Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 9, с. 717 – 724 © 2025 г. 10 мая

Подготовка ансамбля атомов тулия на различных колебательных подуровнях в оптической решетке

К. О. Бабичев[+*×1)], *Д. И. Проворченко*[+*], *Д. А. Мишин*[+*], *Д. О. Трегубов*[+*], *А. А. Головизин*[+*1)], *Н. Н. Колачевский*[+*]

[+] *Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

[*] *Российский квантовый центр, 121205 Москва, Россия*

[×] *Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия*

Поступила в редакцию 3 апреля 2025 г.
После переработки 3 апреля 2025 г.
Принята к публикации 7 апреля 2025 г.

Мы продемонстрировали детерминистическое возбуждение атомов тулия из основного колебательного состояния потенциала оптической решетки на 1-й и 2-й колебательные подуровни с эффективностью 40 % и 24 %, соответственно. Чистота подготовленных колебательных состояний составляет не менее 93 % в первом и 95 % во втором случае и ограничена как чистотой начального состояния, так и нерезонансным возбуждением несущей частоты часового перехода. Полученные высокие показатели эффективности и качества подготовки атомов на заданном колебательном уровне открывают возможности для характеризации и контроля сдвига частоты часового перехода, обусловленного взаимодействием атомов тулия с полем оптической решетки, что необходимо для достижения точности оптических часов на атомах тулия на уровне 10^{-17}.

DOI: 10.31857/S0370274X25050025, EDN: TFOOEM

Введение. Современные оптические часы демонстрируют возможность контроля систематического сдвига частоты на уровне 10^{-18} [1–3], что находит применение в решении таких задач, как проверка фундаментальных физических теорий [4, 5], релятивистская геодезия [6] и спутниковая навигация [7], а также в связи с необходимостью принятия нового определения секунды [8]. Достижение такого уровня точности и стабильности требует подавления сдвигов частоты часового перехода, обусловленных эффектом Доплера, межатомным взаимодействием, влиянием внешних магнитных и электрических полей. В частности, одним из необходимых шагов к созданию оптических часов на нейтральных атомах является характеризация и точный контроль сдвига частоты, вызванного взаимодействием с полем оптической решетки. Подбор "магической" длины волны позволяет исключить сдвиг, связанный с электрической дипольной поляризуемостью [9], однако достижение точности 10^{-17} оказывается невозможным без учета вклада поляризуемостей более высоких порядков: магнитной дипольной, электрической квадрупольной и гиперполяризуемости [10–14]. Нахождение этих поляризуемостей с достаточно высокой точностью, в свою очередь, дает возможность подобрать оптимальные параметры эксперимента - "магическую" интенсивность поля оптической решетки и отстройку от "магической" длины волны, обеспечивающие минимальный сдвиг и устойчивость частоты часового перехода по отношению к флуктуациям глубины оптической решетки [15, 16].

Оптические часы на атомах тулия подробно описаны в работах [17–21], где были продемонстрированы низкая чувствительность к тепловому излучению окружения [20], наличие магической длины волны вблизи 1063.6 нм [17] и реализация метода синтетической частоты для подавления квадратичного зеемановского сдвига [17]. Таким образом, взаимодействие с полем решетки, обусловленное поляризуемостями высоких порядков, является на сегодняшний день основным фактором, ограничивающим точность тулиевых оптических часов.

Вклад поляризуемостей высоких порядков приводит к зависимости сдвига частоты часового перехода $\Delta\nu_{\rm LS}$ от номера продольного колебательного состояния атома в потенциале оптической решетки n_z и нормализованной глубины решетки $u = U/E_{\rm rec}$ [15]:

1) e-mail: babichev.ko@phystech.edu; artem.golovizin@gmail.com

$$h\Delta\nu_{\rm LS}\left(u,\delta_L,n_z\right)\approx\left(\frac{\partial\tilde{\alpha}^{E1}}{\partial\nu}\delta_L-\tilde{\alpha}^{qm}\right)\left(n_z+\frac{1}{2}\right)u^{1/2}-$$
$$-\left[\frac{\partial\tilde{\alpha}^{E1}}{\partial\nu}\delta_L+\frac{3}{2}\tilde{\beta}\left(n_z^2+n_z+\frac{1}{2}\right)\right]u+$$
$$+2\tilde{\beta}\left(n_z+\frac{1}{2}\right)u^{3/2}-\tilde{\beta}u^2, \qquad (1)$$

