

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

На правах рукописи

Мишин Денис Андреевич

Бихроматическое возбуждение часовых переходов в
атомах тулия для компенсации квадратичного эффекта
Зеемана

Специальность 1.3.19 – Лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Головизин Артём Алексеевич

Москва – 2025

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Часовые переходы в атомах тулия.....	13
1.1 Структура энергетических уровней атомов тулия	13
1.2 Экспериментальная установка.....	17
1.3 Считывание населённостей сверхтонких подуровней основного состояния	20
1.3.1 Считывание атомов в состоянии $ g, F = 4\rangle$	20
1.3.2 Считывание атомов в состоянии $ g, F = 3\rangle$	24
1.4 Подготовка начальных состояний	26
1.4.1 Моделирование оптической накачки	27
1.4.2 Экспериментальная реализация	31
1.5 Измерение вероятности возбуждения часовых переходов	35
Основные результаты Главы 1	40
Глава 2 Бихроматическая спектроскопия и формирование синтетической частоты	42
2.1 Основные систематические сдвиги.....	42
2.1.1 Эффект Зеемана.....	42
2.1.2 Динамический эффект Штарка.....	44
2.2 Стабильность измерений.....	50
2.2.1 Девиация Аллана.....	50
2.2.2 Система цифровой стабилизации частоты	51
2.3 Контроль магнитного поля в эксперименте.....	58
2.3.1 Стабилизация направления магнитного поля	58

2.3.2 Калибровка магнитного поля.....	63
2.4 Измерение чувствительности частот часовых переходов и синтетической частоты к магнитному полю	64
2.5 Непрерывные оптические часы на атомах тулия с использованием метода синтетической частоты	68
2.5.1 Концепция непрерывных оптических часов	68
2.5.2 Бихроматический опрос часовых переходов в атомах тулия для реализации непрерывных оптических часов	72
Основные результаты Главы 2	77
Глава 3. Синхронное сличение двух тулиевых оптических часов	79
3.1 Экспериментальная установка.....	79
3.1.1 Оптимизация подготовки начальных состояний с помощью микроволнового излучения	79
3.1.2 Конфигурация второй системы и синхронизация измерений	82
3.2 Моделирование сличения и анализ различных источников шумов.....	87
3.2.1 Параметры моделирования	87
3.2.2 Результаты моделирования.....	89
3.3 Результаты сличения	95
Основные результаты Главы 3	101
Заключение.....	102
Список литературы.....	104

Введение

Диссертационная работа посвящена исследованию метода синтетической частоты для компенсации квадратичного эффекта Зеемана при спектроскопии часовых переходов в атомах тулия на длине волнны 1140 нм. В рамках исследования проанализированы методы подготовки начальных состояний и считывания населённостей, необходимые для оценки эффективности возбуждения исследуемых переходов; особое внимание уделено схеме бихроматического опроса. Помимо демонстрации эффективности предложенного метода, в работе представлены результаты первого сличения двух оптических часов на основе атомов тулия, показавшие преимущество по сравнению с микроволновыми стандартами частоты.

Актуальность

На сегодняшний день частота является наиболее точно измеряемой физической величиной, что делает атомные часы ключевым инструментом для целого ряда метрологических задач (например, см. обзоры [1,2]). За последние десятилетия оптические часы, основанные на переходах в холодных атомах и ионах, позволили достичь относительной ошибки измерений на уровне 10^{-18} [3–6] и относительной систематической погрешности $10^{-18} – 10^{-19}$ [3,5–11], что значительно превосходит характеристики цезиевого стандарта, лежащего в основе текущего определения секунды [12,13]. Уже сегодня ведутся работы по переходу от микроволнового первичного стандарта частоты к оптическому [14], что требует не только дальнейшего повышения точности лабораторных прототипов, но и разработки методов их глобального сравнения.

В настоящее время для сличения оптических часов используются волоконно-оптические линии связи [10,15–17], обеспечивающие передачу сигнала с минимальными потерями стабильности на расстояниях до сотен километров, а также методы прямой оптической связи [17–19] в локальных сетях. Однако эти

подходы неприменимы для межконтинентальных измерений, где используются спутниковые методы, связанные с глобальными навигационными системами (GNSS) [20,21] и методами двустороннего обмена сигналом (TWSTFT) [22]. Данные техники вносят дополнительную ошибку на уровне 10^{-16} в относительных единицах [23], что на несколько порядков хуже возможностей современных оптических часов.

Для решения данной проблемы необходима разработка транспортируемых оптических часов, способных сохранять метрологические характеристики за пределами лабораторных условий, и над этой задачей работают множество лабораторий по всему миру [24–32]. Такие системы позволяют проводить прямое сравнение эталонов в разных точках планеты без потери точности, а также откроют новые возможности для прикладных задач. В частности, транспортируемые часы критически важны для релятивистской геодезии и гравитационного картирования, где их использование позволит измерять разности гравитационного потенциала Земли с сантиметровой точностью [3,25,28]. Кроме того, компактные стандарты частоты востребованы в фундаментальных исследованиях, включая поиск вариаций фундаментальных констант и проверку общей теории относительности.

При создании транспортируемых установок возникает выбор между двумя подходами: ионными и нейтрально-атомными системами. Стандарты, основанные на одиночных ионах, демонстрируют исключительно низкую чувствительность к внешним возмущениям [11,25,30,31,33,34], что критически важно для внелабораторных применений, в которых контроль характеристик окружающей среды ограничен. Однако принципиальное ограничение таких систем заключается в работе с малым количеством частиц, часто – единичными ионами, что приводит к фундаментальному ограничению стабильности измерений, связанному с квантовым проекционным шумом, $\sigma_{QPN}(\tau) \sim 1/\sqrt{N\tau}$, где N -количество частиц, а τ – время измерений [1,2], и необходимости длительного усреднения для достижения требуемых характеристик. Если для лабораторных применений время измерений

зачастую не является критичным параметром, то для полевых прикладных задач оно является существенным.

В противоположность этому, часы на основе нейтральных атомов, захваченных в оптическую решётку, работают с ансамблями $10^4\text{--}10^6$ атомов [4,5,35], что позволяет достигать требуемой точности измерений существенно быстрее. Однако подобные системы демонстрируют повышенную чувствительность к внешним возмущениям, в частности — что особенно критично — к тепловому излучению окружающей среды [9,35]. При комнатной температуре эффект Штарка из-за взаимодействия с тепловым излучением вызывает сдвиги частоты часовых переходов на уровне 10^{-15} в относительных единицах, что на несколько порядков превышает аналогичные возмущения в ионных системах [10,11]. Особенно критична эта проблема для транспортируемых систем, где затруднена реализация сложных криогенных экранов, используемых в лабораторных условиях.

Тулиевые часы занимают в этом контексте особое положение. С одной стороны, их часовой переход на длине волнны 1.14 мкм на три порядка менее чувствителен к тепловому излучению по сравнению с системами на основе атомов стронция и иттербия [36,37]. С другой стороны, возможность работы с большими ансамблями атомов сохраняет преимущество низкого предела квантового проекционного шума по сравнению с ионными установками. Это делает атомы туния особенно перспективными именно для создания транспортируемых оптических часов.

Несмотря на продемонстрированную низкую чувствительность к тепловому излучению, часовой переход в атомах туния подвержен сдвигам из-за квадратичного эффекта Зеемана и взаимодействия с полем оптической решётки. Так как ранее для этого перехода были найдены несколько магических длин волн [36–40], для которых влияние оптической решётки минимально, на текущий момент доминирующим систематическим эффектом для тулиевых оптических часов является квадратичный зеемановский сдвиг.

Ранее для различных систем были продемонстрированы методы комбинирования нескольких измеряемых частот с целью компенсации и усреднения ряда систематических эффектов [41–44]. В диссертации [45] было предложено использовать два часовых перехода между различными компонентами сверхтонкой структуры атомов тулия для формирования синтетической частоты и компенсации квадратичного эффекта Зеемана.

Целью данной работы является экспериментальная реализация и исследование бихроматического возбуждения часовых переходов в атомах тулия для компенсации квадратичного эффекта Зеемана и сличение двух тулиевых оптических часов.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи:

1. Разработать и экспериментально реализовать схему подготовки начальных состояний, а также схему считывания населённостей уровней, связанных двумя часовыми переходами.
2. Осуществить возбуждение часового перехода $|4f^{13}(^2F^0)6s^2, J = 7/2, F = 3, m_F = 0\rangle \rightarrow |4f^{13}(^2F^0)6s^2, J = 5/2, F = 2, m_F = 0\rangle$.
3. Экспериментально реализовать бихроматическое возбуждение часовых переходов и продемонстрировать подавление чувствительности синтетической частоты к квадратичному эффекту Зеемана по сравнению с частотами отдельных часовых переходов.
4. Выполнить синхронное сличение двух тулиевых оптических часов с применением техники бихроматического возбуждения и формирования синтетической частоты.

Научная новизна:

1. Продемонстрирована одновременная подготовка атомов на центральных магнитных подуровнях сверхтонкой структуры основного состояния с помощью монохроматического излучения на длине волны 418.8 нм.

2. Проведена спектроскопия часового перехода $|4f^{13}(^2F^0)6s^2, J = 7/2, F = 3, m_F = 0\rangle \rightarrow |4f^{13}(^2F^0)6s^2, J = 5/2, F = 2, m_F = 0\rangle$ в ансамбле атомов, захваченных в оптическую решётку.
3. Экспериментально продемонстрировано подавление квадратичного эффекта Зеемана в атомах тулия путём формирования синтетической частоты в бихроматическом режиме опроса.
4. Предложена схема реализации непрерывных оптических часов на основе атомов тулия, захваченных в движущуюся оптическую решётку.
5. Выполнено сличение двух тулиевых оптических часов с применением техники бихроматического опроса и формирования синтетической частоты.

Практическая значимость

Реализованная методика бихроматического опроса и формирования синтетической частоты позволяет эффективно подавить доминирующий систематический эффект в тулиевых оптических часах, связанный с квадратичным зеемановским сдвигом. Данное решение является важным шагом на пути создания компактных и транспортируемых оптических стандартов частоты на атомах тулия, что открывает новые возможности для их применения в полевых условиях. Реализованный подход существенно снижает требования к магнитному экранированию и стабилизации, упрощая конструкцию мобильных установок. Проведённое прямое сличение двух тулиевых часов подтвердило их преимущество по сравнению с микроволновыми стандартами.

Методология и методы исследования

Исследования проводились экспериментально на атомах тулия, захваченных в оптическую решётку посредством прямого лазерного и микроволнового возбуждения различных переходов. Анализ данных выполнялся путём аппроксимации теоретическими моделями. Также проводилось численное моделирование ряда этапов эксперимента для оценки достижимых характеристик.

Положения, выносимые на защиту:

1. Использование одночастотной оптической накачки на длине волны 418.8 нм позволяет подготовить атомы туния одновременно в состояниях $|4f^{13}(^2F^0)6s^2, J = 7/2, F = 4, m_F = 0\rangle$ и $|4f^{13}(^2F^0)6s^2, J = 7/2, F = 3, m_F = 0\rangle$ и достичь населённостей этих уровней 36(2)% и 3.8(0.2)% от начального количества атомов соответственно, что является достаточным для одновременной спектроскопии двух часовых переходов.
2. Для синтетической частоты, равной полусумме частот часовых переходов $|4f^{13}(^2F^0)6s^2, J = 7/2, F = 4, m_F = 0\rangle \rightarrow |4f^{13}(^2F^0)6s^2, J = 5/2, F = 3, m_F = 0\rangle$ и $|4f^{13}(^2F^0)6s^2, J = 7/2, F = 3, m_F = 0\rangle \rightarrow |4f^{13}(^2F^0)6s^2, J = 5/2, F = 2, m_F = 0\rangle$ в атомах туния, коэффициент квадратичного эффекта Зеемана равен -0.008(175) Гц/Гс², что как минимум на три порядка ниже чувствительности к магнитному полю каждого из переходов в отдельности.
3. При спектроскопии атомов туния, захваченных в движущуюся оптическую решётку, с пространственным выделением зоны взаимодействия с часовым излучением посредством магнитного поля, формирование синтетической частоты во встречных пучках пробного часового излучения позволяет подавить систематические сдвиги частоты, связанные с эффектами Зеемана и Доплера, на 3 и 5 порядков соответственно по сравнению с монохроматической схемой возбуждения.
4. В режиме синхронного опроса двух оптических часов на основе атомов туния достигнута погрешность сличения синтетических частот менее 30 мГц после 500 с усреднения.

Достоверность полученных результатов подтверждается высокой воспроизводимостью экспериментальных данных, статистической значимостью измерений, корреляцией с независимыми исследованиями других научных коллективов, а также широкой апробацией результатов на профильных конференциях и их публикацией в рецензируемых научных изданиях.

Апробация работы

Результаты работы были представлены на 6 российских и международных конференциях лично автором:

1. «Оптические часы на атомах тулия», Д.А. Мишин, Д.О. Трегубов, А.А. Головизин, Д.И. Проворченко, К.Ю. Хабарова, В.Н. Сорокин, Н.Н. Колачевский, XI семинар Д.Н.Клышко, 8-10 июня 2022 г.
2. «Compact experimental setup for optical clock on thulium atoms», D.A. Mishin, D.I. Provorchenko, M.O. Yaushev, D.O. Tregubov, A.A. Golovizin, N.N. Kolachevsky, VI international conference on ultrafast optical science, UltrafastLight-2022, October 3-7, 2022.
3. «Progress on Compact Setup of Thulium Optical Lattice Clock», D. Mishin, A. Golovizin, D. Tregubov, D. Provorchenko, N. Kolachevsky, 30th Annual International Laser Physics Workshop, July 18-22, 2022.
4. «Непрерывная спектроскопия часового перехода в атомах тулия, захваченных в оптическую решётку», Д.А. Мишин, Д.И. Проворченко, Д.О. Трегубов, М.О. Яушев, К.Ю. Хабарова, В.Н. Сорокин, Н.Н. Колачевский, А.А. Головизин, Всероссийская научная конференция с международным участием «Физика ультрахолодных атомов – 2022», 19-21 декабря 2022 г.
5. «Анализ сверхтонкой структуры основного и часового уровней в атомах тулия», Мишин Д.А., Проворченко Д.И., Трегубов Д.О., Колачевский Н.Н., Головизин А.А., Одиннадцатая Всероссийская конференция «Фундаментальное и прикладное координатно-временное и навигационное обеспечение» (КВНО-2025), 21-25 апреля 2025 г.
6. «Hyperfine structure of thulium atoms in optical clocks and quantum computing implementations», D. Mishin, D. Provorchenko, D. Tregubov, N. Kolachevsky, A. Golovizin, VIII International conference on quantum technologies (ICQT-2025), July 21-25, 2025.

Публикации. Основные результаты диссертации опубликованы в 5 статьях в рецензируемых научных журналах:

1. Fedorova, E, Golovizin, A, Tregubov, D, Mishin, D, Provorchenko, D, Sorokin, V, Khabarova, K and Kolachevsky, N, Simultaneous preparation of two initial clock states in a thulium optical clock //Physical Review A. – 2020. – Т. 102. – №. 6. – С. 063114.
2. Golovizin, A. A., Tregubov, D. O., Fedorova, E. S., Mishin, D. A., Provorchenko, D. I., Khabarova, K. Y., Sorokin, V. N. and Kolachevsky, N. N. Simultaneous bicolor interrogation in thulium optical clock providing very low systematic frequency shifts //Nature communications. – 2021. – Т. 12. – №. 1. –С. 5171.
3. Mishin, D., Provorchenko, D., Tregubov, D., Kolachevsky, N., and Golovizin, A. Continuous operation of a bicolor thulium optical lattice clock //Applied Physics Express. – 2021. – Т. 14. – №. 11. –С. 112006.
4. Трегубов, Д. О., Проворченко, Д. И., Мишин, Д. А., Колачевский, Н. Н., Головизин, А. А. Оптимизация параметров петель обратной связи в оптических часах на атомах тулия при синхронном сличении//Журнал экспериментальной и теоретической физики. –2023. –Т. 164. –№. 2. –С. 223-229.
5. Головизин, А. А., Мишин, Д. А., Проворченко, Д. И., Трегубов, Д. О., и Колачевский, Н. Н. Сличение двух оптических часов на атомах тулия с использованием синхронного опроса //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. –2024. –Т. 119. –№. 9. –С. 645-650.

Личный вклад. Все изложенные в диссертации результаты получены лично автором или при его непосредственном участии. В частности, им была собрана оптическая схема, предназначенная для реализации оптической накачки на длине волны 418.8 нм, реализована система цифровой стабилизации частоты лазерного источника и проведена оптимизация параметров подготовки начальных состояний. Автор также модифицировал метод считывания количества атомов в различных состояниях для измерения вероятностей возбуждения часовых переходов. Все основные эксперименты, связанные с микроволновым излучением и исследованием сверхтонкой структуры атомов тулия, были выполнены лично

автором, как и численное моделирование эксперимента (включая анализ концепции непрерывных оптических часов). Также автор собрал оптическую обвязку для реализации бихроматического возбуждения часовых переходов в двух системах и обрабатывал результаты экспериментов по компенсации квадратичного эффекта Зеемана и синхронному сличению двух тулиевых оптических часов.

Объем и структура работы

Диссертационная работа состоит из введения, трёх глав и заключения. Суммарный объём составляет 114 страниц, в том числе 39 рисунков и 2 таблицы. Список литературы насчитывает 103 наименования.

Глава 1. Часовые переходы в атомах тулия

В данной главе описаны ключевые этапы работы с атомами тулия при создании оптических часов. Рассмотрены как известные и охарактеризованные ранее процедуры — лазерное охлаждение и захват в оптическую решётку на магической длине волны, — так и специфичные для данного исследования методы: одновременная подготовка начальных состояний и считывание населённостей различных уровней для возбуждения двух часовых переходов.

1.1 Структура энергетических уровней атомов тулия

У единственного стабильного изотопа тулия ^{169}Tm спин ядра равен $\frac{1}{2}$, и многие техники работы с этими атомами основаны на использовании различных характеристик его сверхтонкой структуры. На Рис. 1 представлена подробная структура использующихся в экспериментах энергетических уровней с указанием значений соответствующего сверхтонкого расщепления.

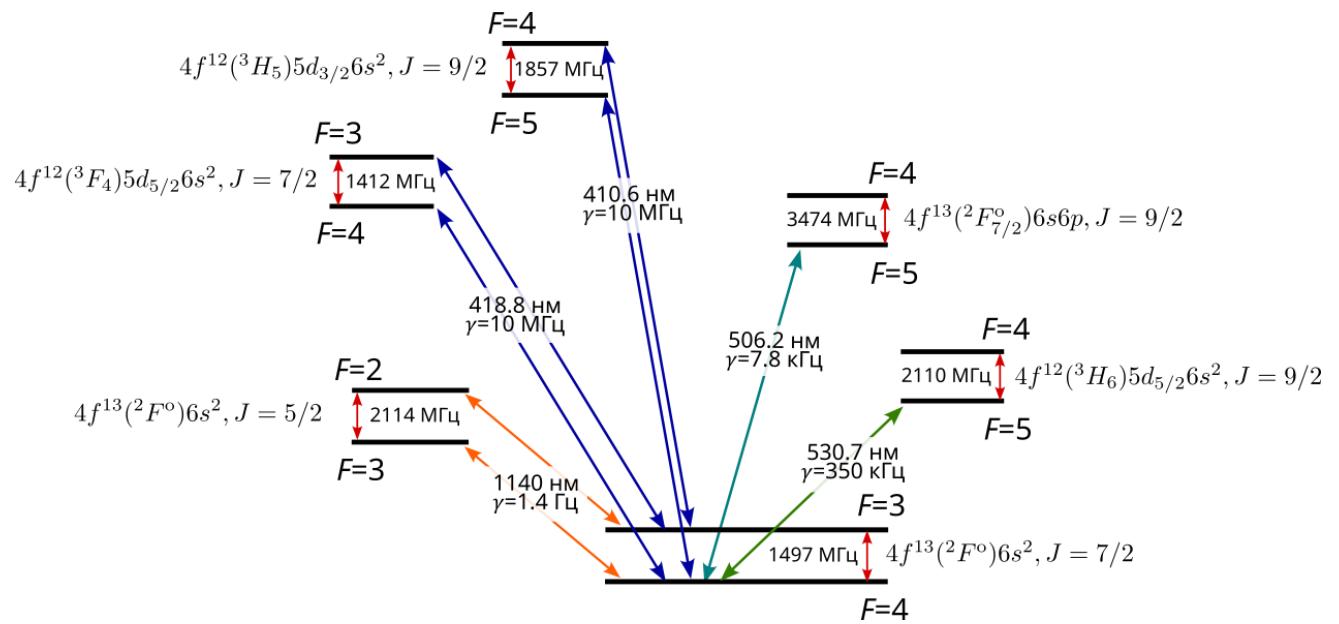


Рис. 1 Упрощенная схема энергетических уровней атомов тулия. Приведены длины волн, естественные ширины линий и соответствующие значения сверхтонких расщеплений.

Все рассматриваемые переходы возбуждаются непосредственно из основного состояния $|4f^{13}(^2F^o)6s^2, J = 7/2\rangle$, далее для краткости будем обозначать его как

$|g\rangle$. Сверхтонкая структура этого уровня охарактеризована в работах [46,47], где приведены значения сверхтонкого расщепления и g-фактора Ланде.

Первая ступень лазерного охлаждения на длине волны 410.6 нм подробно описана в работах [48,49] и диссертации [50]. Естественная ширина данного перехода $\gamma = 10$ МГц, что соответствует доплеровскому пределу температуры $T_D = 240$ мК, однако близость g-факторов Ланде основного и возбуждённого охлаждающего уровней позволяет реализовать субдоплеровское охлаждение до температур порядка 25 мК. Этот переход также используется для зеемановского замедления и считывания количества атомов в эксперименте, так как позволяет получить максимальное количество рассеянных фотонов из-за большой ширины линии.

Вторая ступень лазерного охлаждения на длине волны 530.7 нм описана в публикациях [51,52] и диссертации [53]. Хотя естественная ширина перехода $\gamma = 350$ кГц соответствует доплеровскому пределу температуры порядка 10 мК, дальнейшие эксперименты ведутся в режиме охлаждения до 15–20 мК для оптимизации количества захваченных атомов.

Переход на длине волны 506.2 нм с естественной шириной линии $\gamma = 7.8$ кГц позволяет охлаждать атомы туния до температур ниже 1 мК [54,55], причём доплеровский предел температуры ($T_D = 200$ нК) оказывается сопоставимым с пределом отдачи ($T_{rec} = 220$ нК). Этот же переход может быть использован для охлаждения атомов до основного колебательного состояния в оптической решётке, что является необходимым условием для прецизионного измерения сдвигов, индуцированных взаимодействием с её полем. Данные техники ведут к потерям в количестве атомов и не являются необходимыми в текущих экспериментах, поэтому далее этот переход использоваться не будет.

Часовые переходы на длине волны 1140 нм являются основным предметом исследований данной работы. Часовой уровень $|4f^{13}(^2F^o)6s^2, J = 5/2\rangle$ далее для краткости будем обозначать $|c\rangle$. Ранее было продемонстрировано прямое

возбуждение перехода между компонентами $|g, F = 4\rangle \rightarrow |c, F = 3\rangle$ (далее данный переход будет обозначаться как «4-3») [56] и экспериментально измерено время жизни часового уровня 112 мс [37], также см. диссертацию [57]. Для этого перехода были найдены магнитные длины волн для формирования оптической решётки [37] и охарактеризована скалярная дифференциальная поляризуемость в статическом пределе $\Delta\alpha^s(0)$, что позволило оценить систематический сдвиг, связанный с тепловым излучением окружения [37] и построить бюджет ошибок [45,58].

Таблица 1 Бюджет ошибок часового перехода «4-3» в атомах туния, введены величины систематического сдвига $\Delta\nu_{43}$ и неточности $\delta\nu_{43}$

Источник	$\Delta\nu_{43}$, мГц	$\delta\nu_{43}$, мГц	условия
Тепловое излучение	-0.6	0.3	$T = 295 \pm 3$ К, неточность обусловлена погрешностью измерения $\Delta\alpha^s(0)$ [37]
Оптическая решётка	$ \Delta\nu_{43}^{lat} < 10$	<2	$\delta U_{lat}/U_{lat} \leq 0.1$, $U_{lat} \sim 100E_{rec}$, связаны с мультипольными поляризациями [38] и требует дальнейших исследований
Линейный эффект Зеемана	0	0	для спектроскопии между подуровнями $m_F = 0$
Квадратичный эффект Зеемана	2572	1	$B_0 = 100 \pm 0.02$ мГс, необходима высокая точность калибровки [59]

Как видно из Таблица 1, наибольший систематический сдвиг для данного перехода обусловлен взаимодействием с магнитным полем $\Delta\nu_{43}^{qz} = \beta_{43}^{qz}B_0^2$, где B_0 – магнитное поле, прикладываемое для выделения оси квантования и расщепления магнитных подуровней, а $\beta_{43}^{qz} = 257.2$ Гц/Гс² – коэффициент квадратичного эффекта Зеемана [45,59]; для типичных параметров эксперимента он на несколько порядков превышает все остальные рассмотренные эффекты, и такая чувствительность ведёт к высоким требованиям к контролю и калибровке

магнитного поля. Помимо прочего это существенно затрудняет исследование более тонких эффектов, таких как взаимодействие атомов с оптической решёткой, и усложняет дальнейшую характеристизацию тулиевых оптических часов.

Для компенсации квадратичного эффекта Зеемана в работе [45] было предложено использовать опрос второго часового перехода между компонентами сверхтонкой структуры $|g, F = 3\rangle \rightarrow |c, F = 2\rangle$ (далее будет обозначаться как «3-2»), который обладает противоположной чувствительностью к магнитному полю $\beta_{32}^{qz} = -257.2$ Гц/Гс² (подробнее рассматривается в Главе 2). Тогда, если в эксперименте проводить опрос двух часовых переходов и формировать синтетическую частоту в виде $v_s = (v_{43} + v_{32})/2$, квадратичный эффект Зеемана для этой величины в рассматриваемом приближении окажется полностью компенсирован $\Delta v_s^{qz} = (\beta_{43}^{qz} + \beta_{32}^{qz})B_0^2/2 = 0$.

Для осуществления этой техники в текущей работе будет подробно исследован переход «3-2», в частности, техники считывания эффективности его возбуждения и подготовки атомов в начальных состояниях с использованием оптической накачки на длине волны 418.8 нм[60].

Отметим также, что рассматриваемые методы позволяют реализовать одновременный опрос двух часовых переходов в ансамбле атомов туния. Ключевое преимущество такого подхода заключается в том, что оба перехода измеряются одновременно в абсолютно идентичных условиях, что исключает необходимость предположений о поведении магнитного поля между циклами измерений, характерных для техник попеременного опроса и усреднения [41–44]. Дополнительным преимуществом является возможность сравнения частот переходов, возбуждаемых с помощью одного лазерного источника: флуктуации его частоты и фазы являются общими для обоих переходов и эффективно подавляются при построении разностного сигнала. Этот подход удобен для мониторинга условий эксперимента, так как обеспечивает лучшую стабильность измерений из-за низкой чувствительности к шумам лазерного источника.

1.2 Экспериментальная установка

Экспериментальная схема подробно разобрана в работах [37,45,61], здесь приведём лишь краткий обзор основных элементов установки (Рис. 2).

Для формирования пучка атомов в вакуумной камере установлена атомная печь, поддерживающая нагрев до 1000 К (типичная рабочая температура порядка 800 К). Пучок горячих атомов попадает в основную секцию вакуумной камеры через трубку зеемановского замедлителя, где при взаимодействии со встречным пучком резонансного излучения на длине волны 410.6 нм атомы постепенно замедляются. С помощью двух ион-геттерных насосов в системе поддерживается давление $< 10^{-8}$ мбар даже при нагретой печи. С помощью ионного и сублимационного насосов в основной секции камеры поддерживается вакуум на уровне $\sim 10^{-9}$ мбар.

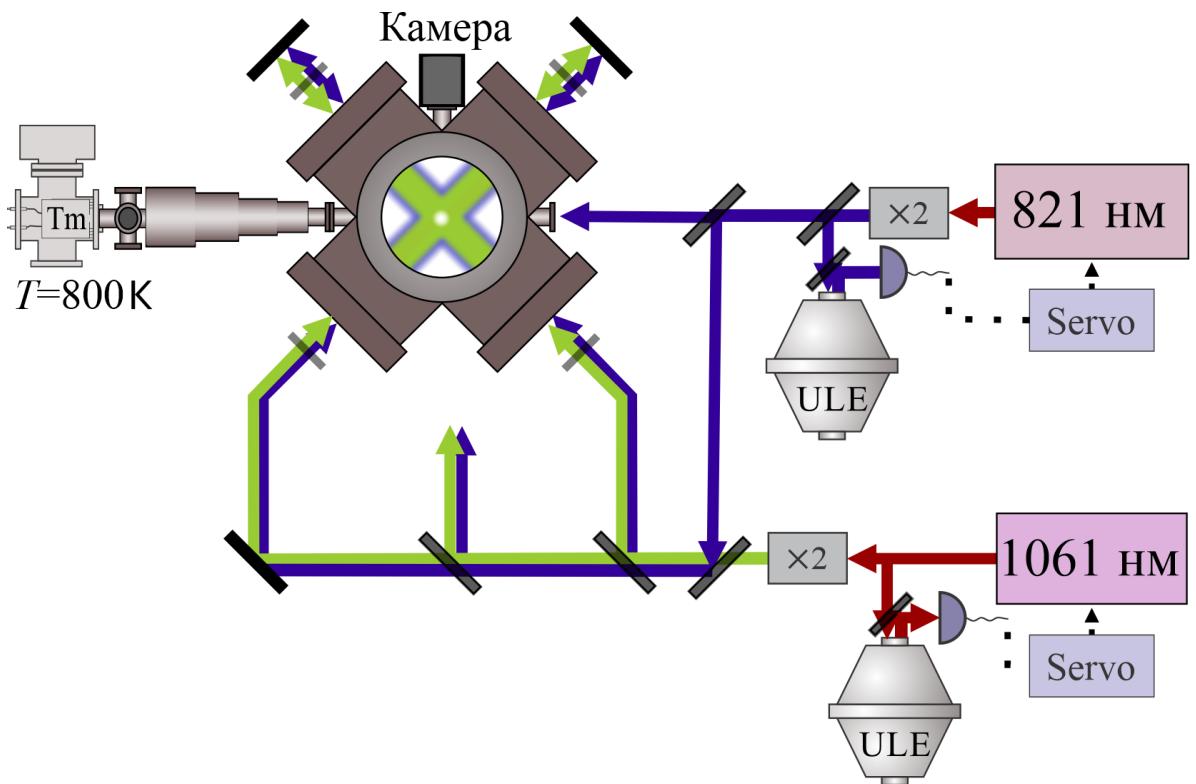


Рис. 2 Упрощённая схема вакуумной камеры и системы лазерного охлаждения. Лазерные источники используют метод генерации второй гармоники и стабилизированы по внешним резонаторам из ULE-стекла.

Лазерные системы для осуществления первых двух ступеней лазерного охлаждения стабилизированы по внешним резонаторам Фабри-Перро из ULE

(ultra-low-expansion)-стекла с использованием метода Паунда-Древера-Холла [62,63]. Контроль частоты и мощности излучения осуществляется с помощью соответствующих акустооптических модуляторов (далее АОМ). Охлаждающее излучение на длинах волн 410.6 нм и 530.7 нм заводится в одно оптоволокно и доставляется в область вакуумной камеры, где с помощью поляризационных делителей и фазовых пластинок формируются пучки магнитооптической ловушки (далее МОЛ).

Магнитные поля в эксперименте создаются с помощью катушек с током. Две катушки в конфигурации анти-Гельмгольца используются для создания поля МОЛ с градиентом до 10 Гс/см. Дополнительные катушки в конфигурациях Гельмгольца по трём осям служат для компенсации лабораторного магнитного поля и создания задающего магнитного поля в эксперименте до $B_0 \leq 3$ Гс.

