

К 55-ЛЕТИЮ ИНСТИТУТА СПЕКТРОСКОПИИ РАН (ИСАН)

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Лазерное охлаждение атомов тулия до основного колебательного состояния в оптической решётке

Д.И. Проворченко, Д.О. Трегубов, А.А. Головизин, Н.Н. Колачевский

Метод лазерного охлаждения атомов, впервые реализованный в начале 1980-х гг. в Институте спектроскопии Академии наук СССР (ИСАН), оказался исключительно мощным средством, обеспечившим революционные прорывы в таких областях, как квантовая сенсорика, физика бозе-эйнштейновских и ферми-конденсатов, квантовая информатика и множество других. Именно благодаря методу лазерного охлаждения были созданы атомные фонтаны — самые точные микроволновые часы, а также получило развитие направление оптических стандартов частоты, перешигнувших сегодня относительную погрешность 10^{-18} . В данном обзоре, посвящённом 55-летию со дня основания ИСАН, мы представим некоторые современные методы и экспериментальные результаты, направленные на развитие оптических часов на атомах тулия. Помимо обзорной части, продемонстрирован новый экспериментальный протокол подготовки атомов тулия с использованием охлаждения на боковых колебательных частотах спектрально-узкого перехода 506,2 нм. Получены ансамбли атомов в начальных состояниях часовых переходов на основном колебательном подуровне оптической решётки.

Ключевые слова: лазерное охлаждение, тулий, оптические стандарты частоты, спектроскопия, охлаждение на боковых частотах, оптическая решётка

PACS numbers: 06.20. – f, 37.10.De, 37.10.Jk

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.05.039678>

Содержание

1. Введение (1185).
 2. Лазерное охлаждение в оптических часах (1186).
 3. Измерение поляризуемостей уровней для перехода 506,2 нм (1188).
 4. Оптическая накачка (1190).
 5. Охлаждение (1191).
 6. Перекачка атомов на центральный магнитный подуровень (1193).
 7. Заключение (1194).
- Список литературы (1195).

1. Введение

Открытие принципа лазерно-мазерной генерации электромагнитного излучения Н.Г. Басовым и А.М. Прохоровым в 1955 г. [1] привело к бурному развитию лазерной

физики: учёные по всему миру работали над поиском и исследованием новых активных сред, конфигураций резонаторов и накачки, а также свойств лазерного излучения. Однако уже к началу 1970-х гг. лазеры начали превращаться из собственно объекта исследований в инструмент, с помощью которого можно постигать новые горизонты, используя такие свойства лазерного излучения, как спектральная чистота, направленность и высокая плотность мощности. Одним из направлений исследований была лазерная спектроскопия, позволяющая прецизионно адресовать отдельные переходы в атомах.

Можно перечислить ряд ключевых фамилий, с которыми мы сегодня связываем пионерские идеи применения лазерного излучения в задачах лазерной спектроскопии. Прежде всего это сам Н.Г. Басов, а также его ближайший соратник и ученик В.С. Летохов [2], предложившие использовать лазерное излучение в оптических стандартах частоты. К российским корифеям данного направления надо отнести и В.П. Чеботаева, сформулировавшего ряд ключевых идей по лазерной спектроскопии [3] и основавшего Институт лазерной физики СО РАН. Их имена заслуженно пользуются глубочайшим уважением во всём мире.

В 1968 году исследования группы В.С. Летохова были выделены в самостоятельное направление и был создан Институт спектроскопии Академии наук СССР (ИСАН). И практически сразу этот небольшой, но чрезвычайно успешный и продуктивный коллектив вышел на пере-

Д.И. Проворченко^(1,а), Д.О. Трегубов^(1,б), А.А. Головизин^(1,с), Н.Н. Колачевский^(1,2,д)

⁽¹⁾ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,

Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация

⁽²⁾ Российский квантовый центр, Инновационный центр "Сколково", Большой бульвар 30, стр. 1, 121205 Москва, Российская Федерация

E-mail: ^(а) provorchenko.di@phystech.edu.ru, ^(б) treg.dim@gmail.com, ^(с) artem.golovizin@gmail.com, ^(д) kolachevsky@lebedev.ru

Статья поступила 12 апреля 2024 г., после доработки 14 мая 2024 г.

довые рубежи науки. Идея лазерного торможения атомов в те времена витала в воздухе: механическое влияние света на атомы было давно известно начиная с ранних работ П.Н. Лебедева по изучению давления света на газы [4]. Работа, к сожалению, не получила широкого признания, что проанализировано в статье [5]. В научном обществе всем более известны эксперименты немецкого физика Фриша [6] по отклонению пучка натрия излучением резонансной лампы, выполненные на 23 года позже работы Лебедева.

Появление узкополосных лазерных источников, частота излучения которых настроена близко к сильному резонансному переходу в атоме, открыло совершенно новые возможности управления состоянием движения. Идея лазерного охлаждения была сформулирована Хэншем и Шавловым [7] и независимо Вайнландом и Демельтом [8] в 1975 г. Все названные учёные были удостоены Нобелевских премий по физике за различные достижения. Несмотря на то что это были теоретические изыскания, путь к практической реализации был "подсвечен", хотя оставалась масса теоретических и экспериментальных вопросов.

И вот, в 1981 г., используя идею chirпирования лазерных импульсов для преодоления эффекта Доплера, группа учёных из ИСАН впервые продемонстрировала лазерное замедление пучка атомов натрия [9]. Чуть ранее были сообщения о лазерном охлаждении ионов, удерживаемых в ловушках [10]. Именно с начала 1980-х гг. отсчитывается эпоха лазерного охлаждения атомов, которая триумфально продолжается по сей день, развиваясь как в фундаментальном, так и в прикладном направлениях. Целый ряд Нобелевских премий последующих лет имеет в основе именно указанные принципы, однако, по грустному стечению обстоятельств, ни одной фамилии российского учёного среди них нет. И, несмотря на это, к своему 55-летнему юбилею ИСАН продолжает занимать позиции среди мировых лидеров в данной области, успешно реализуя ряд ярких и интересных идей под руководством В.И. Балыкина, одного из родоначальников направления лазерного охлаждения.

Летоховым и Миногиным было показано [11], что доплеровское охлаждение имеет нижний предел температуры $T_D = \hbar\Gamma/(2k_B)$, где k_B — постоянная Больцмана и Γ — спектральная ширина возбуждённого уровня. Для типичных электродипольных переходов $\Gamma \sim 2\pi \times 10$ МГц доплеровская температура составляет $T_D \sim 100$ мК. Дальнейшее развитие лазерного охлаждения привело к достижению температуры атомов ниже этого предела посредством субдоплеровского, рамановского и селективного по скоростям охлаждения на основе когерентного пленения населённостей (см. обзор [12]). Примеры использования лазерно-охлаждённых ансамблей атомов в стандартах частоты и квантовой информатике описаны в обзорах [13, 14].

Для достижения сверхнизких температур (нано- и фемтокельвин) применяется испарительное охлаждение атомов в магнитных или оптических ловушках [15, 16]. Эта методика в настоящее время является стандартным способом получения вырожденных газов Бозе и Ферми [17–19], которые широко используются в различных экспериментах, от исследования физики фазовых переходов [20] до стандартов частоты [21] и гравиметров [22], работающих по принципу атомного фонтана.

Лазерное охлаждение оказало революционное влияние на область стандартов частоты. Так, лазерное охлаж-

дение атомов цезия, переход в котором используется для определения секунды в СИ, привело к появлению атомных фонтанов [23], по точности на порядок превосходящих лучшие пучковые системы [24]. Не меньшее влияние было оказано и на оптические стандарты: появилась возможность заменить пучки атомов и газовые ячейки на ультрахолодные облака. Низкие скорости частиц в облаке обеспечивают фактически неограниченное время взаимодействия с ансамблем и существенно снижают вклад эффекта Доплера. Сегодня требования к стабильности оптических часов растут, что влечёт за собой разработку всё новых способов охлаждения для устранения ряда малых сдвигов частоты. В настоящей работе мы опишем некоторые оригинальные аспекты лазерного охлаждения в оптических часах на атомах тулия, разработка и создание которых ведётся в Физическом институте им. П.Н. Лебедева (ФИАН) в течение последнего десятилетия.

Отметим, что прогресс в создании оптических часов позволяет использовать их для решения большого числа фундаментальных и прикладных задач, причём в ряде случаев необходимо создание компактных и транспортируемых устройств. Нейтральные атомы тулия являются перспективной платформой для создания подобных устройств благодаря своей низкой чувствительности к внешним условиям. Необходимым шагом для построения оптических часов на основе нейтральных атомов является характеристика сдвигов частоты, вызываемых излучением оптической решётки. Поскольку такие сдвиги частоты зависят от движения атомов в оптической решётке, т.е. от их температуры, для аккуратного их измерения требуется подготовка атомов в начальных состояниях часовых переходов при как можно более низкой температуре.