где $\tilde{\alpha}^{E1}, \tilde{\alpha}^{qm}$ и $\tilde{\beta}$ – дифференциальные E1, E2-M1 поляризуемости и гиперполяризуемость часового перехода, δ_L – отстройка от “магической” частоты $\nu_{\rm m}^{E1}$, для которой $\tilde{\alpha}^{E1}\left(\nu_{\rm m}^{E1}\right)=0$, $E_{\rm rec}=\hbar^2k_{\rm lat}^2/(2m)=h\nu_{\rm rec}=h\times 1.043$ кГц – энергия отдачи при рассеянии фотона излучения решетки. Основной вклад в зависимость сдвига от n_z вносит первое слагаемое, поскольку коэффициент гиперполяризуемости мал (типично $\tilde{\beta}/\tilde{\alpha}^{qm}\sim 10^{-3}$) и его вклад проявляется лишь на больших глубинах решетки за счет последнего (квадратичного по u) члена. Более того, корневой вид зависимости приводит к тому, что даже при малой глубине оптической решетки его вклад может быть существенным.

Наиболее точный метод определения коэффициента при $u^{1/2}$ основан на измерении сдвига частоты часового перехода между двумя ансамблями с разным распределением атомов по колебательным подуровням:

$$h\left(\delta\nu_{\rm LS}=\Delta\nu_{\rm LS}\left(u,\delta_L,\overline{n}_2\right)-\Delta\nu_{\rm LS}\left(u,\delta_L,\overline{n}_1\right)\right) \qquad (2)$$
$$\approx\left(\frac{\partial\tilde{\alpha}^{E1}}{\partial\nu}\delta_L-\tilde{\alpha}^{qm}\right)\left(\overline{n}_2-\overline{n}_1\right)u^{1/2},$$

где $\overline{n}_1$ и $\overline{n}_2$ – среднее значение продольного колебательного квантового числа в двух ансамблях. В штатном режиме работы атомный ансамбль обычно подготавливается в близком к основному колебательном состоянии (см. ниже), так что $\overline{n}_z\approx 0$. Для подготовки атомов с $\overline{n}_z\gtrsim 1$ можно либо модифицировать процесс глубокого охлаждения атомов, останавливая его до достижения основного состояния, либо, начиная из основного колебательного состояния, осуществлять детерминистический перенос населенности на колебательные подуровни $n_z=1$, $n_z=2$ и выше. Основной недостаток первого подхода связан с возможными флуктуациями $\overline{n}_z$ из-за непостоянства параметров эксперимента, поэтому в работах [22, 15, 23] использовался второй метод.

В настоящей работе мы демонстрируем возбуждение атомов тулия, находящихся после глубокого охлаждения в основном продольном колебательном состоянии потенциала решетки, на 1-й и 2-й колебательные подуровни, с эффективностью перевода порядка 40 % на каждом шаге, что достаточно для планируемого измерения сдвигов высоких порядков в оптической решетке.

Спектроскопия боковых колебательных частот. Распределение атомов по колебательным подуровням в ходе эксперимента характеризуется с помощью измерения спектра боковых колебательных частот (сайдбендов) часового перехода, в результате которого измеряется вероятность возбуждения при воздействии часового импульса (в нашем случае длительностью 80 мс) в зависимости от отстройки от несущей. Для аппроксимации спектра синего сайдбенда используется следующее выражение для вероятности возбуждения P_e в зависимости от отстройки $\delta>0$ от несущей [23]:

$$P_e(\delta)=\frac{1}{2}\sum_{n_z}A_{n_z}\sum_{r}\frac{W_{n_z}(E_r,T_r)\Omega_{n_zr}^2}{\Omega_{n_zr}^2+\left(\nu_{bsb}^{n_z,r}-\delta\right)^2}, \qquad (3)$$