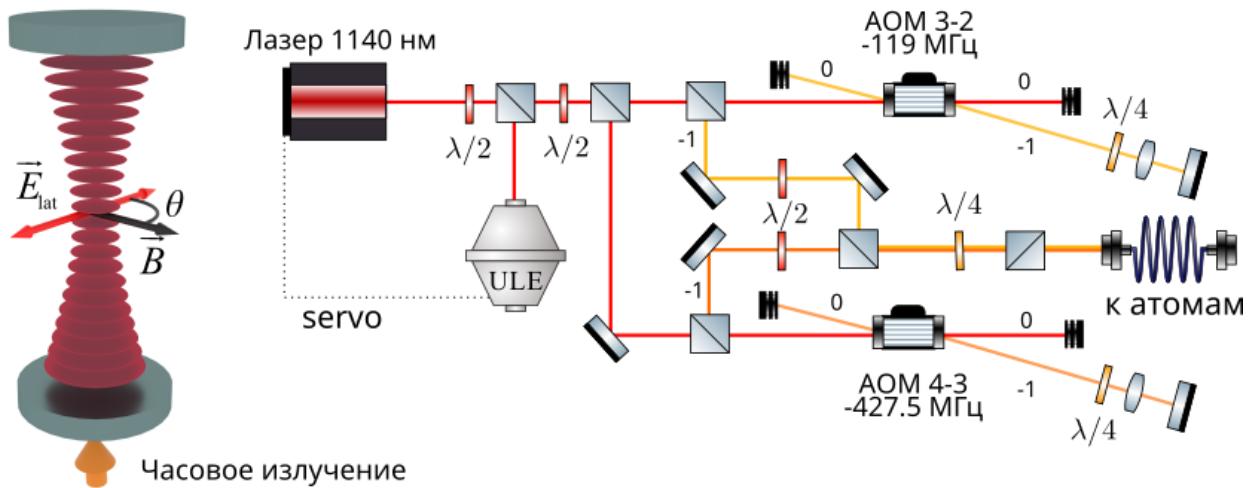


Рис. 3 Упрощённая схема возбуждения часовых переходов. Вектор \vec{E} соответствует поляризации электрического поля излучения решётки, угол θ установлен равным $\pi/2$. Справа – схема формирования частот излучения для возбуждения переходов «4-3» и «3-2». Числами «0» и «-1» обозначены соответствующие порядки дифракции АОМов в два прохода.

После двух стадий лазерного охлаждения атомы захватываются в оптическую решётку, сформированную на длине волны 1064 нм. Решётка формируется с помощью излучения волоконного лазера AzurLight с выходной мощностью до 10 Вт и усиливающего резонатора, стабилизированного по длине волны излучения по методу Паунда-Древера-Холла. Для осуществления контроля мощности

оптической решётки в эксперименте в пучке лазерного излучения установлен акустооптический модулятор. Также непосредственно внутрь усиливающего резонатора установлен поляризационно-чувствительный элемент (призма Глана-Тейлора) для вычищения поляризации: в работах [37,38] показано, что длина волны 1064 нм близка к магической при угле между поляризацией оптической решётки и задающим магнитным полем $\theta = \pi/2$, см. Рис. 3.

Для возбуждения часовых переходов в текущих экспериментах используется лазер фирмы Toptica на длине волны 1.14 мкм, также стабилизированный по внешнему ULE-резонатору по методу Паунда-Древера-Холла, схема формирования частот приведена на Рис. 3. Излучение источника делится на два пучка, управление каждым из которых осуществляется с помощью отдельного акустооптического модулятора. Для дополнительного подавления отличных от необходимого порядков дифракции АОМа, а также для подавления зависимости эффективности завода в волокно от частоты АОМв сформирована двухпроходная схема с использованием обратного отражения [64]. Сверхтонкое расщепление основного и часового уровней отличается на 617 МГц [46], что перекрывается используемыми модуляторами. После прохождения схемы смещения частоты нужные порядки дифракции вновь совмещаются и вводятся в одно сохраняющее поляризацию (РМ) волокно. После выхода из волокна часовое излучение совмещается с излучением оптической решётки, что необходимо для реализации режима Лэмба-Дике и подавления линейного эффекта Доплера [65,66].

Управление импульсной схемой эксперимента ведётся с помощью одноплатного компьютера BeagleBone Black и разработанного блока с возможностью генерации DDS и TTL сигналов [67].

1.3 Считывание населённостей сверхтонких подуровней основного состояния

Так как в текущих исследованиях существенную роль играет определение количества атомов на различных сверхтонких подуровнях основного состояния, в первую очередь опишем метод считывания исследуемых населённостей.

1.3.1 Считывание атомов в состоянии $|g, F = 4\rangle$

Как и в предыдущих работах, измерение количества атомов проводится путём сбора рассеянного излучения с помощью CMOS камеры acA2040-55um Basler и оптической системы, отображающей облако атомов на её матрицу. Камера допускает режим работы по внешнему триггеру, что позволяет управлять моментом съемки с помощью TTL сигнала в импульсной схеме.

Для получения максимального количества рассеянных фотонов считывание происходит с помощью резонансного возбуждения перехода первой ступени охлаждения на длине волны 410.6 нм ($\gamma = 10$ МГц). Частота подсвечивающего излучения контролируется с помощью отдельного акустооптического модулятора. Данный подход позволяет зарегистрировать атомы в состоянии $|g, F = 4\rangle$, и для оценки абсолютного количества атомов процедура считывания была откалибрована.

В первую очередь с помощью измерителя мощности Thorlabs PM100A был измерен отклик камеры на падающую мощность излучения P_{cam} [Вт] на соответствующей длине волны (410.6 нм). Для более точного определения малых значений мощности использовался дополнительный фильтр с коэффициентом пропускания по мощности 0.042(1) %. Уровень сигнала с камеры измерялся в зависимости от времени экспозиции τ [мкс] и усиления G [дБ] для постоянной падающей мощности, подобранный так, чтобы предотвратить насыщение пикселей матрицы во всём диапазоне исследуемых параметров. Полученные данные были приближены функцией

$$N_{sig} = a_1 \tau P_{cam} \times 10^{a_2 G} \quad (1)$$

со свободными параметрами a_1 и a_2 . В результате калибровки для камеры были получены коэффициенты $a_1 = 60(3) \times 10^6$ [(Вт·мкс)⁻¹] и $a_2 = 5.06(9) \times 10^{-2}$. Отметим, что второй коэффициент в пределах погрешности согласуется с ожидаемым значением 1/20, характерным для каскада усиления напряжения, а коэффициент a_1 характеризует чувствительность матрицы. Эта процедура позволяет по сигналу камеры восстановить мощность излучения, падающую на матрицу, зная установленные параметры.

Следующим шагом необходимо рассчитать долю рассеянного излучения при подсветке атомов. Для этого необходимо учесть как геометрические параметры, так и физику взаимодействия атомов с излучением. Интенсивность насыщения для данного перехода равна $I_{sat} = 180$ мкВт/мм² [50]. В текущих экспериментах радиус подсвечивающего пучка по уровню 1/e² по интенсивности составляет $r = 1.1$ мм, характерная мощность - порядка $P \approx 1$ мВт, что позволяет оценить интенсивность как $I = 2 \frac{2P_{410}}{\pi r^2} \approx 6I_{sat}$ (здесь учтено, что подсвечивающее излучение отражается обратным зеркалом и вновь проходит через облако атомов). Это позволяет рассчитать количество фотонов, рассеиваемых в единицу времени количеством атомов N_{at} для параметра насыщения $s = I/I_{sat}$, а также связать это количество с полной мощностью рассеянного излучения P

$$\frac{dN_{ph}}{dt} = \frac{N_{at}s}{2(1+s)} \times \Gamma = \frac{P}{h\nu_{410}}, \quad (2)$$

где ν_{410} – частота используемого для подсветки излучения.

Для учёта геометрических поправок был определён телесный угол, в котором камера собирает излучение $\alpha = 0.0019(1)$, а также учтён коэффициент пропускания оптических элементов $C \approx 0.87(3)$, куда входят как характеристики фланца вакуумной камеры, так и линзы, используемой для фокусировки

рассеянного излучения. Из этих результатов мощность, падающая на матрицу, может быть связана с полной рассеянной мощностью как $P_{cam} = \alpha C \cdot P$.

После этих процедур количество атомов может быть рассчитано из известной калибровки камеры, энергии фотона, геометрических факторов, связанных с телесным углом и пропусканием оптических элементов, по формуле

$$N_{at} = \frac{P}{h\nu_{410}} \frac{2(s+1)}{\Gamma s} = \frac{1}{h\nu_{410}} \frac{2(s+1)}{\Gamma s} \frac{1}{\alpha C} \frac{N_{sig}}{a_1 \tau 10^{a_2 G}} \approx 774 \times 10^3 \frac{N_{sig}}{\tau 10^{G/20}}. \quad (3)$$

Точность калибровки в первую очередь ограничена качеством измерения характеристик оптической системы и оценки чувствительности матрицы и составляет порядка 10%. При этом относительные шумы между циклами измерений могут быть связаны с флюктуациями мощности пробного излучения 410 нм, которые составляют порядка 5%. При параметре $s = 6$ данные флюктуации приведут к ошибке в определении количества атомов менее 1%.

Также важно указать, что τ — это время эффективной экспозиции, то есть время, когда одновременно атомы рассеивают излучение, а матрица — его собирает. Для дальнейших исследований в импульсной схеме была учтена внутренняя задержка камеры, равная 56 мкс, так, чтобы моменты начала подсветки и экспозиции камеры совпадали.

Для уменьшения влияния фоновой засветки мы применяем дополнительную обработку: в каждом измерении аппроксимируем распределение интенсивности на матрице двумерной гауссовой функцией с двумя выделенными осями, направленными вдоль оси оптической решётки и перпендикулярно ей. Также в формулу 4 включён коэффициент bg для учёта фоновой засветки.

$$N_{sig}(x, y) = \frac{N_{sig}^{tot}}{\pi w_x w_y} \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2}{w_x^2} - \frac{(y - y_0)^2}{w_y^2}\right) + bg \quad (4)$$

Такая аппроксимация оправдана, так как разрешающей способности камеры недостаточно для разрешения отдельных пучностей решётки, что приводит к

усреднению сигнала от атомов по всему ансамблю. Поскольку размеры облака атомов $w_x \approx w_y \approx 200$ мкм существенно меньше характерного размера пучка подсветки ($r_{410} \approx 1.1$ мм), интенсивность излучения можно считать однородной, т. е. профиль сигнала на камере соответствует профилю атомного ансамбля. Параметр bg рассчитывается по усредненному сигналу на границе выбранной области интереса (ROI).

Данная калибровка справедлива для атомов, задетектированных в состоянии $|g, F = 4\rangle$. Ключевым для дальнейших рассуждений является деструктивный характер этого измерения: за время порядка нескольких миллисекунд атомы, нагревшиеся в процессе считывания, покидают область захвата. Применение описанной выше техники аппроксимации гауссовым профилем дополнительно минимизирует вклад уже задетектированных атомов в последующие измерения внутри одного цикла.

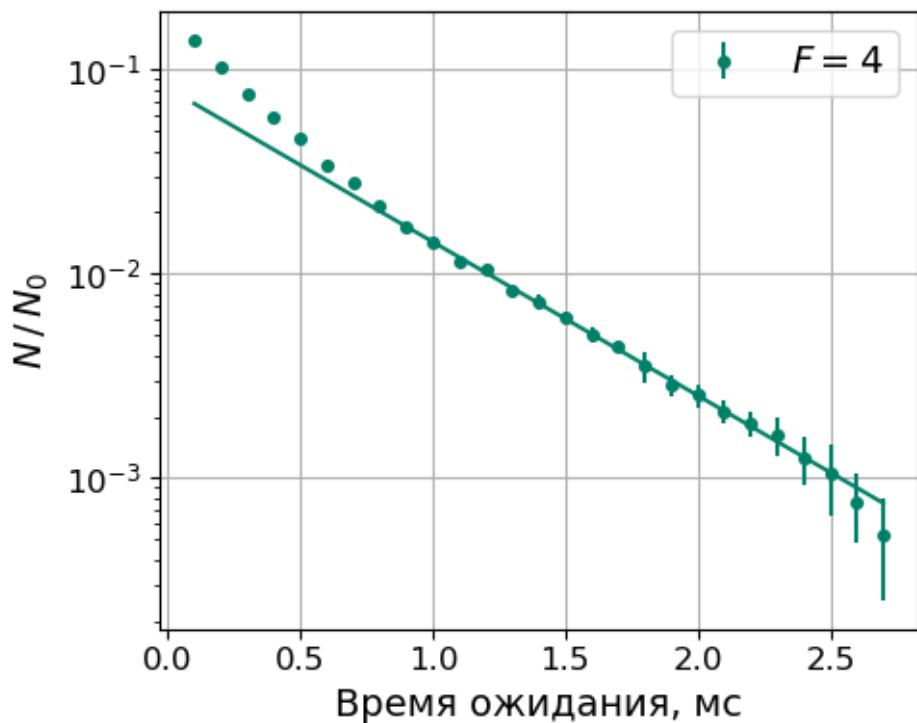


Рис. 4 Доля повторно задетектированных атомов в зависимости от времени между подсвечивающими импульсами.

Для иллюстрации этого был проведён следующий эксперимент: при известном количестве атомов в решётке N_0 непосредственно перед считающим

импульсом добавлялся дополнительный пробный импульс с идентичными параметрами (мощность, длительность). Задержка между этим импульсом и процедурой считывания варьировалась, и на Рис. 4 результаты измерения представлены в виде зависимости задетектированного количества атомов (в единицах N_0) от этой задержки.

На малых временах заметно существенное отличие зависимости от экспоненциального закона, что связано с особенностями обработки данных и аппроксимацией сигнала гауссовым профилем. Тем не менее, оценка показывает, что при времени между импульсами, превышающим 4 мс, эта доля становится пренебрежимо малой по сравнению с рабочим числом атомов и не превышает типичного уровня шумов. Для иллюстрации экспериментальные данные для задержки более 1 мс были приближены законом экспоненциального затухания с характерным временем $\tau_{\text{разл}} = 0.6$ мс. Эта оценка соответствует повторно детектируемому количеству атомов через 4 мс на уровне 10^{-5} от начального значения, что существенно ниже минимального надёжно детектируемого количества атомов ~ 20 , которое ограничено шумами камеры в текущей конфигурации системы считывания.

1.3.2 Считывание атомов в состоянии $|g, F = 3\rangle$

Так как задетектированные в состоянии $|g, F = 4\rangle$ атомы покидают область захвата, после первого считывания можно перенести населённость из состояния $|g, F = 3\rangle$ на уровень $|g, F = 4\rangle$, где процедура измерения количества атомов уже откалибрована. Для этого можно использовать излучение на длине волны 410.6 нм, отстроенное в резонанс с переходом между другими сверхтонкими компонентами: $|4f^{13}(^2F^0)6s^2, J = 7/2, F = 3\rangle \rightarrow |4f^{12}(^3H_5)5d_{3/2}6s^2, J = 9/2, F = 4\rangle$. Для данного перехода вероятность распада верхнего состояния на необходимый нам уровень $|g, F = 4\rangle$ в 35 раз ниже, чем вероятность остаться в цикле и распасться в состояние $|g, F = 3\rangle$. Это означает, что для перехода в требуемое состояние атому в среднем необходимо рассеять 36 фотонов. Аналогично рассмотренному выше

случаю, скорость рассеяния фотонов атомом может быть выражена через параметр насыщения и ширину линии:

$$\frac{dN_{ph}}{dt} = \frac{s}{2(1+s)} \times \Gamma. \quad (5)$$

Таким образом, при параметре насыщения, равном единице, атомы переходят в целевое состояние под действием перекачивающего излучения за время порядка ~ 2 мкс. Следовательно, для измерения населённости уровня $|g, F = 3\rangle$ достаточно после детектирования и удаления атомов с уровня $|g, F = 4\rangle$ повторно запустить процедуру считывания с добавлением излучения, резонансного с рассмотренным выше перекачивающим переходом.

Для реализации данного процесса часть пробного излучения отщеплялась и пропускалась через акустооптический модулятор, работающий на частоте 360 МГц для компенсации разницы сверхтонких расщеплений задействованных уровней. Далее нужный порядок дифракции снова объединялся с основным пробным излучением и заводился в оптическое волокно, доставляющее излучение к вакуумной камере. Полная выходная мощность лазерного источника на длине волны 410.6 нм составляет порядка 180 мВт и, с учётом эффективностей дифракции акустооптических модуляторов и завода в оптоволокно, позволяет с запасом обеспечить оптимальную мощность для всех упомянутых процессов: зеемановского замедления (порядка 30 мВт), охлаждения в МОЛ (порядка 2-3 мВт на пучок), подсветки (порядка 1 мВт) и перекачки (порядка 200 мкВт).

Как будет показано далее, предложенная схема позволяет решить задачу детектирования атомов в состоянии $|g, F = 3\rangle$. Отметим также, что в магнитных полях, используемых в эксперименте (типично менее 2 Гс), расщепление между переходами с различных магнитных подуровней рассмотренных состояний (≤ 4 МГц) не превышает естественной ширины линии перехода. Это означает, что, с одной стороны, этот метод не позволяет напрямую исследовать населённость отдельных подуровней m_F , но, с другой стороны, обеспечивает возможность

измерить общую населённость на всех подуровнях каждого сверхтонкого состояния в отдельности и удалить задетектированные атомы из области спектроскопии.

1.4 Подготовка начальных состояний

Одной из особенностей работы с атомами тулия является большой магнитный момент основного состояния $\mu = 4 \times \mu_B$, где μ_B – магнетон Бора. Данное свойство делает тулий перспективным кандидатом для применения в квантовых симуляторах [68–70], однако ведёт к большому количеству магнитных подуровней (9 в состоянии $|g, F = 4\rangle$ и 7 в состоянии $|g, F = 3\rangle$). Для устранения линейного эффекта Зеемана спектроскопия часового перехода проводится между центральными магнитными подуровнями $m_F = 0$. После захвата атомов в оптическую решётку в отсутствие внешней накачки их можно считать равномерно распределёнными по магнитным подуровням $|g, F = 4\rangle$, что дает оценку населённости требуемого состояния порядка 1/9 от полного количества атомов. При этом, так как атомы в состоянии $|g, F = 3\rangle$ не участвуют в цикле лазерного охлаждения в МОЛ и покидают область захвата, населённость уровня $|g, F = 3, m_F = 0\rangle$ можно считать нулевой. Таким образом, для реализации бихроматического опроса часовых переходов необходимо решить две задачи:

1. Максимизировать населённость состояния $|g, F = 4, m_F = 0\rangle$
2. Максимизировать населённость состояния $|g, F = 3, m_F = 0\rangle$.

Первая задача ранее решалась методом оптической накачки линейно поляризованным излучением на переходе между уровнями с равным числом полного момента $F = F' = 4$: в такой конфигурации переход между магнитными подуровнями $m_F = 0$ оказывается запрещён правилами отбора и населённость накапливается в «тёмном» центральном магнитном подуровне основного состояния. Процесс оптической накачки с использованием перехода $J = 7/2 \rightarrow J' = 9/2$ на длине волны 530.7 нм подробно описан в работах [61, 71]. Этот метод требует дополнительного излучения, возвращающего атомы в цикл накачки, и не позволяет готовить состояние $|g, F = 3, m_F = 0\rangle$. Этими недостатками не обладает переход

между уровнями вида $J = 7/2 \rightarrow J' = 7/2$, и в диссертационной работе [61] были получены первые результаты исследования такого перехода на длине волны 418.8 нм.

Одним из основных результатов данных исследований была спектроскопия переходов между различными компонентами сверхтонкой структуры, которая показала, что сверхтонкие расщепления уровней $|4f^{13}(^2F^0)6s^2, J = 7/2\rangle$ (как и ранее, в данной работе обозначается $|g\rangle$) и $|4f^{13}(^3F_4)5d_{5/2}6s^2, J = 7/2\rangle$ (здесь и далее для краткости $|p\rangle$) отличаются на 85 МГц [60,61]. Так как естественная ширина переходов составляет 10 МГц, столь близкие значения сверхтонкого расщепления позволяют возбуждать два перехода $|g, F = 4\rangle \rightarrow |p, F = 4\rangle$ и $|g, F = 3\rangle \rightarrow |p, F = 3\rangle$ с помощью одного монохроматического излучения. При этом ключевыми для дальнейших рассуждений являются следующие аспекты:

1. Состояние $|p, F = 4\rangle$ имеет канал распада на уровень $|g, F = 3\rangle$ (вероятность такого распада в 35 раз меньше, чем в состояние $|g, F = 4\rangle$).
2. Возбуждение перехода $|g, F = 3\rangle \rightarrow |p, F = 3\rangle$ с помощью π -поляризованного излучения приводит к оптической накачке на центральный магнитный подуровень $|g, F = 3, m_F = 0\rangle$.

Таким образом, использование данного перехода для оптической накачки позволяет одновременно решить обе задачи, поставленные выше, и подготовить атомы в двух начальных состояниях, необходимых для бихроматической спектроскопии часовых переходов.

1.4.1 Моделирование оптической накачки

Для оценки оптимальных параметров и достижимых показателей было проведено моделирование оптической накачки на переходе 418.8 нм с использованием пакета QuTiP [72]. Расчёт выполнялся для всех 32 магнитных подуровней, входящих в цикл накачки, а начальное условие предполагало

равномерное распределение населённостей по магнитным подуровням основного состояния $|g, F = 4\rangle$.

На первом этапе было выполнено моделирование без учета нагрева атомов, рассматривались исключительно внутренние степени свободы. Аналогично работам [61, 71] уравнение Лиувилля решалось численно для гамильтониана в приближении вращающейся волны в присутствии возбуждения переходов с соответствующими частотами Раби:

$$\Omega_{F,m_F} = \Gamma \sqrt{s/2} \sqrt{(2F+1)(2J+1)} \times \langle F, m_F, 1, 0 | F, m_F \rangle \begin{Bmatrix} F & 1 & F \\ m_F & 0 & m_F \end{Bmatrix}, \quad (6)$$

где $\langle \dots | \dots \rangle$ – коэффициент Клебша-Гордана, $\{\dots\}$ - 6-й символ Вигнера. Для простоты данное моделирование было выполнено для резонансного возбуждения переходов, что оправдано с учётом большой естественной ширины линии и возможности получать высокие параметры насыщения.

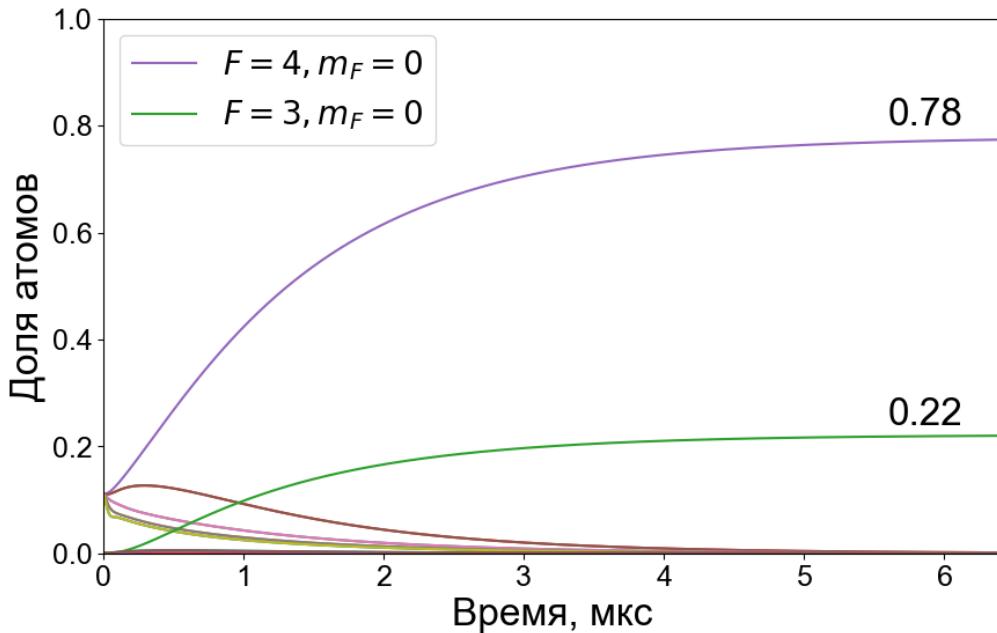


Рис. 5 Упрощённое моделирование эволюции населённостей магнитных подуровней в процессе оптической накачки с использованием излучения 418.8 нм.

Полученная зависимость населённости магнитных подуровней от времени представлена на Рис. 5. Населённости выходят на стационарные значения $\eta_{4,0}^{mod} = 0.78$ и $\eta_{3,0}^{mod} = 0.22$ за время порядка 5 мкс ($\sim 300\tau_p$, где $\tau_p = 16$ нс – время жизни

уровня, использующегося для оптической накачки) с чистотой поляризации, близкой к 100% для обоих уровней. В предварительных экспериментах, описанных в [61], была продемонстрирована эффективность накачки в основное состояние порядка 28% от изначального количества атомов с чистотой поляризации около 40%, что свидетельствует о необходимости доработки теоретической модели.

Для учёта потерь в процессе накачки проводилось моделирование по методу Монте-Карло для 10^5 атомов, захваченных в оптическую решётку. Для каждого j -того атома случайным образом определялось начальное состояние $\psi^j[0] = |F = 4, m_F\rangle$ из равномерного распределения по магнитным подуровням основного состояния. На каждом i -м шаге вероятность рассеяния фотона рассчитывалась как $\zeta^j[i] = \Omega_{F,m_F}^2 / (1 + 2\Omega_{F,m_F}^2)$ для F, m_F на начало этого шага. Далее генерировалось случайное число в диапазоне $\chi \in [0,1]$ и, если оно оказывалось меньше $\zeta^j[i]$, считалось, что атом рассеял фотон ($s^j[i] = 1$), и ему присваивалось новое состояние $\psi^j[i+1]$ исходя из вероятностей распада возбуждённого уровня $|p, F, m_F\rangle$. Если же $\chi \geq \zeta^j[i]$, считалось, что рассеяния не произошло ($s^j[i] = 0$) и $\psi^j[i+1] = \psi^j[i]$. Данная процедура повторялась до момента, пока атом не достигнет одного из центральных подуровней $|g, F = 4, m_F = 0\rangle$ или $|g, F = 3, m_F = 0\rangle$. Таким образом для каждого атома было определено, сколько рассеяний ($s^j[i] \neq 0$) потребовалось для перехода в один из целевых подуровней.

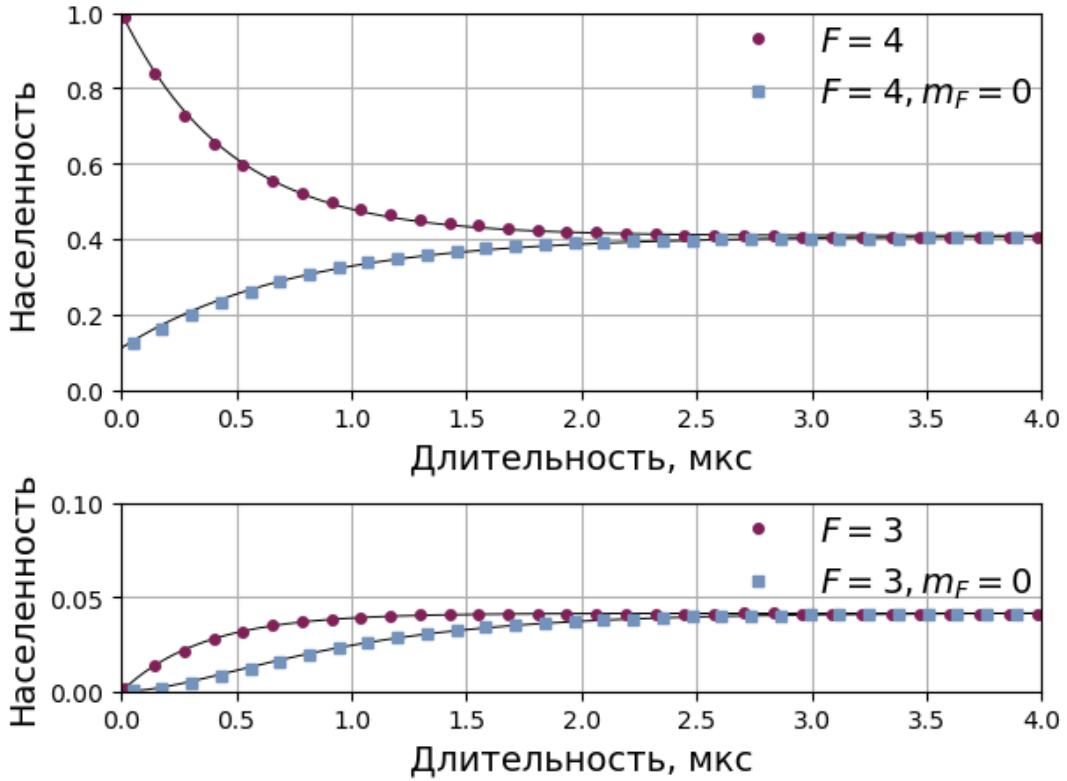


Рис. 6 Моделирование эволюции населённостей исследуемых подуровней с учётом потерь атомов из оптической решётки

Далее каждому j -тому атому присваивалось максимальное количество фотонов, которые он способен рассеять, не покинув оптическую решётку $n_{sc}^j = -n_{thr} \ln(\chi^j)$, где $\chi^j \in [0,1]$ – случайно сгенерированное число, а n_{thr} – некоторое характерное число рассеянных фотонов, которое приводит к потере атома. Для каждого атома, если величина $n^j = \sum_i s^j[i] \geq n_{sc}^j$, атом считается потерянным из решётки в момент рассеяния n_{sc}^j -того фотона, в противном случае – считается, что атом достиг центрального магнитного подуровня. Параметр $n_{thr} = 8$ был определён из экспериментально полученной стационарной населённости уровня $|g, F = 4\rangle$, равной $\eta_4 = 0.41$ (см. ниже), и для этого значения были построены зависимости населённостей исследуемых состояний от времени оптической накачки, рассчитанные из модели (см. Рис. 6). Для уровня $|g, F = 3\rangle$ при данном значении параметра модель предсказывает стационарную населённость $\eta_3 = 0.042$.

Построенная модель также позволяет рассчитать долю потерянных атомов в зависимости от начального состояния: для накачки атомам с крайних магнитных подуровней необходимо рассеять большее количество фотонов накачивающего излучения, что с большей вероятностью ведёт к их потере. Результаты моделирования представлены на Рис. 7.

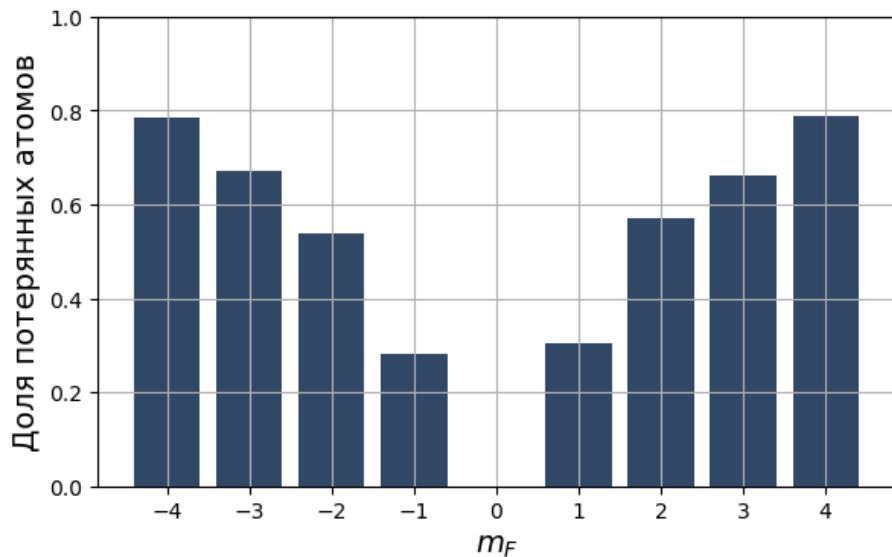


Рис. 7 Доля потерянных атомов в зависимости от магнитного подуровня, в которой атомы находятся изначально

1.4.2 Экспериментальная реализация

Экспериментальная установка была реализована аналогично работе [61], см. Рис. 8. Накачивающее излучение было получено путём удвоения частоты излучения титан-сапфирового лазера, работавшего на длине волны 837.6 нм. Частота лазера была стабилизирована с помощью измерителя длины волны Angstrom WSU-30, что обеспечивало относительную точность стабилизации лучше 10 МГц. Управление частотой и мощностью излучения осуществлялось с помощью акустооптического модулятора. Нужный порядок дифракции вводился в оптическое волокно. На выходе из волокна излучение пропускалось через поляризационный делитель пучка для вычищения поляризации, которая устанавливалась такой, чтобы обеспечивать возбуждение π -переходов. Магнитное поле установлено равным $B = 0.45$ Гс. Для минимизации нагрева атомов в процессе накачки использовалась схема с обратным отражением излучения после

прохождения через вакуумную камеру. Все эксперименты проводились при красной отстройке частоты накачки от обоих резонансов $|g, F = 4\rangle \rightarrow |p, F = 4\rangle$ и $|g, F = 3\rangle \rightarrow |p, F = 3\rangle$.