2. Лазерное охлаждение в оптических часах

В современных оптических часах лазерное охлаждение атомов или ионов является неотъемлемой составляющей эксперимента. В случае систем на нейтральных атомах лазерное охлаждение и захват атомов в магнито-оптическую ловушку (МОЛ) служит первым шагом, обеспечивающим дальнейшую загрузку атомов в оптическую дипольную ловушку на "магической" длине волны [25]. При проведении спектроскопии атомного перехода в режиме Лэмба – Дике [26] и разрешённых колебательных переходов эффект отдачи и линейный доплеровский сдвиг равен нулю. Однако глубокое лазерное охлаждение по-прежнему необходимо для обеспечения контроля систематического сдвига частоты на уровне 10^{-18} отн. ед. Для устранения квадратичного эффекта Доплера на этом уровне необходимо обеспечить скорость атомов в ловушке менее $0,5$ м с⁻¹, что для максвелловского распределения соответствует температуре порядка 100 мК. Отметим, что в ионных оптических часах низкая температура также нужна для уменьшения сдвигов частоты, связанных с микродвижением в радиочастотном потенциале [27]. В свою очередь, в оптических часах на нейтральных атомах необходимость работы при низких температурах связана с чувствительностью частоты часового перехода к колебательному квантовому числу вдоль оси оптической решётки из-за сдвигов от мультипольной поляризуемости и гиперполяризуемости [28].

В связи с тем что расстояние между колебательными уровнями ионов в радиочастотных ловушках и атомов в оптических решётках (вдоль оси решётки) составляет

порядка 100 кГц, наиболее широко применяемым методом глубокого лазерного охлаждения является метод охлаждения на колебательных частотах (sideband cooling) [10, 29]. В его основе лежит возбуждение атомного перехода с уменьшением колебательного квантового числа на единицу (красного сайдбенда) и последующий возврат атома в начальное состояние посредством спонтанного распада без изменения колебательного числа (вследствие работы в режиме Лэмба–Дике). Можно выделить три схемы охлаждения на колебательных частотах: 1) переход с естественной шириной $\sim 1-10$ кГц, которая обеспечивает достаточно быстрый спонтанный распад [28]; 2) рамановский переход с задействованием различных уровней сверхтонкой структуры либо магнитных подуровней одного уровня [30, 31]; 3) возбуждение узкого часового перехода на красном колебательном сайдбенде с последующей перекачкой населённости [32]. В схемах 2) и 3) для возвращения атома в начальное состояние используется перекачивающее излучение, возбуждающее атом на короткоживущий уровень.

Охлаждение до основного колебательного состояния является одним из этапов подготовки атомов в лучших оптических часах, которые разрабатываются сегодня в мире. Неточность таких устройств снизилась до уровня 10^{-18} отн. ед. [33, 34], при этом нестабильность в 10^{-18} может достигаться за время усреднения порядка одного часа [35]. Указанные характеристики являются недостижимыми для лучших микроволновых стандартов (атомных фонтанов), превосходя их на два порядка, что позволяет говорить о переопределении секунды к 2030 г. [36]. Столь высокие характеристики позволяют с помощью оптических часов решать широкий круг задач, как фундаментальных, так и прикладных. Среди первых, например, — поиск нарушений лоренц-инвариантности [37, 38], проверка общей теории относительности [39], поиск тёмной материи [40, 41]. Среди прикладных задач можно выделить применение оптических часов в спутниковой навигации [42], релятивистской геодезии [34, 43, 44], синхронизации различных процессов [45].

Для решения некоторых задач требуется создание компактных или транспортируемых устройств, с которыми можно работать вне условий лаборатории. В настоящее время в мире ведётся разработка таких систем на основе нейтральных атомов и ионов [44, 46, 47]. Преимущество оптических часов на основе нейтральных атомов заключается в том, что происходит одновременный опрос большого числа частиц (около 10^4) и статистическое усреднение происходит гораздо быстрее, чем в случае одиночных ионов. Существенным недостатком данных систем является высокая чувствительность нейтральных атомов к внешним возмущениям, в частности, к тепловому излучению окружающей среды. Так, например, сдвиг частоты часового перехода в атомах стронция за счёт взаимодействия с тепловым излучением окружения при комнатной температуре ($T = 300$ К) составляет -2 Гц от частоты перехода, что соответствует сдвигу в относительных единицах $5,5 \times 10^{-15}$ [48]. Если в случае лабораторных устройств эта проблема может быть решена точной стабилизацией температуры окружения или за счёт использования криогенных систем, то в случае транспортируемых часов использовать подобные методы оказывается затруднительно. Поэтому сегодня ведётся исследование различных атомных систем, обладающих меньшей чувствительностью к окружению.

Одной из таких перспективных альтернатив являются ансамбли нейтральных атомов тулия, исследование которых ведётся в ФИАНе [49, 50]. Интерес к данной системе обусловлен внутриоболочечным часовым переходом на длине волны $\lambda = 1,14$ мкм. Как было показано нами в работе [51], относительный сдвиг частоты указанного перехода из-за теплового излучения окружения составляет $2,3 \times 10^{-18}$, что соответствует сдвигу частоты перехода меньше 1 мГц. Опрос часового перехода между центральными магнитными подуровнями устраняет сдвиг частоты, вызванный линейным эффектом Зеемана, а протокол опроса "синтетической частоты" позволяет подавить сдвиги, связанные с квадратичным эффектом Зеемана [52]. В совокупности полный систематический сдвиг частоты атомов тулия составляет порядка мГц, что является рекордно низким значением для оптических часов на нейтральных атомах. Низкое значение систематического сдвига позволяет достигать требуемого уровня погрешности без существенного усложнения конструкции оптических часов, что позволяет сделать их компактными и надёжными.

Одним из важных этапов в создании оптических часов на основе нейтральных атомов является определение сдвигов частоты, вызванных излучением оптической решётки. Сдвиг частоты, связанный с электро-дипольной (E_1) поляризуемостью, может быть устранён созданием оптической решётки на "магической" длине волны, когда динамические поляризуемости верхнего и нижнего часового уровней сравниваются [53]. Однако при снижении неточности до уровня 10^{-17} отн. ед. становится необходимо учитывать влияние поляризуемостей высоких порядков: электро-квадрупольной (E_2), магнито-дипольной (M_1) поляризуемостей и гиперполяризуемости [54, 55]. Использование концепции так называемой "магической" интенсивности оптической решётки позволяет выбрать параметры (отстройку от "магической" длины волны и глубину потенциала) оптической решётки так, чтобы флуктуации глубины привносили как можно меньшую неопределённость частоты [28]. Для успешной реализации данной идеи требуется определение вкладов поляризуемостей высоких порядков с точностью, позволяющей контролировать сдвиги на уровне лучше 10^{-17} . Дополнительной сложностью является то, что из-за разной пространственной зависимости потенциалов, ответственных за сдвиги, связанные с E_2/M_1 поляризуемостями, результирующий сдвиг частоты зависит также и от движения атомов в оптической решётке, и, как следствие, от их температуры. Таким образом, для точной характеристики этих сдвигов необходим высокий уровень контроля за движением атомов, т.е. их охлаждение до основного колебательного состояния в оптической решётке.

Реализованный нами ранее протокол работы оптических часов на атомах тулия в оптической решётке не предусматривал охлаждения до основного колебательного состояния. Он включал в себя оптическую накачку атомов на центральный магнитный подуровень [56] и охлаждение атомов методом просеивания за счёт кратковременного уменьшения глубины оптической решётки [57]. Такой подход имеет несколько недостатков. Атомы рассеивают фотоны в процессе оптической накачки, в результате чего нагреваются и теряются из решётки. Охлаждение методом просеивания основано на удалении горячих атомов, не удерживающихся в оптической решётке с малой глубиной потенциала, что также приво-

дит к потерям. Если таким образом пытаться достичь более низких температур, потери будут расти. Наименьшая температура, которой мы достигали таким методом, составляла $T \approx 3$ мК при конечной глубине решётки $1000 E_{\text{rec}}$ и минимальной глубине просеивания $\sim 80 E_{\text{rec}}$. При этом после процедуры просеивания осталось менее 2% атомов, захваченных в МОЛ. В случае одномерной оптической решётки указанная температура определяет бальмановское распределение атомов по колебательным уровням потенциала. Для описания населённости колебательного подуровня n_z вдоль оси z оптической решётки в настоящей работе мы будем использовать обозначение $p_z(n_z)$. Более показательным параметром, чем температура, в данном случае является среднее колебательное число $n_z^{\text{avr}} = \sum_{n_z} n_z p_z(n_z)$. Температура $T \approx 3$ мК при бальмановском распределении и характерных для нашей установки глубинах потенциала $1000 E_{\text{rec}}$ соответствует среднему колебательному числу $n_z^{\text{avr}} \approx 0,5$. Связанную с этим уровнем охлаждения относительную погрешность сдвига частоты можно оценить как 10^{-16} , воспользовавшись типичными значениями поляризуемостей высоких порядков, взятыми из работ по стронциевым оптическим часам [28]. Хотя в случае тулия такая оценка может несколько отличаться от истины, значение почти на порядок превосходит вклад других систематических эффектов, поэтому нам требуется усовершенствованный протокол подготовки атомов, включающий в себя охлаждение до основного колебательного состояния.

