № 2. — R745.

90. Secondary laser cooling and capturing of thulium atoms in traps / D. D. Sukachev, E. S. Kalganova, A. V. Sokolov [и др.] // Quantum Electron. — 2014. — Т. 44, № 6. — С. 515.

91. A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader, and NIST ASD Team. — 2024. — NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.11), [Online]. Available: `https://physics.nist.gov/asd` [2024, February 22]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.

0. Исследование перехода на длине волны 506 нм, предназначенного для глубокого охлаждения атомов тулия / Д. И. Проворченко, Д. О. Трегубов, Д. А. Мишин [и др.] // Квантовая электроника. — 2021. — Т. 51, № 6. — С. 479—483.

93. High resolution measurements of the hyperfine structure and determination of a new energy level of Tm I / S. Kröger, L. Tanriver, H.-D. Kronfeldt, G. Guthöhrlein, H.-O. Behrens // Zeitschrift für Physik D Atoms, Molecules and Clusters. — 1997. — Т. 41, № 3. — С. 181—185.

94. Observation of atoms laser cooled below the Doppler limit / P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook [и др.] // Physical Review Letters. — 1988. — Т. 61, № 2. — С. 169.

95. Resolving the gravitational redshift across a millimetre-scale atomic sample / T. Bothwell, C. J. Kennedy, A. Aeppli [и др.] // Nature. — 2022. — Т. 602, № 7897. — С. 420—424.

96. Lattice Light Shift Evaluations in a Dual-Ensemble Yb Optical Lattice Clock / T. Bothwell, B. D. Hunt, J. L. Siegel [и др.] // Physical Review Letters. — 2025. — Т. 134, № 3. — С. 033201.

97. Differential clock comparisons with a multiplexed optical lattice clock / X. Zheng, J. Dolde, V. Lochab [и др.] // Nature. — 2022. — Т. 602, № 7897. — С. 425—430.

98. Reducing the instability of an optical lattice clock using multiple atomic ensembles / X. Zheng, J. Dolde, S. Kolkowitz // Physical Review X. — 2024. — Т. 14, № 1. — С. 011006.

99. Ratchet loading and multi-ensemble operation in an optical lattice clock / Y. S. Hassan, T. Kobayashi, T. Bothwell [и др.] // Quantum Science and Technology. — 2024. — Т. 9, № 4. — С. 045023.

100. Strongly dipolar Bose-Einstein condensate of dysprosium / M. Lu, N. Q. Burdick, S. H. Youn, B. L. Lev // Physical Review Letters. — 2011. — Т. 107, № 19. — С. 190401.

101. Cooling all external degrees of freedom of optically trapped chromium atoms using gray molasses / L. Gabardos, S. Lepoutre, O. Gorceix, L. Vernac, B. Laburthe-Tolra // Physical Review A. — 2019. — Т. 99, № 2. — С. 023607.

102. Laser cooling to quantum degeneracy / S. Stellmer, B. Pasquiou, R. Grimm, F. Schreck // Physical Review Letters. — 2013. — Т. 110, № 26. — С. 263003.

103. Inspiration from machine learning on the example of optimization of the Bose-Einstein condensate of thulium atoms in a 1064-nm trap / D. Kumpilov, D. Pershin, I. Cojocaru [и др.] // Physical Review A. — 2024. — Т. 109, № 3. — С. 033313.

104. Hyperpolarizability and operational magic wavelength in an optical lattice clock / R. C. Brown, N. B. Phillips, K. Beloy [и др.] // Physical Review Letters. — 2017. — Т. 119, № 25. — С. 253001.

105. Введение в теорию атомных спектров / И. И. Собельман. — М. : Наука, 1977. — С. 320.

106. Simultaneous Stark and Zeeman effects in atoms with hyperfine structure / W. L. Virgo // American Journal of Physics. — 2013. — Т. 81, № 12. — С. 936—942.

107. QuTiP 5: The Quantum Toolbox in Python / N. Lambert, E. Giguère, P. Menczel, [et al.]. — 2024. — arXiv: 2412.04705 [quant-ph]. — URL: https://arxiv.org/abs/2412.04705.

108. Losses of thulium atoms from optical dipole traps operating at 532 and 1064 nm / V. V. Tsyganok, D. A. Pershin, V. A. Khlebnikov [и др.] // Physical Review A. — 2023. — Февр. — Т. 107, № 2. — С. 023315. — URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.107.023315 (дата обр. 01.03.2024).

109. Polarized cold cloud of thulium atom / V. Tsyganok, V. Khlebnikov, E. Kalganova [и др.] // Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics. — 2018. — Т. 51, № 16. — С. 165001.

110. Laser cooling of thulium atoms to ground vibrational state in an optical lattice / D. Provorchenko, D. Tregubov, A. Golovizin, N. Kolachevsky // Uspekhi Fizicheskikh Nauk. — 2024. — Т. 194, № 11. — С. 1185—1195.

111. Der experimentelle nachweis der richtungsquantelung im magnetfeld / W. Gerlach, O. Stern // Zeitschrift für Physik. — 1922. — Т. 9, № 1. — С. 349—352.

112. Scalar, tensor, and vector polarizability of Tm atoms in a 532-nm dipole trap / V. V. Tsyganok, D. A. Pershin, E. T. Davletov, V. A. Khlebnikov, A. V. Akimov // Physical Review A. — 2019. — Окт. — Т. 100, № 4. — С. 042502. — URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.100.042502 (дата обр. 01.03.2024).

113. Random to chaotic statistic transtion in low-field Fano-Feshbach resonances of cold thulium atoms / V. Khlebnikov, D. Pershin, V. Tsyganok [и др.] // Physical Review Letters. — 2019. — Т. 123, № 21. — С. 213402.

114. Modeling motional energy spectra and lattice light shifts in optical lattice clocks / K. Beloy, W. McGrew, X. Zhang [и др.] // Physical Review A. — 2020. — Т. 101, № 5. — С. 053416.

115. Atomic thermometry in optical lattice clocks / I. Goti, T. Petrucciani, S. Condio [и др.] // arXiv preprint arXiv:2508.08164. — 2025.

116. Магические длины волн в области 800 нм для прецизионной спектроскопии внутриоболочечного перехода в атоме тулия / Д. О. Трегубов, А. А. Головизин, Е. С. Калганова [и др.] // Квантовая электроника. — 2019. — Т. 49, № 11. — С. 1028—1031.

117. Optical lattice polarization effects on hyperpolarizability of atomic clock transitions / A. Taichenachev, V. Yudin, V. Ovsiannikov, V. Pal'chikov // Physical Review Letters. — 2006. — Т. 97, № 17. — С. 173601.

118. Compensation of the multipolar polarizability shift in optical lattice clocks / A. Golovizin // Optics Letters. — 2024. — Т. 49, № 11. — С. 3094—3097.

119. Evaluation of lattice light shift at low 10^{-19} uncertainty for a shallow lattice Sr optical clock / K. Kim, A. Aeppli, T. Bothwell, J. Ye // Physical Review Letters. — 2023. — Т. 130, № 11. — С. 113203.

120. Frequency ratio of Yb and Sr clocks with 5×10^{-17} uncertainty at 150 seconds averaging time / N. Nemitz, T. Ohkubo, M. Takamoto [и др.] // Nature Photonics. — 2016. — Т. 10, № 4. — С. 258—261.

121. Clock-line-mediated sisyphus cooling / C.-C. Chen, J. L. Siegel, B. D. Hunt [и др.] // Physical Review Letters. — 2024. — Т. 133, № 5. — С. 053401.

122. Sideband cooling of neutral atoms in a far-detuned optical lattice / H. Perrin, A. Kuhn, I. Bouchoule, C. Salomon // Europhysics Letters. — 1998. — Т. 42, № 4. — С. 395.

123. Two-dimensional sideband Raman cooling and Zeeman-state preparation in an optical lattice / A. Taichenachev, A. Tumaikin, V. Yudin, L. Hollberg // Physical Review A. — 2001. — Т. 63, № 3. — С. 033402.

124. Coherence and Raman sideband cooling of a single atom in an optical tweezer / J. D. Thompson, T. Tiecke, A. S. Zibrov, V. Vuletić, M. D. Lukin // Physical Review Letters. — 2013. — Т. 110, № 13. — С. 133001.

125. Sympathetic ground state cooling and time-dilation shifts in an Al 27+ optical clock / J.-S. Chen, S. M. Brewer, C. Chou [и др.] // Physical Review Letters. — 2017. — Т. 118, № 5. — С. 053002.

126. Raman sideband cooling of a Ba+ 138 ion using a Zeeman interval / C. M. Seck, M. G. Kokish, M. R. Dietrich, B. C. Odom // Physical Review A. — 2016. — Т. 93, № 5. — С. 053415.