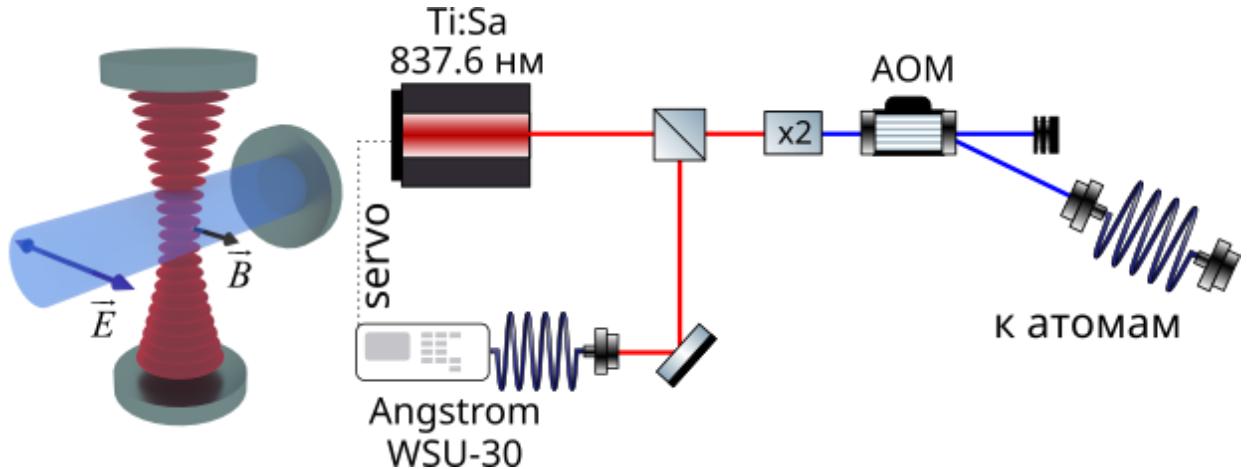


Рис. 8 Экспериментальная реализация оптической накачки. Представлена схема формирования накачивающего излучения и ориентации поляризации.

Измерение населённостей проводилось методом, описанным выше. Предварительно было измерено полное количество атомов без оптической накачки для оценки потерь атомов в процессе эксперимента, и дальнейшие результаты нормированы на это количество атомов. Эффективность накачки на центральный магнитный подуровень оценивалась следующим образом: непосредственно перед процедурой считывания возбуждался соответствующий часовой переход, длительность которого соответствовала π -импульсу, а частота излучения сканировалась через резонанс. Вне резонанса процедура считывания измеряет полное количество атомов на соответствующем сверхтонком подуровне. При попадании в резонанс часовое излучение селективно переводит атомы с центрального магнитного подуровня в долгоживущее часовое состояние, в котором они не взаимодействуют со считающим излучением. Таким образом, по глубине провала в количестве детектируемых атомов может быть определена эффективность накачки на целевой магнитный подуровень.

Результаты приведены на Рис. 9. Достигнутые эффективности соответствуют 36(2)% и 3.8(0.2)%, где неточности связаны с ошибкой приближения функцией sinc^2 и возможной переоценкой вероятности возбуждения часового перехода.

Чистота поляризации состояния при этом составляет порядка 90% для обоих состояний, отличие от единицы может быть связано с неидеальной поляризацией излучения накачки и неидеальной эффективностью π-импульса часового излучения. Отметим также, что это первое детектирование Фурье-ограниченного контура часового перехода $|g, F = 3\rangle \rightarrow |c, F = 2\rangle$ в атомах тулия в оптической решётке.

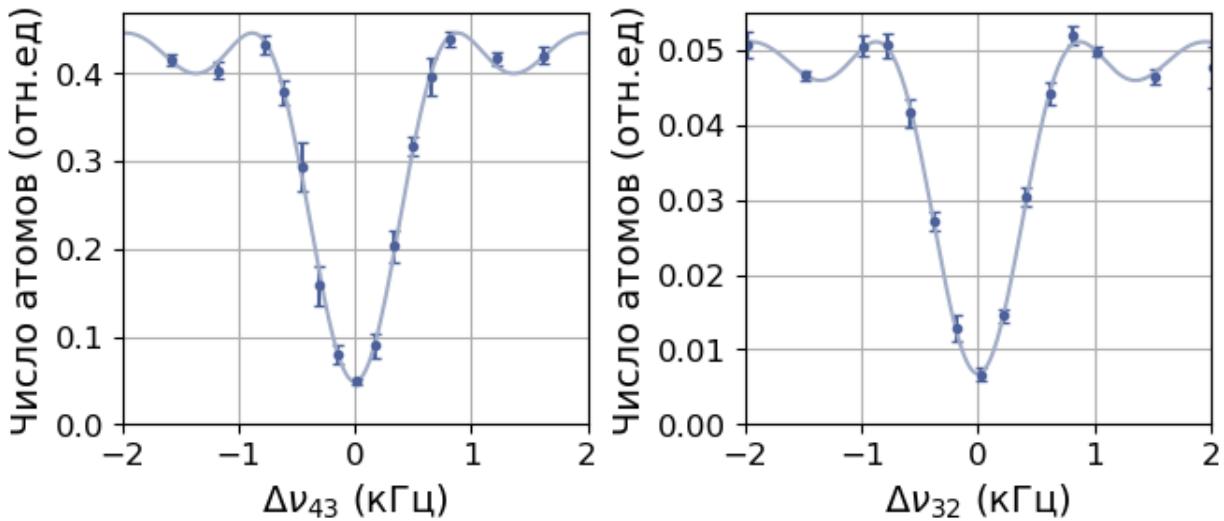


Рис. 9 Результаты спектроскопии часовых переходов. Сигнал нормирован на полное количество атомов, полученное в эксперименте без оптической накачки.

Полученные результаты согласуются с результатами моделирования, учитывающего нагрев и потери атомов из оптической решётки. Для анализа оптимальных параметров частоты и интенсивности накачивающего излучения, а также времени оптической накачки, описанный выше эксперимент повторялся в различных условиях. Результаты эксперимента были приближены моделью с учётом нагрева атомов и представлены на Рис. 10. Серые столбцы отражают полное количество атомов в соответствующем сверхтонком состоянии, синие – долю атомов на центральном магнитном подуровне, все результаты нормированы на полное количество атомов в отсутствие оптической накачки. Для приближения полученных экспериментальных данных использовалась описанная выше модель,

учитывающая потери атомов, результаты моделирования представлены голубой поверхностью, вставки на Рис. 10 – отличие модели от результатов эксперимента.

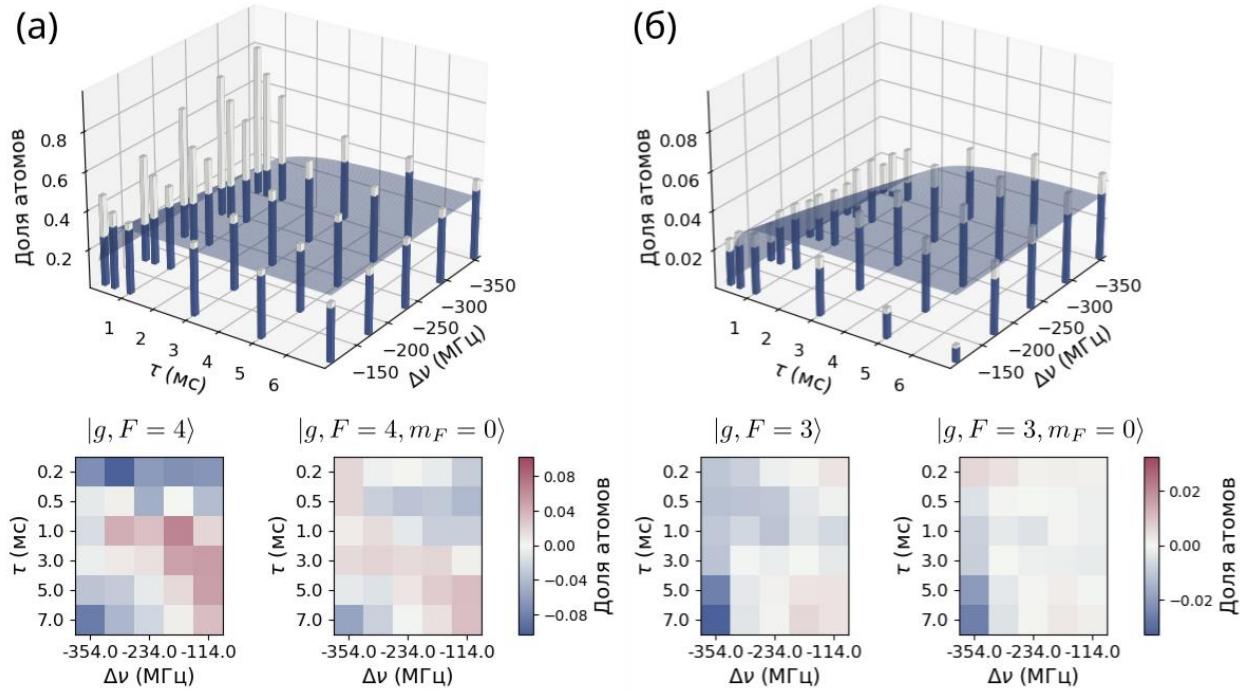


Рис. 10 Эффективность оптической накачки на уровнях $|g, F = 4\rangle$ (а) и $|g, F = 3\rangle$ (б) в зависимости от длительности и отстройки излучения по частоте (относительно резонанса с переходом $|g, F = 4\rangle \rightarrow |p, F = 4\rangle$). Серые столбцы – полная населённость сверхтонкого состояния, синие – количество атомов на центральном магнитном подуровне, результаты нормированы на полное количество атомов в отсутствие накачки. Голубая поверхность – результаты приближения моделью с учётом потерь атомов в результате нагрева, вставки ниже – отличие экспериментальных результатов от предсказания модели.

Видно, что вдали от резонанса согласование экспериментальных результатов с предсказаниями модели достаточно близко, однако вблизи резонанса рассмотренная модель рассеяния и нагрева начинает работать хуже. Тем не менее вдали от резонанса в широком диапазоне параметров наблюдается эффективная накачка на центральные магнитные подуровни с характерными населённостями $\eta_{4,0} = 36(2)\%$ и $\eta_{3,0} = 3.8(0.2)\%$ от начального количества атомов, захваченных в оптическую решётку, что соответствует $140(8) \times 10^3$ и $15(0.8) \times 10^3$ атомов. Данные результаты демонстрируют, во-первых, достаточную для спектроскопии двух часовых переходов эффективность подготовки начальных состояний и, во-

вторых, устойчивость процесса к флуктуациям параметров накачивающего излучения (как частоты, так и мощности).

1.5 Измерение вероятности возбуждения часовых переходов

Продемонстрированные результаты уже позволяют перейти к реализации бихроматического возбуждения, однако для уменьшения влияния шумов количества атомов на результаты спектроскопии часовых переходов необходимо перейти от регистрации эффективности возбуждения по провалу в количестве атомов к расчету непосредственно вероятности возбуждения из результатов эксперимента. Для этого необходимо измерить не только количество невозбуждённых атомов, оставшихся в основном состоянии N_g , но и количество возбуждённых на часовой уровень атомов N_c . Тогда вероятность, построенная из измеренных величин как

$$\eta = \frac{N_c}{N_g + N_c}, \quad (7)$$

будет нечувствительна к флуктуациям количества атомов между циклами измерения при условии, что указанные величины измерены в одном цикле. Отметим также что для реализации бихроматического опроса данные величины необходимо определить за один цикл эксперимента для каждого из часовых переходов.

Процедура измерения населённостей подуровней основного состояния была описана выше. Таким образом, задача сводится к последующему измерению населённостей часовых уровней. Поскольку оптическая решётка сформирована на длине волны, близкой к магической, поляризуемости основного и возбуждённого часового состояний близки. Это означает, что атомы, переведённые в часовое состояние, остаются захваченными в решётке. При этом время жизни часового состояния $\tau_c = 112$ мс является достаточным для того, чтобы реализовать процедуру считывания его населённости после завершения считывания населённостей в основном состоянии, которое занимает ~ 8 мс.

Для измерения населённостей часовых состояний было предложено несколько методов: это можно осуществить путём их дальнейшего возбуждения на короткоживущий уровень, распадающийся в основное состояние [73], или последовательного девозбуждения тем же часовым излучением [74]. Поскольку второй способ не требует дополнительных лазерных систем, для дальнейших исследований был выбран именно он.

Так как в процессе спектроскопии для минимизации Фурье-ограниченной ширины линии часового перехода используются импульсы длительностью 80 мс (характерная ширина контура порядка 10 Гц), можно считать, что в процессе измерений частота лазера стабильна с точностью как минимум 10 Гц. Следовательно, для девозбуждающего импульса длительностью 1 мс с характерной шириной линии 800 Гц возможные флуктуации частоты лазерного источника между измерениями влияют на эффективность переноса населённости на уровне менее 0.1%. Измерения также показали, что мощность часового излучения в системе стабильна с точностью порядка 5%. Так как эффективность импульса зависит от частоты Раби как $\eta(t) = \sin^2(\Omega_R t/2)$, а частота Раби в свою очередь пропорциональна корню из мощности излучения, данные флуктуации приведут к колебаниям эффективности вблизи максимума порядка $\delta\eta = -\pi^2/16 \cdot (\delta P/P)^2 \sim 0.2\%$. Характерные шумы при измерении количества атомов составляют несколько процентов, и на этом фоне эффективность переноса населённости из часовых состояний может считаться постоянной.

Данная методика может быть реализована как селективно для каждого из часовых переходов в отдельности, так и последовательно для обоих переходов в рамках единого цикла измерений. Однако её применение требует предварительной калибровки по двум основным причинам. Во-первых, конечное время жизни часовых уровней приводит к их спонтанному распаду в состояния основного уровня. При этом состояние $|c, F = 3\rangle$ с вероятностью 3.7% распадается в состояние $|g, F = 3\rangle$, что ведёт к взаимному влиянию двух переходов при обработке бихроматического опроса. Во-вторых, эффективность девозбуждения отличается от

единицы из-за упомянутого спонтанного распада и возможных технических ограничений, связанных, например, с паразитным отражением часового излучения [75].

Импульсная схема, используемая для считывания всех требуемых населённостей за один цикл эксперимента, изображена на Рис. 11 и включает следующие стадии:

1. После спектроскопического импульса часового излучения необходимой длины с помощью 200 мкс подсвечивающего излучения считывается населённость уровня $|g, F = 4\rangle$.
2. Затем после 4 мс ожидания процедура повторяется с добавлением перекачивающего излучения для считывания населённости $|g, F = 3\rangle$. Так как количество атомов в этом состоянии существенно ниже, для получения сопоставимого уровня сигнала и работы камеры в линейном режиме в данном импульсе длительность подсветки установлена равной 700 мкс; известная калибровка камеры позволяет учесть эту асимметрию в процессе обработки результатов.
3. Два импульса часового излучения переносят населённость из часовых уровней обратно в основные.
4. Аналогично пункту 1 проводится считывание населённости уровня $|g, F = 4\rangle$, что соответствует атомам, возвращенным из состояния $|c, F = 3\rangle$.
5. Аналогично пункту 2 проводится считывание населённости уровня $|g, F = 3\rangle$, что соответствует атомам, возвращенным из состояния $|c, F = 2\rangle$.

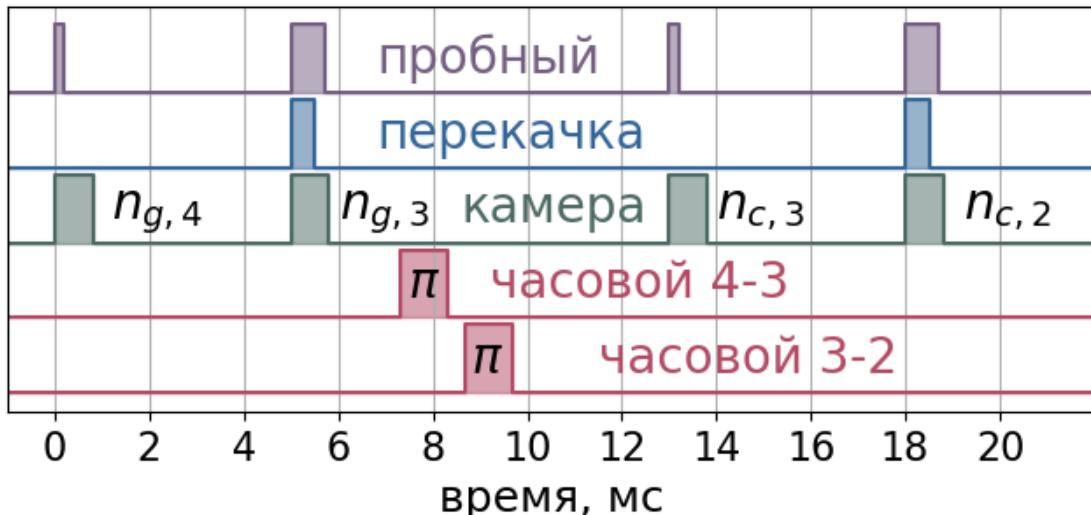


Рис. 11 Импульсная схема считывания; приведены характерные длительности считающего, перекачивающего и часовых импульсов, а также моменты включения CMOS камеры

Для данной схемы расчёт количества атомов из измеренных значений проводился следующим образом:

$$N_{g,4} = n_{g,4},$$

$$N_{c,3} = \xi_{c,3} n_{c,3}, \quad (8)$$

$$N_{g,3} = n_{g,3} - \xi_{g,3} n_{c,3},$$

$$N_{c,2} = \xi_{c,2} n_{c,3}.$$

Здесь коэффициенты $\xi_{c,3}$, $\xi_{c,2}$ и $\xi_{g,3}$ учитывают спонтанный распад часового состояния, n – количество атомов, измеренное в эксперименте, N – количество атомов на исследуемом подуровне на момент окончания спектроскопии часовых переходов, которое должно использоваться для расчета вероятности. Для определения этих коэффициентов проводилась предварительная калибровка, при которой частота выбранного часового излучения сканировалась через резонанс, при этом измерялись населённости всех подуровней. Коэффициенты определялись из предположения, что полное количество атомов в эксперименте не зависит от частоты любого из импульсов часового излучения. Пример результатов обработки представлен на Рис. 12.

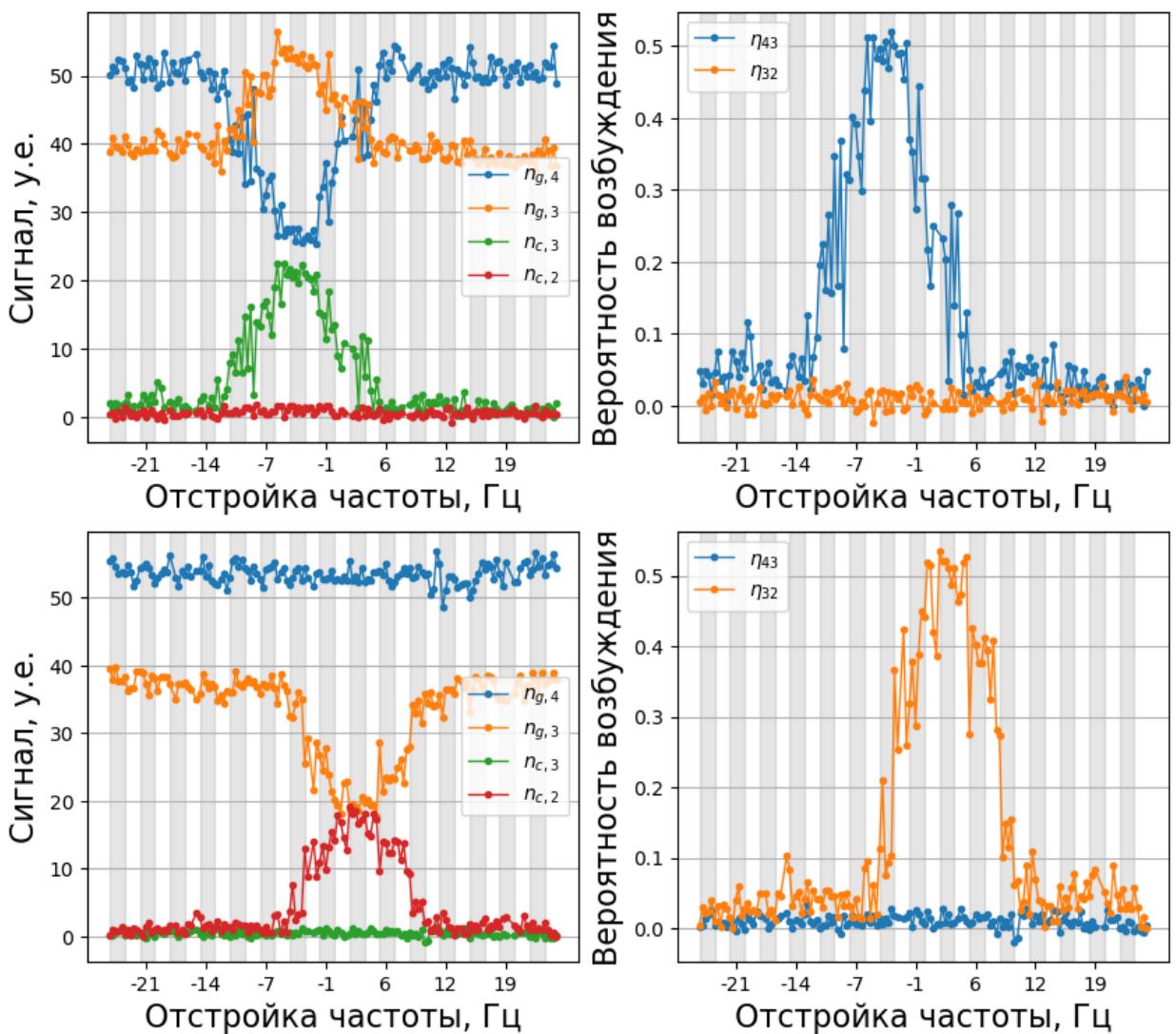


Рис. 12 Результаты калибровки считывания эффективности возбуждения переходов «4-3» (сверху) и «3-2» (снизу)

Для демонстрации результативности данной калибровки приведём также иллюстративные результаты по бихроматической спектроскопии, где оба перехода возбуждались одновременно, однако отстройки были подобраны так, чтобы пики возбуждения были разнесены (см. Рис. 13).

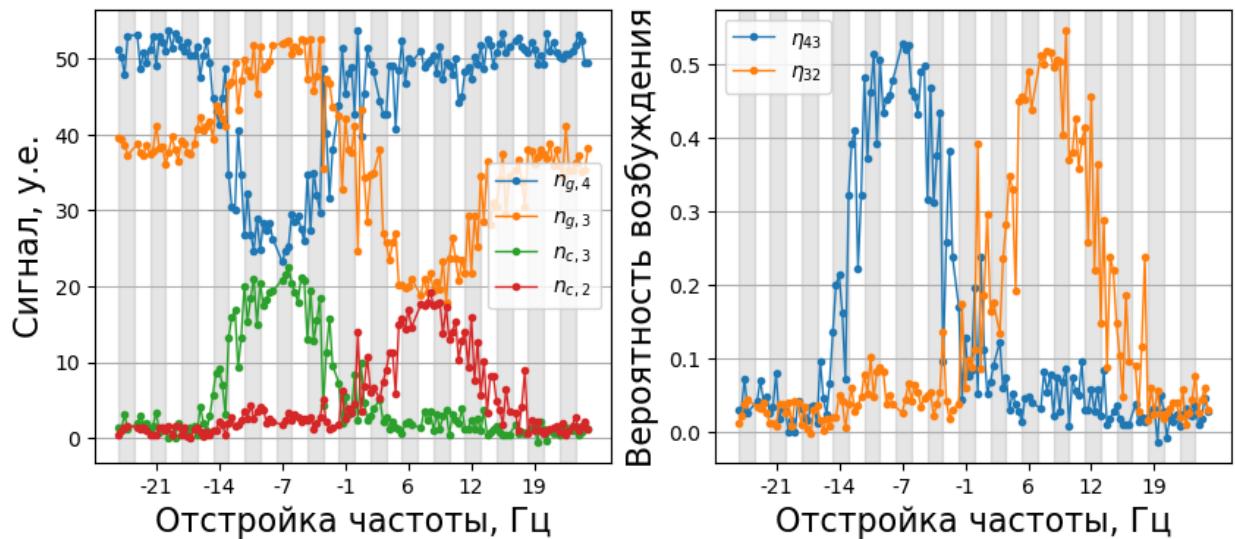


Рис. 13 Бихроматическое возбуждение часовых переходов. Демонстрация эффективности используемого метода калибровки считывания.

Таким образом, приведённый способ считывания с учетом калибровки позволяет за один цикл измерений восстановить вероятность возбуждения каждого из часовых переходов, что, в свою очередь, позволяет подавить шумы, связанные с флукутациями количества атомов между измерениями.

Основные результаты Главы 1

1. Разработана схема считывания населённостей сверхтонких подуровней основного состояния атомов тулия $|g, F = 4\rangle$ и $|g, F = 3\rangle$, проведена калибровка для оценки абсолютного количества атомов.
2. Продемонстрирован метод одновременной подготовки двух начальных состояний $|g, F = 4, m_F = 0\rangle$ и $|g, F = 3, m_F = 0\rangle$ с достаточной для реализации бихроматического опроса эффективностью.
3. Разработана и откалибрована схема считывания, которая позволяет в рамках одного экспериментального цикла измерить населённости как основных, так и часовых уровней. Это позволяет определить

вероятность возбуждения каждого из часовых переходов, что понижает чувствительность системы к шумам в количестве атомов между циклами измерений.

4. Продемонстрировано бихроматическое возбуждение двух часовых переходов в атомах тулия.

Глава 2 Бихроматическая спектроскопия и формирование синтетической частоты

Разработанные методы подготовки начальных состояний и измерения вероятности возбуждения часовых переходов позволяют реализовать метод бихроматического опроса и построения синтетической частоты, для которой квадратичный эффект Зеемана должен быть подавлен.

2.1 Основные систематические сдвиги

2.1.1 Эффект Зеемана

Спин ядра атома тулия равен $I = 1/2$, что позволяет найти энергии уровней $|J, F = J \pm 1/2, m_F\rangle$ в присутствии магнитного поля из формулы, аналогичной формуле Брейта-Раби [36,47]:

$$E_{J,F=J\pm 1/2,m_F} = -\frac{1}{4}A_J + g_J\mu_B B_0 m_F \pm \frac{\hbar A_J(2J+1)}{4} \sqrt{1 - \frac{4m_F}{2J+1}x + x^2}. \quad (9)$$

Здесь $A_J = 2\hbar\nu_J/(2J+1)$ – константа сверхтонкого расщепления, $x = \frac{2(g_J\mu_b - g_I\mu_N)}{\hbar A_J(2J+1)}B_0$, μ_B и μ_N – магнетон Бора и ядерный магнетон соответственно, а g_J и g_N – g -факторы уровня $|J\rangle$ и ядра соответственно. Как упоминалось ранее, для компенсации линейного эффекта Зеемана часовые переходы возбуждаются между центральными магнитными подуровнями $m_F = 0$, что позволяет из формулы 9 выразить сдвиг энергии из-за квадратичного эффекта Зеемана при малых магнитных полях как

$$\Delta E_{J,F=J\pm 1/2,m_F=0}^Z = \pm \frac{(g_J\mu_b - g_I\mu_N)^2}{2\hbar A_J(2J+1)} B_0^2 = \mp \beta_J B_0^2, \quad (10)$$

где β_J – коэффициент квадратичного зеемановского сдвига (учтён отрицательный знак константы сверхтонкого расщепления A_J для рассматриваемых уровней).

Подставляя значения сверхтонкого расщепления и g -факторов Ланде из работ [46,47], для исследуемых уровней находим $\beta_{7/2} = 425.99 \text{ Гц}/\text{Гс}^2$ и $\beta_{5/2} = 169.14 \text{ Гц}/\text{Гс}^2$, что для частот переходов «4-3» и «3-2» дает коэффициенты $\beta_{4-3} = -\beta_{3-2} = 256.85 \text{ Гц}/\text{Гс}^2$. Таким образом, для синтетической частоты сдвиг, обусловленный квадратичным эффектом Зеемана, оказывается компенсирован:

$$\Delta v_s^{qz} = \frac{\Delta v_{43}^{qz} + \Delta v_{32}^{qz}}{2} = \frac{\beta_{4-3} + \beta_{3-2}}{2} B_0^2 = 0. \quad (11)$$

Отметим, что данное утверждение верно также без разложения зависимости 9 в ряд Тейлора, остается справедливым в рамках применимости формулы Брейта-Раби и не зависит от большинства поправок, влияющих на величины g -факторов и значений сверхтонкого расщепления [76–78].

Чтобы оценить поправки к полученному тождеству, необходимо выйти за пределы двухуровневой системы и рассмотреть взаимодействие между другими уровнями. Следующая поправка будет обусловлена взаимодействием уровней тонкой структуры, и для её оценки можно воспользоваться теорией возмущений второго порядка:

$$\Delta E_{J,F,m_F=0} = \sum_{F',m_F'} \frac{|\langle J',F',m_F' | \vec{\mu} \vec{B}_0 | J,F, m_F = 0 \rangle|^2}{E_{J,F,m_F=0} - E_{J',F',m_F'}}. \quad (12)$$

Так как вклад сверхтонких компонент одного уровня учтен в формуле Брейта-Раби, суммирование ведётся только по состояниям другого подуровня тонкой структуры. В знаменателе также пренебрежём значением сверхтонкого расщепления, так как оно на 5 порядков меньше разницы энергий между тонкими подуровнями. Значения матричных элементов могут быть найдены из теоремы Вигнера-Эккарта [79]:

$$\langle J',F',m_F' | \vec{\mu} \vec{B} | J,F, m_F \rangle = B_0 (-1)^{F'-m_{F'}} \langle J',F' | |\vec{\mu}| | J,F \rangle \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ -m_F' & 0 & m_F \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Здесь $\begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ -m'_F & 0 & 0 \end{pmatrix}$ – 3j-символ, а $\langle J', F' | |\vec{\mu}| | J, F \rangle$ – приведённый матричный элемент, который, в свою очередь, можно найти из вероятности перехода [80]:

$$A = \frac{1}{\tau} = \frac{64\pi^4}{3hc^3} \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{v^3 |\langle J', F' | |\vec{\mu}| | J, F \rangle|^2}{2F_{\text{upp}} + 1}. \quad (14)$$

Так как часовые переходы в атомах тулия именно магнитодипольные [81], его время жизни $\tau_{cl} = 112$ мс можно использовать для расчёта указанной поправки.

В формуле 13 отличными от нуля будут только коэффициенты, связывающие те же уровни, между которыми возбуждаются часовые переходы. При этом если состояние $|c, F = 2\rangle$ распадается только в состояние $|g, F = 3\rangle$, то для состояния $|c, F = 3\rangle$ необходимо учесть коэффициент ветвления [79]

$$A_{F',F} = (2F + 1)(2J' + 1) \left\{ \begin{matrix} J' & F' & I \\ F & J & 1 \end{matrix} \right\}^2 A_{J',J}, \quad (15)$$

где штрихованные величины соответствуют часовому уровню, а в фигурных скобках указан 6j-символ. Подставляя значения, находим $\Delta E_{J=3\pm1/2,F,m_F=0} \approx \mp hB^2 \times 1.56$ мГц/Гс². Это дает оценку на остаточный коэффициент квадратичного эффекта Зеемана для синтетической частоты $\beta_s^{res} \approx 3.1$ мГц/Гс², что как минимум на 4 порядка ниже чувствительности каждого из переходов в отдельности.

2.1.2 Динамический эффект Штарка

Применение описанной техники требует аккуратного учёта более тонких систематических эффектов, в особенности если они так или иначе связаны с магнитным полем. Наибольший интерес в этом контексте представляет эффект Штарка при взаимодействии атомов с излучением оптической решётки. Для более подробного рассмотрения введём основные величины, использующиеся при анализе эффекта Штарка.

Во внешнем электрическом поле с амплитудой \vec{E} сдвиг энергии уровня $|J, F, m_F\rangle$ в дипольном приближении может быть записан через поляризуемость состояния $\alpha_{J,F,m_F}(\omega)$:

$$\Delta E_{J,F,m_F} = -\alpha_{J,F,m_F}(\omega) \frac{E^2}{4}. \quad (16)$$

В текущих экспериментах внутри усиливающего резонатора оптической решётки установлена призма Глана-Тейлора, что позволяет считать поляризацию излучения решётки линейной и разложить поляризуемость на скалярную и тензорную компоненты [82,83] в виде

$$\alpha_{J,F,m_F} = \alpha_J^s + \frac{3 \cos^2(\theta) - 1}{2} \times \frac{3m_F^2 - F(F+1)}{F(2F-1)} \alpha_{J,F}^t. \quad (17)$$

Здесь, как и ранее, θ – угол между поляризацией оптической решётки и осью квантования (магнитным полем).

Вклад дискретного спектра в скалярную поляризуемость может быть выражен через вероятность спонтанного распада в единицу времени $A_{J_u \rightarrow J_d}$ путём суммирования по всем уровням $J' \neq J$

$$\alpha_{J,F}^s(\omega) = \alpha_J^s(\omega) = \frac{c^3}{2a_0^3} \sum_{J'} \frac{2J_u + 1}{2J_d + 1} \frac{1}{\omega_{J'J}^2} \frac{A_{J_u \rightarrow J_d}}{\omega_{J'J}^2 - \omega^2}, \quad (18)$$

где $J_u = J'$ и $J_d = J$, если уровень J' лежит выше, чем J по энергии, и наоборот, если ниже.