Как показано нами ранее [58], в атоме тулия существует охлаждающий циклический переход на длине волны 506,2 нм с естественной шириной линии 7,8 кГц, что позволяет разрешать переходы на боковых частотах и использовать его для охлаждения (рис. 1б). В настоящей работе мы описываем экспериментальное изучение спектра этого перехода, процесс оптической накачки и последующего охлаждения на боковых колебательных частотах с его использованием. Аналогично предыдущим работам по оптическим часам с атомами тулия, после двух стадий лазерного охлаждения в магнито-оптической ловушке происходит перезахват атомов в оптическую решётку на длине волны 1063,65 нм, которая работает на протяжении всего эксперимента. Следующие далее импульсы оптической накачки и охлаждения на боковых колебательных частотах с использованием перехода 506,2 нм представлены на рис. 2 и будут описаны ниже. На рисунке 2 также представлена схема лазерных пучков 506,2 нм, использовавшаяся в данной работе. Излучение на длине волны 506,2 нм совмещалось с охлаждающим излучением первой и второй стадий МОЛ до оптического волокна, доставляющего излучение к системе, таким образом, конфигурация пучков была эквивалентна классической шестилучевой конфигурации МОЛ. Радиус пучков составлял $w = 1$ см по уровню интенсивности $1/e^2$. Такая конфигурация формировалась как для исследования спектра перехода, так и для реализации накачки и охлаждения. При этом пучки, идущие в горизонтальной плоскости, осуществляли доплеровское охлаждение в радиальном направлении оптической решётки, а пучки, идущие под острым углом к оси z , использовались для охлаждения на боковых частотах. Излучение на длине волны 1,14 мкм применялось для измерения спектра боковых частот часового перехода для определения температуры атомов.

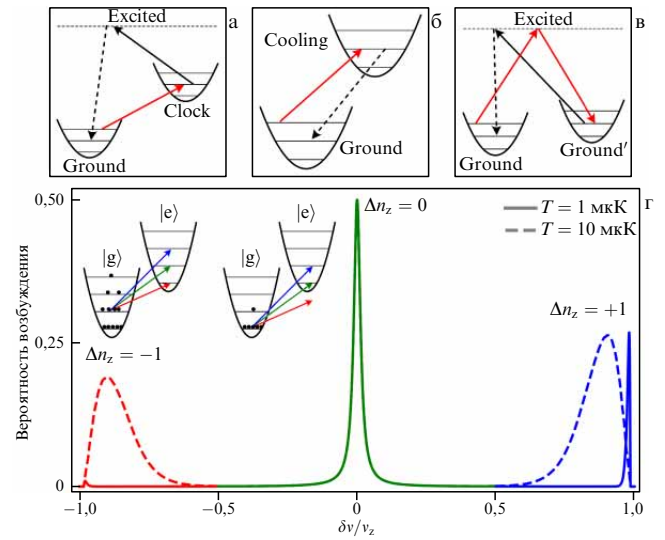


Рис. 1. Различные схемы лазерного охлаждения в оптической решётке до основного колебательного состояния. (а) Возбуждение красного колебательного сайдбэнда часового перехода с последующей перекачкой атомов в основное состояние через промежуточный короткоживущий уровень. Перекачка необходима, так как время жизни возбуждённого состояния слишком велико для эффективного охлаждения. (б) Охлаждение на спектрально-узком переходе, спектральная ширина которого, с одной стороны, позволяет селективное возбуждение красного колебательного сайдбэнда (красная линия), а с другой стороны, обеспечивает быстрый спонтанный распад без изменения колебательного числа (чёрная линия). (в) Рамановский переход между двумя (магнитными) подуровнями основного состояния с уменьшением колебательного числа на единицу. (г) Характерный спектр перехода в режиме разрешённых боковых полос для двух разных температур атомного ансамбля. Штриховой линией показан спектр для случая $T_z = T_r = 10$ мК — характерной температуры атомного ансамбля после перезахвата атомов из МОЛ в оптическую решётку. Число атомов в основном колебательном состоянии определяет относительные интенсивности синего и красного сайдбэндов. Сплошная линия соответствует доохлаждённому ансамблю атомов с $T_z = T_r = 1$ мК. Большая часть атомов в этом случае расположена в основном колебательном состоянии, что приводит к почти полному исчезновению красной боковой полосы.

3. Измерение поляризуемостей уровней для перехода 506,2 нм

Для реализации лазерного охлаждения необходимо обеспечить спектральную ширину линии излучения лазера и стабильность его частоты на уровне менее $1/10$ естественной ширины линии. Для лазерного охлаждения атомов тулия на переходе 506,2 нм с естественной шириной линии $\gamma = 7,8$ кГц частота лазера стабилизируется по ультрастабильному резонатору [59], что позволило достичь температуры атомов в МОЛ ниже 1 мК [58].

Для эффективного охлаждения важно использовать циклический переход, при возбуждении которого атом не переходит в другие квантовые состояния и не выходит из цикла охлаждения. В случае разрешённых зеемановских подуровней такую роль может выполнять переход между крайними магнитными подуровнями (при дополнительном условии, что нет других вероятных каналов распада). Для перехода 506,2 нм в тулии этим условиям удовлетворяет $|g, F = 4, m_F = -4\rangle \rightarrow |e, F = 5, m_F = -5\rangle$. Чтобы реализовать такой процесс, необходимо знать частоту требуемого перехода и убедиться, что не будет происходить возбуждения других переходов, которые бы на-

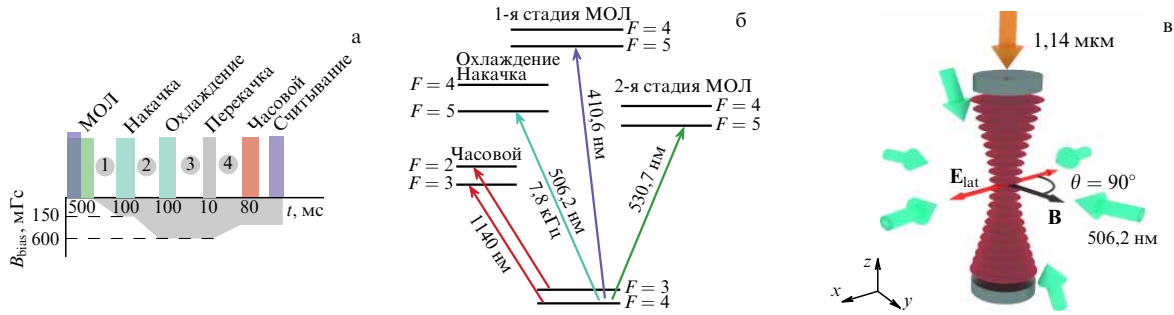


Рис. 2. (а) Схема импульсов в разрабатываемом протоколе подготовки атомов, (б) схема используемых уровней и оптических переходов и (в) схема лазерных пучков в области захвата атомов. Стадия МОЛ реализуется с помощью переходов 410,6 нм и 530,7 нм, а стадия накачки и охлаждения — с помощью перехода 506,2 нм. Числами 1–4 обозначены ключевые моменты времени в цикле подготовки и охлаждения, которые подробно обсуждаются в работе. На схеме (рис. в) показаны поляризация оптической решётки и задающее магнитное поле. Излучение на длине волны 1,14 мкм заводится вдоль оптической решётки. Излучение на длине волны 506,2 нм заводится вместе с пучками МОЛ в классической шестилучевой схеме. Радиальное охлаждение осуществляется пучками, лежащими в горизонтальной плоскости, а пара пучков, направленных под острым углом к оси z, используется для охлаждения на боковых частотах.

рушали цикличность процесса охлаждения. Для формирования корректной модели, описывающей спектр охлаждающего перехода для разных параметров эксперимента, мы экспериментально исследовали зависимости частот зеемановских компонент от величины потенциала оптической решётки.

Для оценки влияния оптической решётки можно прибегать к приближённой модели, описывающей сдвиг частоты каждого из зеемановских подуровней $|i, F, m_F\rangle$ некоторого уровня $|i, F\rangle$ в зависимости от интенсивности I внешнего линейно-поляризованного излучения оптической решётки. Для практического применения во всех формулах, где присутствует интенсивность оптической решётки, мы будем переписывать её в терминах глубины решётки U для центрального магнитного подуровня основного состояния $|g, F=4, m_F=0\rangle$, выраженной в единицах энергии отдачи $E_{\text{rec}} = \hbar^2/2m\lambda^2 = \hbar v_{\text{rec}} = \hbar \times 1,043$ кГц. Преимущество использования глубины решётки заключается в том, что она может быть определена экспериментально по спектру часового перехода, в то время как интенсивность излучения и поляризуемость в атомных единицах оказываются связаны друг с другом, и их погрешности, как правило, определяются из непосредственного измерения интенсивности методами, не связанными со спектроскопией. Вместо поляризуемости в атомных единицах α при этом происходит переход к поляризуемости $\bar{\alpha} = \alpha/\alpha_0$ в единицах поляризуемости основного состояния часового перехода $|g, F=4, m_F=0\rangle$: $\alpha_0 = \alpha_g^s + 5/14\alpha_g^t$. Зависимость значения энергии состояния $|i, F, m_F\rangle$ атома в постоянном внешнем магнитном поле и в потенциале оптической решётки имеет вид

$$E_{i,F,m_F} = E_{i,F} + m_F g_F^i \mu_B B - \left(\bar{\alpha}_{i,F}^s + \frac{3 \cos^2 \theta - 1}{2} \frac{3m_F^2 - F(F+1)}{F(2F-1)} \bar{\alpha}_{i,F}^t \right) U. \quad (1)$$

Здесь B — индукция магнитного поля, μ_B — магнетон Бора, θ — угол между направлением магнитного поля и поляризацией оптической решётки, везде в работе равный 90° , $|i\rangle$ обозначает исследуемый уровень, которым может быть как основной $|g\rangle$, так и верхний уровень $|e\rangle$ охлаждающего перехода 506,2 нм. $E_{i,F}$ — несмещённый уровень энергии уровня $|i, F\rangle$, g_F^i — его фактор Ланде.