где A_{n_z} – населенности колебательных подуровней. Использование собственных значений энергии $U_{n_z}(r)$, полученных в приближении Борна–Оппенгеймера [24], позволяет вычислять в правой части взвешенные больцмановскими факторами $W_{n_z}(E_r,T_r)$ вклады от атомов с различными значениями радиальных энергий $E_r=U_{n_z}(r)-U_{n_z}(0)$ для радиальной температуры T_r. Для них находятся резонансные отстройки синего сайдбенда $\nu_{\rm bsb}^{n_z,r}=(U_{n_z+1}(r)-U_{n_z}(r))/h$, параметры Лэмба–Дике $\eta^2\left(n_z,r\right)=\nu_{\rm rec}/\nu_{\rm bsb}^{n_z,r}$ и частоты Раби Ω_{n_zr} переходов $n_z\to n_z+1$

$$\Omega_{\rm bsb}\left(n_z,r\right)=\Omega_0e^{-\eta^2(n_z,r)/2}\eta\left(n_z,r\right)\sqrt{\frac{n_z!}{(n_z+1)!}}\times$$
$$\times L_{n_z}^1\left(\eta^2\left(n_z,r\right)\right), \qquad (4)$$

где $L_n^m(x)$ – обобщенные полиномы Лагерра. Для красного сайдбенда верно то же выражение (3), если в правой части вычислять $\Omega_{n_z-1,r}$ и $\nu_{\rm rsb}^{n_z,r}=\nu_{\rm bsb}^{n_z-1,r}$, изменить знак отстройки лазерного излучения и опустить слагаемое с $n_z=0$. Применимость выражения (3) в нашем случае обусловлена большой величиной параметра насыщения $s=2(\Omega_{\rm bsb}/\gamma)^2\sim 10^3$ и длительностью 80 мс возбуждающего импульса при снятии спектра колебательных сайдбендов, большой по сравнению с периодами осцилляций Раби на сайдбендах. В результате аппроксимации спектра находятся радиальная температура T_r, глубина решетки $u_{\rm lat}$, положения резких склонов синего и красного сайдбендов: $\nu_b(n_z)\equiv\nu_{\rm bsb}^{n_z,r=0}$ и $\nu_r(n_z)\equiv\nu_{\rm rsb}^{n_z,r=0}=\nu_{\rm bsb}^{n_z-1,r=0}$. В предположении теплового распределении по колебательным подуровням n_z может быть также найдена аксиальная температура T_z, определяющая в этом случае населенности $A_{n_z}(T_z)$.