127. Raman sideband cooling of molecules in an optical tweezer array / Y. Lu, S. J. Li, C. M. Holland, L. W. Cheuk // Nature Physics. — 2024. — Т. 20, № 3. — С. 389—394.

128. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media / M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J. P. Marangos // Reviews of Modern Physics. — 2005. — Т. 77, № 2. — С. 633—673.

129. Ground-state electromagnetically-induced-transparency cooling of Yb+ 171 ions in a polychromatic field / D. Krysenko, O. Prudnikov, A. Taichenachev [и др.] // Physical Review A. — 2023. — Т. 108, № 4. — С. 043114.

130. Imaging and addressing of individual fermionic atoms in an optical lattice / G. J. Edge, R. Anderson, D. Jervis [и др.] // Physical Review A. — 2015. — Т. 92, № 6. — С. 063406.

131. Fano resonance in excitation spectroscopy and cooling of an optically trapped single atom / C. H. Chow, B. L. Ng, V. Prakash, C. Kurtsiefer // Physical Review Research. — 2024. — Т. 6, № 2. — С. 023154.

132. Three-dimensional optical lattice clock with bosonic Sr 88 atoms / T. Akatsuka, M. Takamoto, H. Katori // Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics. — 2010. — Т. 81, № 2. — С. 023402.

133. Preparation and determination of spin-polarized states in multi-Zeeman-sublevel atoms / B. Wang, Y. Han, J. Xiao [и др.] // Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics. — 2007. — Т. 75, № 5. — С. 051801.

134. State preparation in a cold atom clock by optical pumping / Y.-X. Duan, B. Wang, J.-F. Xiang [и др.] // Chinese Physics Letters. — 2017. — Т. 34, № 7. — С. 073201.

135. Microwave spectroscopy of ultracold thulium atoms / D. Pershin, V. Tsyganok, V. Yaroshenko [и др.] // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. — 2018. — Т. 45, № 12. — С. 377—380.

136. Experimental observation of double coherent stimulated Raman adiabatic passages in three-level Λ systems in a cold atomic ensemble / Y.-X. Du, Z.-T. Liang, W. Huang, H. Yan, S.-L. Zhu // Physical Review A. — 2014. — Т. 90, № 2. — С. 023821.

137. Zeeman spectroscopy of ultracold thulium atoms / V. Tsyganok, D. Pershin, V. Khlebnikov, E. Davletov, A. Akimov // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 2019. — Т. 128, № 2. — С. 199—206.

138. Concentration of atomic population in any single-ground-state magnetic sublevel in alkali-metal vapors / N. Bhaskar // Physical Review A. — 1993. — Т. 47, № 6. — R4559.

139. Sympathetic cooling with two atomic species in an optical trap / M. Mudrich, S. Kraft, K. Singer [и др.] // Physical Review Letters. — 2002. — Т. 88, № 25. — С. 253001.

140. Light-shift spectroscopy of optically trapped atomic ensembles / A. P. Hilton, A. N. Luiten, P. S. Light // New Journal of Physics. — 2020. — Т. 22, № 3. — С. 033042.

141. Thermometry via light shifts in optical lattices / M. McDonald, B. H. McGuyer, G. Z. Iwata, T. Zelevinsky // Physical Review Letters. — 2015. — Т. 114, № 2. — С. 023001.

142. Carrier thermometry of cold ytterbium atoms in an optical lattice clock / C. Han, M. Zhou, X. Zhang [и др.] // Scientific Reports. — 2018. — Т. 8, № 1. — С. 7927.

143. Rabi spectroscopy and excitation inhomogeneity in a one-dimensional optical lattice clock / S. Blatt, J. W. Thomsen, G. Campbell [и др.] // Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics. — 2009. — Т. 80, № 5. — С. 052703.

144. Preparation of an Ensemble of Thulium Atoms in Different Vibrational Levels in an Optical Lattice / K. Babichev, D. Provorchenko, D. Mishin [и др.] // JETP Letters. — 2025. — Т. 121, № 9. — С. 677—684.

145. 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).[66 atoms and ions] : тех. отч. / W. Martin, R. Zalubas, L. Hagan ; Manchester Coll. of Science ; Technology (UK). Dept. of Chemistry. — 1978.

Список рисунков

1.1 Схема формирования синтетической частоты часового перехода в атомах тулия из двух магниточувствительных компонент с противоположными зеемановскими сдвигами. 16
1.2 Схема переходов атома ^{169}Tm, используемых в экспериментах по спектроскопии часового перехода. 19
1.3 Импульсная схема эксперимента по спектроскопии часового перехода в атомах тулия, используемая на начало данной работы. На врезке — детализация процедуры считывания. 20
1.4 Метод вычищения поляризации атомного ансамбля микроволновым переходом между центральными магнитными подуровнями двух сверхтонких компонент основного состояния. По оси x отложены магнитные подуровни состояний $|g, F = 4\rangle$, (снизу, синим цветом) и $|g, F = 3\rangle$ (сверху, зеленым цветом). По оси y отложены населенности каждого магнитного подуровня состояний $|g, F = 4\rangle$, (слева, синим цветом) и $|g, F = 3\rangle$ (справа, зеленым цветом, инвертировано). 22
1.5 Упрощенная схема вакуумной части установки для захвата атомов тулия в магнито-оптическую ловушку. 24
1.6 Фотография атомного облака и его аппроксимация двумерной функцией Гаусса. Размер пикселя на камере составляет 12.4 мкм. . . 25
1.7 Схема формирования оптической решетки в оптических часах на основе атомов тулия. 26
1.8 Схема эксперимента по подготовке атомов тулия в начальных состояниях часового перехода в атомах тулия и последующей спектроскопии данного перехода. 28
1.9 Оптическая схема формирования синтетической частоты часового перехода $\lambda = 1.14$ мкм. 29

2.1 Характерные виды сил и потенциалов действующих на атомы тулия в МОЛ на длине волны 506.2 нм при различных величинах квадрупольного магнитного поля (а) 100 мГс/см, б) 500 мГс/см, в) 1000 мГс/см), для различных значений параметра насыщения. . . . 37
2.2 Схема стабилизации охлаждающего излучения на длине волны 506.2 нм и его завода в область захвата атомов. 39

2.3 а) Описание спектроскопии охлаждающего перехода 506.2 нм по потерям атомов из вторичной МОЛ. б) Спектр охлаждающей компоненты перехода на длине волны 506.2 нм 41
2.4 а) Импульсная схема, использовавшаяся в экспериментах по охлаждению атомов тулия в МОЛ на длине волны 506.2 нм. б) Спектры сигналов, подаваемых на управляющий АОМ в одночастотном и модулированном режиме. Амплитуда модуляции частоты составляла $\Delta\nu = 100$ кГц, частота модуляции составляла $\Omega = 10$ кГц. Отстройка указана от частоты АОМа, необходимой для резонансного возбуждения перехода. 44
2.5 Зависимость эффективности перезахвата атомов из вторичной МОЛ в третичную (основной график), а также температуры и радиуса атомного облака (на врезках) от длительности предварительного охлаждения. 45
2.6 Измерения температуры атомного облака в МОЛ 506.2 нм двумя независимыми методами: методом баллистического разлета (а) и методом спектроскопии часового перехода (б). 48
2.7 Результат оптимизации охлаждения атомов в МОЛ на длине волны 506.2 нм. По оси x: отстройка охлаждающего излучения от резонанса ($\delta\nu$), по оси y: величина квадрупольного магнитного поля (b), строки: различные параметры насыщения охлаждающего излучения s. Столбцы: горизонтальная и вертикальная температуры облака T_{hor} и T_{ver}, относительное число атомов на момент окончания охлаждения N/N_0, $N_0 = 2 \times 10^6$, и фазовая плотность ансамбля (PSD). Область больших ошибок вызванных формой облака отмечена штриховкой. 50

2.8 Результат эксперимента по загрузке двух непересекающихся ансамблей МОЛ в различных координатах. После вторичного охлаждения (а) излучение, формирующее вторичную МОЛ, отключаются; часть атомов остается захваченными в оптической решетке в координатах вторичной МОЛ. Часть оставшихся атомов захватываются в третичную МОЛ, координаты которой определяются новым значением магнитного поля (б). После отключения удерживающих полей третичной МОЛ часть атомов захвачены в новых координатах (в). Число частиц в каждом из ансамблей составляет порядка 7% от начального числа атомов. . . . 52

3.1 Описание эксперимента по измерению компонент динамических поляризуемостей на длине волны 1063.5 нм верхнего уровня охлаждающего перехода с длиной волны 506.2 нм. а) Эксперимент Штерна-Герлаха и населенности магнитных подуровней после деполяризации чистого состояния. б) Пример спектра перехода, полученного с помощью деполяризации чистого состояния. 62