Динамические скалярная и тензорные поляризуемости основного состояния атомов тулия на длине волны $\lambda = 1064$ нм были измерены ранее [60] и равны $\alpha_g^s = 167(25)$ ат. ед. и $\alpha_g^t = -4(1)$ ат. ед. соответственно (в единицах поляризуемости основного состояния это $\bar{\alpha}_g^s = 1,009(2)$ и $\bar{\alpha}_g^t = -0,024(6)$ соответственно). Факторы Ланде для обоих уровней также известны [61–63] и равны $g_F^s = 1,141189(3)$ и $g_F^t = 1,29(1)$, что соответствует $g_F^s = 0,998540(3)$ и $g_F^t = 1,16(1)$ для сверхтонких компонент $|g, F=4\rangle$ и $|e, F=5\rangle$ соответственно. Для построения модели остаётся измерить зависимости энергий верхнего уровня охлаждающего перехода от глубины оптической решётки.

В наших экспериментах мы имеем возможность подготавливать атомы на крайних и центральном магнитных подуровнях основного состояния. Подробно эта процедура была описана в работах [56, 64], ещё один новый способ будет описан в настоящей работе. Число атомов на каждом из указанных подуровней измерялось в эксперименте Штерна–Герлаха [65]: на катушки в антигильмгольцевской конфигурации подавался ток и через 20 мс (характерное время, необходимое для установления магнитного поля) отключалось излучение, формирующие оптическую решётку. После $\tau = 15$ мс времени разлёта делалась фотография облака, и полученное изображение аппроксимировалось суммой нескольких гауссиан. Относительная амплитуда каждой из гауссиан связана с числом атомов на конкретном магнитном подуровне, поэтому отношение "амплитуды" исследуемого подуровня и суммы "амплитуд" взято в качестве степени деполяризации. Типичное изображение, полученное в результате такого эксперимента, показано на рис. 3а.

Сканируя частоту лазерного излучения на длине волны 506,2 нм, мы получаем спектр возбуждения исследуемых переходов по результатам измерения доли деполяризованных атомов. На рисунке 3в представлены данные, полученные для переходов σ^\pm, π с уровня $|g, F=4, m_F=0\rangle$ и для переходов σ^+, π с уровня $|g, F=4, m_F=-4\rangle$. Переход σ^- с крайнего уровня, соответствующий $|g, F=4, m_F=-4\rangle \rightarrow |e, F=5, m_F=-5\rangle$, является циклическим, и он не деполяризует атомы. Влияние возбуждения данного перехода можно обнаружить только по нагреву и потерям атомов, но это приводит к асимметричной форме линии спектра возбуждения и трудностям в определении центра линии.

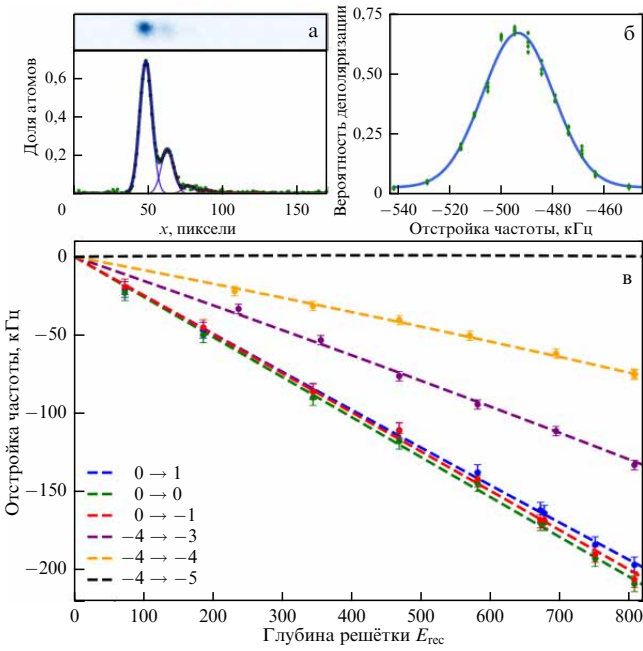


Рис. 3. (а) Фотография облака, полученная в результате эксперимента Штерна – Герлаха после деполаризации атомов с подуровня $m_F = -4$, и аппроксимация полученного изображения суммой гауссиан, соответствующих всем подуровням основного состояния. (б) Пример спектральной линии, полученной в результате эксперимента. Отстройка частоты указана от положения перехода, не возмущённого магнитным полем и полем оптической решётки. (в) Разность частот переходов между различными магнитными подуровнями верхнего и нижнего состояний (магнитные числа приведены на вставке) в зависимости от глубины потенциала оптической решётки в единицах энергии отдачи E_{rec} . Отстройки частоты отсчитываются от частоты не возмущённой оптической решёткой перехода между соответствующими магнитными подуровнями. Зеемановский сдвиг частоты вычтен. Пунктирные кривые соответствуют аппроксимации этих частот моделью, описанной в тексте. Для перехода между крайними магнитными подуровнями $-4 \rightarrow -5$ представлена только модель.

Полная мощность заводимого в систему излучения составляла $P \approx 250$ мкВт, что соответствует параметру насыщения $s = 30$. Время взаимодействия атомов и с излучением составляло $\tau = 5$ мс, что намного превышает типичное время, за которое атом рассеивает фотон на этом переходе.

Была измерена зависимость частоты каждого из доступных переходов от глубины оптической решётки при величине магнитного поля 340 мГс. Из результатов эксперимента было видно различие между моделью, определяемой формулой (1), и экспериментальными точками. Согласно модели, частоты σ^\pm переходов с центрального магнитного подуровня $|g, m_F = 0\rangle \rightarrow |e, m_F = \pm 1\rangle$ должны смещаться одинаково при изменении глубины оптической решётки. В эксперименте же наблюдается заметное различие (синие и красные кривые на рис. 3в).

Мы объясняем эту разницу тем, что в наших экспериментальных условиях, когда угол между магнитным полем и поляризацией решётки составляет $\theta = 90^\circ$, происходит перемешивание состояний верхнего уровня. Построение более сложной модели на основе диагонализации гамильтониана, нахождения его собственных векторов и разложения их по состояниям "обычных" магнитных подуровней $|F, m_F\rangle$, согласно работе [66], объяснило наблюдаемую разницу в наклонах, однако привело лишь к незначительным поправкам к поляризуемостям.

Результаты аппроксимации экспериментальных данных формулой (1) с учётом эффекта перемешивания состояний изображены на рис. 3 пунктирными линиями. Полученные в итоге значения приведённых поляризуемостей составили $\bar{\alpha}_e^s = 1,146(4)$, и $\bar{\alpha}_e^t = 0,283(15)$, что соответствует $a_e^s = 190(30)$ ат. ед. и $\alpha_e^t = 47(7)$ ат. ед. Погрешности поляризуемостей в относительных единицах получены из результатов аппроксимации экспериментальных данных, представленных на рис. 3, и определяются в основном статистическим разбросом точек. Погрешности абсолютных значений связаны с неопределённостью поляризуемости основного состояния, для определения которого необходимо точно измерять интенсивность излучения, формирующего оптическую решётку. Для исследования спектра магнитных подуровней перехода 506,2 нм в настоящей работе нас интересуют только относительные величины $\bar{\alpha}$.

Измеренные значения поляризуемостей позволяют выделить два различных режима работы с осуществлением перехода 506,2 нм. При большом значении магнитного поля ($B > 500$ мГс) частоты переходов определяются в основном эффектом Зеемана, а сдвиг из-за эффекта Штарка является лишь малой поправкой, соответственно, картина в целом не меняется. При меньших значениях магнитного поля ($B < 200$ мГс) вклад эффекта Штарка в сдвиг частоты переходов становится соизмерим с вкладом эффекта Зеемана. Значения частот некоторых переходов в таком режиме работы показаны на рис. 4. Промежуточные значения магнитного поля в эксперименте не использовались из-за наличия резонанса Фешбаха для состояния $|g, F=4, m_F = -4\rangle$ в магнитном поле $B \approx 430$ мГс [67], приближение к которому вызывает значительные потери атомов в процессе охлаждения.