Для тензорной поляризуемости зависимость включает также квантовое число полного момента F :

$$\begin{aligned} \alpha_{J,F}^t(\omega) &= \alpha_J^t(\omega) (-1)^{I+J+F} \left\{ \begin{matrix} F & J & I \\ J & I & 2 \end{matrix} \right\} \\ &\times \sqrt{\frac{F(2F-1)(2F+1)(2J+3)(2J+1)(J+1)}{(2F+3)(F+1)(2J-1)J}}, \end{aligned} \quad (19)$$

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

Для анализа сдвига частоты перехода вводится понятие дифференциальной поляризуемости, равной разнице поляризуемостей верхнего и нижнего уровней, между которыми переход возбуждается $\Delta\alpha(\omega) = \alpha_{J',F',m'_F}(\omega) - \alpha_{J,F,m_F}(\omega)$. В задачах атомных оптических часов оптическая решётка формируется на так называемой магической длине волны (частоте), для которой выполняется условие $\Delta\alpha(\omega_m) = 0$ [39,40].

Первым важным следствием данного рассмотрения является то, что при подстановке значений квантовых чисел в формулу 17 для центральных магнитных подуровней $m_F = 0$ полная поляризуемость как основного, так и часового состояний не зависит от квантового числа полного момента атомов F . Это означает, что дифференциальные поляризуемости двух часовых переходов одинаковы, и магические длины волн для перехода «4-3» также являются магическими для перехода «3-2».

Данное равенство было проверено экспериментально в работе [46], где получены следующие оценки:

$$\alpha_{g,F=3}^s - \alpha_{g,F=4}^s = -1.1(0.4) \times 10^{-5} \text{ а.е.}$$

$$\frac{9}{7}\alpha_{g,F=4}^t - \frac{7}{5}\alpha_{g,F=3}^t = -1.1(0.4) \times 10^{-7} \text{ а.е.} \quad (20)$$

$$\alpha_{c,F=2} - \alpha_{c,F=3} = 4(3) \times 10^{-5} \text{ а.е.}$$

При рабочих параметрах эксперимента полученные величины приведут к поправкам на уровне не выше 10^{-17} в относительных единицах. Для текущих задач эта оценка позволяет считать дифференциальные поляризуемости часовых переходов одинаковыми.

Ещё одним следствием является зависимость штарковского сдвига от угла между поляризацией оптической решётки и магнитным полем в эксперименте. В работах [36–38] были найдены магические длины волн как для угла $\theta = 0$ в области 813 нм, так и для $\theta = \pi/2$ вблизи 1064 нм. Последняя область длин волн особенно перспективна для использования в оптических часах по двум причинам: во-первых, для неё доступны мощные и стабильные лазерные источники, во-вторых, из-за отсутствия сильных переходов в этом диапазоне частот зависимость поляризуемости от длины волны низка (на 3 порядка ниже аналогичной величины для стронциевых оптических часов [38,84]), поэтому текущие эксперименты ведутся именно в ориентации $\theta = \pi/2$ на длине волны 1064 нм.

Для упрощения дальнейшего анализа из выражения 16 запишем глубину потенциала решётки через поляризуемость центрального магнитного подуровня основного состояния на длине волны 1064 нм $\alpha_g = 152$ а.е.:

$$U = \left| -\alpha_g \frac{E^2}{4} \right|. \quad (21)$$

Также введём приведённые дифференциальные поляризуемости, нормированные на поляризуемость основного состояния и выраженные в единицах частоты отдачи $v_{rec} = E_{rec}/h = 2\pi\hbar k_{lat}^2/2m_{Tm} = 1043$ кГц, и приведённую глубину решётки, нормированную на энергию отдачи $u = U/E_{rec}$:

$$\Delta\tilde{\alpha}^s = \frac{\Delta\alpha^s}{\alpha_g} \frac{E_{rec}}{h} = \frac{\alpha_c^s - \alpha_g^s}{\alpha_g} \frac{E_{rec}}{h}, \quad (22)$$

$$\Delta\tilde{\alpha}^t = \frac{\Delta\alpha^t}{\alpha_g} \frac{E_{rec}}{2h} = \frac{\frac{(F_g + 1)}{(2F_g - 1)} \alpha_g^t - \frac{(F_c + 1)}{(2F_c - 1)} \alpha_c^t}{\alpha_g} \frac{E_{rec}}{2h}. \quad (23)$$

Через эти величины сдвиг, связанный с динамическим эффектом Штарка при взаимодействии с оптической решёткой глубиной U , может быть записан как

$$\Delta v_{\text{Stark}} = \Delta v^s + \Delta v^t = (\Delta\tilde{\alpha}^s + (3\cos^2(\theta) - 1)\Delta\tilde{\alpha}^t) \times u. \quad (24)$$

Если направление поляризации решётки в экспериментальной установке можно считать стабильным благодаря призме Глана-Тейлора, установленной внутри усиливающего резонатора, то флуктуации магнитного поля могут привести к отклонению угла θ от целевого значения, что согласно уравнению 17 приведёт к штарковскому сдвигу, пропорциональному $\cos^2(\pi/2 + \delta\theta) = \sin^2(\delta\theta)$ и дифференциальной тензорной поляризуемости часового перехода $\Delta\tilde{\alpha}^t$. Как обсуждалось выше, поляризуемости часовых переходов для текущих задач можно считать одинаковыми, что приводит к одинаковым сдвигам для переходов «4-3» и «3-2» и отразится на синтетической частоте как

$$\Delta v_s^{Stark} = \frac{\Delta v_{43}^{Stark} + \Delta v_{32}^{Stark}}{2} \approx \Delta v_{43}^{Stark} \approx \Delta v_{32}^{Stark}. \quad (25)$$

Данный эффект необходимо учитывать в дальнейших экспериментах даже при постоянной глубине решётки. Ниже будет описан экспериментальный способ характеризации и стабилизации данного эффекта.

Приведённое рассмотрение верно в дипольном приближении, и для анализа следующих поправок необходимо принять во внимание магнитодипольную, электроквадрупольную поляризуемости и гиперполяризуемость [38,84]. Этот сдвиг также существенно зависит от температуры атомов и распределения по колебательным состояниям. Вблизи магической длины волны сдвиг с учётом этих эффектов может быть записан как [38,84]

$$\begin{aligned} h\Delta v(\delta_{mw}, n_z, u) &= \\ &= \left(\frac{\partial \tilde{\alpha}^E}{\partial v} \delta_{mw} - \tilde{\alpha}^{qm} \right) \left(n_z + \frac{1}{2} \right) u^{1/2} \\ &\quad - \left(\frac{\partial \tilde{\alpha}^E}{\partial v} \delta_{mw} + \frac{3}{2} \tilde{\beta} \left(n_z^2 + n_z + \frac{1}{2} \right) \right) u + 2\tilde{\beta} \left(n_z + \frac{1}{2} \right) u^{3/2} - \tilde{\beta} u^2. \end{aligned} \quad (26)$$

Здесь введены величины δ_{mw} – отстройка от магической длины волны, n_z – продольное колебательное квантовое число в приближении гармонического потенциала пучности решётки, $\tilde{\alpha}^E$, $\tilde{\alpha}^{qm}$, $\tilde{\beta}$ – дифференциальные электродипольная,

мультипольная и гипер- поляризуемости, нормированные на электродипольную поляризуемость центрального магнитного подуровня основного состояния аналогично формулам 22-23. Для учёта поперечного движения атомов глубину решётки u следует усреднить по радиальным колебательным состояниям $\bar{u}^j \approx (1 - jk_B T_r / u E_R) u^j$, где T_r – характерная температура распределения атомов по радиальным колебательным подуровням, а j – рассматриваемая степень глубины потенциала [84].

Для лучшего контроля данных эффектов в эксперименте непосредственно перед возбуждением часовых переходов в цикл эксперимента включена стадия «просеивания» атомов [38]. В этой стадии глубина решётки за время порядка 20 мс понижается до некоторого минимального значения, после чего за 20 мс ожидания наиболее горячие атомы покидают область захвата и ещё за 20 мс глубина решётки вновь поднимается до некоторого целевого значения. Этот процесс позволяет снизить среднее значение продольного колебательного квантового числа до $\bar{n}_z \approx 2$ [38]. Оценка на коэффициенты формулы 26 приведена в Таблица 2, расчёты проводились из характеристик известных переходов в атоме тулия [37,38]. Для глубины решётки $u \approx 300$, сформированной на магической длине волны, это приводит к сдвигу порядка 50 мГц. Так как глубина решётки поддерживается постоянной в эксперименте, флуктуации данной величины можно считать пренебрежимо малыми по сравнению с текущей точностью измерений. Этот сдвиг может быть дополнительно подавлен путём подбора отстройки δ_{mw} и «магической интенсивности» оптической решётки, однако для реализации такого подхода нужны существенно более точные экспериментальные измерения параметров, указанных в Таблица 2. Для характеристизации этих параметров в будущих исследованиях планируется разработать альтернативный метод подготовки начальных состояний, не приводящий к нагреву атомов, а также протоколы селективной подготовки атомов в различных колебательных состояниях оптической решётки.

Таблица 2 Коэффициенты для расчёта штарковского сдвига с учётом поляризумостей старших порядков

$\frac{\partial \tilde{\alpha}^E}{h \partial v}$	1.6×10^{-14}
$\tilde{\alpha}^{qm}/h$	1.2 мГц
$\tilde{\beta}/h$	-1.5 нГц

2.2 Стабильность измерений

2.2.1 Девиация Аллана

Помимо систематических эффектов, вызывающих сдвиги и неточности в определении частот часовых переходов, экспериментальные измерения подвержены влиянию шумов. Эти шумы могут быть связаны как с характеристиками экспериментальной установки (например, шумы магнитного поля, мощности и частоты часового излучения, глубины оптической решётки и т.д.), так и с фундаментальными ограничениями, такими как квантовый проекционный шум (QPN). Для снижения влияния шумов в экспериментах традиционно применяется усреднение по серии измерений. Для оценки шумовых характеристик системы и статистической погрешности, возникающей в процессе такого усреднения, используются вариация или дисперсия Аллана [1,85].

Для случайной величины $y(t)$, периода измерений T и времени наблюдения внутри этого периода $\tau \leq T$ вводится понятие М-выборочной дисперсии:

$$\sigma_y^2(M, T, \tau) = \frac{1}{M-1} \sum_{i=0}^{M-1} \left(\bar{y}_i - \frac{1}{M} \sum_{j=0}^{M-1} \bar{y}_j \right)^2. \quad (27)$$

Дисперсией или вариацией Аллана называют величину $\sigma_y^2(\tau) = \langle \sigma_y^2(2, \tau, \tau) \rangle$, которая как функция времени, даёт информацию о шумовых характеристиках величины и зависимости результатов измерения от выбранного времени усреднения. Данная величина может быть записана как

$$\sigma_y^2(\tau) = \left\langle \sum_{i=0}^1 \left(\bar{y}_i - \frac{1}{2} \sum_{j=0}^1 \bar{y}_j \right)^2 \right\rangle = \frac{1}{2} \langle (\bar{y}_1 - \bar{y}_0)^2 \rangle, \quad (28)$$

где усреднение \bar{y}_i берётся по i -тому промежутку времени, а $\langle \dots \rangle$ – по всем последовательным парам интервалов усреднения.

Для более подробного анализа также часто вводят модифицированную дисперсию Аллана, при вычислении которой соседние интервалы \bar{y}_i могут перекрываться [86]. Для этого в наборе данных можно выделить некоторое разбиение на минимально возможные периоды τ_0 , тогда каждое время усреднения может быть выражено как $\tau = n\tau_0$, а формула 28 с учетом перекрывающихся интервалов может быть переписана как

$$mod\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2} \left\langle \left(\frac{1}{n} \sum_{i=0}^{n-1} \bar{y}_{i+n} - \bar{y}_i \right)^2 \right\rangle. \quad (29)$$

В дальнейших исследованиях, если не указано отдельно, будет использоваться именно модифицированная дисперсия Аллана.

Величина $\sigma_y(\tau)$ характеризует стабильность результатов измерений. Обычно под относительной нестабильностью частоты имеют в виду значение девиации Аллана $\sigma_y(\tau)$ для величины $y = \frac{f-f_0}{f_0}$, где под f_0 понимают некоторую идеальную целевую частоту, а под f – мгновенную частоту лазерного осциллятора, настроенного на f_0 . В дальнейших измерениях для анализа дисперсии Аллана некоторой определяемой величины F (не обязательно частота), дисперсия будет строиться для $y = \frac{F-F_0}{F_0}$, где F_0 – среднее значение F за всё время измерений.

2.2.2 Система цифровой стабилизации частоты

Для анализа рассматриваемых эффектов требуется измерение частоты на уровне как минимум 10^{-16} в относительных единицах, что соответствует точности спектроскопии порядка 0.1 Гц. Из-за флюктуаций частоты лазерного источника и

возможных шумов параметров эксперимента простая спектроскопия контура возбуждения часовых переходов не может обеспечить требуемой точности, и, как обсуждалось выше, требуется проведение долговременных измерений и их усреднения. Типичной техникой для проведения таких измерений является стабилизация частоты излучения к атомному переходу.

В текущих экспериментах с атомами тулия ширина контура возбуждения равна 10 Гц и ограничена временем опроса перехода. Так как естественная ширина линии составляет порядка 1.4 Гц, дальнейшее сужение возможно, однако из-за конечного времени жизни $\tau_c = 112$ мс это приводит к уменьшению отношения сигнала к шуму и ухудшению стабильности системы. При этом лазерный источник, использующийся для возбуждения часовых переходов, демонстрирует характерную нестабильность порядка 2×10^{-15} на 1 с измерений [87], что соответствует величине меньше герца.

Это позволяет реализовать медленную цифровую петлю обратной связи, в которой по результатам одного или нескольких измерений (длительность экспериментального цикла составляет около 1 секунды) на основе вероятности возбуждения часового перехода рассчитывается отклонение частоты излучения от резонансного значения и формируется сигнал ошибки. Этот сигнал подаётся на акустооптический модулятор. Поскольку каждый переход адресуется с помощью отдельного АОМа, а в эксперименте обеспечена возможность считывания вероятности возбуждения двух часовых переходов в рамках одного цикла, данная система стабилизации позволяет проводить долгосрочные измерения синтетической частоты.

Для формирования сигнала ошибки в эксперименте применяется попаременный опрос на двух склонах резонансного контура перехода. В каждом цикле эксперимента проводится возбуждение перехода с отстройкой от предполагаемого резонанса на половину ширины линии (5 Гц), при этом знак отстройки меняется от цикла к циклу.

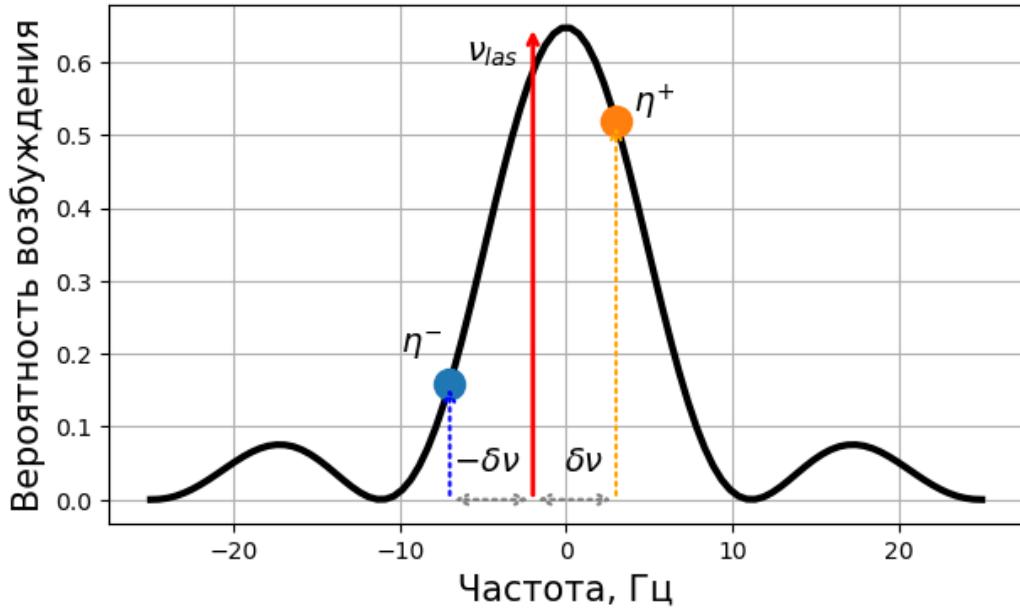


Рис. 14 Формирование сигнала ошибки. Черным отображен контур возбуждения прямоугольным π-импульсом, описываемый функцией sinc^2 (см. формулу 30). Красная стрелка иллюстрирует положение частоты лазерного источника относительно центра контура возбуждения, η^- и η^+ – измеряемые вероятности возбуждения при отстройке на $\delta\nu = 5$ Гц в левую и правую стороны соответственно.

Если частота лазера совпадает с резонансом, то опрос на правом и левом склонах даёт одинаковую вероятность возбуждения, равную половине максимальной. Если же частота лазера ниже резонансной, то опрос на левом склоне даст вероятность возбуждения меньше половины, а на правом склоне — больше. В противном случае результаты опроса будут противоположными. Иллюстрация схемы приведена на Рис. 14. Чёрной линией представлен спектр возбуждения часового перехода прямоугольным импульсом с длительностью $\tau = 80$ мс и частотой Раби, соответствующей π-импульсу $\Omega\tau = \pi$:

$$\eta(\nu) = \eta_{max} \frac{\pi^2}{4} \text{sinc}^2 \left(\frac{\pi}{2} \sqrt{1 + \frac{4\pi^2(\nu - \nu_0)^2}{\Omega^2}} \right). \quad (30)$$

Сигнал ошибки на основе данных измерений может быть построен несколькими способами. Здесь мы рассмотрим два основных подхода:

1. Сравнение результатов каждого измерения с моделью или ожидаемым целевым значением.
2. Сравнение результатов последовательных измерений на разных склонах друг с другом.

Первый способ требует предварительной калибровки контура возбуждения для создания модели, а также предположения о её постоянстве в течение всего времени измерений. Его ключевое преимущество заключается в возможности независимой оценки ошибки для каждого измерения. Однако в случае флуктуаций параметров системы (таких как эффективность оптической накачки или мощность часового излучения) этот подход может приводить к ошибочным корректировкам. Его применение возможно только после предварительного исследования долговременной стабильности экспериментальной установки.

Второй подход менее чувствителен к изменению условий эксперимента, поскольку его результаты подвержены лишь эффектам, вызывающим асимметрию в детектируемой линии возбуждения. Калибровочные контуры в эксперименте хорошо приближаются симметричной функцией sinc^2 , что свидетельствует об отсутствии таких эффектов, однако наличие асимметрии может быть задетектировано и непосредственно во время длительного сличения. Отличия левого и правого склонов контура возбуждения приведут к различному статистическому распределению детектируемых вероятностей возбуждения η^- и η^+ .

В дальнейших измерениях сигнал ошибки будет формироваться исходя из второго подхода $\delta^{err} = v_{las} - v_{res} \propto \delta v(\eta^- - \eta^+)$, где коэффициент пропорциональности определяется склоном контура возбуждения (формула 30), не играет большого значения для стабилизации частоты и на данном этапе принимается равным единице. Система цифровой стабилизации реализует пропорционально-интегральную обратную связь на частоту соответствующего акустооптического модулятора с характерными коэффициентами $P = 0.15$ и $I =$

0.1 для каждого из часовых переходов. Отметим, что для получения сигнала ошибки требуется проведение двух последовательных измерений, из которых формируется значение мгновенной корректировки частоты акустооптического модулятора в виде $\Delta\nu^{corr}[k] = P\delta^{err}[k] + I \sum_{j=0}^k \delta^{err}[j]$. Тогда полная корректировка частоты с момента начала измерения может быть записана как

$$\nu^{corr}[i] = \sum_{k=0}^i \Delta\nu^{corr}[k] = P \times \sum_{k=0}^i \delta^{err}[k] + I \times \sum_{k=0}^i \sum_{j=0}^k \delta^{err}[j], \quad (31)$$

где индексация идет по циклам формирования сигнала ошибки.

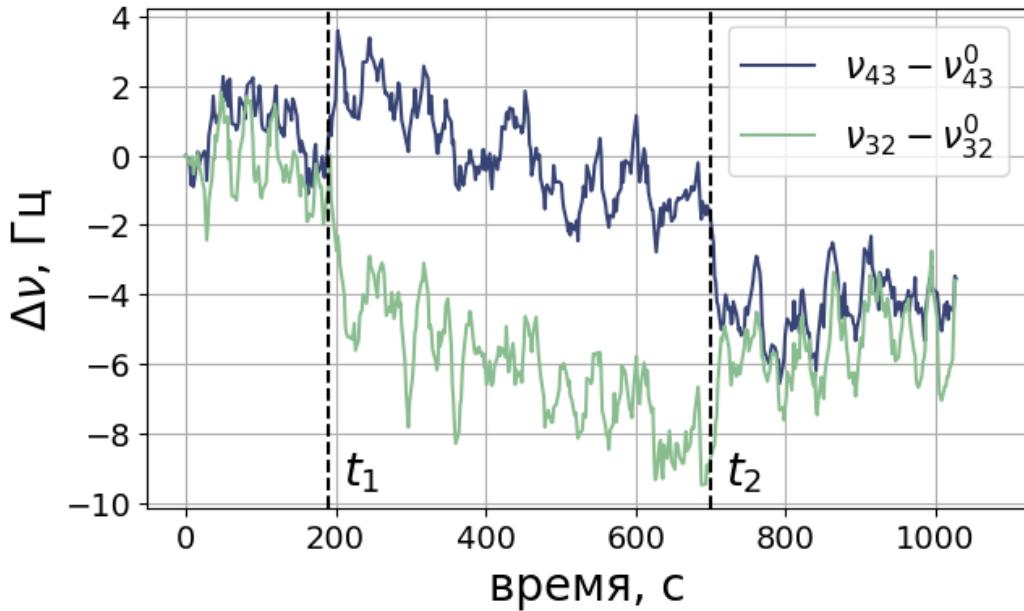


Рис. 15 Отклик схемы стабилизации частот на изменение магнитного поля с 218 мГс до 231 мГс в момент времени t_1 и обратно в момент времени t_2 . По вертикальной оси отложено отличие частоты от измеренной в начальный момент времени.

Работоспособность данной схемы в эксперименте проверялась по отклику на некоторое внешнее возмущение. Для этого была осуществлена стабилизация, во время которой магнитное поле скачкообразно изменялось с 218 мГс до 231 мГс в момент времени $t_1 = 190$ с и обратно в момент времени $t_2 = 700$ с. Стабилизация осуществлялась параллельно для переходов «4-3» и «3-2». Результаты представлены на Рис. 15. Видно, что изменение магнитного поля приводит к ожидаемым изменениям частот переходов «4-3» и «3-2» на ± 1.5 Гц. Возврат

магнитного поля к начальному значению вновь приводит к равенству корректировок для двух переходов. При этом заметен плавный дрейф значения корректировок, одинаковый для двух переходов, а также коррелированные скачки частоты на масштабе единиц герц, что объясняется флуктуациями частоты лазерного источника. Таким образом, предложенная схема обеспечивает возможность долговременной стабилизации и измерения частоты двух часовых переходов.

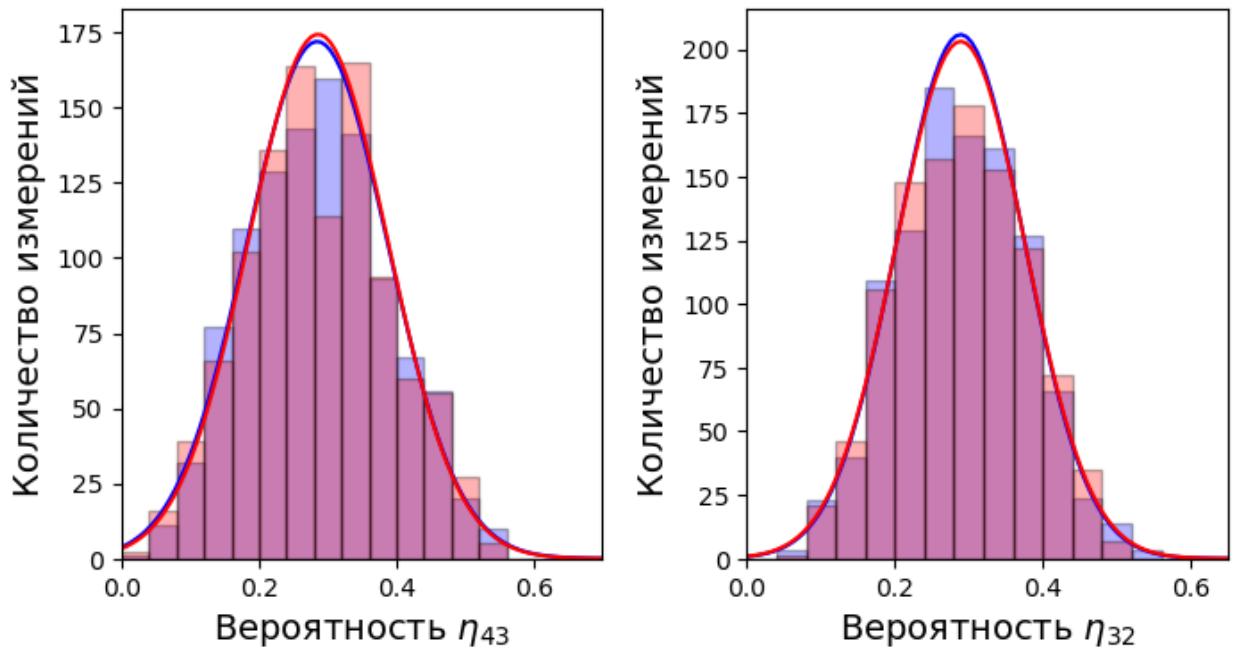


Рис. 16 Распределение вероятностей возбуждения на противоположных склонах. Красным цветом представлены вероятности при положительной отстройке $\Delta\nu = +5$ Гц, синим – при отрицательной $\Delta\nu = -5$ Гц. Сплошные линии иллюстрируют результаты фита данных без учёта нулевого значения вероятности (в эксперименте измерение считается некорректным и не учитывается при формировании ошибок) нормальным распределением.

Анализ статистического распределения вероятности возбуждения на противоположных склонах представлен на Рис. 16. Красным цветом представлены результаты измерений на положительном склоне, синим – на отрицательном. В качестве иллюстрации полученные данные были приближены нормальным распределением (сплошные линии). Неидеальное совпадение свидетельствует о том, что из-за флуктуаций частоты лазерного источника часть измерений выходит за пределы линейного склона контура возбуждения, что также подтверждается

наличием как очень малых (порядка 0.05), так и близких к максимальной (порядка 0.55) вероятностей возбуждения. Тем не менее схожее поведение вероятностей на левом и правом склонах (средние значения и ширина контура совпадают с точностью 1%) подтверждают корректность выбранного подхода формирования сигнала ошибки.

При этом разработанная схема позволяет реализовать параллельную стабилизацию частот при различных параметрах эксперимента $p = p_1$ и $p = p_2$. В процессе измерений циклы получения сигналов ошибки, каждый из которых состоит из двух последовательных измерений на разных склонах контура возбуждения, могут быть разделены на чётные и нечётные. Чётные циклы (в корректировке 31 индексы принимают только чётные значения) используются для формирования корректировки частоты при одном значении параметров, а нечётные (в корректировке 31 индексы принимают только нечётные значения) — при другом. Таким образом, две подсистемы измерений позволяют независимо стабилизировать частоты переходов для каждого из двух выбранных значений параметров эксперимента. Схематичное представление такого порядка опроса приведено на Рис. 17.

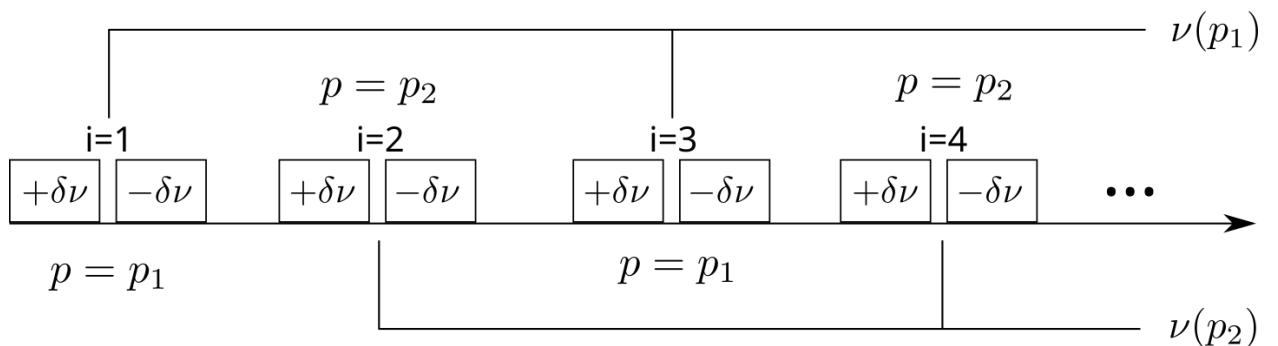


Рис. 17 Схема попеременного опроса и параллельной стабилизации частоты для двух наборов параметров эксперимента $p = p_1$ и $p = p_2$

Отметим, что данная схема может быть расширена на большее количество значений параметров эксперимента. При этом, в зависимости от задач эксперимента, можно задать цикл опроса с любым порядком следования

измерений: например $(p_1 p_2)$, как описано выше, или $(p_1 p_1 p_1 p_2)$, если по каким-то причинам измерения p_2 можно проводить реже, или в любой иной конфигурации, до тех пор пока стабильности лазерного источника и параметров эксперимента достаточно для работы цифровой петли стабилизации.

В то же время обратную связь вместо частоты акустооптических модуляторов можно подавать на различные параметры эксперимента, стабилизируя таким образом частоту перехода к частоте лазерного излучения, а не наоборот.

2.3 Контроль магнитного поля в эксперименте

Как описывалось ранее, флюктуации поперечной компоненты магнитного поля могут приводить к сдвигам, обусловленным взаимодействием с полем оптической решётки из-за изменения угла между её поляризацией и осью квантования. Для контроля данного эффекта в эксперименте предлагается использовать метод, аналогичный описанному выше цифровому механизму стабилизации частоты.

2.3.1 Стабилизация направления магнитного поля

Магнитное поле в эксперименте можно разложить на три компоненты вдоль осей, задаваемых поляризацией оптической решётки: ось Z далее будем считать направленной вертикально, ось Y – направленной вдоль оси поляризации оптической решётки, а ось X – перпендикулярно осям Z и Y. При этом дополнительные катушки с током позволяют управлять полями по каждой из осей. В дальнейших рассуждениях будем считать, что магнитное поле B_0 направлено под некоторым небольшим углом $\delta\theta$ к оси X.

Для стабилизации направления магнитного поля будет применяться методика, аналогичная описанной выше. Её суть заключается в искусственном изменении угла ориентации поля на величину $\pm\Delta\theta$ за счёт приложения дополнительного магнитного поля $B_y = \pm 0.1B_0$. Для каждого значения определяется вызываемый этим изменением сдвиг частоты, после чего сравниваются сдвиги, полученные при положительном и отрицательном

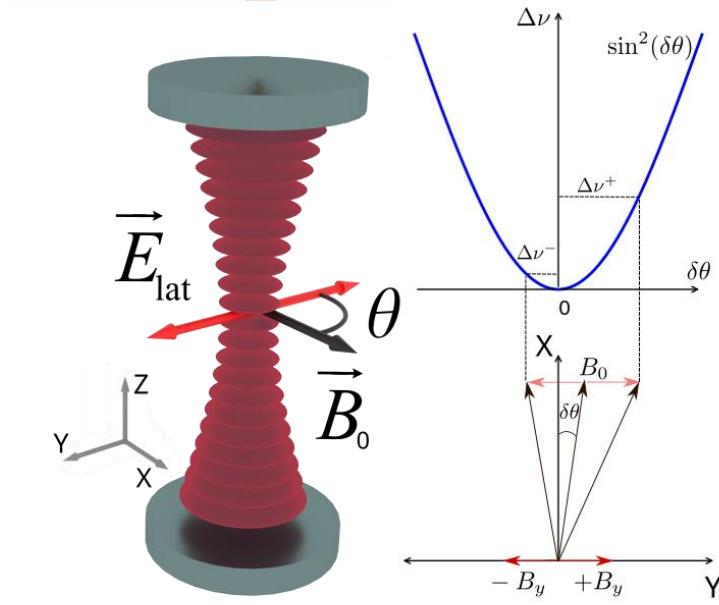


Рис. 18 Схематичное расположение осей, поляризации решётки и магнитного поля, а также методика определения $\delta\theta$ в эксперименте

отклонениях. Отметим, что из-за равенства дифференциальных поляризуемостей данная процедура приведёт к одинаковым сдвигам для переходов «4-3», «3-2» и синтетической частоты, и дальнейшие рассуждения будут справедливы для каждой из данных частот. При одинаковом по модулю изменении $\pm B_y$ квадратичный эффект Зеемана также оказывается равен для ситуаций $\pm \Delta\theta$ для всех упомянутых величин. Упрощенная схема расчёта индуцированных сдвигов представлена на Рис. 18.