3.2 Результат аппроксимации измеренных зависимостей частот пяти компонент перехода $|g, F = 4\rangle \to |e, F = 5\rangle$ от глубины оптической решетки. Точки – экспериментальные данные, прямые – глобальный фит. Черная линия — модельная частота охлаждающей компоненты перехода $|g, m_F = -4\rangle \to |e, m_F = -5\rangle$ 63

3.3 Экспериментальная регистрация запрещенных компонент $|\Delta m_F| > 1$ охлаждающего перехода 506.2 нм. 64

3.4 Разложение собственных состояний гамильтониана 3.7 по состояниям с определенной проекцией магнитного момента для оптической решётки на длине волны 1064 нм поляризация которой перпендикулярна магнитному полю. Расчет представлен для состояний $|g, F = 4\rangle$, $|c, F = 3\rangle$, и $|e, F = 5\rangle$. Черным цветом выделены основное и возбужденное состояние часового перехода. Синим и оранжевым цветом показаны разложение собственных состояний уровня $|e\rangle$, ответственные за запрещенные в дипольном приближении компоненты перехода (см. рис. 3.3). 67

3.5 Разложение собственных состояний гамильтониана 3.7 по состояниям с определенной проекцией магнитного момента. Расчет представлен для состояний $|g, F = 4\rangle$ для различных параметров эллиптичности излучения на длине волны 532 нм, формирующего дипольную ловушку. 69
3.6 Зависимость сдвига частоты микроволнового перехода $|g, F = 4, m_F = 0\rangle \to |g, F = 3, m_F = 0\rangle$ от глубины оптической решетки для различных магнитных полей. Точками показаны экспериментальные данные, сплошной линией показана зависимость, предсказанная построенной выше моделью. 70
3.7 Зависимость сдвига разностной частоты часового перехода $(\nu_{32} - \nu_{43})$ от глубины удерживающего потенциала для разных величин задающего магнитного поля B. 71
3.8 Рассчитанный сдвиг синтетической частоты часового перехода вызываемый эффектом подмешивания состояний в зависимости от глубины оптической решетки и величины магнитного поля. Величина сдвига дана в логарифмическом масштабе. 72

4.1 Относительные частоты Раби переходов между колебательными подуровнями в режиме Лэмба–Дике для двух значений параметра η^2. 76
4.2 Геометрия удерживающего потенциала оптической решетки из двух встречных линейно-поляризованных гауссовых пучков. 78
4.3 Рассчитанная зависимость индуцированного оптической решеткой сдвига частоты часовых переходов в атомах стронция от глубины оптической решетки для рабочих отстроек от магической длины волны (расчет проведен на основе параметров приведенных в таблице 6). Маркерами показаны рабочие глубины оптической решетки в этом эксперименте. 85

5.1 Схема экспериментов по подготовке атомов тулия на основном и первых двух колебательных подуровнях оптической решётки. 98

5.2 Частоты σ^- и π компонент перехода на длине волны 506.2 нм в режиме, выбранном для реализации оптической накачки. Частоты отсчитываются от частоты невозмущенного магнитным полем и оптической решеткой перехода. Сплошными линиями обозначены частоты σ^- переходов, пунктирными линиями – частоты π переходов. Цветом показаны магнитные подуровни основного состояния, с которых происходит переход. Изображенный на фоне профиль линии соответствует лазерному излучению, уширенному мощностью с параметром насыщения $s = 30$. 100

5.3 (а) Фотография облака, полученная в эксперименте Штерна-Герлаха после перезахвата атомов из МОЛ в оптическую решетку. Аппроксимация изображения выполнена суммой гауссиан, соответствующих атомам на всех подуровнях основного состояния. Атомы практически равномерно распределены по подуровням $m_F = -4..0$, в то время как на подуровнях $m_F = +3, +4$ атомы практически отсутствуют. (б) Фотография облака, полученная в эксперименте Штерна-Герлаха после оптической накачки. 98% атомов сосредоточены на крайнем магнитном подуровне. 101

5.4 Модельный спектр часового перехода в режиме разрешенных боковых частот для тепловой заселенности колебательных подуровней. 105

5.5 Модельные спектры часового перехода в режиме разрешенных колебательных частот в ансамблях атомов, подготовленных в состояниях с $n_z = 0$, $n_z = 1$ и $n_z = 2$. 106

5.6 Частоты переходов между различными колебательными подуровнями для компоненты перехода $|g, m_F = -4\rangle \to |e, m_F = -5\rangle$ для условий эксперимента: глубина решетки $U = 1000\ \mathrm{E_{rec}}$, магнитное поле $B = 600\,$мГс. Частоты на графиках отсчитываются от частоты невозмущенного перехода. Красным цветом обозначены частоты переходов с уменьшением колебательного числа на единицу, зеленым – без изменения колебательного числа, синим – с увеличением на единицу. Оттенок цвета показывает колебательный подуровень с которого возбуждается переход. Показано доплеровское уширение до охлаждения (светло-серый контур), и после охлаждения (темно-серый контур), соответствующее температуре $T_r = 13\,$мкК и $T_r = 3\,$мкК соответственно. Черным пунктиром показаны частоты импульсов охлаждающего излучения. 108

5.7 Результаты измерения температуры атомов в оптической решетке методом спектроскопии боковых колебательных частот. а) Атомы перекаченные на центральный магнитный подуровень. Спектр соответствует двухтемпературному распределению: большая часть атомов (>95%) находится в основном колебательном состоянии (соответствует ансамблю из пункта г)). Итоговое среднее колебательное число $\bar{n}_z = 0.07(5)$ б) До охлаждения. Спектр соответствует $\bar{n}_z \approx 2$ и радиальной температуре $T_r \approx 20\,$мкК. в) Охлаждение в радиальном направлении. Спектр соответствует $\bar{n}_z = 0.76(6)$ и радиальной температуре $T_r = 6.4(2)\,$мкК. г) Полное охлаждение. Спектр соответствует $\bar{n}_z = 0.01(1)$ и радиальной температуре $T_r = 4.2(1)\,$мкК. 110

5.8 Схема одиночного цикла переноса населенности, состоящего из возбуждения часового перехода с изменением колебательного числа на единицу (а)), удаления из области захвата всех оставшихся в основном состоянии атомов (б)) и возврата возбужденных атомов на несущей частоте часового перехода (в)). 114

5.9 Спектры часового перехода в режиме разрешенных боковых колебательных частот для ансамблей атомов в различных колебательных состояниях оптической решетки. а) Атомы, охлажденные до основного колебательного состояния. б) Атомы, перенесенные на первое возбужденное колебательное состояние ($n_z = 1$). в) Атомы, перенесенные на второе возбужденное колебательное состояние ($n_z = 2$). 115

B.1 Типичный спектр поглощения на охлаждающем переходе 506.2 нм в свободном пространстве в зависимости от частоты АОМа $\boldsymbol{\nu}$, отстроенной от $\boldsymbol{\nu}_0 = 200.985$ МГц. Пунктирной линией показаны результаты аппроксимации двумя гауссианами. Полусумма частот их центров была выбрана в качестве начала отсчета шкалы частот в последующих экспериментах. 156

B.2 Вероятность деполяризации атомов с центрального магнитного подуровня в зависимости от частоты излучения на длине волны 506.2 нм в свободном пространстве в зависимости от частоты АОМа $\boldsymbol{\nu}$, отстроенной от $\boldsymbol{\nu}_0 = 200.000$ МГц. Сплошной линией показаны результаты аппроксимации экспериментальных точек гауссовой формой линии. Частота АОМа, стоящего перед УЛЕ резонатором, корректировалась на величину отклонения центра гауссианы от центральной частоты АОМа $\boldsymbol{\nu}_0$. 158

B.3 Измерение линейного дрейфа частоты собственной моды резонатора Фабри-Перо. 159

Список таблиц

1 Бюджет систематических сдвигов синтетической частоты часового перехода в атомах тулия. 18

2 Характеристики охлаждающих переходов в атомах тулия. Данные взяты из работ [23; 29], а также базы данных NIST [91]. 35

3 Измеренные частоты сверхтонких компонент охлаждающего перехода 506.2 нм для третьей стадии охлаждения. 41

4 Значения компонент динамической поляризуемости на различных длинах волн и g-факторов для основного и возбужденного состояний часового перехода. Величины динамической поляризуемости основного состояния измерены в работах [108; 112], значения поляризуемостей для часового уровня вычисляются из измеренной разностной поляризуемости часового перехода в работе [33]. Величины g-факторов взяты из работ [72; 91]. 66

5 Основные параметры оптической решетки на магической длине волны для часового перехода в атомах тулия [69]. 82

6 Параметры, отвечающие за мультипольные сдвиги часовых переходов в атомах стронция ^{87}Sr. 84

7 Температуры атомов (T_z, T_r) и средние колебательные числа $\bar{n}_z$ в различных стадиях эксперимента. В первом столбце в скобках указаны ссылки на соответствующие спектры на рис. 5.7. Для каждого из значений в скобках указан доверительный интервал 1σ, полученный из аппроксимации. В случае после перекачки (а) указана температура остаточного, неохлажденного ансамбля атомов в двухтемпературном распределении. 111

Приложение А

Мультипольные сдвиги в приближении гармонического потенциала

Гамильтониан атома во внешнем электромагнитном поле с учетом магнито-дипольного и электро-квадрупольного возмущений описывается формулой А.1.