4. Оптическая накачка

Для реализации лазерного охлаждения необходимо сконцентрировать атомы на одном из крайних магнитных подуровней, с которого возможно возбуждение циклического охлаждающего перехода. Этого можно достичь, работая с МОЛ с большой отстройкой охлаждающего излучения от резонанса [64], приводящей, однако, к чечевичной форме МОЛ, что резко уменьшает область перекрытия с оптической решёткой, и, как следствие, приводит к большим потерям атомов во время перезахвата. После перезахвата из компактной МОЛ облако атомов не является поляризованным (рис. 4а), что вызывает необходимость накачки атомов на крайний магнитный подуровень. Как уже отмечалось, этого можно достичь с помощью метода оптической накачки на переходе 418 нм [56] с использованием σ^- -поляризованного излучения. Преимущество и недостатки такого метода связаны с естественной шириной линии данного перехода, составляющей 10 МГц, что, с одной стороны, позволяет при возбуждении σ^- -перехода затрагивать все магнитные подуровни основного состояния одновременно, поскольку разделение в силу эффекта Зеемана составляет, как правило, сотни кГц. С другой стороны, из-за этого происходит нагрев атомов вследствие многократных актов спонтанного распада в процессе оптической накачки. Ещё одним недостатком рассматриваемого метода является необходимость дополнительной лазерной системы.

В настоящей работе предлагается применять исследуемый переход 506,2 нм как для оптической накачки,

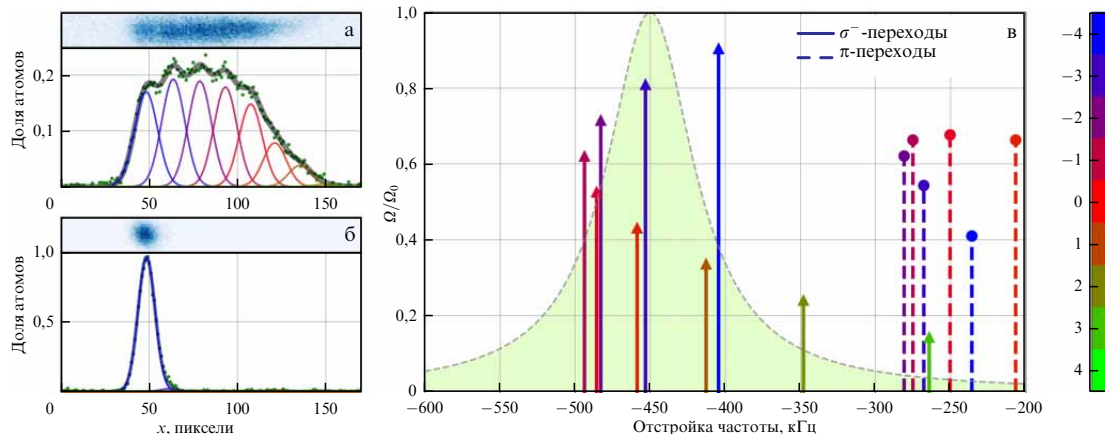


Рис. 4. (а) Фотография облака, полученная в эксперименте Штерна–Герлаха после перезахвата атомов из МОЛ в оптическую решётку. Аппроксимация изображения выполнена суммой гауссиан, соответствующих атомам на всех подуровнях основного состояния. Атомы практически равномерно распределены по подуровням $m_F = -4, \dots, 0$, в то время как на подуровнях $m_F = +3, +4$ атомы практически отсутствуют. (б) Фотография облака, полученная в эксперименте Штерна–Герлаха после оптической накачки. 98 % атомов сосредоточены на крайнем магнитном подуровне. (в) Частоты переходов в режиме малых магнитных полей (150 мГс выбрано для реализации оптической накачки). Сплошными линиями обозначены частоты σ^- -переходов, штриховыми линиями — частоты π -переходов. Цветом показаны магнитные подуровни основного состояния, с которых происходит переход. В таком режиме большая часть σ^- -переходов может возбуждаться одним мощным импульсом. Например, изображённый на фоне профиль линии соответствует лазерному излучению, уширенному мощностью с параметром насыщения $s = 20$.

так и для охлаждения. Для оптической накачки использовалась такая же конфигурация пучков, как и для исследования поляризуемостей: излучение 506,2 нм было совмещено с пучками МОЛ в классической шестилучевой конфигурации. Естественная спектральная ширина перехода составляет 7,8 кГц, что меньше, чем характерное зеемановское расщепление уровней. Следовательно, одновременного возбуждения переходов со всех магнитных подуровней может не происходить.

Относительно высокое значение тензорной поляризуемости верхнего уровня $|e\rangle$ перехода 506,2 нм позволяет подобрать параметры эксперимента так, чтобы частоты σ^- -переходов с различных магнитных подуровней основного состояния были близки. Последнее значительно упрощает процесс оптической накачки и подбор оптимальных параметров. Для этого была выбрана глубина потенциала оптической решётки $U = 1000 E_{\text{rec}}$ и индукция магнитного поля $B = 150$ мГс. Частоты σ^- - и π -переходов со всех подуровней основного состояния в такой конфигурации, а также отстройка от резонанса частоты накачивающего излучения показаны на рис. 4в. Атомы, изначально находившиеся на подуровнях $m_F = -3, \dots, +2$, перекачиваются на целевой крайний подуровень $m_F = -4$ одним мощным импульсом. Отметим, что предварительно атомы с подуровней $m_F = +4, +3$ могут быть перекачаны с помощью индивидуальных импульсов. Однако из-за того, что на данных магнитных подуровнях изначально практически нет атомов (рис. 4а), в этом нет необходимости.

Параметры охлаждающих пучков аналогичны тем, которые использовались для исследования поляризуемостей, $P \approx 250$ мкВт ($s = 30$). Длительность импульса составляла $\tau = 50$ мс. Полученная в результате чистота поляризации составляет $\eta \approx 98(2)$ % (рис. 4б) без регистрируемых потерь атомов из оптической решётки. Оставшиеся 2 % ненакачанных атомов сконцентрированы в основном на магнитном подуровне $|g, F = 4, m_F = -3\rangle$, что можно объяснить деполаризацией в процессе включения магнитного поля для проведения эксперимента Штерна–Герлаха, нерезонансным возбуждением π -перехода с

магнитного подуровня $|g, F = 4, m_F = -4\rangle$ или упомянутым ранее эффектом перемешивания состояний [66].

5. Охлаждение

Процесс лазерного охлаждения в оптической решётке отличается от лазерного охлаждения в МОЛ. Главным отличием является квантование движения атомов вдоль одного из направлений (или нескольких в случае многомерных решёток), вследствие чего линии спектра расщепляются на большое число компонент, связанных с переходами между различными колебательными подуровнями. Лазерное охлаждение в данном случае состоит в возбуждении переходов с уменьшением номера колебательного подуровня (рис. 5б). По осям, движению вдоль которых не квантовано или это квантование не столь выражено, может быть реализовано обычное доплеровское охлаждение с поправкой на влияние эффекта Штарка.

Вид спектра исследуемого перехода с выделением колебательных подуровней определяется влиянием излучения оптической решётки на энергии уровней, т.е. их поляризуемостями. Энергия атома в некотором состоянии i на колебательном подуровне n_z оптической решётки задаётся формулой [57]

$$E_{n_z}^i = E^i + hv_z^i \left(n_z + \frac{1}{2} \right) - hv_{\text{rec}} \left(n_z^2 + n_z + \frac{1}{2} \right), \quad (2)$$

где E^i — энергия уровня согласно формуле (1), $hv_z^i = 2(U_0^i E_{\text{rec}})^{1/2}$, и U_0^i — глубина потенциала для атома в состоянии i , которая определяется слагаемым, пропорциональным глубине потенциала для основного состояния U (третье слагаемое в (1)). Для близких значений поляризуемостей двух уровней глубины потенциалов будут схожими и спектр принимает характерный вид с несущей и боковыми частотами (рис. 5а). При этом для уровней с разными значениями поляризуемостей второе слагаемое hv_z^i будет различным и спектр боковых частот может сильно отличаться от классического, соответст-