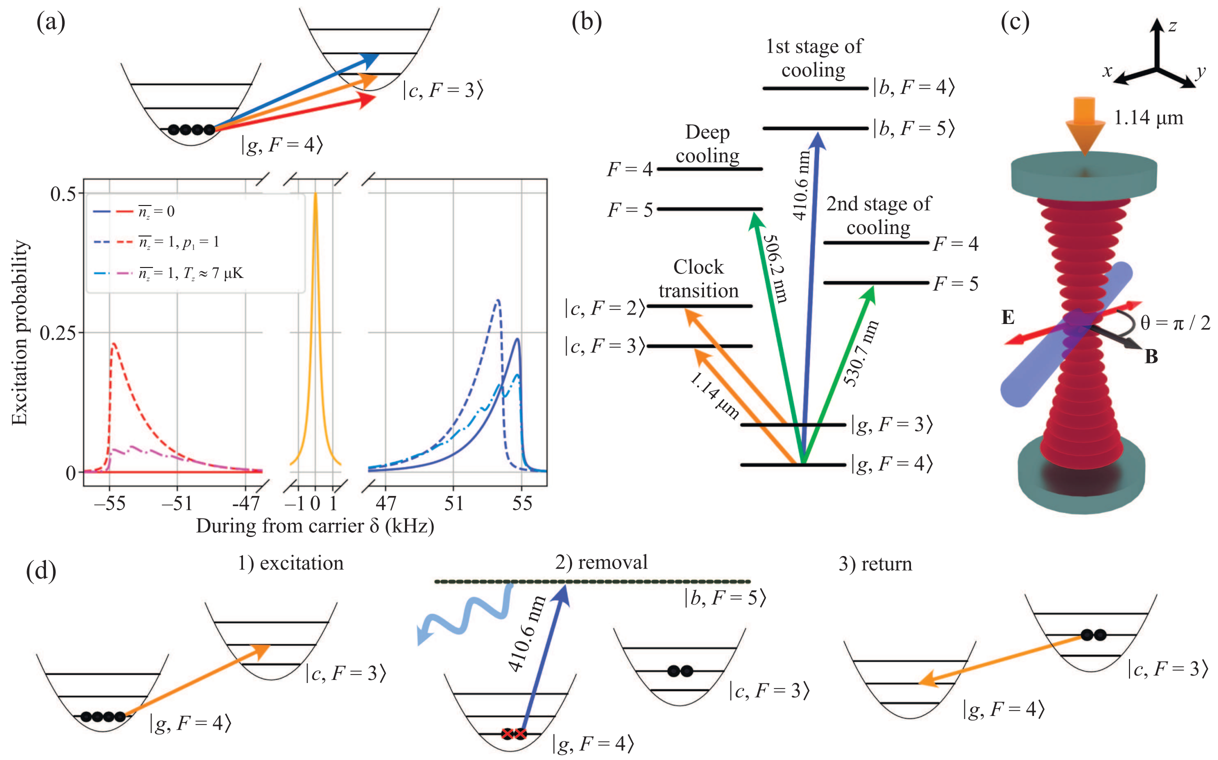

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Модельные виды спектров боковых колебательных частот для параметров $u_{\mathrm{lat}} = 720\,E_{\mathrm{rec}}$, $T_r = 2$ мкК. Изображены спектры атомов на подуровнях $n_z = 0$ и $n_z = 1$, а также в случае теплового распределения с $\overline{n}_z = 1$. (b) – Схема используемых уровней и оптических переходов в атомах тулия. (c) – Схема лазерных пучков в области оптической решетки. Изображены пучок часового лазера, используемый для возбуждения синего сайдбенда и возврата на несущей, и пучок лазера на длине волны 410 нм, осуществляющий удаление атомов из области захвата и детектирование. Показаны направления магнитного поля и вектора поляризации электрического поля решетки. (d) – Схема одиночного цикла переноса населенности, состоящего из возбуждения синего сайдбенда на часовом переходе, удаления из области захвата всех оставшихся в основном состоянии атомов и возврата возбужденных атомов на несущей часового перехода

На рисунке 1a приведены модельные виды спектров боковых колебательных частот для атомов тулия при $u_{\mathrm{lat}} = 720\,E_{\mathrm{rec}}$, $T_r = 2$ мкК и различных распределений по продольным колебательным подуровням: в случае атомов, находящихся на подуровне $n_z = 0$ с вероятностью $p_0 = 1$ (сплошные линии), на подуровне $n_z = 1$ с вероятностью $p_1 = 1$ (штриховые линии), а также в случае теплового распределения с $\overline{n}_z = 1$ (штрих-пунктирные линии), что соответствует $T_z \approx 7$ мкК и населенностям $p_0 \approx 0.65$, $p_1 \approx 0.18, p_2 \approx 0.08$. Здесь и далее принято обозначение p_{n_z} для населенности колебательного подуровня n_z.

Для атомов на $n_z = 0$ красный сайдбенд отсутствует. Для атомов на $n_z = 1$ амплитуды синего и красного сайдбендов близки, но не совпадают, что объясняется различием входящих в (3) значений частот Раби для переходов с $\Delta n_z = \pm 1$. Как будет показано ниже, частота Раби перехода с $\Delta n_z = +1$ больше, что, согласно (3), приводит к бо́льшим вероятностям возбуждения для атомов с $\nu_{\mathrm{bsb}}^{n_z,r} \neq \delta$, и, как следствие, большей амплитуде синего сайдбенда.

Кроме того, модель предсказывает отличие положений резких склонов сайдбендов для атомов, подготовленных на разных колебательных подуровнях (в данном случае на $n_z = 0$ и $n_z = 1$), а также резких склонов красного и синего сайдбендов для атомов на заданном подуровне (в данном случае $n_z = 1$). Это связано с тем, что ангармонизм потенциала решетки приводит к зависимости $\nu_b(n_z)$, в первом приближении описываемой формулой [25]

$$\nu_b(n_z) \approx \nu_b(0) - \nu_{\mathrm{rec}} n_z, \tag{5}$$

из которой следует

$$\nu_b(n_z) - \nu_b(n_z - 1) = \nu_b(n_z) - \nu_r(n_z) = \nu_{\mathrm{rec}}. \tag{6}$$

Поскольку для теплового распределения с $\overline{n}_z = 1$ бóльшая часть атомов находится на подуровне $n_z = 0$, соответствующий спектр отличается от спектра атомов на $n_z = 1$ положением резкого склона синего сайдбенда, а также сравнительно малой амплитудой красного сайдбенда, в который вносят вклад лишь уровни выше нулевого. Бóльшая ширина сайдбендов и их вид в этом случае объясняются тем, что, как уже обсуждалось, атомы на разных подуровнях дают смещенные по частоте вклады в спектр.