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}_{E1} + \hat{V}_{M1} + \hat{V}_{E2} \tag{A.1}$$

В этой формуле магнитодипольное возмущение записывается как $\hat{V}_{M1} = \hat{\mu} \cdot \hat{B}$, где $\hat{\mu}$ – оператор магнитного момента атома, а B – магнитное поле, которое можно найти из уравнений Максвелла и выражения 4.14: $B = B_0 \sin kz$. Электроквадрупольное возмущение описывается выражением $\hat{V}_{E2} = \hat{\Theta}^{(2)} \cdot Q^{(2)}$, где $\hat{\Theta}^{(2)}$ – тензор второго ранга описывающий квадрупольный момент, а $Q^{(2)}$ – градиент электрического поля. Можно также показать, что пространственная конфигурация такого возмущения такая же, как и для магнитодипольного: $Q^{(2)}(z) = Q_0 \sin kz$ из-за чего их влияние на энергию уровня i в случае одномерной оптической решётки неразличимо. [1] Поправка же к энергии находится аналогично такой для электродипольного взаимодействия (формула 3.2). Для электродипольного взаимодействия теперь требуется учитывать не только второй порядок теории возмущений, но и следующий за ним ненулевой порядок – четвертый. Потенциал же, возникающий при учете поправок к энергии уровней из-за возмущения А.1 описывается формулой А.2.

$$U(I, z) = -I \left[\alpha^{E1}(\omega) \cos^2(kz) + \alpha^{qm}(\omega) \sin^2(kz)\right] - I^2 \beta(\omega) \cos^4(kz) \tag{A.2}$$

Как и ранее, раскладываем этот потенциал по степеням kz и получаем выражение аналогичное 4.15, но с учетом мультипольный поправок. Здесь для удобства введена величина $\alpha^{dqm} = \alpha^{E1} - \alpha^{qm}$.

[1] В общем случае, их пространственные конфигурации могут не совпадать, как, например, в случае двумерных или трехмерных оптических решеток.

$$U(z,I) \approx -D(I) + U^{har} z^2 + U^{unh} z^4$$
$$\begin{cases} D(I) = \alpha^{E1}(\omega) I + \beta(\omega) I^2 \\ U^{har} = \left[\alpha^{dqm}(\omega) I + 2\beta I^2\right] k^2 = \dfrac{m\Omega^2(I)}{2} \\ U^{unh} = \left[\alpha^{dqm} I + 5\beta I^2\right] \dfrac{k^4}{3} \end{cases} \tag{A.3}$$

Энергия представляется в виде 4.16.

$$\begin{aligned} E_i(n_z, I) &\approx -D(I) + E^{har}(n_z + \frac{1}{2}) + E^{unh}(n_z^2 + n_z + \frac{1}{2}) \\ E^{har} &= \hbar\Omega(I) = 2\sqrt{\alpha^{dqm}(\omega) + 2\beta(\omega) I}\sqrt{\mathrm{E_{rec}} I} \\ E^{unh} &= -\frac{\mathrm{E_{rec}}}{2}\left[1 + \frac{3\beta(\omega)}{\alpha^{dqm}(\omega)} I\right] \end{aligned} \tag{A.4}$$

Сдвиг частоты перехода между уровнями g и e без изменения колебательного числа в этом приближении задается формулой A.5.

$$h\Delta\nu(I) \approx -\Delta D(I) + \hbar\Delta\Omega(I)(n_z + \frac{1}{2}) + \Delta E^{unh}(n_z^2 + n_z + \frac{1}{2}) \tag{A.5}$$

Где разницы глубин и энергий задаются формулой A.6.

$$\begin{aligned} \Delta D(I) &= \Delta\alpha^{E1}(\omega) I + \Delta\beta(\omega) I^2 \\ \Delta\Omega(I) &= \frac{2}{\hbar}\left[\sqrt{2\alpha_e^{dqm}(\omega) + 2\beta_e(\omega) I} - \sqrt{2\alpha_g^{dqm}(\omega) + 2\beta_g(\omega) I}\right]\sqrt{\mathrm{E_{rec}} I} \\ \Delta E^{unh} &= -\frac{3}{2}\mathrm{E_{rec}}\left[\frac{\beta_e(\omega)}{\alpha_e^{dqm}(\omega)} - \frac{\beta_g(\omega)}{\alpha_g^{dqm}(\omega)}\right] I \end{aligned} \tag{A.6}$$

Таким образом, сдвиг частоты A.5 раскладывается по степеням интенсивности I:

$$h\Delta\nu(I, n) \approx c_{1/2}(n) I^{1/2} + c_1(n) I^1 + c_{3/2}(n) I^{3/2} + c_2(n) I^2 \tag{A.7}$$

Коэффициенты этого разложения определяются следующими соотношениями:

$$
\begin{aligned}
c_{1/2}(n) =& 2\sqrt{\mathrm{E_{rec}}}\left(\sqrt{\alpha_e^{dqm}(\omega)}-\sqrt{\alpha_g^{dqm}(\omega)}\right)\left(n_z+\frac{1}{2}\right)\\
c_1(n) =& -\Delta\alpha^{E1}-\frac{3\,\mathrm{E_{rec}}}{4}\left(\frac{2\beta_e}{\alpha_e^{dqm}}-\frac{2\beta_g}{\alpha_g^{dqm}}\right)\left(n_z^2+n_z+\frac{1}{2}\right)\\
c_{3/2}(n) =& 2\sqrt{\mathrm{E_{rec}}}\left(\frac{2\beta_e}{\sqrt{\alpha_e^{dqm}}}-\frac{2\beta_g}{\sqrt{\alpha_g^{dqm}}}\right)\left(n_z+\frac{1}{2}\right)\\
c_2(n) =& -\left[\beta_e-\beta_g\right]
\end{aligned}
\tag{A.8}
$$

Для упрощения данного выражения сделаем несколько предположений. Во-первых, примем частоту оптической решётки близкой к магической. Это значит, что $\alpha_e^{E1}\approx\alpha_g^{E1}$, а $\alpha^{dqm}=\alpha^{E1}(\omega_M)+\frac{\partial\alpha^{E1}}{\partial\nu}\delta_L+\alpha^{qm}\approx\alpha^{E1}(\omega_M)$, где ω_M – магическая частота оптической решётки, на которой электродипольные поляризуемости основного и возбужденного состояний сравниваются. Во-вторых, вместо интенсивности, которую сложно определить в эксперименте будем использовать нормализованную глубину решётки $u=U/\,\mathrm{E_{rec}}=\alpha^{E1}I/\,\mathrm{E_{rec}}$. Введем также “нормализованные” разностные поляризуемости:

$$
\begin{aligned}
\tilde{\alpha}^{E1} &= (\alpha_e^{E1}-\alpha_g^{E1})\frac{\mathrm{E_{rec}}}{\alpha_g^{E1}}\\
\tilde{\alpha}^{qm} &= (\alpha_e^{qm}-\alpha_g^{qm})\frac{\mathrm{E_{rec}}}{\alpha_g^{E1}}\\
\tilde{\beta} &= (\beta_e-\beta_g)(\frac{\mathrm{E_{rec}}}{\alpha_g^{E1}})^2
\end{aligned}
\tag{A.9}
$$

Будем говорить об усредненном по ансамблю атомов сдвиге частоты, поэтому заменим колебательное число отдельного атома n_z на среднее колебательное число ансамбля $\bar{n}_z$. Наконец, вспомним, что говоря о глубине потенциала некоторой степени мы подразумеваем усредненную по радиальному движению глубину 4.13. В такой нотации выражение A.7 переписывается в итоговом виде A.10.

$$
\begin{aligned}
h\Delta\nu_{LS}\left(u,\delta_L,\bar{n}_z,T_r\right)\approx&\left(\frac{\partial\tilde{\alpha}^{E1}}{\partial\nu}\delta_L-\tilde{\alpha}^{qm}\right)\left(\bar{n}_z+\frac{1}{2}\right)\widetilde{u}^{1/2}-\\
&\left[\frac{\partial\tilde{\alpha}^{E1}}{\partial\nu}\delta_L+\frac{3}{2}\tilde{\beta}\left(\bar{n}_z^2+\bar{n}_z+\frac{1}{2}\right)\right]\widetilde{u}+\\
&2\tilde{\beta}\left(\bar{n}_z+\frac{1}{2}\right)\widetilde{u}^{3/2}-\tilde{\beta}\widetilde{u}^2,\quad \widetilde{u}^j\approx\left(1-\frac{jk_BT_r}{u\,\mathrm{E_{rec}}}\right)u^j
\end{aligned}
\tag{A.10}
$$

Отметим, что это не единственная возможная формула для описания мультипольного сдвига частоты часового перехода. Например, усреднение по радиальным колебательным подуровням [104] может не проводиться, и тогда в итоговой формуле вместо радиальной температуры появляется среднее радиальное колебательное число $\bar{n}_r$. Формула A.10 является, однако, наиболее часто употребляемой, что объясняется простотой измерения радиальной температуры методом спектроскопии часового перехода в режиме разрешенных колебательных частот.