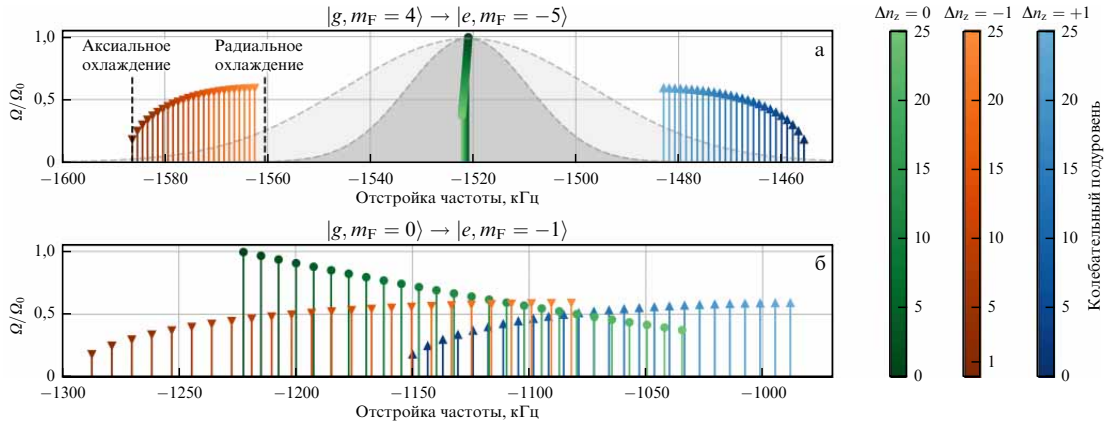


Рис. 5. Частоты переходов между различными колебательными подуровнями для двух разных компонент перехода (охлаждающий $|g, m_F = -4\rangle \rightarrow |e, m_F = -5\rangle$, и переход, который мог бы использоваться для сдувания горячих атомов с $m_F = 0$: $|g, m_F = 0\rangle \rightarrow |e, m_F = -1\rangle$). Частоты приведены для условий эксперимента: глубина решётки $U = 1000E_{\text{rec}}$, магнитное поле $B = 600$ мГс. Частоты на графиках отсчитываются от частоты невозмущённого перехода. Красным цветом обозначены частоты переходов с уменьшением колебательного числа на единицу, зелёным — без изменения колебательного числа, синим — с увеличением на единицу. Оттенок цвета показывает колебательный подуровень, с которого возбуждается переход. (а) Для охлаждающего перехода показано доплеровское уширение до охлаждения (светло-серый контур) и после охлаждения (тёмно-серый контур), соответствующее температуре $T_r = 13$ мК и $T_r = 3$ мК соответственно. Чёрными штриховыми линиями показаны частоты импульсов охлаждающего излучения. (б) Частоты переходов между различными колебательными подуровнями оптической решётки для перехода с центрального магнитного подуровня. Эффективное охлаждение, аналогичное показанному на рис. а, здесь было бы невозможно. Однако возможно финальное вычищение атомов, находящихся не на нулевом колебательном подуровне: возбуждая переходы с уменьшением колебательного числа, мы добьёмся того, что все атомы не на нулевом колебательном подуровне в потенциале оптической решётки либо попадут на основное колебательное состояние, либо покинут центральный магнитный подуровень и будут удалены из решётки в процессе очищения поляризации атомов.

венно, переходы с различными значениями Δn_z будут перемешиваться (рис. 5б).

Разница в поляризуемостях уровней для охлаждающего перехода близка к нулю, что положительно сказывается на процессе охлаждения по двум причинам. Во-первых, поскольку частота охлаждающего перехода практически не зависит от глубины решётки (смещение частоты перехода при глубине решётки $U = 1000E_{\text{rec}}$ составляет 1,5 кГц, что меньше естественной ширины линии), то возможно эффективное доплеровское охлаждение атомов, аналогичное доплеровскому охлаждению в свободном пространстве. Во-вторых, условия эксперимента позволяют эффективно охлаждать атомы вдоль направления распространения оптической решётки (далее — аксиальное направление, ось Oz) одним мощным импульсом. Такой импульс (рис. 5а) будет возбуждать переходы с уменьшением колебательного числа со всех подуровней, не затрагивая другие переходы.

В нашей лаборатории имеется две экспериментальные установки оптических тулиевых часов. Геометрия лазерных пучков в этих двух установках отличается. В первой один из пучков МОЛ заведён под малым углом к оси z , вдоль которой сформирована оптическая решётка, в то время как два других идут в горизонтальной плоскости xy . Данная конфигурация позволяет эффективно охлаждать атомы в обоих направлениях (аксиальном и радиальном) без дополнительных изменений. Во второй установке один пучок направлен вдоль оси x , в то время как два других заходят в плоскости yz под углом 45° к оси z . В такой конфигурации в ходе охлаждения по оси z при поглощении фотона происходит изменение импульса в радиальном направлении, и возможна конкуренция эффектов охлаждения в радиальном и аксиальных направлениях. Поэтому во второй экспериментальной установке присутствует дополнительный пучок охлаждающего излучения, направленный вдоль оси z .

Для реализации охлаждения были выбраны следующие параметры: глубина решётки $U = 1000 E_{\text{rec}}$, $B = 600$ мГс. Выбранная глубина решётки является характерной для нашего эксперимента и может быть при необходимости понижена для последующего опроса часового перехода. Выбор магнитного поля связан с наличием резонансов Фешбаха для крайнего магнитного подуровня в точках 430 и 800 мГс [67]. Область $B < 300$ мГс соответствует меньшему разделению компонент перехода с σ^+ , π -поляризациями, т.е. большей вероятности нерезонансного возбуждения нежелательных переходов.

Охлаждение осуществляется двумя импульсами длительностью $\tau = 50$ мс для охлаждения в радиальном и аксиальном направлениях соответственно. Характерные отстройки частоты от невозмущённого резонанса для каждого из импульсов приведены на рис. 5 и составляют: для охлаждения в радиальном направлении ≈ -1560 кГц, для охлаждения в аксиальном направлении ≈ -1590 кГц, что соответствует отстройкам ≈ -40 кГц и ≈ -70 кГц от частоты несущей. Характерные мощности для этих импульсов составляют около 200 мкВт, что соответствует параметру насыщения $s \approx 25$.

Оптическая решётка формируется на "магической" длине волны, поэтому для центрального магнитного подуровня реализуется случай близких поляризуемостей и спектр перехода состоит из выраженной несущей и двух боковых полос. Тензорная поляризуемость часового перехода достаточно мала, так что аналогичная ситуация реализуется и для часового перехода с крайнего магнитного подуровня. Для измерения как аксиальной, так и радиальной температур атомов использовалась спектроскопия боковых колебательных полос часового перехода [57]. Итоговый спектр аппроксимировался моделью, описывающей вероятность возбуждения переходов на боковых колебательных частотах с учётом распределения атомов по колебательным подуровням опти-

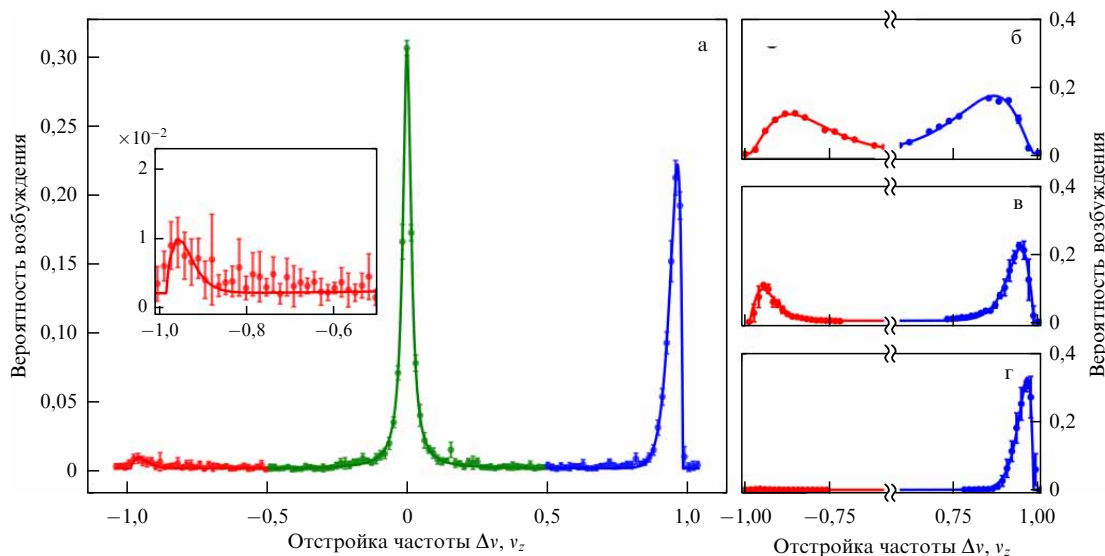


Рис. 6. Спектроскопия боковых колебательных частот часового перехода 1,14 мкм в различных режимах работы охлаждения: (а) после процесса переноса населённости на центральный магнитный подуровень. На графиках $\nu_z \approx 70$ кГц, $\nu_{\text{rec}} \approx 73$ кГц; (б) без охлаждения; (в) только с радиальным охлаждением; (г) при полном охлаждении.

ческой решётки и радиальной температуры атомов. Подробно этот метод описан в работах [57, 68]. Таким образом, метод измерения температуры по боковым колебательным частотам использовался и для оптимизации охлаждения на крайнем подуровне.

Результаты охлаждения в виде спектров боковых частот приведены на рис. 6, а также в таблице. Каждая экспериментальная точка на графике указана с погрешностью, связанной с флуктуацией числа атомов при неизменных параметрах эксперимента, а погрешности, представленные в таблице, соответствуют доверительному интервалу 1σ результата аппроксимации теоретической моделью боковых колебательных полос. Среди результатов для сравнения представлен спектр, измеренный до охлаждения в оптической решётке, что соответствует моменту 1 или 2 на рис. 2. Также для иллюстрации работы охлаждения представлен спектр, измеренный после доплеровского охлаждения в радиальных направлениях, что соответствует моменту времени "охлаждение" на рис. 2. При этом происходит уменьшение обеих (аксиальной и радиальной) температур, но среднее колебательное число всё ещё остаётся довольно большим. Наконец, полноценное охлаждение на боковых частотах эффективно охлаждает атомы в аксиальном направлении, лишь немного понижая радиальную температуру.

Аксиальная температура атомов, достигнутая на данном этапе (момент времени 3 на рис. 2), составила 0,8 мкК, что соответствует среднему колебательному числу $n_z \approx 0,01$. На графике это выражается в практически полном исчезновении красной боковой колебательной полосы (красные точки на рис. 6в). Уменьшение температуры в радиальном направлении менее выраженное. Стоит отметить, что для измерения поляризуемостей и работы оптических часов радиальная температура не является настолько критичным параметром, как температура вдоль аксиального направления. Следуя формулам в работе [28], можно увидеть, что радиальная температура лишь изменяет масштаб глубины потенциала оптической решётки на несколько процентов без заметных изменений в сдвиге частоты.