Экспериментальная установка и схема измерений. Схема используемых уровней атома ^{169}Tm приведена на рис. 1b. Все уровни имеют 2 компоненты сверхтонкого расщепления вследствие спина ядра $I = 1/2$. Переходы на длине волны 410.6 и 530.7 нм используются для лазерного охлаждения. После двух стадий доплеровского охлаждения в магнито-оптической ловушке и перезахвата атомов в оптическую решетку на близкой к магической длине волны реализовано охлаждение до основного колебательного состояния с помощью циклического перехода на длине волны 506.2 нм, механизм которого подробно описан в работе [26]. В качестве часового используется внутриоболочечный магнитный дипольный переход между подуровнями $m_F = 0$ на длине волны 1.14 мкм с естественной шириной линии $\gamma = 1.2$ Гц.

Схема завода лазерных пучков, используемых для подготовки колебательных состояний, приведена на рис. 1c, а идея реализованного метода на рис. 1d. Единичный цикл перевода населенности на +1 колебательный подуровень состоит из следующих шагов. Сперва π-импульс часового излучения наибольшей доступной мощности с отстройкой от несущей, обеспечивающей максимум эффективности возбуждения синего колебательного сайдбенда для перехода $|g, F = 4\rangle \rightarrow |c, F = 3\rangle$, переводит часть атомов на верхний часовой уровень $|c, F = 3\rangle$, где значение колебательного квантового числа увеличивается на +1. Сразу после этого резонансный импульс длительностью 1 мс возбуждает переход $|g, F = 4\rangle \rightarrow |b, F = 5\rangle$, в результате чего все атомы, оставшиеся в основном состоянии $|g, F = 4\rangle$, удаляются из оптической решетки. Затем π-импульс на несущей частоте часового перехода возвращает атомы в основное состояние без изменения распределения по колебательным подуровням. Далее для краткости будем обозначать атомные и колебательные уровни в виде $|g\ ;\ n_z\rangle \equiv |g, F = 4;\ n_z\rangle$ и $|c\ ;\ n_z\rangle \equiv |c, F = 3;\ n_z\rangle$.

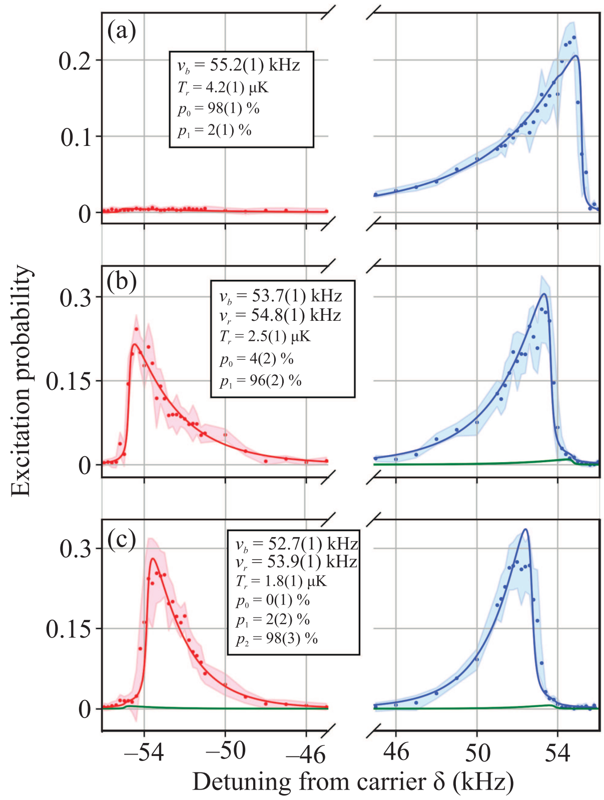

Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектроскопия боковых колебательных частот часового перехода 1.14 мкм после охлаждения до основного колебательного состояния (a), после подготовки атомов на подуровне $n_z = 1$ (b) и $n_z = 2$ (c). Закрашенные области соответствуют среднеквадратичной погрешности измерений. Зелеными сплошными линиями показаны вклады атомов на подуровне $n_z = 0$ в случае (b) и $n_z = 1$ в случае (c), соответствующие населенности получены из аппроксимации спектра

Результаты.