Из формулы 24 сдвиг, вызванный тензорной поляризуемостью при изменении угла на $\Delta\theta$, равен

$$\Delta\nu^\pm(\Delta\theta) = 3\sin^2(\Delta\theta)\Delta\tilde{\alpha}^t \times u. \quad (32)$$

Тогда для малого отклонения $\delta\theta = \delta B_y / B_0$ отличие сдвигов при изменении угла составляет

$$\delta\nu(\delta\theta) = \Delta\nu^+(\Delta\theta + \delta\theta) - \Delta\nu^-(-\Delta\theta + \delta\theta) = 12\Delta\tilde{\alpha}^t\Delta\theta\delta\theta \times u. \quad (33)$$

Типичная глубина решётки в эксперименте составляет $u = 300$, угол $\Delta\theta = B_y/B_0 = 0.1$. Тензорная поляризуемость часового перехода на длине волны 1064 нм равна

$\Delta\alpha^t = -0.2$ а.е. [37], откуда подстановкой в формулу 23 находим $\Delta\tilde{\alpha}^t = 0.7$ Гц. Это дает характерный сдвиг $\Delta\nu^\pm \sim 6$ Гц, что больше половины детектируемой в эксперименте ширины линии и пропорционально увеличивается с глубиной решётки. Из уравнений 23 и 32 для подавления эффекта, связанного с тензорной поляризаемостью, до величины менее 1 мГц угол $\delta\theta$ должен контролироваться на уровне лучше 10^{-3} .

Величины $\Delta\nu^+$ и $\Delta\nu^-$ могут быть измерены за два экспериментальных цикла каждая. Предполагая, что техника цифровой стабилизации поддерживает центральную частоту вблизи резонанса для $\theta \approx \pi/2$, на два измерения прикладывается дополнительное поле $B_y = +0.1B_0$, в частоту акустооптических модуляторов вносится поправка $\Delta\nu^+(\Delta\theta)$ и по результатам двух последовательных измерений на разных склонах контура поглощения определяется истинное положение сдвига $\Delta\nu_{real}^+$. Далее аналогичная процедура повторяется для $B_y = -0.1B_0$ и определения $\Delta\nu_{real}^-$. Данные измерения позволяют рассчитать и скомпенсировать величину $\delta B_y = \delta\theta B_0$ с помощью тех же катушек с током. Отметим также, что флуктуации магнитного поля по вертикальной оси не вносят вклад в рассматриваемый эффект и сказываются только на величине квадратичного эффекта Зеемана, который скомпенсирован для синтетической частоты.

Описанная выше схема подвержена ряду систематических неточностей, связанных с экспериментальной реализацией поворота магнитного поля. В частности, она предполагает равенство по модулю прикладываемых магнитных полей $\pm B_y$, а также сонаправленность этих магнитных полей оси поляризации решётки.

В реальности из-за нелинейности используемого источника тока прикладываемые магнитные поля могут отличаться. В текущих исследованиях для генерации магнитного поля используется один из каналов источника LTC2662 (пятиканальный источник до 300 мА от Analog Devices с 12-битным цифроаналоговым преобразователем). Его нелинейность составляет менее 1 мА, что при

характерных токах порядка 100 мА даёт оценку на $\delta B_y/B_y \leq 0.01$ и характерную ошибку в угле $\delta\theta \leq 10^{-3}$, что удовлетворяет приведённому ранее условию.

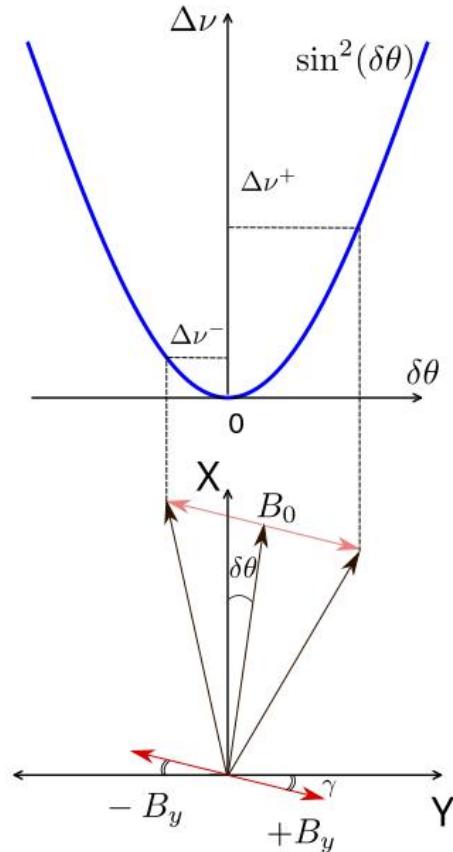


Рис. 19 Стабилизация угла магнитного поля с учётом погрешности выставления поляризации

Магнитное поле B_y , создаваемое катушками, также может не совпадать с поляризацией оптической решётки по направлению. Для анализа введем возможный угол γ между этими осями, см Рис. 19 в сравнении с Рис. 18, и найдём угол, к которому сойдётся процедура, рассмотренная выше. Здесь нужно также учесть, что для угла $\gamma \neq 0$ приложение $\pm B_y$ приведёт к различным изменениям в модуле магнитного поля и изменению квадратичного эффекта Зеемана. Для анализа этого эффекта введём $\phi = B_y/B_0$ и разделим сдвиг на две компоненты, связанные с эффектами Зеемана и Штарка:

$$\Delta v^\pm = \Delta v_{qz}^\pm + \Delta v_{Stark}^\pm,$$

$$\Delta v_{Stark}^\pm = \frac{1}{1 + \left(\frac{\cos(\delta\theta) \mp \phi \sin(\gamma)}{\sin(\delta\theta) \pm \phi \cos(\gamma)} \right)^2} 3\tilde{\alpha}^t \times u, \quad (34)$$

$$\Delta v_{qz}^{\pm} = \beta B_0^2 (1 + \phi^2 \pm 2\phi \sin(\delta\theta - \gamma)).$$

Здесь углы $\delta\theta$, γ и параметр ϕ можно считать малыми, но на данном этапе приближений не делалось и выражения 34 получены из анализа геометрии. Для нахождения угла, к которому будет приводить цифровая схема стабилизации, описанная выше, необходимо приравнять $\Delta v^+(\delta\theta_{eq}) = \Delta v^-(\delta\theta_{eq})$. Далее следует рассмотреть два случая: стабилизация выполняется по анализу частоты единственного перехода «4-3» («3-2») или по синтетической частоте.

В первом случае $\Delta v_{qz}^+ \neq 0$ и упрощение формул 34 в первом порядке малости позволяет получить

$$\delta\theta_{eq}^{single} = -\gamma \frac{\eta}{1 - \eta}, \quad (35)$$

где $\eta = \beta B_0^2 / (3\Delta\tilde{\alpha}^t \times \frac{U}{E_{rec}})$ – отношение сдвигов, вызванных квадратичным эффектом Зеемана и тензорной поляризуемостью. Для $U \sim 300E_{rec}$, $B_0 < 0.5$ Гс и погрешности выставления $\gamma < 0.1$ рад (большее рассогласование может быть задетектировано в момент установки вычищающего поляризацию элемента) данная оценка даёт $|\delta\theta_{eq}^{single}| < 0.1$, что превышает требуемый уровень 10^{-3} . Для достижения необходимой точности нужно работать либо при меньших магнитных полях, либо при большей глубине решётки.

В случае формирования сигнала ошибки из измерения синтетических частот $\Delta v_{qz}^{\pm} = 0$ для каждого отклонения $\pm\Delta\theta$. Это позволяет из формул 34 без разложения по малым параметрам найти

$$\sin(2\delta\theta_{eq}^{synth}) = -\phi^2 \sin(2\gamma). \quad (36)$$

Данная величина зависит только от шага B_y/B_0 и угла γ . Минимальная величина шага обусловлена требованием формирования надежно детектируемого сигнала ошибки (сдвиг при повороте магнитного поля больше половины характерной детектируемой ширины контура) и в текущих условиях составляет $\phi = 0.1$. Из этой

оценки находим $\delta\theta_{eq}^{synth} \leq 10^{-3}$, что удовлетворяет установленной ранее границе. Таким образом, при формировании сигнала ошибки из синтетической частоты предложенная схема стабилизации направления магнитного поля позволяет обеспечить требуемую точность стабилизации во всем необходимом диапазоне магнитных полей.

2.3.2 Калибровка магнитного поля

Для определения абсолютного значения остаточного квадратичного коэффициента Зеемана магнитное поле в эксперименте было предварительно откалибровано с помощью магниточувствительных σ^\pm переходов $|g, F = 4, m_F = 0\rangle \rightarrow |c, F = 3, m_F = \pm 1\rangle$. Из формулы 9 магнитное поле может быть найдено как

$$B = h \frac{v^+ - v^-}{2g_{c,F=3}\mu_B}, \quad (37)$$

где v^\pm - частоты σ^\pm переходов. Вклад квадратичного эффекта Зеемана и оптической решётки для разности частот будет компенсирован для данной величины, и точность калибровки в первую очередь ограничена стабильностью магнитного поля и детектируемой шириной контура. В текущих экспериментах ширина составляла порядка 2 кГц с точностью определения резонансной частоты порядка 200 Гц, что связано с ошибкой приближения детектируемой линии гауссовым контуром. Это позволяет оценить точность калибровки как $\sigma_{B_0} = h \frac{\sqrt{2}\delta v^\pm}{2g_{c,F=3}\mu_B} = 140$ мкГс. Отметим также, что для возбуждения σ^\pm переходов при калибровках часовое излучение совмещалось с оптической решёткой после поляризационно чувствительного элемента.

2.4 Измерение чувствительности частот часовьевых переходов и синтетической частоты к магнитному полю

Описанные выше техники позволяют экспериментально измерить чувствительность синтетической частоты к магнитному полю с учётом всех основных систематических эффектов. Для этого в эксперименте осуществляется параллельная стабилизация частот часовьевых переходов при двух отличающихся «опорном» B_0^r и «основном» B_0^m магнитных полях. В циклы привязки также была включена процедура стабилизации направления магнитного поля: раз в 5 циклов формирования сигнала ошибки измерения выполнялись при добавлении компоненты $\pm B_y$ и повороте угла на $\pm \Delta\theta$, как описано выше. Порядок измерений изображен на Рис. 20, каждый цветной прямоугольник соответствует определению центра линии для каждого значения задающего магнитного поля из результатов измерений на двух склонах контура возбуждения, далее эта схема повторяется циклически.

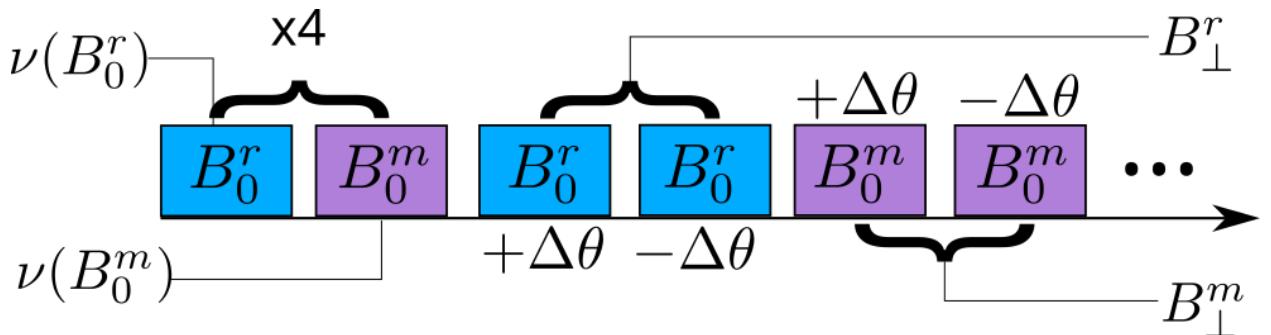


Рис. 20 Порядок измерений в схеме длительной стабилизации. Каждый прямоугольник соответствует определению центра линии при указанных параметрах по результатам опроса на двух склонах контура возбуждения.

Для определения коэффициента чувствительности к магнитному полю измерения были проведены для различных значений B_0^m в диапазоне 130-520 мГс, значение $B_0^r = 218$ мГс оставалось фиксированным во всех экспериментах. Для каждой пары (B_0^r, B_0^m) измерения проводились в течение примерно 2300 секунд и определялись величины

$$\Delta v_{43} = v_{43}(B_0^m) - v_{43}(B_0^r), \quad (38)$$

$$\Delta\nu_{32} = \nu_{32}(B_0^m) - \nu_{32}(B_0^r), \quad (39)$$

$$\Delta\nu_s = (\Delta\nu_{43} + \Delta\nu_{32})/2 \quad (40)$$

Пример полученных результатов для $B_0^r = 218$ мГс и $B_0^m = 132$ мГс приведён на Рис. 21.

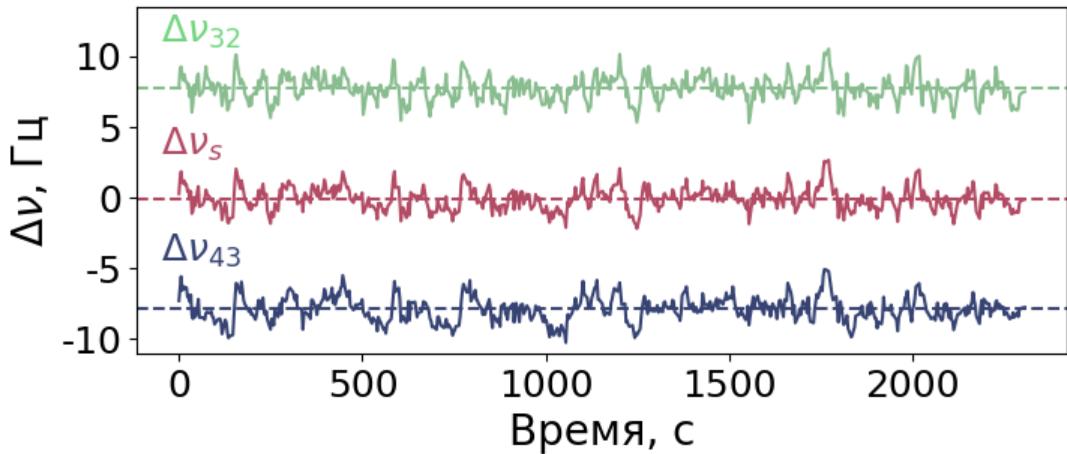


Рис. 21 Результаты измерения $\Delta\nu_{43}$ (синий), $\Delta\nu_{32}$ (зелёный), и $\Delta\nu_s$ (красный) для $B_0^r = 218$ мГс и $B_0^m = 132$ мГс

Для определения погрешности воспользуемся девиацией Аллана для каждой из данных величин (Рис. 22). Это позволяет для заданных значений (B_0^r, B_0^m) найти $\Delta\nu_{43} = -7.88(9)$ Гц, $\Delta\nu_{32} = 7.72(7)$ Гц и $\Delta\nu_s = -0.08(6)$ Гц.

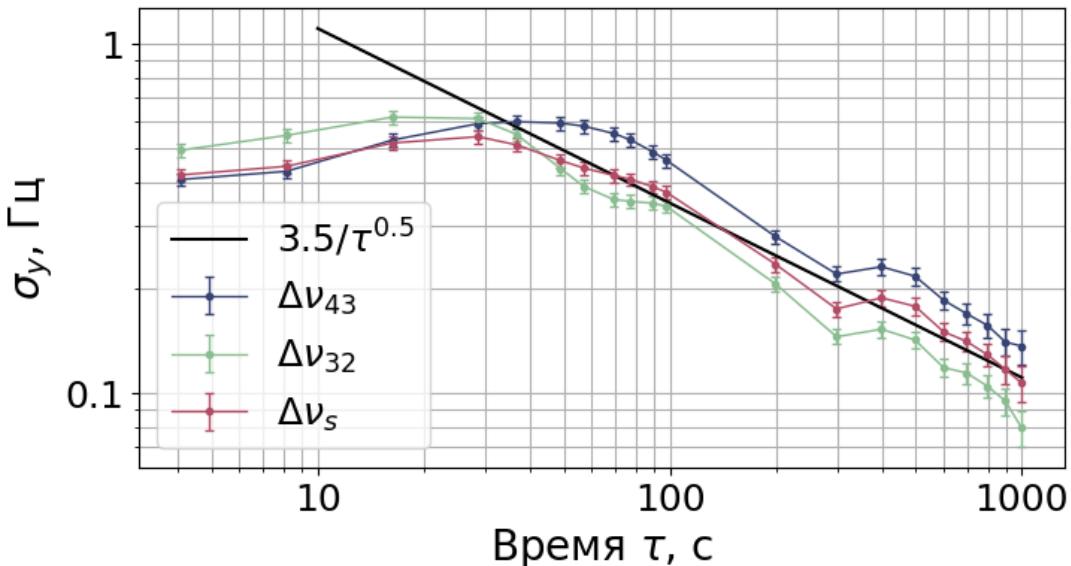


Рис. 22 Девиация Аллана для величин, отображённых на Рис. 21

Этот эксперимент повторялся для различных B_0^m , что позволило построить зависимость сдвигов от магнитного поля (см. Рис. 23). Полученные результаты были приближены параболической функцией, и коэффициенты квадратичного эффекта Зеемана для переходов «4-3» и «3-2» составили $\beta_{43} = 257.47(22)(75)$ Гц/Гс² и $\beta_{32} = -257.42(18)(75)$ Гц/Гс², где ошибка в первых скобках связана с погрешностью приближения, а во вторых скобках – с точностью калибровки магнитного поля. Аналогичное приближение для синтетической частоты позволяет оценить остаточный коэффициент Зеемана как $\beta_s = -0.008(175)$ Гц/Гс². В пределах погрешности эксперимента данная величина неотличима от нуля и как

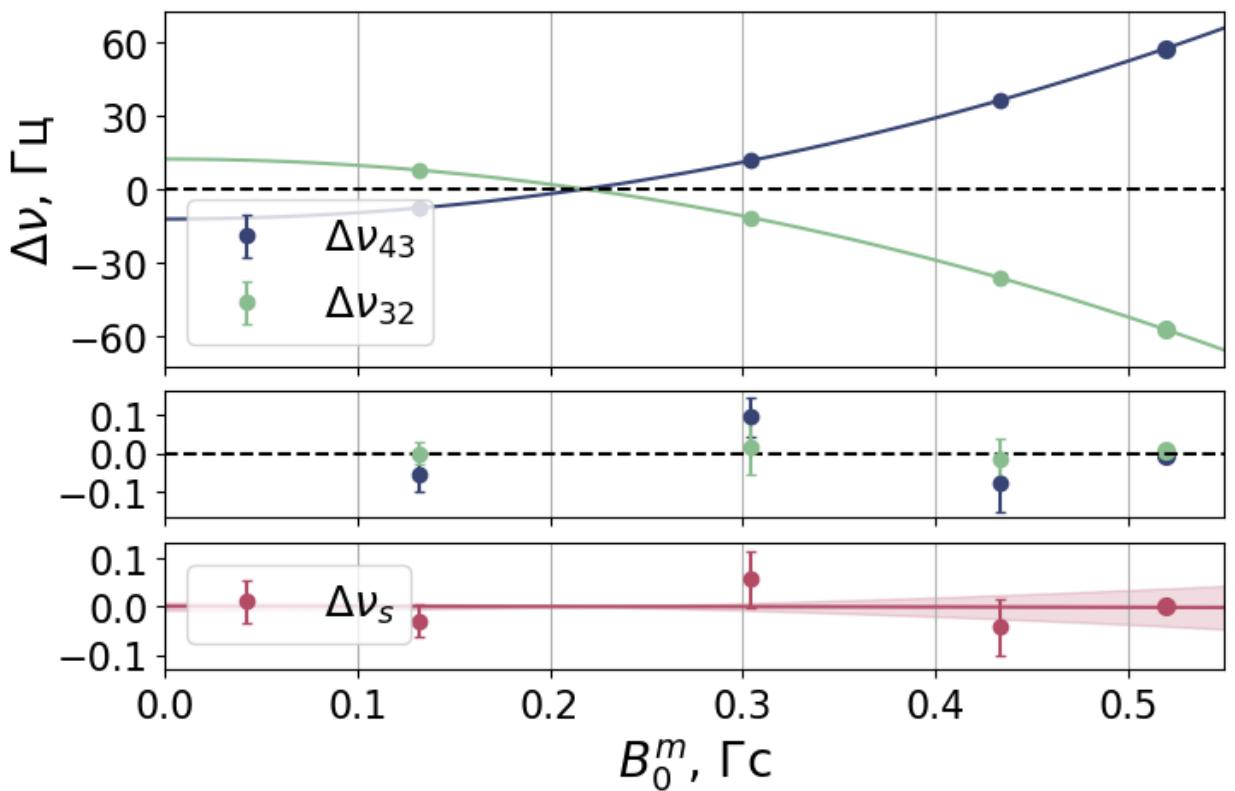


Рис. 23 Зависимость сдвигов частоты от магнитного поля. На верхнем графике представлены $\Delta\nu_{43}$, $\Delta\nu_{32}$, результаты приближены параболическими зависимостями (сплошные линии). На среднем графике показаны отличия данного приближения от экспериментальных результатов. На нижнем графике представлены результаты для синтетической частоты и приближение параболической зависимостью (сплошная линия). Закрашенная область иллюстрирует ошибку приближения параболической функцией. Все представленные кресты ошибок соответствуют статистической неточности 1σ , рассчитанной из девиации Аллана.

минимум на три порядка ниже чувствительности каждого из переходов в отдельности.

Обратим внимание также на поведение стабилизации поперечной компоненты магнитного поля. Для $B_0^m = 520$ мГс и $B_0^r = 218$ мГс результаты прикладываемой компенсационной компоненты B_y^c , измеряемого отклонения угла $\delta\theta$ и девиации Аллана для этого угла приведены на Рис. 24.

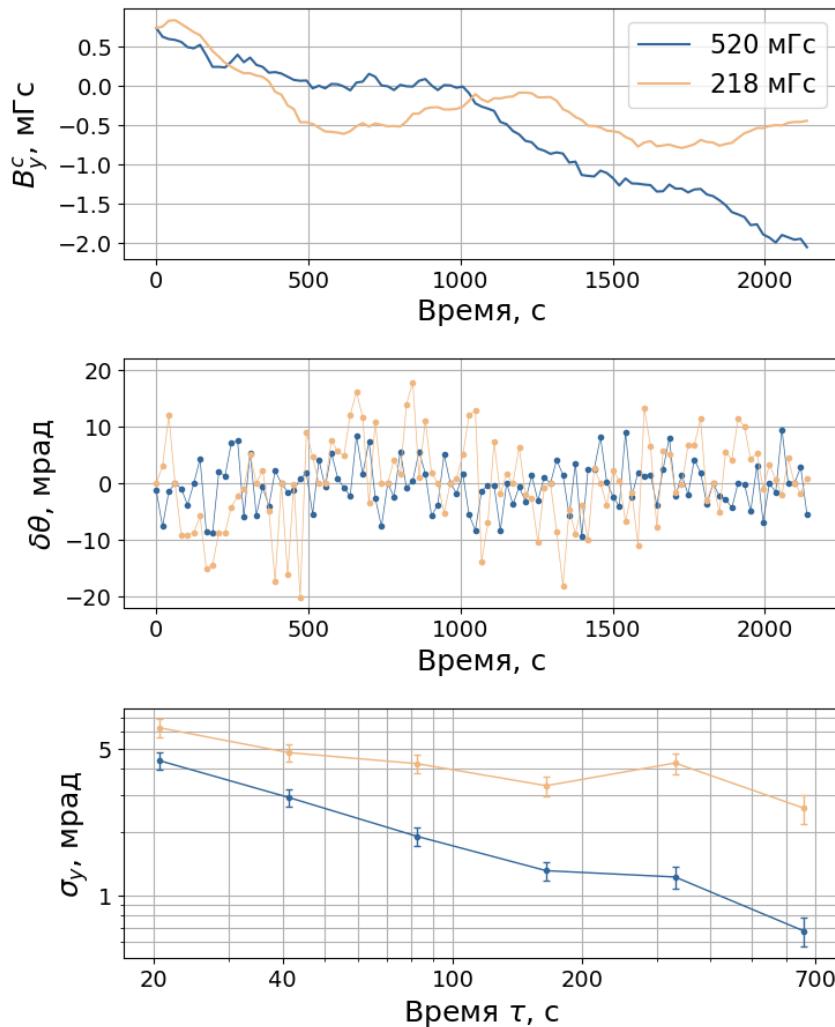


Рис. 24 Результаты стабилизации направления магнитного поля для $B_0^m = 520$ мГс и $B_0^r = 218$ мГс. Приведена величина прикладываемого компенсационного поля и измеряемой погрешности выставления $\delta\theta$.

Для магнитного поля 520 мГс требуемое значение погрешности на уровне 10^{-3} мрад достигается через 500 с усреднения, в то время как для поля 218 мГс шумы угла между измерениями существенно выше. Это свидетельствует о большей роли флюктуаций лабораторного магнитного поля по сравнению с полем, создаваемом

катушками с током. В обоих случаях полученные величины соответствуют стабильности сдвига, связанного с тензорной поляризуемостью, на уровне лучше 5 мГц, что ниже текущей точности измерений и не сказывается на полученных результатах.

Стоит также отметить, что на текущем этапе синтетическая частота вычисляется по результатам измерения частот двух часовых переходов и не реализована физически. Такой подход позволяет проводить все необходимые измерения для характеристики тулиевых оптических часов, однако в дальнейшем при формировании стабильного сигнала для потребителя необходимо отдельно сформировать излучение, частота которого стабилизована согласно результатам измерения синтетической частоты. Для этого в действующую схему разделения излучения часового лазера можно добавить ещё один акустооптический модулятор для формирования соответствующего пучка и осуществления необходимой корректировки.

2.5 Непрерывные оптические часы на атомах тулия с использованием метода синтетической частоты

2.5.1 Концепция непрерывных оптических часов

Несмотря на то, что фундаментальный предел стабильности, определяемый квантовыми флюктуациями, для оптических часов на основе нейтральных атомов достигает величины порядка $10^{-18}/\sqrt{\text{Гц}}$ [2,6], большинство экспериментальных реализаций демонстрируют стабильность на несколько порядков хуже. Это расхождение обусловлено в первую очередь фазовыми шумами локального осциллятора: наличие мёртвого времени в цикле измерений приводит к эффекту Дика [88]. Этот эффект существенно ухудшает кратковременную стабильность системы, препятствуя достижению фундаментального квантового предела, определяемого статистикой атомного ансамбля.

Влияние эффекта Дика можно подавить несколькими способами. Во-первых, в задачах сравнительных экспериментов (в отличие от задач генерации стабильной

частоты) применяется метод одновременного измерения на нескольких подансамблях атомов с использованием общего лазерного источника. Поскольку флуктуации лазера в этом случае одинаковы для всех ансамблей, они компенсируются при сравнении частот и не вносят вклад в измеряемую разность частот. Данная техника может быть применена при наблюдении за разными подансамблями внутри одного атомного облака [6,89,90], при спектроскопии различных установок, адресуемых с помощью одного лазерного источника [91,92], а также при опросе установок, адресуемых с помощью источников, взаимно стабилизированных по фазе [93], что потенциально позволяет работать с различными частотами. Отметим здесь, что измерения, проводимые в бихроматической схеме опроса, по своей сути аналогичны синхронному опросу двух подансамблей атомов (находящихся в разных начальных состояниях) и позволяют компенсировать эффект Дика при анализе дифференциальной частоты, равной разности частот двух часовых переходов. Данная величина будет подробнее рассмотрена в Главе 3.

Ещё один метод подавления эффекта Дика заключается в создании активных оптических часов, в которых квантовая система (ансамбль атомов) является источником когерентного излучения, а не пассивным репером для стабилизации внешнего лазера [94–96]. Для этого работа ведётся в режиме «плохого» резонатора, где ширина линии излучения квантовой системы существенно меньше ширины линии резонатора. Данный подход всё ещё подвержен всем рассмотренным ранее систематическим эффектам, присущим пассивным стандартам, и одновременно требует поддержания инверсной населённости, что приводит к существенным сложностям в экспериментальных реализациях. Тем не менее подобные системы уже нашли применение в качестве инструмента для вспомогательных исследований [97,98] и потенциально могут использоваться для повышения стабильности пассивных оптических часов.

Основной подход к подавлению эффекта Дика в оптических стандартах частоты заключается в минимизации мёртвого времени вплоть до перехода к

непрерывному взаимодействию. В классических оптических часах это реализуют либо параллелизацией нескольких атомных систем со сдвинутыми циклами измерений [99] (чтобы хотя бы одна система всегда взаимодействовала с опорным осциллятором), либо организацией истинно непрерывного взаимодействия — например, с помощью движущихся атомных ансамблей, где пространственное разделение процессов заменяет временное. Такие подходы устраняют алиасинг высокочастотных шумов, обеспечивая стабильность, близкую к фундаментальному квантовому пределу.

Ключевым ограничением реализации данной схемы в оптических часах является требование работы в режиме Лэмба-Дике для подавления доплеровского уширения при опросе часового перехода [65,66]. При этом критически важно минимизировать влияние других стадий эксперимента – рассеянное излучение от процессов лазерного охлаждения, подготовки и считывания состояний может вызывать значительные сдвиги частоты. Для перехода к непрерывной спектроскопии необходимо чёткое пространственное разделение вспомогательных зон и зоны опроса без нарушения режима Лэмба-Дике.

В 2021 году в работе [100] была предложена схема пространственного ограничения области взаимодействия атомов стронция с часовым излучением с использованием магнитного поля. Поскольку исследуемый переход $^1S_0-^3P_0$ является строго запрещённым, прямое возбуждение лазерным излучением невозможно. Однако приложение локального магнитного поля порядка 10^{-3} Тл индуцирует смешивание метастабильного состояния 3P_0 с близлежащим уровнем 3P_1 , что снимает запрет на переход и позволяет реализовать возбуждение. Авторы предложили использовать движущуюся оптическую решётку, формируемую двумя встречными лазерными пучками с разницей частот $\Delta\nu$, определяющей скорость движения решётки. Вдоль траектории движения захваченных атомов предлагается разместить магнитные элементы, формирующие локализованные (длиной ~ 1 мм) зоны взаимодействия с часовым излучением для формирования схемы спектроскопии Рамси. При этом начальное лазерное охлаждение атомов и

последующее считывание эффективности возбуждения осуществлялись в областях, пространственно разделённых с зоной спектроскопии.

Хотя предложенный метод реализует ключевые преимущества схемы непрерывного опроса, он подвержен следующим систематическим эффектам:

- 1) **Эффект Доплера:** движение атомов в решётке приводит к появлению линейного доплеровского сдвига в спектре возбуждения.
- 2) **Эффект Зеемана:**
 - 2.1) приложенное магнитное поле вызывает сдвиг центральной частоты.
 - 2.2) пространственная неоднородность поля приводит к асимметрии контура возбуждения, что необходимо учитывать при определении центральной частоты перехода.
- 3) **Эффект Штарка:** из-за разницы частот двух пучков, формирующих движущуюся оптическую решётку, нарушается условие магической длины волны, что в зависимости от характеристик исследуемых атомов также может приводить к дополнительным систематическим сдвигам.

Учёт этих систематических эффектов значительно усложняет анализ экспериментальных данных. Наибольшие трудности связаны с асимметрией линии возбуждения, поскольку её форма критически зависит от реального пространственного распределения магнитного поля в зоне взаимодействия. Тем не менее предложенная методика может быть адаптирована для других атомных систем, используемых в оптических часах, некоторые из которых могут обладать теми или иными преимуществами для реализации схемы непрерывного опроса.

2.5.2 Бихроматический опрос часовых переходов в атомах тулия для реализации непрерывных оптических часов

Для реализации предложенной концепции на атомах тулия, аналогично оригинальной методике, предлагается применение внешнего магнитного поля. Чувствительность часовых переходов к квадратичному эффекту Зеемана обеспечивает возможность пространственного выделения целевой области за счёт частотной селекции возбуждающего излучения. При этом подготовка начальных состояний, описанная в Главе 1, также требует чёткого выделения оси квантования, что достигается посредством приложения статического магнитного поля.