Таблица. Температуры атомов (T_z , T_r) и средние колебательные числа n_z^{avr} в различных стадиях эксперимента

Спектр	T_z , мкК	T_r , мкК	n_z^{avr}	p_z^0
Без охлаждения (б)	7,8(3)	19,0(3)	1,94(8)	0,34(1)
Охлаждение радиальное (в)	4,6(3)	6,4(2)	0,76(6)	0,57(2)
Охлаждение полное (г)	0,76(2)	4,21(10)	0,0097(15)	0,9904(15)
После перекачки (а)	3(2)*	3,48(10)	0,07(5)	$0,96^{+3}_{-6}$

В последнем столбце приведена вероятность обнаружить атом на нулевом колебательном подуровне p_z^0 .
 В первом столбце в скобках указаны ссылки на соответствующие спектры на рис. 6. Для каждого из значений в скобках указан доверительный интервал 1σ , полученный из аппроксимации.
 * В случае после перекачки (а) указана температура остаточного, неохлаждённого ансамбля атомов в двухтемпературном распределении (см. текст). Вероятность p_z^0 и среднее колебательное число n_z^{avr} описывают полное распределение.

6. Перекачка атомов на центральный магнитный подуровень

Результат охлаждения атомов до среднего колебательного числа $n_z^{\text{avr}} = 0,01$ соответствует уровню работы оптических часов в лабораториях, где были достигнуты относительные погрешности частоты на уровне 10^{-18} . В нашем случае мы приблизились к $n_z^{\text{avr}} = 0,01$ на крайнем магнитном подуровне, но для работы оптических часов на атомах тулия требуется перевод населённости на центральный магнитный подуровень $m_F = 0$.

В случае оптических часов на других атомах задача перекачки атомов на центральный магнитный подуровень встречается нечасто. Обычно либо используются два крайних подуровня (как, например, в ^{87}Sr), либо центральный магнитный подуровень является единственным, что верно для атомов с $F = 0$ в основном состоянии. В нашей работе такая задача возникает, а используемый в прошлых работах метод подготовки состояний с использованием излучения на длине волны 418 нм [56] приводит к нагреву

атомов, что делает предыдущее лазерное охлаждение до основного колебательного уровня бессмысленным.

Для перекачки атомов с $m_F = -4$ на $m_F = 0$ использовались два метода. В одной из установок перекачка осуществлялась путём возбуждения радиочастотных переходов между зеемановскими подуровнями основного состояния. Характерные частоты таких переходов в условиях эксперимента ($U = 1000E_{\text{rec}}$, $B = 600$ мГс) составляли $\nu \approx 800$ кГц и отличаются друг от друга примерно на $\delta\nu \approx 30$ кГц из-за тензорной поляризуемости уровня $|g, F = 4\rangle$. Для возбуждения данных переходов на самодельную антенну подавался сигнал мощностью до 0,5 Вт. Даже небольшие флуктуации магнитного поля в установке приводят к существенным сложностям в возбуждении когерентных π -импульсов между зеемановскими подуровнями, поэтому вместо этого мы использовали мощный импульс длительностью 10 мс, частота которого сканировалась в диапазоне 13 кГц, что покрывает все требуемые переходы между магнитными подуровнями. В результате примерно $\eta = 30\%$ начального числа атомов оказывалось на требуемом подуровне $m_F = 0$.

Конструкция второй экспериментальной установки не позволила применить данный метод: характерное расстояние от антенны до области захвата атомов в этой системе оказывалось существенно больше, чем в первой, что значительно уменьшало эффективность возбуждения переходов. Для осуществления перекачки атомов в ней мы воспользовались упоминавшимся ранее явлением подмешивания состояний, что приводит к возможности возбуждения перехода $|g, m_F = -4\rangle \rightarrow |e, m_F = -1\rangle$, после чего часть атомов распадается на $|g, m_F = 0\rangle$. Для возбуждения такого импульса использовался дополнительный пучок σ^+ -поляризованного излучения, направленный вдоль оси x установки, с радиусом $w = 1$ мм. Характерная мощность в пучке составляла $P = 100$ мкВт, что соответствует параметру насыщения $s \approx 800$. Такая интенсивность необходима потому, что в рабочем режиме ($B = 600$ мГс) эффект подмешивания состояний подавлен, из-за чего переход $|g, m_F = -4\rangle \rightarrow |e, m_F = -1\rangle$ оказывается гораздо слабее обычных переходов. Длительность возбуждения составляла $\tau = 10$ мс, частота излучения была отстроена в красную сторону от резонанса для уменьшения нагрева атомов. В результате примерно $\eta = 20\%$ начального числа атомов оказывалось на требуемом подуровне $m_F = 0$.

Конечная температура атомов в обоих случаях оказывалась несколько выше, чем на начальном крайнем магнитном подуровне (см. рис. 6). Главная причина этого — ненакачанные атомы, не принимавшие участия в цикле охлаждения. На рисунке 6 представлен характерный спектр, получаемый после перекачки на $m_F = 0$, который хорошо приближается двухтемпературным распределением: большая часть ($> 95\%$) атомов на $n_z = 0$, и маленькая доля распределена по колебательным подуровням с бальмовским распределением с температурой 3 мкК. В случае второй установки перекачка также может приводить к некоторому нагреву из-за рассеяния одного фотона, но характерные температуры в ней оказываются примерно на том же уровне, что и в первой.

В будущем мы планируем осуществить удаление атомов с ненулевого колебательного подуровня с помощью короткого лазерного импульса, настроенного по частоте на красную колебательную полосу перехода с σ^\pm -поляризацией. Атомы, находящиеся в основном колебатель-

ном состоянии, практически не будут рассеивать фотоны, в то время как остальные либо потеряют один колебательный квант в результате рассеяния фотона, либо покинут центральный магнитный подуровень и будут удалены из оптической решётки в процессе последующего очищения поляризации атомного облака. Частоты компонентов перехода $|g, F = 4, m_F = 0\rangle \rightarrow |e, F = 5, m_F = -1\rangle$ между различными колебательными подуровнями оптической решётки изображены на рис. 5б.

Видно, что удаление атомов таким методом возможно только с низколежащих колебательных подуровней, так как начиная с некоторого колебательного подуровня при возбуждении переходов с изменением колебательного числа на -1 будут также возбуждаться и переходы без изменения колебательного числа, что приведёт к нагреву атомов и деполяризации, в том числе и на основном колебательном состоянии. С другой стороны, при характерных температурах остаточного ансамбля атомов $T \approx 3$ мкК большая их часть сосредоточена на первых нескольких колебательных подуровнях, что делает реализацию этого метода возможной.

7. Заключение

В работе, посвящённой 55-летию с даты основания ведущего научного Института в области лазерной спектроскопии, атомной и молекулярной оптики — ИСАН, мы представили некоторые оригинальные подходы к глубокому охлаждению атомов тулия в оптической решётке до основного колебательного состояния. Несмотря на то что схожие эксперименты были сделаны и другими мировыми лидерами, создающими точные оптические стандарты частоты на атомах стронция и иттербия, специфика уровней и переходов в атоме тулия потребовала специальных методов и алгоритмов. В результате нами было экспериментально реализовано лазерное охлаждение на спектрально-узком переходе 506,2 нм вплоть до значения радиального колебательного квантового числа 0,01 на крайнем магнитном подуровне, что соответствует суб-мкК температурам. После перекачки на центральный магнитный подуровень температура незначительно повышается: в начальных состояниях часового перехода подготавливается $N \approx 2 \times 10^4$ атомов тулия со средним колебательным числом $n_z^{\text{avr}} < 0,1$. Выполненные исследования являются важным шагом для преодоления барьера относительной нестабильности 10^{-17} , что является нашей ближайшей целью [69].

Хочется отметить, что работы по созданию компактных часов выполняются и в ИСАН: коллегами успешно разрабатывается технология захвата атомов на чипе [70]. Совокупность различных технологий, таких как атомные чипы [70], интегральная фотоника [71, 72], компактные лазерные системы [73, 74] и чип-гребёнки [75] открывают совершенно новые перспективы в области создания транспортируемых систем, позволяя говорить о совокупном объёме системы порядка 1 литра. С одной стороны, малый размер системы приводит к снижению чувствительности к вибрациям и облегчает температурную стабилизацию, однако, как отмечалось в тексте, возникают дополнительные возмущения, в том числе и за счёт приближения атомов к поверхности чипа или камеры. Требуется поиск атомных систем, наименее чувствительных к совокупности этих возмущений, чему частично и посвящено наше исследование. Возможно, совмещение чип-ловуш-

ки ИСАНа и методов, разрабатываемых в ФИАНе, позволит в недалёкой перспективе создать компактные и точные оптические часы следующего поколения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда в рамках гранта № 21-72-10108.