Приложение Б

Оптическая решетка в приближении Борна-Оппенгеймера

Рассмотренная в главе 4 модель сдвигов частоты, вызываемых излучением оптической решетки основана на теории возмущений и разложении потенциала в ряд Тейлора по степеням z. Эта модель с одной стороны, довольно простая и дает интуитивное представление о характере исследуемых сдвигов, однако, как показано в работе [114], обладает рядом недостатков. Так, данная модель не слишком хорошо учитывает связь между радиальными и аксиальными степенями свободы, плохо работает при малых глубинах оптической решетки, а также требует как учета более старших порядков теории возмущений, так и дальнейшего разложения потенциала в ряд по степеням координат. В этой же статье разрабатывается более точная модель для описания движения атомов в потенциале оптической решетки на основе метода Борна-Оппенгеймера и квазиклассического приближения.

Б.1 Приближение Борна-Оппенгеймера

Как и ранее, запишем потенциал оптической решетки в виде:

$$U(\rho, z) = -\left(\frac{E_0}{2}\right)^2 \alpha_{E1} \exp\left(-\kappa^2\rho^2\right) \cos^2(kz) \tag{Б.1}$$

Характерные частоты движения атомов в радиальном и аксиальном направлениях составляют $\nu_r \sim 100\,\text{Гц}$ и $\nu_z \sim 10\,\text{кГц}$. Это позволяет провести аналогию радиальных и аксиальных степеней свободы в атомах, захваченных в оптическую решетку с ядерными и электронными степенями свободы в молекулах. Стандартным методом расчета молекулярных спектров является метод Борна-Оппенгеймера, который предлагается использовать и в этой задаче.

Для каждой радиальной координаты ρ решаем уравнение на аксиальное движение Б.2, в котором и собственные функции $\mathcal{Z}$, и собственные значения $U_{n_z}(\rho)$ зависят от радиальной координаты ρ.

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial z^2}+U(\rho,z)\right]\mathcal{Z}_{n_z}(\rho,z)=U_{n_z}(\rho)\mathcal{Z}_{n_z}(\rho,z) \tag{Б.2}$$

Решения уравнения Б.2 пронумерованы неотрицательными индексами n_z. Собственные функции нормированы на единицу в пределах одного узла оптической решетки:

$$\int_{-\pi/2k}^{+\pi/2k}\mathcal{Z}^*_{n_z}(\rho,z)\mathcal{Z}_{n'_z}(\rho,z)dz=\delta_{n_z n'_z} \tag{Б.3}$$

Затем, мы используем полученные собственные значения $U_{n_z}(\rho)$ как потенциал в уравнении Шредингера для радиального движения Б.4, где l - проекция момента вдоль оси z в единицах $\hbar$.

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{d\rho^2}+U_{n_z}(\rho)+\frac{\hbar^2}{2m}\frac{l^2-1/4}{\rho^2}\right]\mathcal{R}_{n_\rho,l,n_z}(\rho)=E_{n_\rho,l,n_z}\mathcal{R}_{n_\rho,l,n_z}(\rho) \tag{Б.4}$$

Волновую функцию представим в виде Б.5, как произведение радиальной и аксиальной частей, нормировочного множителя $1/\sqrt{2\pi\rho}$, и части $e^{il\varphi}$ отвечающей за момент l.

$$\Psi_{n_\rho l n_z}(\rho,\varphi,z)=\frac{1}{\sqrt{2\pi\rho}}R_{n_\rho l n_z}(\rho)Z_{n_z}(\rho,z)e^{il\varphi} \tag{Б.5}$$

Полагая, что:

$$\frac{\partial^2}{\partial\rho^2}R_{n_\rho l n_z}(\rho)Z_{n_z}(\rho,z)\approx Z_{n_z}(\rho,z)\frac{d^2}{d\rho^2}R_{n_\rho l n_z}(\rho) \tag{Б.6}$$

Выписываем конечное уравнение Шредингера для волновой функции Б.5, где $U(\rho,z)$ – потенциал Б.1, а $E_{n_\rho l n_z}$ и $\Psi_{n_\rho l n_z}$ – приближенные решения уравнения Шредингера:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2+U(\rho,z)-E_{n_\rho l n_z}\right]\Psi_{n_\rho l n_z}(\rho,\varphi,z)\approx 0 \tag{Б.7}$$

Здесь предполагается, что атом захвачен в конкретный минимум потенциала. Математически это предположение записывается как $|z|<\frac{\pi}{2k}$, и символизирует, что вероятность найти атом вне этой области много меньше единицы. В статье [114] проведен расчет для атомов иттербия в оптической решетке на магической длине волны, и показано, что для глубины оптической решетки $D=50\,\mathrm{E_{rec}}$ вероятность найти атом вне области $|z|<\frac{\pi}{2k}$ составляет $P<3\times10^{-5}$.

Уравнение Б.2 решается аналитически. Собственные функции этого уравнения приведены в формуле Б.8, а собственные значения в формуле Б.9. В этих формулах $Z_{n_z}(\rho, z)$ – искомые волновые функции, $ce_{n_z+1}(z,q)$ и $se_{n_z+1}(z,q)$ – четные и нечетные функции Матье соответственно, a_{n_z+1} и b_{n_z+1} – их характеристические числа, а $D(\rho) = \frac{D}{\mathrm{E_{rec}}} e^{-\kappa^2\rho^2}$ – обезразмеренная глубина потенциала в радиальной координате ρ.

$$Z_{n_z}(\rho, z) = \sqrt{\frac{2k}{\pi}} \times \begin{cases} \mathrm{ce}_{n_z+1}\left(kz, -\frac{D(\rho)}{4}\right) & \text{для четных } n_z \\ \mathrm{se}_{n_z+1}\left(kz, -\frac{D(\rho)}{4}\right) & \text{для нечетных } n_z \end{cases} \tag{Б.8}$$

$$U_{n_z}(\rho) = E_R \times \begin{cases} a_{n_z+1}\left(-\frac{D(\rho)}{4}\right) - \frac{D(\rho)}{2} & \text{для четных } n_z \\ b_{n_z+1}\left(-\frac{D(\rho)}{4}\right) - \frac{D(\rho)}{2} & \text{для нечетных } n_z \end{cases} \tag{Б.9}$$

Используя свойство функций Матье и их характеристических чисел перепишем эти уравнения в более простом виде:

$$\begin{aligned} Z_{n_z} &= \sqrt{\frac{2k}{\pi}} se_{n_z+1}\left(kz + \frac{\pi}{2}, \frac{D(\rho)}{4}\right) \\ U_{n_z}(\rho) &= \mathrm{E_{rec}}\left[b_{n_z+1}\left(\frac{D(\rho)}{4}\right) - \frac{D(\rho)}{2}\right] \end{aligned} \tag{Б.10}$$

В отличие от уравнения Б.2 уравнение Б.4 аналитически уже не решается, а значит для получения спектра требуется сделать дополнительные приближения. Помня, что $\kappa/k << 1$, радиальные потенциалы $U_{n_z}(\rho)$ возрастают с ростом ρ спектры плотные как по n_r, так и по l, можем применить квазиклассическое приближение (WKB), если заменить $l^2 - 1/4$ в потенциале на l^2.

Для фиксированных n_z и l введем фазу, как функцию энергии $E < 0$:

$$\varphi_{ln_z}(E) = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}} \int_R \sqrt{E - U_{n_z}(\rho) - \frac{\hbar^2}{2m}\frac{l^2}{\rho^2}}\, d\rho \tag{Б.11}$$

Интегрирование производится по всей области, в которой подынтегральное выражение вещественно. Энергии E_{n_ρ,l,n_z} соответствуют условию $\varphi_{ln_z}(E_{n_\rho,l,n_z}) = \pi(n_\rho + \frac{1}{2})$, что позволяет численно найти их значения.