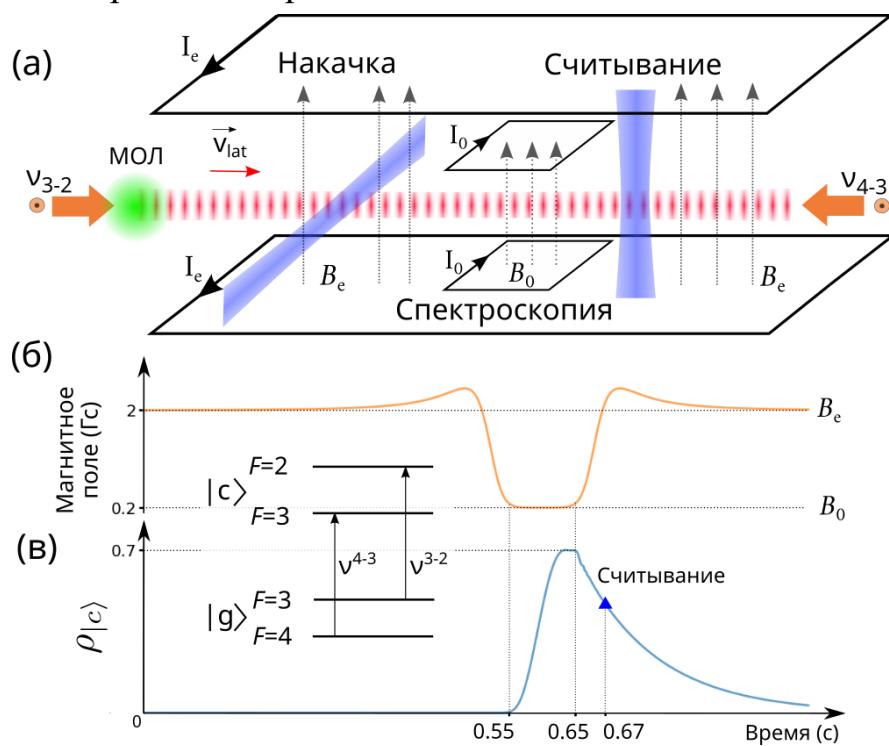


Рис. 25 (а) Схема непрерывного опроса атомов тулия во встречных пучках часового излучения. (б) Профиль магнитного поля в предложенной конфигурации. (в) Моделирование возбуждения часового перехода. По вертикальной оси – доля атомов в часовом состоянии, по горизонтальной – время, отсчитываемое от условной начальной точки, выбранной за 5.5 мм до первой границы зоны спектроскопии.

Экспериментальная схема (Рис. 25) реализует следующий последовательный процесс: атомы, предварительно захваченные в магнитооптическую ловушку, транспортируются в область спектроскопии посредством движущейся оптической решётки со скоростью $v_{lat} \approx 10$ см/с. Для длины волны решётки $\lambda = 1063.5$ нм

данная скорость соответствует частотной отстройке встречных лазерных пучков $\Delta v_{lat} = v_{lat}(v_{lat}/c) = 94$ кГц. Ось квантования выделяется внешним магнитным полем величиной $B_e = 2$ Гс, создаваемым в рабочей области за пределами МОЛ. Подготовка начальных состояний осуществляется коллимированным пучком излучения 418.8 нм диаметром $d = 0.5$ мм, распространяющимся перпендикулярно направлению магнитного поля с линейной поляризацией, параллельной задающему полю. Данные параметры соответствуют определённым ранее оптимальным условиям оптической накачки. Зона взаимодействия с пробным излучением выделена дополнительными катушками, ослабляющими магнитное поле до $B_0 = 0.2$ Гс. Для указанных полей сдвиг из-за квадратичного эффекта Зеемана составляет $\Delta v_z = \beta_{qz}(B_0^2 - B_e^2) = 1$ кГц, что соответствует примерно $700\gamma_c$ и $200/2\pi \times \Omega_R$, и обеспечивает локальность взаимодействия часового излучения с атомами. Считывание состояний выполняется вне зоны спектроскопии часового перехода с помощью резонансного излучения, направленного вдоль магнитного поля. Дополнительная изоляция области спектроскопии от рассеянного излучения осуществляется путём частотной отстройки, вызванной эффектом Зеемана, и с помощью внутривакуумных диафрагм.

Ключевой особенностью схемы является возбуждение двух часовых переходов во встречных пучках: излучение, резонансное с переходом «3-2», сонаправлено направлению движения оптической решётки, в то время как излучение, резонансное с переходом «4-3», направлено навстречу атомам. Для атомов туния все упомянутые ранее систематические эффекты следует рассматривать для синтетической частоты, и соответствующие сдвиги также могут быть представлены полусуммой сдвигов частоты каждого из переходов. Результаты моделирования возбуждения часовых переходов представлены на Рис. 26, где красные кривые соответствуют переходу «4-3», синие – переходу «3-2», при этом штриховые линии иллюстрируют теоретические профили невозмущённых переходов, а сплошные линии отражают полную модель с учётом упомянутых

систематических эффектов. Рассмотрим далее вклад каждого эффекта в отдельности.

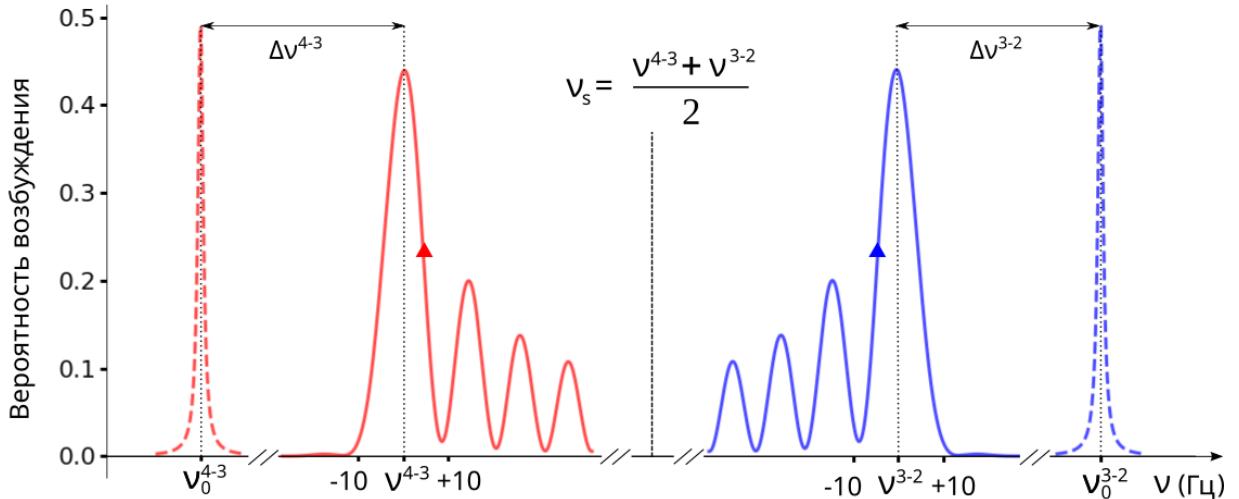


Рис. 26 Моделирование спектров часовых переходов. Красным цветом представлены спектры для перехода «4-3», синим – для перехода «3-2», штриховые линии соответствуют невозмущённому положению и форме резонансных линий, сплошные – учитывают основные систематические эффекты (см. текст). Треугольниками отмечены точки для формирования сигнала ошибки в симметричной конфигурации.

Эффект Доплера

Так как пучки возбуждающего излучения для двух переходов направлены в противоположных направлениях, доплеровские сдвиги для этих переходов имеют разный знак. Остаточный сдвиг для синтетической частоты может быть вычислен в виде

$$\Delta v_D = \frac{(\Delta v_D^{4-3} + \Delta v_D^{3-2})}{2} = \frac{v_{lat}}{2c} (v^{3-2} \cos(\theta_1) - v^{4-3} \cos(\theta_2)) \approx 0.103 \text{ Гц}, \quad (41)$$

где θ_1 и θ_2 – малые углы между осями распространения соответствующих оптических пучков и осью оптической решётки, а разница частот $v^d = v^{3-2} - v^{4-3} \approx 617 \text{ МГц}$. Остаточная неточность этого сдвига связана с возможным несовпадением осей часовых пучков и оптической решётки и в условиях эксперимента может быть подавлена до

$$\delta v_D \approx \frac{v_{lat}}{2c} v^d \times \frac{\theta^2}{\sqrt{2}} \approx 0.3 \text{ мГц} \quad (42)$$

для $\theta_1 = \theta_2 = \theta \approx 10^{-4}$. В относительных единицах для синтетической частоты сдвиг лежит на уровне 10^{-16} , а неточность – на уровне 10^{-18} , что на 5 порядков ниже соответствующих величин в монохроматическом режиме взаимодействия. Сдвиг, обусловленный квадратичным эффектом Доплера, в данной конфигурации также не превосходит 10^{-19} в относительных единицах [45].

Сдвиг из-за взаимодействия с оптической решёткой

Так как вблизи магической длины волны 1063.5 нм склон динамической дифференциальной поляризуемости часового перехода очень мал (см. Таблица 2 и [38]), для разницы частот 94 кГц относительная разница дифференциальных поляризуемостей лежит на уровне 10^{-9} , то есть ситуацию можно считать аналогичной классической конфигурации стоячей волны. Ранее уже было показано, что для такой конфигурации ожидаемый сдвиг можно контролировать на уровне 10^{-18} в относительных единицах.

Эффект Зеемана

Здесь, аналогично классической схеме эксперимента, оба часовых перехода в тулии возбуждаются между центральными магнитными подуровнями $m_F = 0$, что позволяет избавиться от линейного эффекта Зеемана. Использование синтетической частоты аналогично полученным ранее результатам позволяет подавить и второй порядок эффекта Зеемана: остаточный сдвиг обусловлен взаимным влиянием уровней тонкой структуры и для поля 0.2 Гс составляет менее 10^{-18} в относительных единицах.

Анализ спектроскопических контуров показывает, что неоднородность магнитного поля приводит к существенной асимметрии линии каждого из переходов в отдельности. Однако благодаря противоположным знакам чувствительности переходов «4-3» и «3-2» к квадратичному эффекту Зеемана, их спектральные профили приобретают зеркально-симметричную форму (Рис. 26). При этом, если для формирования сигнала ошибки при стабилизации опорного осциллятора использовать симметричные точки на контурах возбуждения (на Рис.

26 помечены треугольниками), сдвиг из-за асимметрии индивидуальной линии возбуждения исключается $\Delta\nu_A = (\Delta\nu_A^{4-3} + \Delta\nu_A^{3-2})/2 = 0$.

Остальные сдвиги не являются специфичными для предлагаемой схемы и полностью аналогичны стандартной конфигурации тулиевых оптических часов. Наиболее значимые из них включают:

1. Штарковский сдвиг от взаимодействия с часовым излучением: для времени взаимодействия $\tau = 100$ мс величина сдвига не превышает 1 мкГс.
2. Сдвиг вследствие теплового излучения: при комнатной температуре (300 К) вносит поправку $2.3(1.1) \times 10^{-18}$ в относительных единицах.
3. Столкновительный сдвиг в оригинальной работе подавлен за счёт низкой заселенности ячеек оптической решетки (~ 0.1 атома на ячейку). Для атомов туния ожидается ещё меньшее значение данного эффекта благодаря на несколько порядков меньшей статической дифференциальной поляризуемости.

Разработанная схема непрерывного опроса часовых переходов позволяет подавить эффект Дика, эффективно усредняя шумы опорного осциллятора, при этом предельная стабильность частоты определяется квантовым проекционным шумом. На Рис. 27 представлены расчёты нестабильности частоты для двух режимов заселённости оптической решётки ($n=0.1$ и $n=1$ атом/ячейку), где штриховая линия показывает девиацию Аллана опорного лазера, узкие синяя и фиолетовая линии соответствуют теоретическим пределам квантового проекционного шума, а полужирные линии демонстрируют расчётную нестабильность системы при непрерывном опросе с характерным временем отклика обратной связи 300 мс. Для обоих режимов нестабильность усредняется до уровня 10^{-17} менее чем за 1000 секунд, в то время как для единичной заселённости ячеек решётки значение 2×10^{-18} достигается менее чем за час измерений.

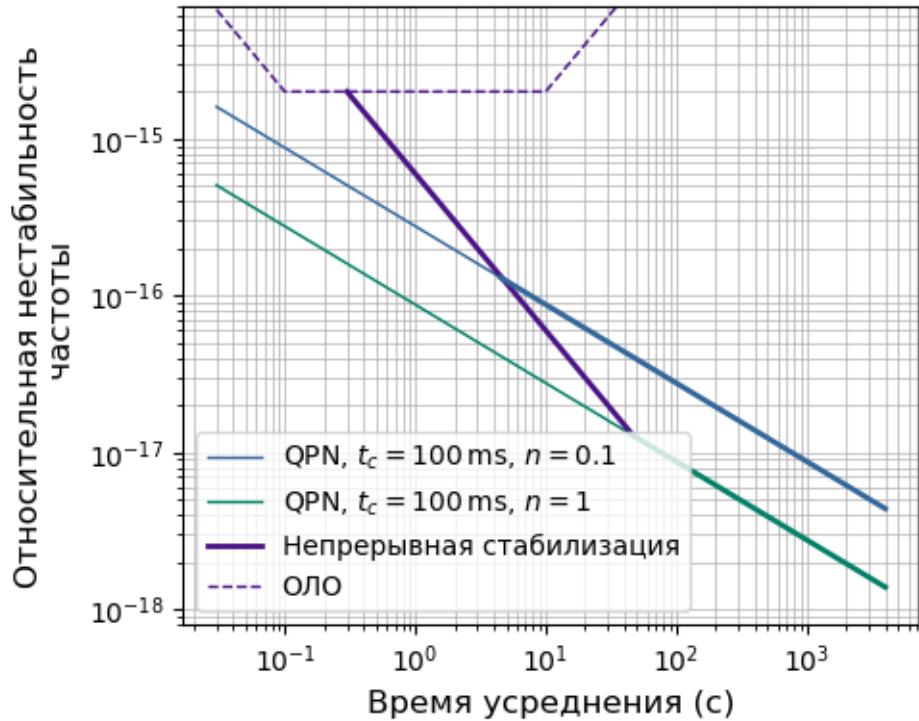


Рис. 27 Расчёты относительной нестабильности частоты для случаев заполнения ячеек решётки $n=0.1$ (синяя линия) и $n=1$ (зелёная линия). Фиолетовая штриховая линия иллюстрирует характерные шумы опорного лазерного осциллятора, а полужирная сплошная линия – их усреднение до соответствующего квантового проекционного шума в случае непрерывной стабилизации.

Проведенный анализ показывает, что для атомов тулия в конфигурации с непрерывным опросом суммарный систематический сдвиг синтетической частоты может быть снижен до уровня 10^{-16} в относительных единицах. При этом основной вклад вносит линейный эффект Доплера, величина которого может быть точно определена и стабилизирована. Предложенная схема не приводит к существенному ухудшению точности по сравнению с классической конфигурацией тулиевых оптических часов, в то время как применение техники синтетической частоты позволяет подавить систематические сдвиги, связанные с эффектами Зеемана и Доплера на 3 и 5 порядков соответственно по сравнению с монохроматической схемой опроса.

Основные результаты Главы 2

1. Разработана и реализована система цифровой стабилизации частоты излучения к резонансу в атомах тулия, а также продемонстрирована

основанная на этом методе схема стабилизации направления магнитного поля.

2. Экспериментально подтверждена эффективность бихроматического опроса двух часовых переходов в атомах тулия для подавления чувствительности к магнитному полю. Для синтетической частоты коэффициент квадратичного зеемановского сдвига в пределах точности измерений оказался неотличим от нуля и как минимум, на три порядка меньше чем для каждого из переходов в отдельности.
3. Адаптирована и исследована схема непрерывных оптических часов на основе атомов тулия, захваченных в движущуюся оптическую решётку. Показано, что бихроматический опрос часовых переходов позволяет подавить чувствительность к характерным для предлагаемой концепции эффектам Зеемана и Доплера как минимум на 3 и 5 порядков соответственно по сравнению с одночастотной спектроскопией.

Глава 3. Синхронное сличение двух тулиевых оптических часов

Ключевым этапом при работе с любыми стандартами частоты является сличение систем. Поскольку на текущий момент оптические часы по точности и стабильности на несколько порядков превосходят установки, работающие в микроволновом диапазоне, в том числе первичный эталон на основе атомов цезия, их характеристика возможна только при сравнении с другими оптическими часами, обладающими сопоставимыми характеристиками. Традиционно такое сличение выполняется через волоконные сети связи и оптические гребёнки, которые позволяют сравнивать различные частоты в оптическом диапазоне. Однако если сравниваемые установки используют одну и ту же квантовую систему, возможно прямое сличение. Этот подход имеет ряд преимуществ, в частности опрос установок может проводиться с помощью единого лазерного источника, что позволяет вычесть его флуктуации из результатов сличения [6,89–92]. Для характеристики тулиевых часов в текущем исследовании была применена именно эта методика.

3.1 Экспериментальная установка

3.1.1 Оптимизация подготовки начальных состояний с помощью микроволнового излучения

Несмотря на то, что разработанный в Главе 1 метод оптической накачки позволяет решить задачу подготовки атомов в начальных состояниях, населённости требуемых подуровней $|g, F = 4, m_F = 0\rangle$ и $|g, F = 3, m_F = 0\rangle$ отличаются на порядок. Это ограничивает стабильность измерения синтетической частоты из-за квантового проекционного шума $\sigma_s^{QPN} = \sqrt{\sigma_{43}^2 + \sigma_{32}^2}/2$: так как $\sigma^{QPN} \sim 1/\sqrt{N}$, соответствующий предел шума для двух переходов будет отличаться $\sigma_{32}^{QPN} \approx \sqrt{10}\sigma_{43}^{QPN}$. Для улучшения стабильности необходимо распределить атомы поровну между начальными состояниями, что может быть сделано с помощью

микроволнового излучения, настроенного в резонанс со сверхтонким переходом $|g, F = 4, m_F = 0\rangle \rightarrow |g, F = 3, m_F = 0\rangle$.

Для его возбуждения была собрана дипольная антенна, настроенная на резонанс вблизи 1.5 ГГц. Сигнал на эту антенну подавался с генератора SRS SG382, стабилизированного по активному водородному мазеру CH1-1035, который, в свою очередь, был откалиброван по системе ГЛОНАСС. Для управления импульсами излучения использовался модуляционный вход самого генератора и дополнительный ключ ZASWA-2-50DR+, что позволило подавить уровень сигнала до -120 дБм в выключенном состоянии при мощности 10 дБм во включённом состоянии.

Для оптимизации подготовки начальных состояний импульсная схема была модифицирована следующим образом:

1. После цикла оптической накачки был добавлен импульс излучения, резонансного с перекачивающим переходом, для перевода атомов из состояния $|g, F = 3\rangle$ в состояние $|g, F = 4\rangle$.
2. π -импульс микроволнового излучения переводит всю населённость из состояния $|g, F = 4, m_F = 0\rangle$ в состояние $|g, F = 3, m_F = 0\rangle$.
3. Импульс излучения, резонансного со второй ступенью лазерного охлаждения на длине волны 530.7 нм, приводит к нагреву и удалению из оптической решётки атомов, оставшихся в состоянии $|g, F = 4\rangle$ (на всех магнитных подуровнях).
4. Второй импульс микроволнового излучения позволяет получить любое требуемое распределение населённостей между состояниями $|g, F = 4, m_F = 0\rangle$ и $|g, F = 3, m_F = 0\rangle$. Для целей оптических часов оптимальным является приложение $\pi/2$ -импульса для одинакового распределения между начальными подуровнями и обеспечения минимального квантового проекционного шума.

Импульсная схема описанной последовательности приведена на Рис. 28, гистограммы схематично иллюстрируют распределение населённостей по магнитным подуровням двух состояний.

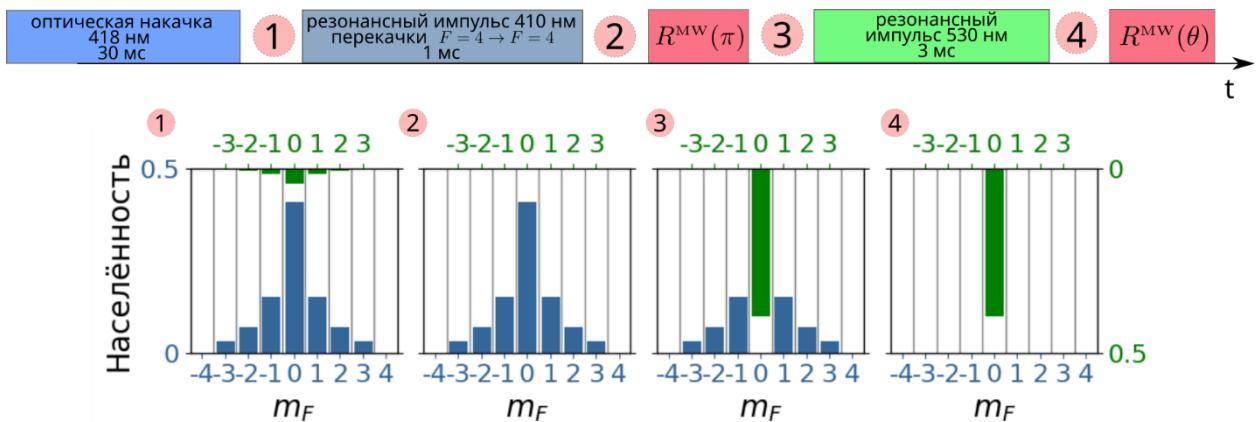


Рис. 28 Подготовка состояний с помощью микроволнового излучения: импульсная схема (сверху) и иллюстративные гистограммы распределения населённости по магнитным подуровням (снизу)

Для оценки эффективности вычищения состояния на шаге 3 описанной выше схемы была исследована зависимость количества атомов, детектируемых в каждом из состояний $|g, F = 4\rangle$ и $|g, F = 3\rangle$ от времени вычищающего импульса, результаты представлены на рисунке Рис. 29.

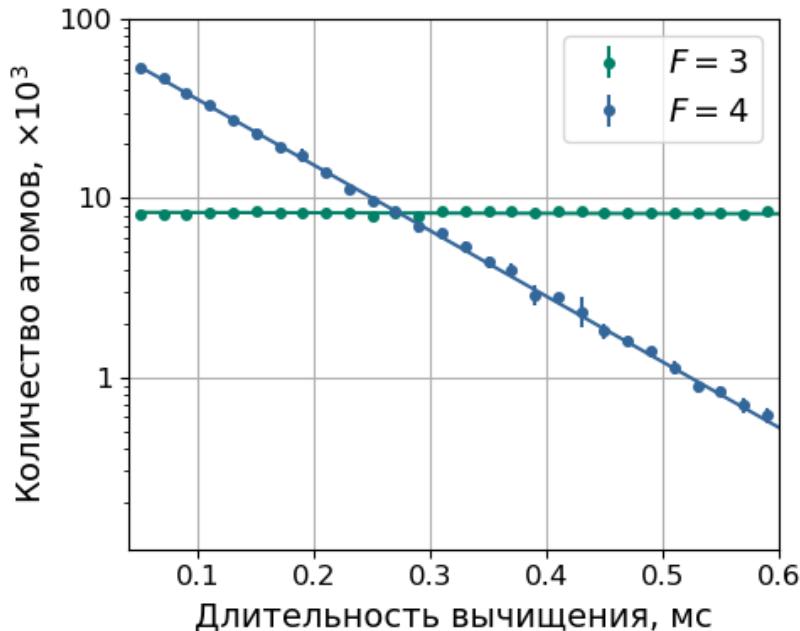


Рис. 29 Зависимость количества атомов в состояниях $|g, F = 4\rangle$ и $|g, F = 3\rangle$ от длительности вычищающего импульса

Полученная зависимость числа атомов от времени была приближена экспонентой: для атомов в состоянии $|g, F = 4\rangle$ характерное время составило 118.8(0.8) мкс, в то время как для состояния $|g, F = 3\rangle$ не было задетектировано измеримого уменьшения в количестве атомов. Использование вычищающего импульса длиной 3 мс позволяет считать долю атомов в состоянии $|g, F = 4\rangle$ равной нулю после его применения.

Данная техника позволяет не только поровну распределить атомы по двум начальным состояниям, обеспечивая оптимальный режим работы часов с использованием синтетической частоты, но и управлять количеством атомов, участвующих в спектроскопии, посредством изменения длительности первого микроволнового импульса. Этот метод будет использоваться в будущих исследованиях столкновительных сдвигов.

3.1.2 Конфигурация второй системы и синхронизация измерений

Для реализации сличения была разработана и собрана вторая установка. Её ключевая особенность — отсутствие длинного зеемановского замедлителя: вместо него используется катушка с током, создающая градиентное магнитное поле, а атомная печь расположена на расстоянии 11 см от области формирования магнитооптической ловушки. При этом оптический пучок зеемановского замедления сформирован таким образом, чтобы фокусироваться на атомной печи, с характерным углом фокусировки порядка 0.1 рад, что ограничено параметрами внутривакуумной оптики. Это позволяет существенно увеличить телесный угол, в котором поток горячих атомов эффективно взаимодействует с охлаждающим излучением, а также уменьшить потери, связанные с выдуванием атомов пучком зеемановского замедления при формировании МОЛ. Подобная конфигурация стала возможной благодаря низкой чувствительности частоты часовых переходов в атомах тулия к тепловому излучению. Согласно оценкам, при рабочей температуре печи 800 К и телесном угле 10^{-3} рад сдвиг частоты из-за теплового излучения составляет менее 10^{-18} в относительных единицах. Ещё одно отличие от ранее описанной системы — использование внутривакуумного усиливающего резонатора

для оптической решётки. Такая схема значительно повышает резкость резонатора (до 450) и обеспечивает необходимую глубину удерживающего потенциала при существенно меньшей входной оптической мощности порядка 100 мВт. В остальном конфигурация установки аналогична описанной ранее в Главах 1-2, а сама система расположена в том же помещении. Подробное описание её устройства приведено в работе [101].

Схожесть конфигураций двух систем приводит к тому, что все этапы подготовки, спектроскопии и считывания состояний атомов могут быть реализованы теми же методами с близкими оптимальными параметрами. Данная конфигурация разрабатывалась как основа для транспортируемых часов: она занимает значительно меньший объём (<0.1 м³ без учёта лазерных систем) и в теории может быть перемещена в пределах лаборатории. В дальнейшем она будет обозначаться как «компактная» система, в то время как описанная ранее в Главах 1-2 – «лабораторная» или «основная».

Блок управления импульсной схемой эксперимента в компактной установке полностью идентичен блоку, используемому на основной установке. Обе системы могут работать как автономно, так и в режиме ожидания триггера для начала выполнения импульсной схемы, что позволяет синхронизировать работу экспериментальных установок с различными процессами в лаборатории и друг с другом.

Данная возможность реализована с помощью осциллографа Rigol DS1054Z, подключенного к лабораторной сети и работающего в режиме внутреннего триггера по переменному напряжению в сети питания. На канале “Trigger out” осциллограф генерирует импульсы с периодом 60 мс, который зависит от настроек осциллографа, и в данном случае была выбрана развёртка 2 мс на деление, что является оптимальным для средней длительности эксперимента равной одной секунде. В режиме ожидания триггера (‘slave’) данная последовательность импульсов используется в качестве триггера для компактной системы. Триггер для основной системы может быть реализован двумя способами: 1) использование тех

же импульсов от осциллографа для независимой работы установок, 2) прямое использование триггерного сигнала от компактной системы, что обеспечивает полную синхронизацию моментов запуска импульсных схем в обеих установках.

Данная схема управления поддерживает три режима работы:

1. полностью независимую работу систем;
2. режим с синхронизацией каждой системы по сетевому сигналу 50 Гц при сохранении их взаимной независимости;
3. полную синхронизацию между системами.

Стабильность синхронизации по сигналу 50 Гц оценивалась по флюктуациям задержки между циклами измерений, которые составили ~ 1 мс. Вероятной причиной таких флюктуаций являются шумы в самом сетевом сигнале 50 Гц. При этом относительная точность синхронизации импульсов между двумя системами была на три порядка выше — на уровне 1 мкс, что определяется скоростью обработки сигналов и задержками в кабельных линиях.

Несмотря на использование общих лазерных систем для обеих установок, их независимая работа обеспечивается применением отдельных акустооптических модуляторов, осуществляющих индивидуальный контроль каждой оптической частоты в эксперименте. Система поляризационных делителей позволяет выделить необходимое количество оптических пучков, после чего в каждый такой пучок

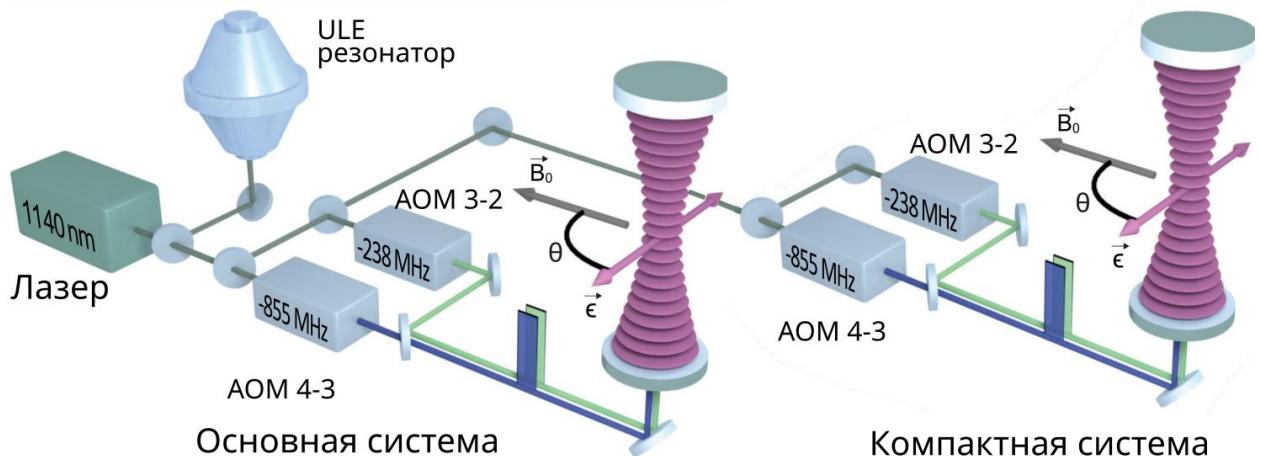


Рис. 30 Упрощённая схема независимого возбуждения часовых переходов в основной и компактной системах

вносится необходимый частотный сдвиг с помощью соответствующего акустооптического модулятора, при этом пучки основной и компактной систем являются независимыми. Для примера рассмотрим систему возбуждения часовых переходов (Рис. 30).

Как и раньше, часть излучения лазерной системы отщепляется для стабилизации длины волны по внешнему ультрастабильному ULE-резонатору. Оставшееся излучение делится на два пучка, соответствующих основной и компактной системам. Каждый из этих пучков в свою очередь делится на пучки адресации переходов «4-3» и «3-2», в каждый из которых внесена соответствующая частотная отстройка с помощью двухпроходных акустооптических модуляторов. Далее соответствующие порядки дифракции вновь совмещаются и заводятся в оптическое волокно, по которому доставляются к компактной и основной системам соответственно.

Описанная ранее техника использования микроволнового излучения для подготовки начальных состояний также реализована в системах схожим образом: сигнал на антенны подается с одного источника, для каждой системы предусмотрен собственный ключ. Единственное отличие заключается в том, что в основной системе антенна расположена внутри вакуумной камеры, а в компактной – за пределами камеры, в непосредственной близости от фланца CF-100. Это позволяет минимизировать влияние систем друг на друга за счёт частичного экранирования излучения вакуумной камерой.

Разработанная экспериментальная схема с двумя системами предоставляет полный набор инструментов для исследования атомов тулия и проведения сличений. Возможность независимого управления частотами часового излучения в каждой системе позволяет реализовать цифровую стабилизацию и изучать отклик одной системы при варьировании её параметров относительно второй, характеристики которой полагаются постоянными. Это позволяет существенно сократить время эксперимента, необходимое для характеризации чувствительности атомов тулия к различным внешним возмущениям, по сравнению со схемой

«попеременной стабилизации при разных параметрах», которая использовалась ранее в Главе 2 при демонстрации компенсации квадратичного эффекта Зеемана.

В описываемых далее экспериментах используется полностью синхронный режим работы двух установок, в котором возбуждение часовых переходов в основной и компактной системах происходит строго одновременно. Поскольку для возбуждения используется общий лазерный источник, разность частот часовых переходов между системами в таком режиме становится практически нечувствительна к шумам лазера и, следовательно, к эффекту Дика. Теоретически такой подход позволяет достигать предела квантового проекционного шума для атомных оптических часов.