Список литературы

- Басов Н Г, Прохоров А М *УФН* **57** 485 (1955)
- Басов Н Г, Летохов В С *УФН* **96** 585 (1968); Basov N G, Letokhov V S *Sov. Phys. Usp.* **11** 855 (1969)
- Летохов В С, Чеботаев В П *Принципы нелинейной лазерной спектроскопии* (М.: Наука, 1975)
- Lebedev P *Astrophys. J.* **31** 385 (1910) <https://doi.org/10.1086/141769>
- Lukishova S, Masalov A, Zadkov V *Europhys. News* **50** (4) 15 (2019)
- Frisch R Z. *Phys.* **86** 42 (1933) <https://doi.org/10.1007/BF01340182>
- Hänsch T W, Schawlow A L *Opt. Commun.* **13** 68 (1975)
- Dehmelt H G *Bull. Am. Phys. Soc.* **20** 60 (1975)
- Андреев С В и др. *Письма в ЖЭТФ* **34** 463 (1981); Andreev S V et al. *JETP Lett.* **34** 442 (1981)
- Neuhauser W et al. *Phys. Rev. Lett.* **41** 233 (1978)
- Letokhov V S, Minogin V G *Phys. Rep.* **73** 1 (1981)
- Балькин В И *УФН* **179** 297 (2009); Balykin V I *Phys. Usp.* **52** 275 (2009)
- Рябцев И И и др. *УФН* **186** 206 (2016); Ryabtsev I I et al. *Phys. Usp.* **59** 196 (2016)
- Тайченачев А В, Юдин В И, Багаев С Н *УФН* **186** 193 (2016); Taichenachev A V, Yudin V I, Bagayev S N *Phys. Usp.* **59** 184 (2016)
- Adams C S et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 3577 (1995)
- Ketterle W, Van Druten N J *Adv. Atom. Mol. Opt. Phys.* **37** 181 (1996) [https://doi.org/10.1016/S1049-250X\(08\)60101-9](https://doi.org/10.1016/S1049-250X(08)60101-9)
- Турлапов А В *Письма в ЖЭТФ* **95** 104 (2012); Turlapov A V *JETP Lett.* **95** 96 (2012)
- Чаповский П Л *Письма в ЖЭТФ* **95** 148 (2012); Chapovsky P L *JETP Lett.* **95** 132 (2012)
- Онофрио Р *УФН* **186** 1229 (2016); Onofrio R *Phys. Usp.* **59** 1129 (2016)
- Diehl S et al. *Nature Phys.* **4** 878 (2008)
- Wynands R, Wevers S *Metrologia* **42** S64 (2005)
- Peters A, Chung K Y, Chu S *Metrologia* **38** 25 (2001)
- Wevers S et al. *Metrologia* **38** 343 (2001)
- Bauch A et al. *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **36** 613 (1987)
- Katori H, Ido T, Kuwata-Gonokami M *J. Phys. Soc. Jpn.* **68** 2479 (1999)
- Dicke R H *Phys. Rev.* **89** 472 (1953)
- Keller J et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **723** 012027 (2016)
- Ushijima I, Takamoto M, Katori H *Phys. Rev. Lett.* **121** 263202 (2018)
- Perrin H et al. *Europhys. Lett.* **42** 395 (1998)
- Chen J-S et al. *Phys. Rev. Lett.* **118** 053002 (2017)
- Seck C M et al. *Phys. Rev. A* **93** 053415 (2016)
- Zhang X et al. *Phys. Rev. Lett.* **129** 113202 (2022)
- Bothwell T et al. *Metrologia* **56** 065004 (2019)
- McGrew W F et al. *Nature* **564** 87 (2018)
- Nicholson T L et al. *Phys. Rev. Lett.* **109** 230801 (2012)
- Dimarcq N et al. *Metrologia* **61** 012001 (2024)
- Sanner C et al. *Nature* **567** 204 (2019)
- Kostecký V A, Vargas A J *Phys. Rev. D* **98** 036003 (2018)
- Takamoto M et al. *Nat. Photon.* **14** 411 (2020)
- Savalle E et al. *Phys. Rev. Lett.* **126** 051301 (2021)
- Weislo P et al. *Nat. Astron.* **1** 0009 (2017)
- Giorgi G et al. *Adv. Space Res.* **64** 1256 (2019)
- Lisdat C et al. *Nat. Commun.* **7** 12443 (2016)
- Grotti J et al. *Nature Phys.* **14** 437 (2018)
- Clivati C et al. *Sci. Rep.* **7** 40992 (2017)
- Cao J et al. *Appl. Phys. B* **123** 1 (2017)
- Семериков И А и др. *Кратк. сообщ. по физике ФИАН* **45** (11) 14 (2018); Semerikov I A et al. *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **45** 337 (2018)
- Lisdat Ch et al. *Phys. Rev. Research* **3** L042036 (2021) <https://doi.org/10.1103/PhysRevResearch.3.L042036>
- Колачевский Н Н *УФН* **181** 896 (2011); Kolachevsky N N *Phys. Usp.* **54** 863 (2011)
- Вишнякова Г А и др. *УФН* **186** 176 (2016); Vishnyakova G A et al. *Phys. Usp.* **59** 168 (2016)
- Golovizin A et al. *Nat. Commun.* **10** 1724 (2019)
- Golovizin A A et al. *Nat. Commun.* **12** 5171 (2021)
- Katori H et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 173005 (2003)
- Taichenachev A V et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 193601 (2008)
- Katori H et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 153004 (2009)
- Fedorova E et al. *Phys. Rev. A* **102** 063114 (2020)
- Мишин Д А и др. *Квантовая электроника* **52** 505 (2022); Mishin D A et al. *Quantum Electron.* **52** 505 (2022)
- Provorchenko D et al. *Atoms* **11** (2) 30 (2023)
- Drever R W P et al. *Appl. Phys. B* **31** 97 (1983)
- Tsyganok V V et al. *Phys. Rev. A* **107** 023315 (2023)
- Kramida A, Ralchenko Yu, Reader J and NIST ASD Team, NIST Atomic Spectra Database, Version 5.11, 2023, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, February 22, 2024, <https://physics.nist.gov/asd>, <https://dx.doi.org/10.18434/T4W30F>
- Giglberger D, Penselin S Z. *Phys.* **199** 244 (1967) <https://doi.org/10.1007/BF01326434>
- Sugar J, Meggers W F, Camus P *J. Res. Natl. Bur. Stand. A* **77** 1 (1973)
- Tsyganok V V et al. *J. Phys. B* **51** 165001 (2018)
- Gerlach W, Stern O *Z. Phys.* **9** 349 (1922) <https://doi.org/10.1007/BF01326983>
- Virgo W L *Am. J. Phys.* **81** 936 (2013)
- Khlebnikov V A et al. *Phys. Rev. Lett.* **123** 213402 (2019)
- Blatt S et al. *Phys. Rev. A* **80** 052703 (2009)
- Головизин А и др. *Письма в ЖЭТФ* **119** 645 (2024); Golovizin A et al. *JETP Lett.* **119** 659 (2024)
- Afanasiev A E et al. *Opt. Laser Technol.* **148** 107698 (2022)
- Liang D, Bowers J E *Light Adv. Manufacturing* **2** (1) 59 (2021)
- Cheng H et al. *APL Photon.* **8** 116105 (2023) <https://doi.org/10.1063/5.0174384>
- Vassiliev V V, Zibrov S A, Velichansky V L *Rev. Sci. Instrum.* **77** 013102 (2006) <https://doi.org/10.1063/1.2162448>
- Newman Z L et al. *Optica* **6** 680 (2019)
- Hu Y et al. *Nat. Photon.* **16** 679 (2022)

Laser cooling of thulium atoms to ground vibrational state in an optical lattice

D.I. Provorchenko^(1,a), D.O. Tregubov^(1,b), A.A. Golovizin^(1,c), N.N. Kolachevsky^(1,2,d)

⁽¹⁾ Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ Russian Quantum Center, Innovation Center Skolkovo, Bol'shoi bul'var 30, str. 1, 121205 Moscow, Russian Federation

E-mail: ^(a) provorchenko.di@phystech.edu.ru, ^(b) treg.dim@gmail.com,

^(c) artem.golovizin@gmail.com, ^(d) kolachevsky@lebedev.ru

The method of laser cooling of atoms, first implemented in the early 1980s at the Institute of Spectroscopy of the Russian Academy of Sciences (ISAN), turned out to be an exceptionally powerful tool that provided revolutionary breakthroughs in such areas as quantum sensorics, the physics of Bose–Einstein and Fermi-condensates, quantum informatics, and many others. It was precisely due to the laser cooling method that atomic fountains—the most accurate microwave clocks—made their appearance, and impetus was lent to the area of optical frequency standards, which today have surpassed the relative error of 10^{-18} . In this review, dedicated to the 55th anniversary of the founding of ISAN, we will present some modern methods and experimental results aimed at the development of optical clocks on thulium atoms. In addition to the review part, the paper demonstrates a new experimental protocol for the preparation of thulium atoms using sideband cooling of the spectrally narrow 506.2-nm transition. Ensembles of atoms in the initial states of clock transitions in the ground vibrational sublevel of the optical lattice have been attained.

Keywords: laser cooling, thulium, optical frequency standards, spectroscopy, sideband cooling, optical lattices

PACS numbers: **06.20.−f**, 37.10.De, 37.10.Jk

Bibliography — 75 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **194** (11) 1185–1195 (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.05.039678>

Received 12 April 2024, revised 14 May 2024

Physics–Uspekhi **67** (11) (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2024.05.039678>