В работе [114] показывается, что для потенциала гармонического осциллятора таким образом можно найти точное решение. В этой же работе показано, что энергетический спектр, найденный с помощью теории возмущений стремится к найденному с помощью приведенного выше метода, а найденные плотности

состояний по n_ρ и l совпадают для наиболее низколежащих уровней, и сильно отличаются для остальных.

Б.1.1 Сдвиги частоты

В этой же модели найдем сдвиги частоты, вызываемые оптической решеткой. Искомый сдвиг можно найти из разницы энергий двух уровней, вызываемых движением атомов в потенциале с учетом "немагичных" поправок. В качестве первого приближения примем, что на частота оптической решетки выбрана так, что для уровней энергии g и e потенциалы равны $U_g(\rho, z) = U_e(\rho, z)$. Принимая во внимание "немагичные" поправки, запишем разницу потенциалов основного и возбужденного состояний Б.12, в которой как и раньше $\Delta\alpha_{E1}$, $\Delta\alpha_{M1+E2}$ и $\Delta\beta$ – разностные электродипольная и мультипольная поляризуемости и гиперполяризуемость соответственно. Разностная электродипольная поляризуемость представима в виде $\Delta\alpha_{E1} = \frac{\partial\alpha_{E1}}{\partial\nu}\delta_L$. Характерные разницы потенциалов в окрестности магической длины волны составляют $\Delta U \sim 10^{-6} D$.

$$\begin{aligned}\Delta U(\rho, z) = &- D\,\frac{\Delta\alpha_{E1}}{\alpha_{E1}} e^{-\kappa^2\rho^2}\cos^2(kz) \\ &- D\,\frac{\Delta\alpha_{M1+E2}}{\alpha_{E1}} e^{-\kappa^2\rho^2}\sin^2(kz) \\ &- D^2\,\frac{\Delta\beta}{\alpha_{E1}^2} e^{-2\kappa^2\rho^2}\cos^4(kz)\end{aligned} \tag{Б.12}$$

В построенной выше модели, разница потенциалов $\Delta U(\rho, z)$ приводит к разнице уровней энергии:

$$\Delta U_{n_z}(\rho) = \int_{-\pi/2k}^{\pi/2k} |Z_{n_z}(\rho, z)|^2\, \Delta U(\rho, z)\, dz \tag{Б.13}$$

, что в свою очередь приводит к разности фаз:

$$\Delta\varphi_{l n_z}(E) = -\tfrac{1}{2}\sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}} \int_R \frac{\Delta U_{n_z}(\rho)}{\sqrt{E - U_{n_z}(\rho) - \frac{\hbar^2}{2m}\frac{l^2}{\rho^2}}}\, d\rho \tag{Б.14}$$

, которая приводит к разнице энергий:

$$\Delta E_{n_\rho l n_z} = -\frac{\Delta\varphi_{l n_z}(E_{n_\rho l n_z})}{\varphi'_{l n_z}(E_{n_\rho l n_z})} \tag{Б.15}$$

Перепишем выражение Б.15 разделив вклады различных поляризуемостей.

$$\Delta E_{n_\rho l n_z} = -D\,\frac{\Delta\alpha_{E1}}{\alpha_{E1}}\,X_{n_\rho l n_z} - D\,\frac{\Delta\alpha_{M1+E2}}{\alpha_{E1}}\,Y_{n_\rho l n_z} - D^2\,\frac{\Delta\beta}{\alpha_{E1}^2}\,Z_{n_\rho l n_z} \tag{Б.16}$$

Множители $X_{n_\rho l n_z}$, $Y_{n_\rho l n_z}$ и $Z_{n_\rho l n_z}$ безразмерны, и принимают значения из диапазона $[0, 1]$. Выражения для них находятся из формул Б.15 и Б.12. Так, например:

$$X_{n_\rho l n_z} = \frac{\int_R \frac{x_{n_\rho l n_z}(\rho)}{\sqrt{E_{n_\rho l n_z} - U_{n_z}(\rho) - \frac{\hbar^2}{2m}\frac{l^2}{\rho^2}}}\,d\rho}{\int_R \frac{1}{\sqrt{E_{n_\rho l n_z} - U_{n_z}(\rho) - \frac{\hbar^2}{2m}\frac{l^2}{\rho^2}}}\,d\rho} \tag{Б.17}$$

где вводится функция $x_{n_\rho l n_z}(\rho)$, задаваемая следующим выражением:

$$x_{n_\rho l n_z} = \int_{-\pi/2k}^{\pi/2k} |Z_{n_z}(\rho, z)|^2\,\cos^2(kz)\,dz \tag{Б.18}$$

Аналогичные выражения получаются для величин $Y_{n_\rho l n_z}$ и $Z_{n_\rho l n_z}$, с заменой $\cos^2(kz)$ на $\sin^2(kz)$ и $\cos^4(kz)$ соответственно. Итоговая же формула для сдвига частоты $h\Delta\nu$ выводится из усреднения по ансамблю выражения Б.16.

$$h\Delta\nu = -D\,\frac{\Delta\alpha_{E1}}{\alpha_{E1}}\,X - D\,\frac{\Delta\alpha_{M1+E2}}{\alpha_{E1}}\,Y - D^2\,\frac{\Delta\beta}{\alpha_{E1}^2}\,Z \tag{Б.19}$$

Б.1.2 Методы усреднения

Рассмотрим усреднение по ансамблю атомов коэффициента X (для двух других коэффициентов процедура аналогичная). Обозначим величиной $p_{n_\rho l n_z}$ относительную населенность соответствующего состояния. Тогда X выражается через эту величину следующим образом:

$$X = \sum_{n_\rho l n_z} p_{n_\rho l n_z} X_{n_\rho l n_z}$$

Учитывая плотность спектра по величинам l и n_ρ, разделим эту сумму на слагаемые с фиксированным n_z:

$$\begin{aligned} X &= \sum_{n_z} P_{n_z} X_{n_z} \\ P_{n_z} &= \sum_{n_\rho, l} p_{n_\rho l n_z} \\ X_{n_z} &= \frac{\sum_{n_\rho l} p_{n_\rho l n_z} X_{n_\rho l n_z}}{\sum_{n_\rho, l} p_{n_\rho l n_z}} \end{aligned} \tag{Б.20}$$

Предположим, что для каждого колебательного подуровня n_z распределение атомов по радиальным подуровням описывается распределением Больцмана с радиальной температурой T_ρ. Тогда формула Б.20 переписывается в виде:

$$X_{n_z} = \frac{\sum_{n_\rho l} X_{n_\rho l n_z} e^{-E_{n_z, n\rho, l}/k_B T_\rho}}{\sum_{n_\rho l} e^{-E_{n_z, n\rho, l}/k_B T_\rho}} \tag{Б.21}$$

Используя плотность спектра по n_ρ и l заменим суммирование интегрированием. Интегрирование по n_ρ заменяем интегрированием по E, с заменой $dn_\rho \to \frac{\varphi'_{l n_z}(E)\, dE}{\pi}$ (это выражение получаем дифференцированием по энергии формулы Б.11).

$$X_{nz} = \frac{\int\int\int_{\mathcal{R}} \dfrac{x_{n_z}(\rho) e^{-E/(k_B T_\rho)}}{\sqrt{E - U_{n_z}(\rho) - \frac{\hbar^2}{2m}\frac{l^2}{\rho^2}}}\, d\rho dl dE}{\int\int\int_{\mathcal{R}} \dfrac{e^{-E/(k_B T_\rho)}}{\sqrt{E - U_{n_z}(\rho) - \frac{\hbar^2}{2m}\frac{l^2}{\rho^2}}}\, d\rho dl dE} \tag{Б.22}$$

Процедура интегрирования подробно описана в работе [114]. Приведем здесь только конечный результат, который выражается формулой Б.23, где введена функция $R_{n_z}(E)$, обратная глубине потенциала для выбранного колебательного подуровня $U_{n_z}(r)$: ($U(R_{n_z}(E)) = E$ и $R_{n_z}(U(r_0)) = r_0$).

$$X_{n_z} = \frac{\int_0^{R_{n_z}(0)} x_{n_z}(\rho)\, \rho \left[e^{-U_{n_z}(\rho)/(k_B T_\rho)} - 1\right] d\rho}{\int_0^{R_{n_z}(0)} \rho \left[e^{-U_{n_z}(\rho)/(k_B T_\rho)} - 1\right] d\rho} \tag{Б.23}$$

Интегралы в формуле Б.23 берутся численно с необходимой точностью. Выражения для коэффициентов Y_{n_z} и Z_{n_z} получаются аналогичным образом. Зависимость этих величин от глубины решетки D зашита в формуле Б.8 и Б.9.