Система цифровой стабилизации частоты часового излучения для каждой из установок аналогична описанной в Главе 2 с тем отличием, что условия измерений остаются неизменными от цикла к циклу. Калибровка считывания проводится независимо для каждой системы. Переходы «4-3» и «3-2» также возбуждаются строго одновременно в каждой из систем, в процессе измерений осуществляется попеременный опрос левого и правого склонов соответствующих контуров возбуждения. Далее для каждого перехода измеренные населённости пересчитываются в эффективности возбуждения, и рассчитывается отклонение от резонансной частоты. На основе этих данных корректируются частоты соответствующих акустооптических модуляторов. При этом, аналогично методике, описанной в Главе 2, каждые n циклов выполняются калибровочные измерения для стабилизации поперечной компоненты задающего магнитного поля относительно поляризации оптической решётки. Все измеренные параметры и внесённые корректировки сохраняются в обеих системах для последующего анализа. Отдельное внимание обратим на следующие величины:

- 1) Мгновенная измеренная ошибка частоты $\delta^{err}[i]$, характеризующая отличие текущей частоты излучения (после акустооптического модулятора) от соответствующего резонанса. Из этой величины

рассчитывается значение мгновенной корректировки $\Delta\nu^{corr}[i]$, которую необходимо внести в частоту акустооптического модулятора.

- 2) Вносимая корректировка. Для каждого измерения записывается суммарная корректировка частоты каждого акустооптического модулятора с момента начала эксперимента к моменту начала текущего измерения

$$\nu^{corr}[i] = \sum_{k=0}^{i-1} \Delta\nu^{corr}[k]. \quad (43)$$

- 3) Отличие мгновенной частоты лазера от текущей резонансной частоты перехода, которое может быть рассчитано по формуле

$$\Delta\nu^{inst}[i] = \nu^0 + \nu^{corr}[i] + \delta^{err}[i]. \quad (44)$$

3.2 Моделирование сличения и анализ различных источников шумов

На первом этапе было проведено численное моделирование поведения двух тулиевых оптических часов и влияния различных параметров эксперимента на результаты их сличения.

3.2.1 Параметры моделирования

Моделирование учитывает все основные шаги эксперимента: подготовку начальных состояний, одновременное возбуждение двух часовых переходов и считывание вероятностей возбуждения, описанные в Главе 1, а также возможные шумы условий эксперимента, а именно:

1. Флуктуации частоты лазерного источника
2. Флуктуации фазы, вносимые оптическим волокном
3. Флуктуации количества атомов
4. Флуктуации эффективности подготовки начальных состояний
5. Квантовый проекционный шум
6. Шумы считывания
7. Флуктуации магнитного поля

Для каждого набора исследуемых параметров выполнялось 10 прогонов моделирования с эффективной длительностью 10 000 секунд (с частотой измерений 1 Гц, что соответствует типичному циклу работы экспериментальной установки), в ходе которых сравнивались две системы. По результатам каждого прогона формировались массивы частот часовых переходов, на основе которых вычислялась синтетическая частота. В моделировании выделялись измеренная (v^{meas}), начальная (v^{init}) и истинная (v^{real} , рассчитывалась из известных параметров системы и лазера) частоты переходов в каждом из двух ансамблей атомов, после чего формировались разности соответствующих частот и на их основе рассчитывалась девиация Аллана. Девиации усреднялись по всем прогонам моделирования, а данные сохранялись в виде массивов. Если не указано иное, моделирование проводилось при следующих параметрах:

1. Задающее магнитное поле $B_0 = 300$ мГс.
2. Начальное число атомов в каждой из систем $N_0 = 10^5$ (для простоты считаем количество атомов одинаковым), среднеквадратичные флуктуации 3%.
3. Эффективность накачки на подуровни $|g, F=4, m_F=0\rangle$ и $|g, F=3, m_F=0\rangle$ установлена равной 20% с относительными флуктуациями 3%.
4. Шумы считывания отсутствуют.
5. Квантовый проекционный шум всегда учитывается.
6. Шумы лазера состоят из белого шума фазы (СПМ= $0.49 \times f^2$, где СПМ – спектральная плотность мощности, выраженная в Гц²/Гц) и фликкер-шума частоты (СПМ= $0.09/f$) и являются одинаковыми для двух систем. Здесь и далее амплитуда шумов задаётся через значение коэффициента при соответствующей степени частоты в спектральной плотности мощности, выраженной в Гц²/Гц. Указанные выше коэффициенты были определены эмпирически исходя из характерных значений шумов между циклами измерений и медленного дрейфа частоты часового лазера.

Поскольку начальные населённости подуровней $|g, F=4, m_F=0\rangle$ и $|g, F=3, m_F=0\rangle$ практически совпадают (различия обусловлены лишь статистическими флуктуациями), в дальнейшем анализе представлены результаты сравнения синтетических частот. Девиации Аллана для разности частот, стабилизированных по переходам «4–3» и «3–2» на каждой из систем, демонстрируют аналогичную временную зависимость, однако их нестабильность превышает нестабильность синтетической частоты в $\sqrt{2}$ раз.

Для времён усреднения $\tau > 100$ с рассчитанные девиации Аллана аппроксимировались функцией $\sigma_y(\tau) \propto 1/\sqrt{\tau(c)}$ с последующей экстраполяцией на полное время измерений. На последующих графиках приведены стандартные отклонения измеренных разностей частот, вычисленных как $\Delta v = \langle v_1^{meas} - v_1^{real} \rangle - \langle v_2^{meas} - v_2^{real} \rangle$, где индексы 1 и 2 соответствуют двум системам, а усреднение выполнялось отдельно для каждого прогона моделирования. Следует отметить, что для всех расчётов среднее значение указанных разностей частот статистически незначительно отличается от нуля (в пределах стандартного отклонения), что подтверждает корректность моделирования петель стабилизации частоты.

3.2.2 Результаты моделирования

Синхронное сличение и относительные флуктуации

На первом этапе для определения выигрыша синхронного опроса по сравнению с независимым было проведено моделирование с удвоенной длительностью 20 000 с, сохраняющее исходные параметры фликкер-шума частоты и белого шума фазы. Затем на его основе создавались подсистемы, содержащие соответственно чётные и нечётные моменты измерений, отвечающие системам, опрашиваемым попаременно. Данный подход обеспечивал наличие общих медленных флуктуаций частоты в обеих системах при независимом белом шуме фазы в каждой.

Результаты моделирования, представленные на Рис. 31 (а), демонстрируют, что даже незначительный уровень шумов приводит к существенному снижению точности измерений при асинхронном опросе. На Рис. 31 (б) показаны результаты для синхронного опроса при различных уровнях общих флюктуаций частоты лазера. В исследовании варьировалась амплитуда белого шума фазы при фиксированном уровне фликкер-шума частоты ($\text{СПМ}=0.09/f$). Видно, что в режиме синхронного опроса точность сличения не зависит от лазерных шумов в рабочем диапазоне стабилизации частоты и определяется фундаментальным квантовым пределом.

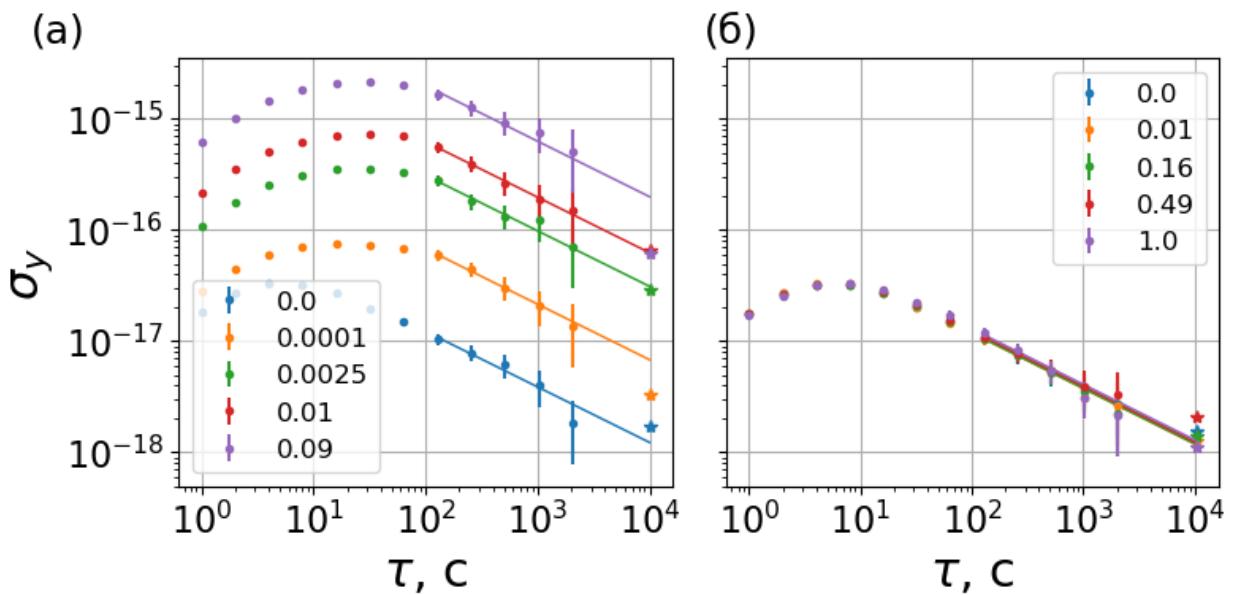


Рис. 31 Результаты моделирования сличения систем в присутствии шумов лазерного источника: (а) в асинхронном режиме, (б) в синхронном режиме. Разные цвета соответствуют различному уровню белого фазового шума лазерного источника.

В реальных экспериментах даже при идеальной синхронизации пробных импульсов наблюдаются флюктуации их относительных фаз, обусловленные техническими шумами. Основной вклад вносит различие оптических длин путей от лазера до отдельных атомных ансамблей. Хотя активная стабилизация пути с помощью акустооптических модуляторов является стандартным решением [102,103], полностью исключить флюктуации невозможно – особенно на участках между точкой разделения лазерного излучения и интерферометром стабилизации.

Для анализа влияния указанных шумов было промоделировано измерение, в котором шумы излучения на второй системе формировались как аддитивная комбинация шумов первой системы и дополнительного белого шума частоты ($\text{СПМ}=\text{const}$). Как показано на Рис. 32 (а), для достижения точности сличения на уровне стандартного квантового предела необходимо подавить уровень относительных шумов между системами до 0.0025, что соответствует флюктуациям частоты порядка $\delta\nu = 50$ мГц, и при времени π -импульса равном $\Delta t = 80$ мс приводит к относительному набору фазы $\delta\phi = 2\pi\delta\nu\Delta t = 0.025$ рад.

На Рис. 32 (б) показано, что, несмотря на то что общие флюктуации мощности (как и частоты) пробных импульсов не влияют на стабильность измерений, некоррелированные флюктуации приводят к ухудшению девиации Аллана. И для достижения стабильности, сравнимой с пределом квантового проекционного шума, эти относительные флюктуации не должны превышать 1%.

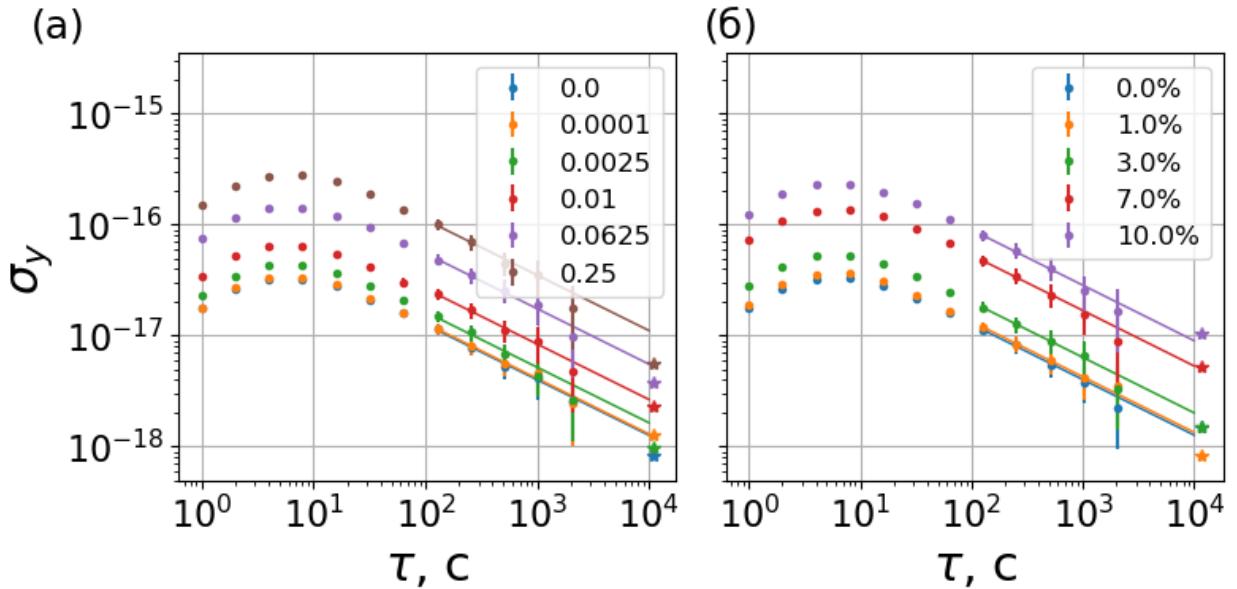


Рис. 32 Результаты моделирования в синхронном режиме (а) с остаточным относительным белым шумом частоты, (б) с учётом флюктуаций мощности

Шумы считывания и калибровки

Дополнительным источником ухудшения стабильности измерений выступают шумы считывания количества атомов, не связанные с проекционным шумом. Результаты моделирования, Рис. 33 (а), демонстрируют, что, как и

ожидалось, влияние этих шумов становится значительным при превышении уровня стандартного квантового предела $1/\sqrt{N} \sim 10^{-2}$.

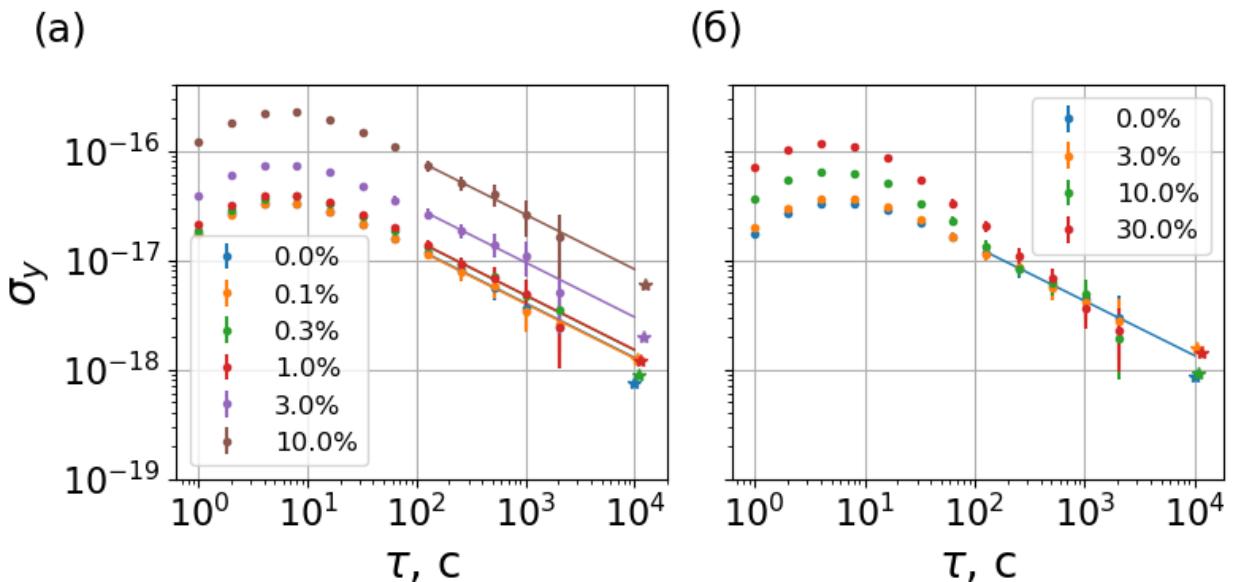


Рис. 33 Моделирование с учётом шумов считывания камеры (а) и различий при выставлении коэффициентов цифровой стабилизации (б)

Ещё одним источником ухудшения стабильности могут стать ошибки в выставлении коэффициентов цифровой обратной связи на двух системах. В том числе это может быть вызвано ошибкой калибровки коэффициентов считывания: это может приводить к взаимному влиянию переходов друг на друга и соответствующим ошибкам при определении частот. Моделирование показало, что ошибки определения коэффициентов в пределах 20% не сказываются на результатах сличения систем. На Рис. 33 (б) проиллюстрировано, что различия в коэффициентах цифровой стабилизации приводят к ухудшению только кратковременной стабильности измерений.

Шумы магнитного поля

Следующим ключевым для сличения тулиевых часов фактором являются флуктуации магнитного поля, которые мы разделим на продольные (параллельные полю B_0 , задающему ось квантования) и поперечные. Амплитуды этих шумов представлены размерными коэффициентами перед соответствующими степенями частоты в спектральной плотности мощности (СПМ, единицы измерения Гс²/Гц).

Флуктуации продольного магнитного поля (δB_{\parallel}), возникающие из-за нестабильности тока катушки или лабораторных полей, приводят к изменению частоты часовых переходов за счёт квадратичного эффекта Зеемана. Для поля $B_0 = 300$ мГс чувствительность частоты переходов «4-3» и «3-2» составляет $\delta\nu_i/\delta B_{\parallel} = 2\beta_i B_0 \approx \pm 0.15$ Гц/Гс, где $\beta_i = \pm 257$ Гц/Гс² — соответствующие коэффициенты квадратичного эффекта Зеемана. Синтетическая частота, как было показано ранее, не чувствительна к таким флуктуациям [59].

Было выполнено моделирование сличения двух атомных часов при наличии броуновского шума продольного магнитного поля с различной амплитудой. Как показано на Рис. 34 (а), шум с амплитудой 0.0001 ограничивает точность измерения частоты перехода «4-3» на уровне 10^{-17} (для перехода «3-2» наблюдается аналогичная зависимость). При этом синтетическая частота демонстрирует полную нечувствительность к таким флуктуациям Рис. 34 (б).

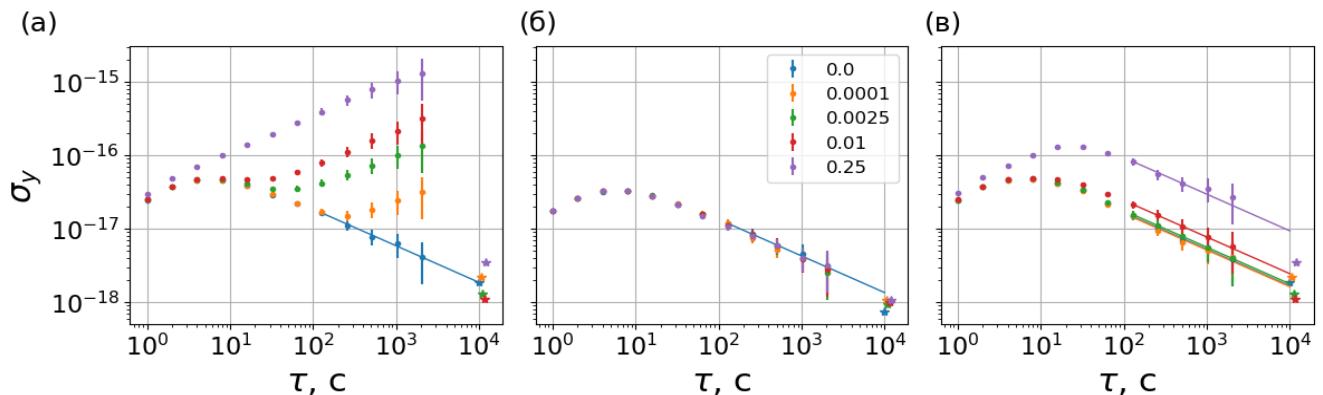


Рис. 34 Моделирование сличений в условиях броуновских флуктуаций продольной компоненты магнитного поля (легенда общая для всех графиков, разные цвета соответствуют разному уровню шума): (а) сличение частот переходов «4-3», (б) результаты сличения синтетической частоты, (в) результаты сравнения частот переходов «4-3» с посткоррекцией магнитного поля, вычисленной из дифференциальной частоты

Так как дифференциальная частота, равная разности частот переходов «4-3» и «3-2», чувствительна к эффекту Зеемана, её анализ позволяет отследить флуктуации магнитного поля. Из результатов измерения частот обоих переходов были реконструированы шумы продольного поля. После усреднения по 30

последовательным циклам была выполнена коррекция частот переходов с учётом вычисленных колебаний поля, результаты отражены на Рис. 34 (в). Метод демонстрирует эффективность при амплитудах шума до 0.01, что подтверждает его применимость для компенсации низкочастотных магнитных возмущений.

Аналогичным образом была исследована зависимость стабильности измерений от шумов поперечного магнитного поля δB_{\perp} . Такие флюктуации вызывают одинаковое смещение частот переходов «4-3» и «3-2», а также сказываются на синтетической частоте, как было описано в Главе 2. Зависимость частотного сдвига от флюктуаций поля имеет квадратичный характер $\delta\nu \propto (\delta B_{\perp}/B_0)^2$, где $B_0 = 300$ мГс.

При малых δB_{\perp} влияние на стабильность частот переходов оказывается менее значительным по сравнению с флюктуациями продольного поля той же амплитуды, что видно при сравнении рисунков Рис. 35 (а) и Рис. 34 (а). В предыдущих экспериментах была продемонстрирована стабилизация направления магнитного поля с точностью лучше 1 мрад, что обеспечивает вклад в нестабильность частоты менее 10^{-18} в относительных единицах.

Аналогично технике, описанной в Главе 2, для компенсации флюктуаций δB_{\perp} в алгоритм измерений были внесены специальные калибровочные циклы. После каждого 4 или 9 циклов основных измерений добавлялось калибровочное перпендикулярное магнитное поле $B_{\perp}^{calib} = \pm 60$ мГс. По разности резонансных частот переходов при противоположных значениях B_{\perp}^{calib} определялся угол отклонения основного поля от оптимального направления 90° относительно поляризации оптической решётки, который затем корректировался с помощью цифровой стабилизации. Частота калибровочных измерений (1 калибровка на 9 основных циклов) была выбрана на основе измеренного уровня флюктуаций,

соответствующих броуновскому шуму с амплитудой 0.04, что подтверждает эффективность предложенного метода компенсации, как показано на Рис. 35 (б,в).

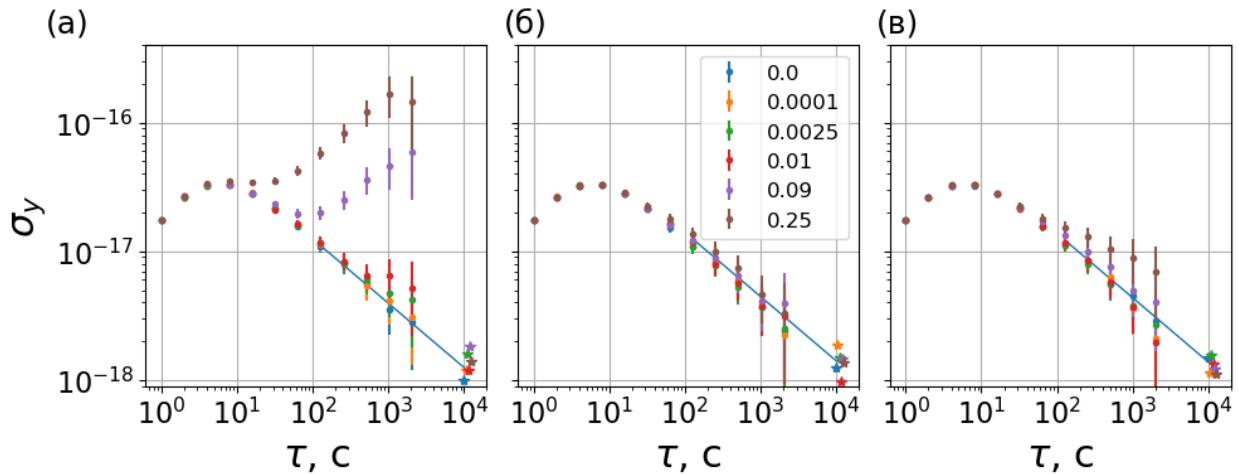


Рис. 35 Моделирование сличения в условиях флуктуаций перпендикулярной компоненты магнитного поля. Представлены результаты для разного уровня шумов (легенда общая для всех графиков) для сличения (а) без стабилизации направления магнитного поля, (б) со стабилизацией и соответствующей корректировкой раз в 4 цикла измерений, (в) со стабилизацией и соответствующей корректировкой раз в 9 циклов измерений.

3.3 Результаты сличения

В указанной выше конфигурации эксперимента измерения проводились в течение одного часа. На основной системе величина задающего магнитного поля была установлена равной 500 мГс, глубина потенциала оптической решётки – $300 E_r$, на компактной системе аналогичные величины составили 340 мГс и $500 E_r$. Также характеристики компактной системы позволили получить существенно большее количество атомов, что в основном связано с большей доступной мощностью оптической решётки.

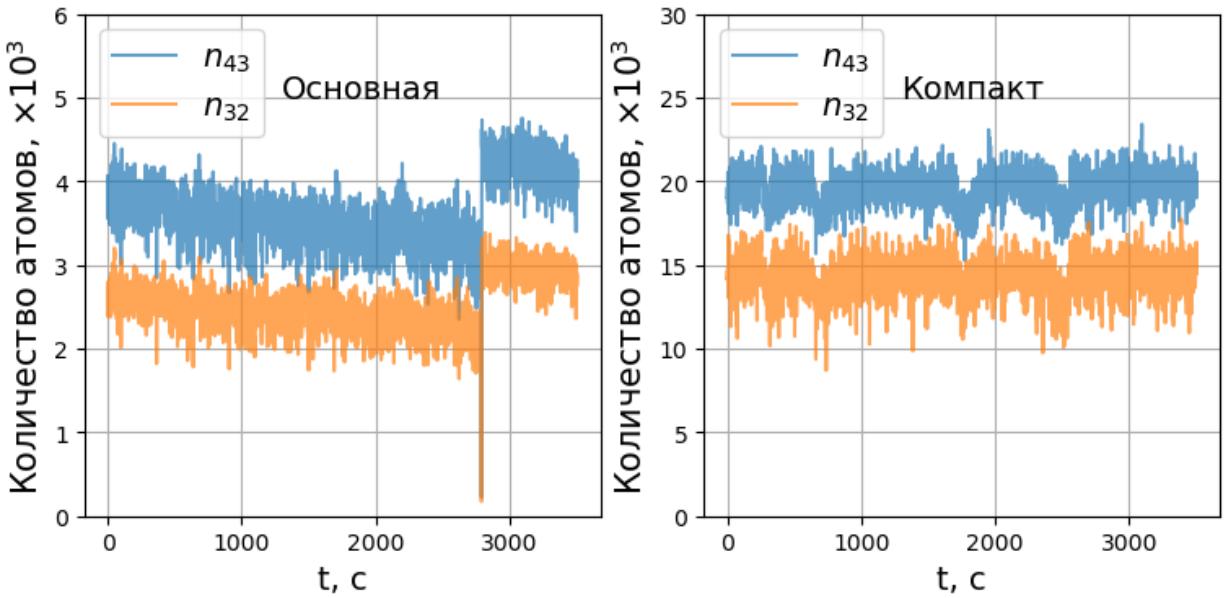


Рис. 36 Динамика количества атомов в эксперименте на каждой из исследуемых систем. Разными цветами проиллюстрировано количество атомов, участвующих в спектроскопии соответствующего перехода.

Динамика количества атомов в обеих системах на протяжении эксперимента представлена на Рис. 36. Постепенное снижение количества атомов в основной системе с последующим провалом до нуля и восстановлением связано с постепенным выходом моды усиливающего резонатора за пределы области стабилизации: на краю области диапазон шумов, которые может отработать пьезокерамический элемент, сужается, и средняя мощность постепенно падает. При этом при выходе моды за пределы области стабилизации резонатор в режиме «перепривязки» стабилизируется к новой моде, приближенной к центру диапазона стабилизации. Данный эффект может быть компенсирован ужесточением условия «перепривязки» или требованием поиска новой моды каждый цикл измерений. Для оценки квантового проекционного шума здесь будем считать частоты часовых переходов близкими, тогда количество атомов в основной системе соответствует пределу QPN на уровне

$$\sigma_{QPN}^s(\tau) = \frac{\sqrt{\sigma_{43}^2 + \sigma_{32}^2}}{2} \approx \frac{\Delta v}{v} \sqrt{\frac{T_c}{2N\tau}} \approx 5 \times 10^{-16} / \sqrt{\tau}. \quad (45)$$

Для компактной системы данный предел меньше из-за большего количества атомов и лежит на уровне $2 \times 10^{-16} / \sqrt{\tau}$.

Далее рассмотрим в отдельности результаты измерения синтетических и дифференциальных частот на каждой из систем. Как следует из рассмотренной выше модели, из-за того, что возбуждение часовых переходов «4-3» и «3-2» проводится одновременно, измерения дифференциальной частоты на каждой из систем в отдельности также не подвержены эффекту Дика. Так как дифференциальная частота $\nu_d = \nu_{32} - \nu_{43}$ чувствительна к квадратичному эффекту Зеемана, её измерения несут информацию о магнитном поле каждой из систем. Результаты измерений представлены на Рис. 37. Видно, что на основной системе дрейф дифференциальной частоты составляет несколько десятых герца, что в условиях эксперимента соответствует флюктуациям магнитного поля на уровне 1 мГс (см. правую ось Рис. 37). В то же время на компактной системе, несмотря на шумы сравнимого масштаба, среднее значение частоты стабильно с точностью 5 мГц, что говорит о лучшей стабильности магнитного поля.

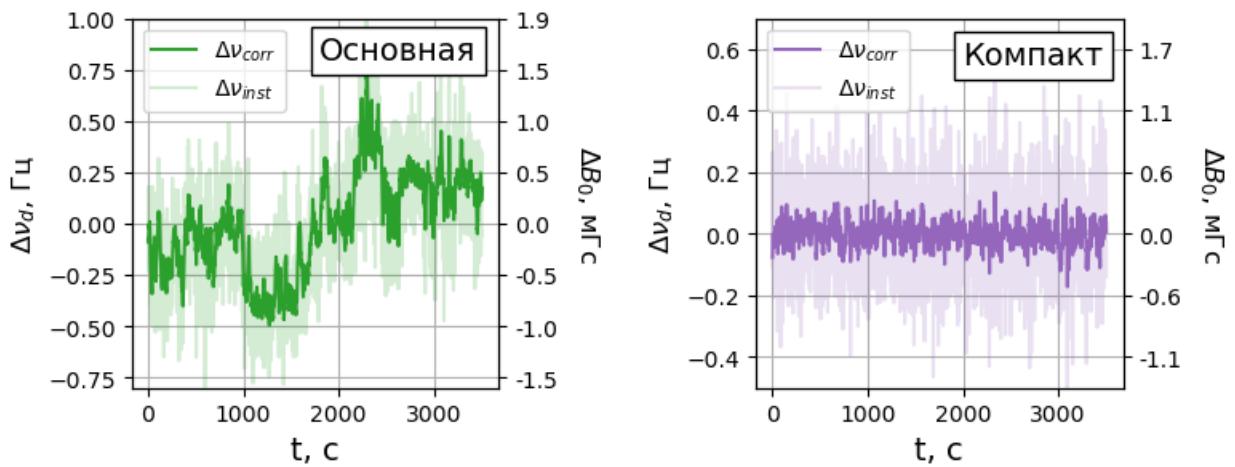


Рис. 37 Результаты измерения дифференциальных частот в каждой из систем. Светлые точки соответствуют измеренным мгновенным флюктуациям частоты, темные – вносимым корректировкам в системе стабилизации. Левая ось иллюстрирует значение разности частот, правая – расчётные флюктуации магнитного поля, которые приводят к соответствующей флюктуации частоты.

Перейдем к анализу синтетических частот, полученных в эксперименте (см. Рис. 38). Видно, что для каждой из систем наблюдается дрейф мгновенной измеренной синтетической частоты $\Delta\nu_s^{meas}$, который отрабатывается акустооптическими модуляторами v_s^{corr} . Однако при сравнении синтетических частот видно, что разница между двумя системами стабильна на уровне порядка 100 мГц. Это свидетельствует о том, что наблюдаемый в каждой из систем дрейф полностью обусловлен дрейфом частоты лазерного источника и, как и ожидалось, синтетическая частота не чувствительна к флюктуациям магнитного поля, а схема синхронного сличения позволяет подавить шумы лазерного источника.