Итого, для характеризации сдвига частоты перехода в такой модели требуется измерение распределения атомов по колебательным подуровням и радиальной температуры. Метод измерения этих величин приведен в следующем пункте.

Б.2 Измерение распределения атомов по колебательным подуровням

Наиболее распространенным методом измерения температуры атомов в оптической решетке является спектроскопия часового перехода в режиме разрешенных боковых колебательных частот (сайдбендов) [69; 143]. Для согласования с построенной выше моделью, приведем описание этого метода в приближении Борна-Оппенгеймера, построенном выше [96; 144].

Максимальная глубина оптической решетки U_{max} определяется также, как и в других моделях – по граничной частоте резкого склона синего сайдбенда. Затем, для каждого колебательного подуровня определялась своя граничная частота с использованием формулы Б.9 – например, для перехода $\nu_{n_z=0\to n_z=1} = (U_{n_z=1} - U_{n_z=0})/h$. Для каждого колебательного подуровня, предполагая распределение атомов по колебательным подуровням Больцмановским с общей для всего ансамбля температурой T_ρ, введем радиальную энергию $E_\rho = U_{n_z}(\rho) - U_{n_z}(0)$ для получения весов $W_{n_z}(E_r, T_r)$. Учтем здесь, что для атомов с большими значениями радиальной энергии эффективная глубина потенциала оказывается меньшей, что влияет на коэффициент Лэмба-Дике: $\eta^2(n_z, r) = \nu_{rec}/\nu^{bsb}(n_z, r)$. Все это позволяет вычислить эффективную частоту Раби синего сайдбенда для каждого колебательного подуровня в зависимости от радиальной координаты:

$$\Omega_{bsb}(n_z, r) = \Omega_0 e^{-\eta^2(n_z,r)/2}\eta(n_z, r)\sqrt{\frac{n_z!}{(n_z+1)!}} \times L^1_{n_z}(\eta^2(n_z, r)) \qquad \text{(Б.24)}$$

Зная частоты Раби можно вычислить вероятность возбуждения в зависимости от отстройки от частоты излучения ν (предполагается, что длительность возбуждения перехода намного больше периода осцилляций Раби):

$$P_e(\delta) = \frac{1}{2}\sum_{n_z} A_{n_z} \sum_r \frac{W_{n_z}(E_r, T_r)\Omega_{n_z,r}^2}{\Omega_{n_z,r}^2 + (\nu_{BSB}(n_z, r) - \nu)} \qquad \text{(Б.25)}$$

Аналогичные формулы могут быть получены для красного сайдбенда с заменой $\Omega_{n_z,r} \to \Omega_{n_z-1,r}$, и $\nu_{BSB}(n_z, r) \to \nu_{RSB}(n_z, r) = (U_{n_z} - U_{n_z-1})/h$

Приложение B

Центральная частота перехода

Для возбуждения исследуемого в этой работе перехода использовался лазер, стабилизированный по собственной моде внешнего высокодобротного резонатора Фабри-Перо методом Паунда-Древера-Холла. Однако, частота собственной моды не постоянна – даже лучшие подобные резонаторы характеризуются линейным дрейфом частоты собственных мод на уровне $10 - 100$ мГц/с. Это приводит к необходимости время от времени корректировать частоту лазера для стабильной работы системы.

Наиболее простой способ сделать это – измерение абсолютной частоты лазера с помощью фемтосекундной гребенки и корректировка его частоты таким образом, чтобы поддерживать сигнал биений с некоторым зубом гребенки на определенной частоте. Такой метод реализован для других наших лазерных систем. Применение же этого метода для лазерной системы на длине волны 506.2 нм оказалось невозможным – спектр имеющегося в лаборатории фемтосекундного синтезатора оптических частот заканчивался в нескольких нанометрах от необходимого для получения сигнала биений.

Из-за этого пришлось действовать иначе. В этой главе приводятся методы измерения центральной частоты перехода, используемые в данной работе, а также приводится измерение линейного дрейфа частоты собственной моды резонатора, используемого в данной работе.

B.1 Измерение в МОЛ

Для всех экспериментов в главе 2 резонансная частота перехода определялась по спектру поглощения на длине волны 506.2 нм облака атомов, удерживающихся в оптической патоке на длине волны 530.7 нм. После охлаждения атомов в магнито-оптической ловушке, магнитные поля МОЛ выключались, и атомы удерживались оптической патокой на длине волны 530.7 нм. Через 30 мс – время достаточное для выключения удерживающего магнитного поля – воз-

буждался переход на длине волны 506.2 нм, после чего измерялась вероятность возбуждения перехода в зависимости от частоты исследуемого излучения.

Пример полученного спектра приведен на рисунке B.1. Структура с двумя пиками объясняется Зеемановскими сдвигами для различных магнитных подуровней основного состояния. Магнитное поле внутри вакуумной камеры может быть неоднородным, и, вследствие большого атомного облака в данном эксперименте, разные атомы могут находиться в разных магнитных полях и, возможно, на различных магнитных подуровнях. Если принять во внимание g-факторы основного и возбужденного состояний для перехода 506.2 нм [145], то данную структуру можно объяснить различием остаточного магнитного поля величиной приблизительно в ~ 1 мГс на масштабе диаметра атомного облака ~ 0.5 мм.

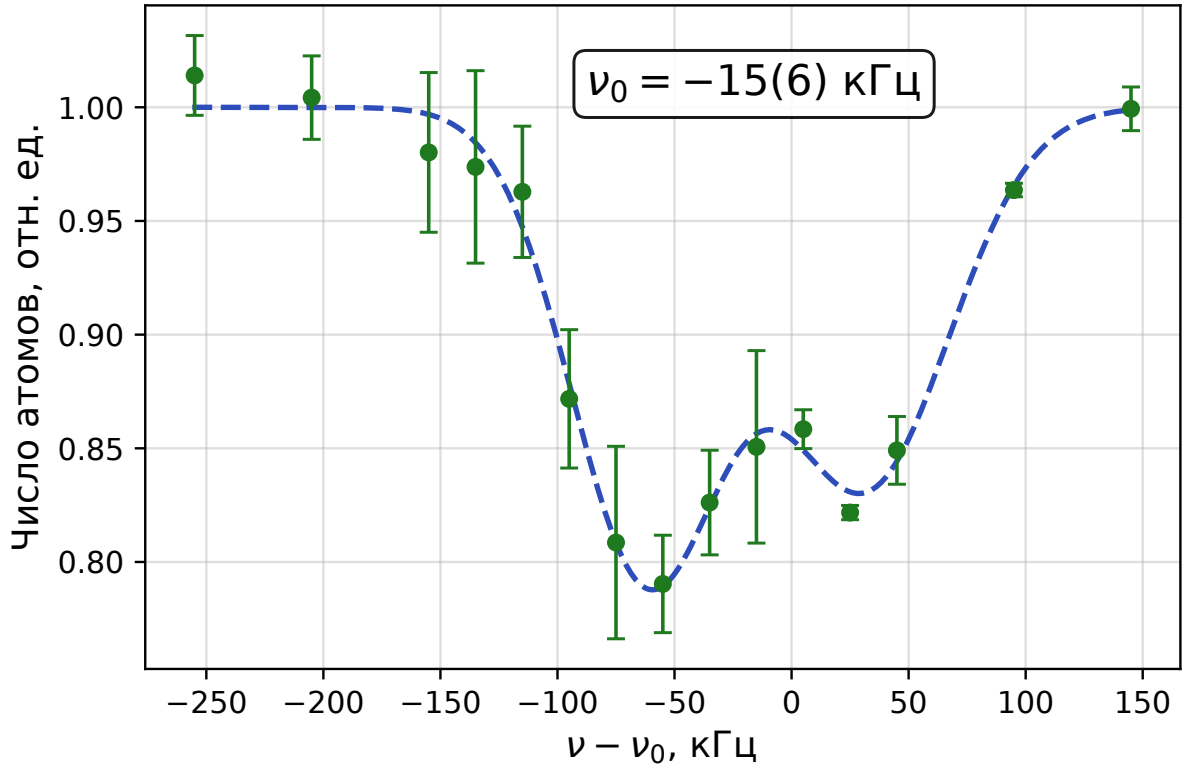


Рисунок B.1 — Типичный спектр поглощения на охлаждающем переходе 506.2 нм в свободном пространстве в зависимости от частоты АОМа ν, отстроенной от $\nu_0 = 200.985$ МГц. Пунктирной линией показаны результаты аппроксимации двумя гауссианами. Полусумма частот их центров была выбрана в качестве начала отсчета шкалы частот в последующих экспериментах.

B.2 Измерение в оптической решетке

Для экспериментов, проведенных в главах 3 и 5 использовался другой метод измерения центральной частоты перехода с использованием атомов, захваченных в оптическую решетку. Для этого использовался метод удаления атомов с нецентральных магнитных подуровней состояния $|g, F = 4\rangle$ описанный в главе 1 (не обязательно после нового протокола подготовки – старого, или разработанного в главе 5 - небольшого числа атомов на нужном магнитном подуровне, перезахваченных из магнито-оптической ловушки достаточно).

Для опроса атомного ансамбля, излучение оптической решетки выключалось на время $\tau = 1\,\text{мс}$, и в свободном пространстве возбуждалась компонента перехода между центральными магнитными компонентами основного и возбужденного состояний. При попадании излучения на длине волны $506.2\,\text{нм}$ в резонанс с переходом часть атомов деполяризовывались. Затем, излучение оптической решетки возвращалось, и атомы перезахватывались в ловушку той же глубины. Доля деполяризованных атомов измерялась по эффективности возбуждения микроволнового перехода $|g, F = 4, m_F = 0\rangle \rightarrow |g, F = 3, m_F = 0\rangle$. По максимуму вероятности деполяризации измерялась центральная частота перехода. Пример полученного спектра атомов приведен на рисунке B.2

Проведение опроса в свободном пространстве позволял устранить штарковский сдвиг возникающий из-за влияния оптической решетки, а опрос перехода между центральными магнитными подуровнями устранял влияние магнитного поля.

Приведенным выше методом измерялся линейный дрейф частоты моды используемого резонатора Фабри-Перо. Для этого, центральная частота перехода измерялась ежедневно на протяжении недели, после чего полученные данные аппроксимировались линейной функцией. Измеренный таким образом линейный дрейф составил $\delta\nu = -91\,\text{мГц/с}$. Впоследствии эти измерения повторялись на протяжении нескольких месяцев. Данные по этим измерениям представлены на графике B.3. После этого, измеренный линейный дрейф программно вычитался из частоты АОМа, используемого для стабилизации лазера, что практически избавило нас от необходимости следить за частотой исследуемого перехода.

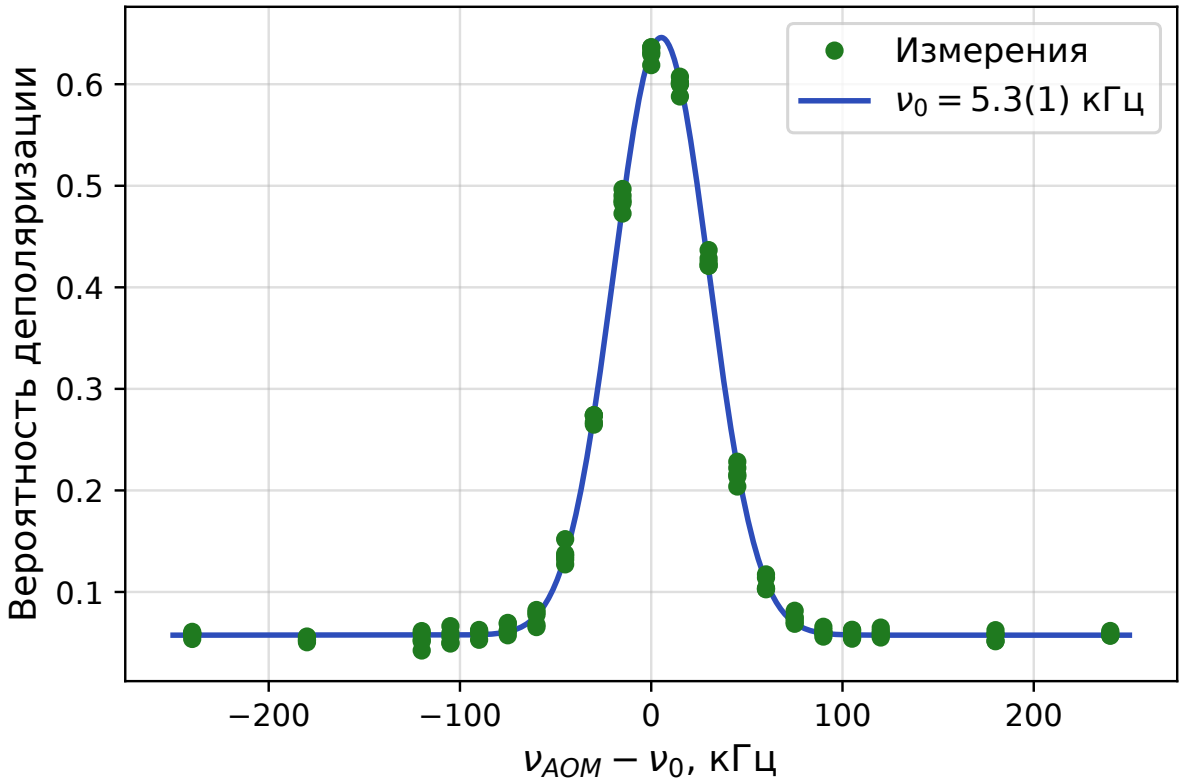


Рисунок В.2 — Вероятность деполяризации атомов с центрального магнитного подуровня в зависимости от частоты излучения на длине волны 506.2 нм в свободном пространстве в зависимости от частоты АОМа ν, отстроенной от $\nu_0 = 200.000$ МГц. Сплошной линией показаны результаты аппроксимации экспериментальных точек гауссовой формой линии. Частота АОМа, стоящего перед УЛЕ резонатором, корректировалась на величину отклонения центра гауссианы от центральной частоты АОМа ν_0.

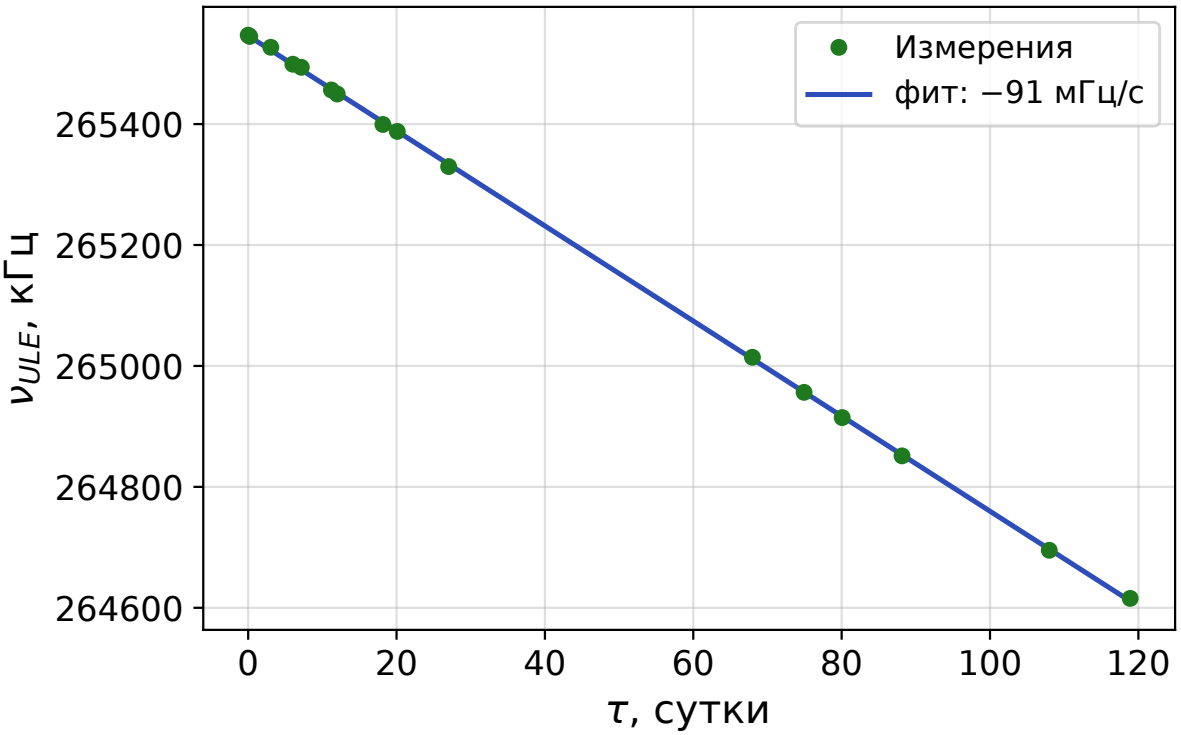


Рисунок В.3 — Измерение линейного дрейфа частоты собственной моды резонатора Фабри-Перо.