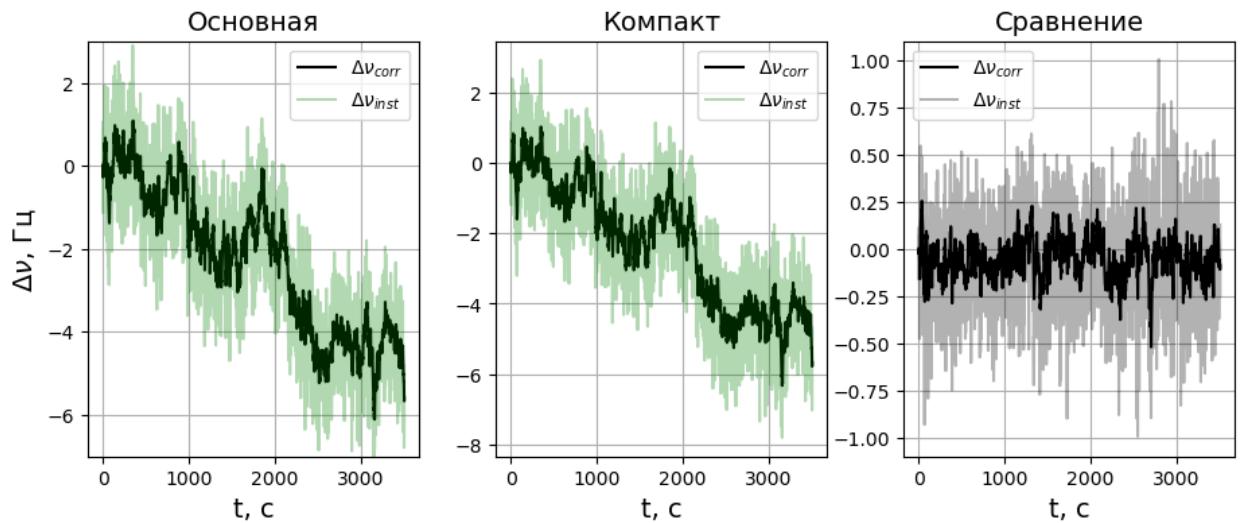


Рис. 38 Результаты измерения синтетических частот на каждой из систем и их сравнение. Представлены результаты мгновенных измеренных частотных отстроек ($\Delta\nu_{inst}$) и вносимых корректировок ($\Delta\nu_{corr}$).

Теперь проведём анализ погрешностей и стабильности описанных выше измерений: как и ранее, для этого будем использовать девиацию Аллана. На Рис. 39 представлены результаты анализа для разницы синтетических частот между системами (красная линия), для разницы каждой из частот переходов «4-3» и «3-2» (синяя и оранжевая линии соответственно), а также для дифференциальных частот на основной и компактной системах, нормированных на значение оптической

частоты перехода «4-3» в соответствующей системе (фиолетовая и зелёная линии соответственно). Чёрная прямая иллюстрирует усреднение по закону $2 \times 10^{-15} / \sqrt{\tau}$.

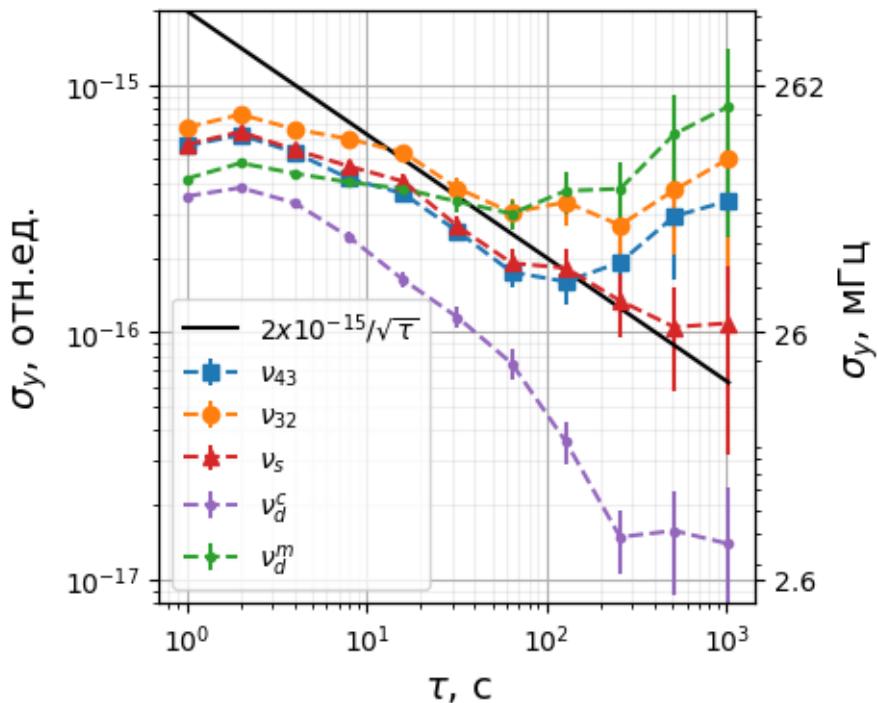


Рис. 39 Девиация Аллана для проведённого сличения: синими и оранжевыми точками отражены результаты сравнения частот каждого из переходов «4-3» и «3-2» в отдельности, красными точками – результаты сравнения синтетической частоты между системами. Фиолетовые и зелёные точки соответствуют результатам измерения дифференциальной частоты на компактной и основной системах соответственно. Чёрная сплошная линия иллюстрирует приближение результатов усреднения синтетической частоты на времени после 100 с зависимостью $\sigma_y = 2 \times 10^{-15} / \sqrt{\tau}$.

Видно, что после 100 с усреднения для каждой из частот переходов «4-3» и «3-2» девиация их разности между двумя системами начинает увеличиваться. Это коррелирует с поведением девиации дифференциальной частоты на основной установке, что вновь свидетельствует о присутствии медленных флуктуаций магнитного поля, характерных для этой системы. При этом девиация разницы синтетических частот между системами продолжает уменьшаться до величины порядка 10^{-16} после 500 секунд усреднения, что вновь демонстрирует эффективность метода синтетической частоты для нивелирования влияния магнитного поля. Данный результат уже превосходит предельные характеристики

микроволновых стандартов частоты и достигается менее чем за 10 минут измерений при том, что для микроволновых установок его достижение требует более суток усреднения.

Отдельно также обратим внимание на девиацию дифференциальной частоты компактной системы: она усредняется по закону $3 \times 10^{-16}/\sqrt{\tau}$, что близко к квантовому пределу шума для текущей конфигурации системы, и достигает 2×10^{-17} спустя 200 с измерений. Это свидетельствует, во-первых, о стабильности магнитного поля компактной установки на уровне порядка 0.1 мГс и, во-вторых, о том, что остальные эффекты, оказывающие влияние на частоту часовых переходов, вносят шумы на уровне не более 2×10^{-17} , что позволяет рассчитывать на сопоставимую погрешность характеристики тулиевых оптических часов в компактном исполнении.

Отличие продемонстрированной стабильности от предела квантового проекционного шума обусловлено остаточными флюктуациями фазы излучения в волокне и нескомпенсированных участках оптического пути излучения между системами, а также дрейфом мощности оптической решётки: поправки старших порядков к динамическому эффекту Штарка и отклонение от магической длины волны приводят к зависимости частоты часовых переходов от глубины удерживающего потенциала. Следующим шагом в характеристиках тулиевых оптических часов станет именно прецизионный анализ взаимодействия с оптической решёткой.

Продемонстрированные результаты являются первым в мире сличением тулиевых оптических часов в режиме синхронного опроса и демонстрируют перспективность дальнейшего развития данного направления исследований. Особого внимания заслуживают результаты, достигнутые на компактной установке, представляющей интерес для разработки транспортируемых оптических часов.

Основные результаты Главы 3

- 1) Проведено моделирование сличения двух тулиевых оптических часов в синхронном режиме, найдены оптимальные параметры для цифровой стабилизации частоты и получены оценки на влияние различных типов внешних шумов.
- 2) Разработана и создана схема синхронного сличения двух тулиевых оптических часов с использованием бихроматического возбуждения и формирования синтетической частоты.
- 3) Реализовано сличение двух экспериментальных установок, продемонстрирована относительная нестабильность сравнения синтетических частот между системами на уровне $2 \times 10^{-15} / \sqrt{\tau[\text{сек}]}$, и достигнута относительная погрешность 10^{-16} после 500 с усреднения.
- 4) Продемонстрировано достижение погрешности измерения дифференциальной частоты на уровне менее 5 мГц после 200 с усреднения на системе в компактном исполнении.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем:

1. Разработана схема одновременной монохроматической подготовки начальных состояний методом оптической накачки на длине волны 418.8 нм и достигнуты населённости целевых состояний $\eta_{4,0} = 36(2)\%$ и $\eta_{3,0} = 3.8(0.2)\%$ от начального количества атомов.
2. Реализован метод считывания населённостей 4-х уровней, использующихся при бихроматическом опросе часовых переходов, что позволяет за один экспериментальный цикл рассчитать вероятности возбуждения двух часовых переходов, нечувствительные к флуктуациям полного количества атомов в эксперименте.
3. Разработана техника цифровой стабилизации, и продемонстрирована её эффективность как для стабилизации частоты лазерного излучения к резонансам в атомах, так и для стабилизации параметров системы, определяемых в ходе эксперимента.
4. Экспериментально продемонстрирована эффективность техники бихроматического опроса и формирования синтетической частоты для компенсации квадратичного эффекта Зеемана: остаточный коэффициент составил $\beta_s = -0.008(175)$ Гц/Гс², что как минимум на 3 порядка ниже чувствительности каждого из часовых переходов в отдельности.
5. Предложена конфигурация непрерывных оптических часов на основе атомов туния, захваченных в движущуюся оптическую решётку, с использованием бихроматической спектроскопии во встречных пучках часового излучения. Показано, что данная техника позволяет подавить характерные для конфигурации сдвиги, связанные с эффектами Зеемана и Доплера на 3 и 5 порядков соответственно.
6. Проведено первое сличение двух тулиевых оптических часов. В измерениях продемонстрирована долговременная нестабильность сличения

синтетических частот на уровне $\sigma_y = 2 \times 10^{-15}/\sqrt{\tau}$, и достигнута относительная погрешность измерений 10^{-16} после 500 с усреднения, что превосходит характеристики микроволновых стандартов.

В заключение я хотел бы поблагодарить своего научного руководителя Головизина Артёма Алексеевича за неоценимую помощь, руководство и наставления, Вишнякову Гульнару Александровну и Трегубова Дмитрия Олеговича за передачу опыта и ценнейшие советы, академика РАН д.ф.-м.н. Колачевского Николая Николаевича и д.ф.-м.н. Сорокина Вадима Николаевича за продуктивные обсуждения результатов, а также весь коллектив лаборатории за поддержку и дружественную атмосферу.

Список литературы

1. Riehle F. Frequency standards: basics and applications. John Wiley \& Sons, 2006.
2. Ludlow A. D., Boyd M. M., Ye J., и др. Optical atomic clocks // Rev. Mod. Phys. American Physical Society, 2015. Т. 87, № 2. С. 637.
3. McGrew W. F., Zhang X., Fasano R. J., и др. Atomic clock performance enabling geodesy below the centimetre level // Nature. Nature Publishing Group, 2018. Т. 564, № 7734. С. 87–90.
4. Oelker E., Hutson R. B., Kennedy C. J., и др. Demonstration of 4.8×10^{-17} stability at 1 s for two independent optical clocks // Nat. Photonics. Nature Publishing Group, 2019. Т. 13, № 10. С. 714–719.
5. Bloom B. J., Nicholson T. L., Williams J. R., и др. An optical lattice clock with accuracy and stability at the 10^{-18} level // Nature. Nature Publishing Group, 2014. Т. 506, № 7486. С. 71–75.
6. Kim K., Aepli A., Warfield W., и др. Atomic Coherence of 2 Minutes and Instability of 1.5×10^{-18} at 1 s in a Wannier-Stark Lattice Clock // Phys. Rev. Lett. American Physical Society, 2025. Т. 135, № 10. С. 103601.
7. Aepli A., Kim K., Warfield W., и др. Clock with 8×10^{-19} Systematic Uncertainty // Phys. Rev. Lett. American Physical Society, 2024. Т. 133, № 2. С. 023401.
8. Marshall M. C., Castillo D. A. R., Arthur-Dworschack W. J., и др. High-Stability Single-Ion Clock with 5.5×10^{-19} Systematic Uncertainty // Phys. Rev. Lett. American Physical Society (APS), 2025. Т. 135, № 3. С. 033201.
9. Bothwell T., Kedar D., Oelker E., и др. Jila SrI optical lattice clock with uncertainty of 2.0×10^{-18} // Metrologia. IOP Publishing, 2019. Т. 56, № 6. С. 065004.
10. Dörscher S., Huntemann N., Schwarz R., и др. Optical frequency ratio of a $^{171}\text{Yb}^+$ single-ion clock and a ^{87}Sr lattice clock // Metrologia. IOP Publishing, 2021. Т. 58,

№ 1. C. 015005.

11. Brewer S. M., Chen J. S., Hankin A. M., и др. Al+ 27 Quantum-Logic Clock with a Systematic Uncertainty below 10^{-18} // Phys. Rev. Lett. American Physical Society, 2019. Т. 123, № 3. С. 033201.
12. Gerginov V., Hoth G. W., Heavner T. P., и др. Accuracy evaluation of primary frequency standard NIST-F4 // Metrologia. IOP Publishing, 2025. Т. 62, № 3. С. 035002.
13. Zheng F., Chen W., Liu K., и др. Uncertainty evaluation of the caesium fountain primary frequency standard NIM6 // Metrologia. IOP Publishing, 2025. Т. 62, № 3. С. 035005.
14. Dimarcq N., Gertsvolf M., Mileti G., и др. Roadmap towards the redefinition of the second // Metrologia. IOP Publishing, 2024. Т. 61, № 1. С. 012001.
15. Kudeyarov K. S., Kryuchkov D. S., Vishnyakova G. A., и др. Frequency transfer via an ultra-stable free-space link // Quantum Electron. IOP Publishing, 2020. Т. 50, № 3. С. 267–271.
16. Predehl K., Grosche G., Raupach S. M. F., и др. A 920-kilometer optical fiber link for frequency metrology at the 19th decimal place // Science. American Association for the Advancement of Science, 2012. Т. 336, № 6080. С. 441–444.
17. Beloy K., Bodine M. I., Bothwell T., и др. Frequency ratio measurements at 18-digit accuracy using an optical clock network // Nature. Nature Research, 2021. Т. 591, № 7851. С. 564–569.
18. Gozzard D. R., Schediwy S. W., Stone B., и др. Stabilized Free-Space Optical Frequency Transfer // Phys. Rev. Appl. American Physical Society, 2018. Т. 10, № 2. С. 024046.
19. Riehle F. Optical clock networks // Nat. Photonics. Nature Publishing Group, 2017. Т. 11, № 1. С. 25–31.

20. Lyu D., Zeng F., Ouyang X., и др. Real-time clock comparison and monitoring with multi-GNSS precise point positioning: GPS, GLONASS and Galileo // Adv. Sp. Res. Pergamon, 2020. Т. 65, № 1. С. 560–571.
21. Petit G. Sub-10–16 accuracy GNSS frequency transfer with IPPP // GPS Solut. Springer Science and Business Media Deutschland GmbH, 2021. Т. 25, № 1. С. 22.
22. Fujieda M., Yang S. H., Gotoh T., и др. Advanced Satellite-Based Frequency Transfer at the 10-16 Level // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc., 2018. Т. 65, № 6. С. 973–978.
23. Riedel F., Al-Masoudi A., Benkler E., и др. Direct comparisons of European primary and secondary frequency standards via satellite techniques // Metrologia. IOP Publishing, 2020. Т. 57, № 4. С. 045005.
24. Zeng M., Huang Y., Zhang B., и др. Towards a transportable Ca + optical clock with a systematic uncertainty of 4.8×10^{-18} // Phys. Rev. Appl. 2023. Т. 19, № 6. С. 064004.
25. Huang Y., Zhang H., Zhang B., и др. Geopotential measurement with a robust, transportable Ca+ optical clock // Phys. Rev. A. American Physical Society, 2020. Т. 102, № 5. С. 050802.
26. Origlia S., Pramod M. S., Schiller S., и др. Towards an optical clock for space: Compact, high-performance optical lattice clock based on bosonic atoms // Phys. Rev. A. American Physical Society, 2018. Т. 98, № 5. С. 053443.
27. Kong D.-H., 孔德欢, Wang Z.-H., и др. A transportable optical lattice clock at the National Time Service Center // Chinese Phys. B. IOP Publishing, 2020. Т. 29, № 7. С. 070602.
28. Grotti J., Koller S., Vogt S., и др. Geodesy and metrology with a transportable optical clock // Nat. Phys. Nature Publishing Group, 2018. Т. 14, № 5. С. 437–441.
29. Ohmae N., Takamoto M., Takahashi Y., и др. Transportable Strontium Optical

Lattice Clocks Operated Outside Laboratory at the Level of 10–18 Uncertainty // Adv. Quantum Technol. John Wiley and Sons Inc, 2021. T. 4, № 8. C. 2100015.

30. Stuhler J., Abdel Hafiz M., Arar B., и др. Opticlock: Transportable and easy-to-operate optical single-ion clock // Meas. Sensors. Elsevier, 2021. T. 18. C. 100264.
31. Khabarova K., Kryuchkov D., Borisenko A., и др. Toward a New Generation of Compact Transportable Yb+ Optical Clocks // Symmetry. MDPI, 2022. T. 14, № 10. C. 2213.
32. Dube P., Kato K., Bernard J., и др. Progress Towards a Transportable and High-Accuracy Sr+Ion Clock at NRC // 2021 Jt. Conf. Eur. Freq. Time Forum IEEE Int. Freq. Control Symp. EFTF/IFCS 2021 - Proc. Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc., 2021. C. 1–2.
33. Huang Y., Zhang B., Zeng M., и др. A liquid nitrogen-cooled Ca + optical clock with systematic uncertainty of 3×10^{-18} // Phys. Rev. Appl. 2022. T. 17, № 3. C. 034041.
34. Hannig S., Pelzer L., Scharnhorst N., и др. Towards a transportable aluminium ion quantum logic optical clock // Rev. Sci. Instrum. American Institute of Physics Inc., 2019. T. 90, № 5. C. 053204.
35. McGrew W. F., Zhang X., Fasano R. J., и др. Atomic clock performance enabling geodesy below the centimetre level // Nature. 2018. T. 564, № 7734. C. 87–90.
36. Sukachev D., Fedorov S., Tolstikhina I., и др. Inner-shell magnetic dipole transition in Tm atoms: A candidate for optical lattice clocks // Phys. Rev. A. 2016. T. 94, № 2. C. 022512.
37. Golovizin A., Fedorova E., Tregubov D., и др. Inner-shell clock transition in atomic thulium with a small blackbody radiation shift // Nat. Commun. Nature Publishing Group, 2019. T. 10, № 1. C. 1724.
38. Mishin D. A., Provorchenko D. I., Tregubov D. O., и др. Effect of optical lattice field on characteristics of a clock transition in thulium atoms // Quantum

Electronics. 2022. T. 52, № 6. C. 505–512.

39. Katori H., Takamoto M., Pal'chikov V. G., и др. Ultrastable optical clock with neutral atoms in an engineered light shift trap // Phys. Rev. Lett. American Physical Society, 2003. Т. 91, № 17. С. 173005.
40. Katori H., Hashiguchi K., Il'Inova E. Y., и др. Magic wavelength to make optical lattice clocks insensitive to atomic motion // Phys. Rev. Lett. American Physical Society, 2009. Т. 103, № 15. С. 153004.
41. Yudin V. I., Taichenachev A. V., Okhapkin M. V., и др. Atomic clocks with suppressed blackbody radiation shift // Phys. Rev. Lett. American Physical Society, 2011. Т. 107, № 3. С. 030801.
42. Yudin V. I., Taichenachev A. V., Basalaev M. Y., и др. Combined atomic clock with blackbody-radiation-shift-induced instability below 10^{-19} under natural environment conditions // New J. Phys. IOP Publishing, 2021. Т. 23, № 2. С. 023032.
43. Akerman N., Ozeri R. Atomic combination clocks // New J. Phys. IOP Publishing, 2018. Т. 20, № 12. С. 123026.
44. Schiller S., Bakalov D., Korobov V. I. Simplest Molecules as Candidates for Precise Optical Clocks // Phys. Rev. Lett. American Physical Society, 2014. Т. 113, № 2. С. 023004.
45. Трегубов Д. Часовой переход в атоме тулия с низкой чувствительностью к тепловому излучению: дис. ... канд. физ.-мат. наук / Трегубов Д.О. - ФИАН, 2019.
46. Mishin D., Tregubov D., Kolachevsky N., и др. Combined microwave and optical spectroscopy for hyperfine structure analysis in thulium atoms // Phys. Rev. A. APS, 2024. Т. 110, № 3. С. 32817.
47. Giglberger D., Penselin S. Ground-state hyperfine structure and nuclear magnetic moment of thulium-169 // Zeitschrift fuer Phys. Springer, 1967. Т. 199, № 2. С.

244–255.

48. Sukachev D., Sokolov A., Chebakov K., и др. Magneto-optical trap for thulium atoms // Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys. American Physical Society, 2010. Т. 82, № 1. С. 011405.
49. Sukachev D., Sokolov A., Chebakov K., и др. Sub-doppler laser cooling of thulium atoms in a Magneto-optical trap // JETP Lett. 2010. Т. 92, № 10. С. 703–706.
50. Сукачёв Д. Лазерное охлаждение атомов тулия: дис. ... канд. физ.-мат. наук / Сукачёв Д.Д. - ФИАН, 2013.
51. Vishnyakova G. A., Kalganova E. S., Sukachev D. D., и др. Two-stage laser cooling and optical trapping of thulium atoms // Laser Phys. IOP Publishing, 2014. Т. 24, № 7. С. 74018.
52. Sukachev D. D., Kalganova E. S., Sokolov A. V, и др. Secondary laser cooling and capturing of thulium atoms in traps // Quantum Electron. IOP Publishing, 2014. Т. 44, № 6. С. 515–520.
53. Вишнякова Г. Вторичное лазерное охлаждение атомов тулия: дис. ... канд. физ.-мат. наук / Вишнякова Г.А. - ФИАН, 2017.
54. Provorchenko D., Tregubov D., Mishin D., и др. Deep Laser Cooling of Thulium Atoms to Sub- μ K Temperatures in Magneto-Optical Trap // Atoms. 2023. Т. 11, № 2. С. 30.
55. Provorchenko D. I., Tregubov D. O., Golovizin A. A., и др. Laser cooling of thulium atoms to ground vibrational state in an optical lattice // Uspekhi Fiz. Nauk. Uspekhi Fizicheskikh Nauk (UFN) Journal, 2024. Т. 194, № 11. С. 1185–1195.
56. Golovizin A. A., Kalganova E. S., Sukachev D. D., и др. Detection of the clock transition (1.14 μ m) in ultra-cold thulium atoms // Quantum Electron. IOP Publishing, 2015. Т. 45, № 5. С. 482–485.
57. Головизин А. Прямое лазерное возбуждение часового магнитодипольного

перехода 1.14 мкм в ультрахолодных атомах тулия: дис. ... канд. физ.-мат. наук / Головизин А.А. - ФИАН, 2017.

58. Golovizin A., Tregubov D., Fedorova E., и др. Estimation of uncertainty budget for a thulium optical clock // AIP Conference Proceedings. 2020. Т. 2241. С. 020016.
59. Golovizin A. A., Tregubov D. O., Fedorova E. S., и др. Simultaneous bicolor interrogation in thulium optical clock providing very low systematic frequency shifts // Nat. Commun. 2021. Т. 12, № 1. С. 5171.
60. Fedorova E., Golovizin A., Tregubov D., и др. Simultaneous preparation of two initial clock states in a thulium optical clock // Phys. Rev. A. American Physical Society, 2020. Т. 102, № 6. С. 063114.
61. Фёдорова Е. Исследование ультрахолодных атомов тулия в оптической решётке вблизи магической длины волны: дис. ... канд. физ.-мат. наук / Фёдорова Е.С. -ФИАН, 2019.
62. Drever R. W. P., Hall J. L., Kowalski F. V., и др. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator // Appl. Phys. B Photophysics Laser Chem. Springer-Verlag, 1983. Т. 31, № 2. С. 97–105.
63. Alnis J., Matveev A., Kolachevsky N., и др. Subhertz linewidth diode lasers by stabilization to vibrationally and thermally compensated ultralow-expansion glass Fabry-Pérot cavities // Phys. Rev. A. American Physical Society, 2008. Т. 77, № 5. С. 053809.
64. Donley E. A., Heavner T. P., Levi F., и др. Double-pass acousto-optic modulator system // Rev. Sci. Instrum. American Institute of Physics Inc., 2005. Т. 76, № 6. С. 063112.
65. Dicke R. H. The Effect of Collisions upon the Doppler Width of Spectral Lines // Phys. Rev. American Physical Society, 1953. Т. 89, № 2. С. 472–473.
66. Takamoto M., Hong F. L., Higashi R., и др. An optical lattice clock // Nature. Nature Publishing Group, 2005. Т. 435, № 7040. С. 321–324.

67. Golovizin A. A., Soshenko V. V., Tregubov D. O., и др. A Control Unit for the Thulium Optical Clock // Instruments Exp. Tech. Springer, 2022. Т. 65, № 6. С. 896–902.
68. Khlebnikov V. A., Pershin D. A., Tsyganok V. V., и др. Random to chaotic statistic transformation in low-field Fano-Feshbach resonances of cold thulium atoms // Phys. Rev. Lett. APS, 2019. Т. 123, № 21. С. 213402.
69. Khlebnikov V. A., Tsyganok V. V., Pershin D. A., и др. Characterizing the temperature dependence of Fano-Feshbach resonances of ultracold polarized thulium // Phys. Rev. A. APS, 2021. Т. 103, № 2. С. 23306.
70. Davletov E. T., Tsyganok V. V., Khlebnikov V. A., и др. Machine learning for achieving Bose-Einstein condensation of thulium atoms // Phys. Rev. A. American Physical Society, 2020. Т. 102, № 1. С. 011302.
71. Fedorova E. S., Tregubov D. O., Golovizin A. A., и др. Optical pumping of ultracold thulium atoms to a lower level of the clock transition and study of their depolarisation // Quantum Electron. IOP Publishing, 2019. Т. 49, № 5. С. 418.
72. Johansson J. R., Nation P. D., Nori F. QuTiP: An open-source Python framework for the dynamics of open quantum systems // Comput. Phys. Commun. North-Holland, 2012. Т. 183, № 8. С. 1760–1772.
73. Tregubov D. O., Golovizin A. A., Fedorova E. S., и др. Detection of the clock transition in thulium atoms by using repump laser radiation // Quantum Electron. 2020. Т. 50, № 6. С. 566–570.
74. Provorchenko D., Mishin D., Fedorova E., и др. Clock transition excitation efficiency determination using an additional short clock π -pulse // J. Phys. Conf. Ser. IOP Publishing, 2020. Т. 1692, № 1. С. 012003.
75. Mishin D., Tregubov D., Kolachevsky N., и др. Coherence of Microwave and Optical Qubit Levels in Neutral Thulium // PRX Quantum. 2025. Т. 6. С. 040329.
76. Von Lindenfels D., Wiesel M., Glazov D. A., и др. Experimental access to higher-

- order Zeeman effects by precision spectroscopy of highly charged ions in a Penning trap // Phys. Rev. A. American Physical Society, 2013. T. 87, № 2. C. 023412.
77. Spieß L. J., Chen S., Wilzewski A., и др. Excited-State Magnetic Properties of Carbon-like Ca¹⁴⁺ // Phys. Rev. Lett. American Physical Society, 2025. T. 135, № 4. C. 043002.
78. Moskovkin D. L., Shabaev V. M. Zeeman effect of the hyperfine-structure levels in hydrogenlike ions // Phys. Rev. A. American Physical Society, 2006. T. 73, № 5. C. 052506.
79. И. И. Собельман. Введение в теорию атомных спектров. Рипол Классик, 2013.
80. Garstang R. H. Radiative Hyperfine Transitions // Astrophys. J. American Astronomical Society, 1995. T. 447. C. 962–965.
81. Kolachevsky N., Akimov A., Tolstikhina I., и др. Blue laser cooling transitions in Tm I // Appl. Phys. B. Springer, 2007. T. 89, № 4. C. 589–594.
82. Angel J. R. P., Sandars P. G. H. The Hyperfine Structure Stark Effect. I. Theory // Proc. R. Soc. London. Ser. A. Math. Phys. Sci. The Royal Society, 1968. T. 305, № 1480. C. 125–138.
83. Lepers M., Wyart J. F., Dulieu O. Anisotropic optical trapping of ultracold erbium atoms // Phys. Rev. A. American Physical Society, 2014. T. 89, № 2. C. 022505.
84. Ushijima I., Takamoto M., Katori H. Operational Magic Intensity for Sr Optical Lattice Clocks // Phys. Rev. Lett. American Physical Society, 2018. T. 121, № 26. C. 263202.
85. Allan D. W. Statistics of Atomic Frequency Standards // Proc. IEEE. 1966. T. 54, № 2. C. 221–230.
86. Allan D., Barnes J. A modified Allan variance with increased oscillator characterization ability // Proc. 35th Annu. Freq. Control Symp. 1981. T. 5. C. 470–475.

87. Kudeyarov K. S., Golovizin A. A., Borisenko A. S., и др. Comparison of Three Ultrastable Lasers with a Femtosecond Frequency Comb // JETP Lett. Pleiades journals, 2021. Т. 114, № 5. С. 243–249.
88. Dick G. J. Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards // Proceedings of the 19th Annual Precise Time and Time Interval Systems and Applications Meeting. 1989. С. 133–147.
89. Marti G. E., Hutson R. B., Goban A., и др. Imaging Optical Frequencies with 100 μ Hz Precision and 1 μ Hz Resolution // Phys. Rev. Lett. American Physical Society, 2018. Т. 120, № 10. С. 103201.
90. Zheng X., Dolde J., Lochab V., и др. Differential clock comparisons with a multiplexed optical lattice clock // Nature. Nature Research, 2022. Т. 602, № 7897. С. 425–430.
91. Takamoto M., Takano T., Katori H. Frequency comparison of optical lattice clocks beyond the Dick limit // Nat. Photonics. Nature Publishing Group, 2011. Т. 5, № 5. С. 288–292.
92. Golovizin A., Mishin D., Provorchenko D., и др. Synchronous Comparison of Two Thulium Optical Clocks // JETP Lett. Pleiades Publishing, 2024. Т. 119, № 9. С. 659–664.
93. Gao Q., Zhou M., Han C., и др. Systematic evaluation of a 171Yb optical clock by synchronous comparison between two lattice systems // Sci. Rep. Nature Publishing Group, 2018. Т. 8, № 1. С. 8022.
94. Ruan J., Wang X., Zhang H., и др. Active optical clock: seventeen years of progress and next steps // J. Phys. Conf. Ser. IOP Publishing, 2024. Т. 2889, № 1. С. 012035.
95. Kristensen S. L., Bohr E., Robinson-Tait J., и др. Subnatural Linewidth Superradiant Lasing with Cold Sr 88 Atoms // Phys. Rev. Lett. APS, 2023. Т. 130, № 22. С. 223402.
96. Muniz J. A., Cline J. R. K., Norcia M. A., и др. An active optical frequency

- reference using a pulsed superradiant laser // Opt. Opto-Atomic, Entanglement-Enhanced Precis. Metrol. SPIE, 2019. T. 10934, № 1. C. 241–249.
97. Pan D., Chen J., Shi T. Realization of phase locking in good-bad-cavity active optical clock // Opt. Express. Optica Publishing Group, 2019. T. 27, № 16. C. 22040–22052.
 98. Shi T., Miao J., Pan D., и др. Hyperfine-structure Measurement of the 7P1/2 State in 133Cs Based on the Active Optical Clock // IFCS-ISAF 2020 - Jt. Conf. IEEE Int. Freq. Control Symp. IEEE Int. Symp. Appl. Ferroelectr. Proc. Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc., 2020.
 99. Biedermann G. W., Takase K., Wu X., и др. Zero-Dead-Time Operation of Interleaved Atomic Clocks // Phys. Rev. Lett. 2013. T. 111, № 17. C. 170802.
 100. Katori H. Longitudinal Ramsey spectroscopy of atoms for continuous operation of optical clocks // Appl. Phys. Express. IOP Publishing, 2021. T. 14, № 7. C. 72006.
 101. Golovizin A., Tregubov D., Mishin D., и др. Compact magneto-optical trap of thulium atoms for a transportable optical clock // Opt. Express. Optica Publishing Group, 2021. T. 29, № 22. C. 36734–36744.
 102. Kudeyarov K. S., Vishnyakova G. A., Khabarova K. Y., и др. 2.8 km fiber link with phase noise compensation for transportable Yb+ optical clock characterization // Laser Phys. IOP Publishing, 2018. T. 28, № 10. C. 105103.
 103. Kuhl A., Waterholter T., Koke S., и др. Performance of the 1880 km Long, Brillouin Amplification Based Fibre Link PTB-MPQ-PTB // IFCS/EFTF 2019 - Joint Conference of the IEEE International Frequency Control Symposium and European Frequency and Time Forum, Proceedings. Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc., 2019. C. 1–2.