Подготовка атомов на $n_z = 1$. На рисунке 2a представлены результаты измерения спектра боковых колебательных частот начального состояния (после лазерного охлаждения и подготовки атомов на $n_z = 0$). Аппроксимация спектра дает значение населенности основного колебательного состояния $p_0 = 98(1)$ %, населенность 1-го подуровня $p_1 = 2(1)$ % и населенности менее 0.1 % для уровней выше $n_z = 1$.

Возбуждение атомов на 1-й колебательный подуровень осуществляется с помощью импульса длительностью $T_1 = 700$ мкс с отстройкой $\delta_1 = 53.6$ кГц от несущей. Эффективность возбуждения максимизируется варьированием отстройки и длительности импульса и составляет ≈ 40 %. После проведения уже описанной процедуры удаления невозбужденных атомов и возврата возбужденных в основное состояние снимается спектр боковых частот часового перехода, приведенный на рис. 2b.

В согласии с теорией, наблюдается отличие амплитуд синего и красного сайдбендов, а также значений частот ν_r и ν_b, соответствующих резким склонам сайдбендов, на величину $\delta\nu = 1.1(1)$ кГц, близкую к $\nu_{\mathrm{rec}} = 1.043$ кГц. Из сравнения результатов аппроксимации спектров до и после подготовки атомов на $n_z = 1$ (рис. 2a, b) обнаруживается значительное уменьшение ширины сайдбендов. Как показано в Приложении, полученный спектр свидетельствует о том, что распределение атомов по радиальным энергиям после подготовки атомов на $n_z = 1$ является тепловым, а существенно меньшая радиальная температура 2.5(1) мкК по сравнению с начальной 4.2(1) мкК объясняется тем, что характерная ширина спектра возбуждающего импульса оказывается меньше уширения, вызванного конечным значением радиальной температуры $T_r \approx 4.2$ мкК, что приводит к возбуждению атомов с энергиями, меньшими тепловой, и сужению распределения по радиальной энергии.

Из полученных спектров сайдбендов и теоретической модели можно сделать выводы о чистоте полученного распределения, т.е. оценить долю атомов, находящихся на уровнях, отличных от $n_z = 1$. В Приложении показано, что основной вклад в несовершенство подготовки вносит нерезонансное возбуждение перехода на несущей $|g\,;\,0\rangle \to |c\,;\,0\rangle$, приводящее к наличию ненулевой населенности $p_0 = 4(2)\%$ на подуровне $n_z = 0$. Населенность уровней выше $n_z = 1$ мала ($p_{>1} < 1\%$) за счет высокого качества подготовки основного колебательного состояния (см. Приложение). В итоге, мы оцениваем населенность уровня $n_z = 1$ после подготовки как $p_1 = 95(2)\,\%$.

Подготовка атомов на $n_z = 2$. Для получения атомов на $n_z = 2$ сначала атомы готовятся на подуровне $n_z = 1$, а затем описанный цикл переноса населенности на +1 колебательный сайдбенд проводится повторно с той лишь разницей, что отстройка и длительность импульса для возбуждения синего сайдбенда $|g\,;\,1\rangle \to |c\,;\,2\rangle$ выбираются равными соответственно $\delta_2 = 52.6$ кГц и $T_2 = 500$ мкс. Значение отстройки, в соответствии с (5), примерно на ν_{rec} меньше предыдущего значения $\delta_1 = 53.6$ кГц для возбуждения $|g\,;\,0\rangle \to |c\,;\,1\rangle$, а меньшая длительность импульса объясняется формулой (4), из которой, пренебрегая зависимостью параметра Лэмба–Дике от n_z и r, можно получить

$$\frac{\Omega_{\mathrm{bsb}}\,(n_z = 1)}{\Omega_{\mathrm{bsb}}\,(n_z = 0)} \approx \frac{L_1^1\left(\eta^2\right)}{\sqrt{2}L_0^1\left(\eta^2\right)} \approx \sqrt{2}, \tag{7}$$

где учтено, что $L_0^1(x) = 1$, $L_1^1(x) = 2 - x$ и $\eta^2 << 1$. Это значение находится в хорошем согласии с экспериментальным соотношением между длительностями импульсов $T_1/T_2 = 700/500 = 1.4$

Эффективность возбуждения перехода $|g\,;\,1\rangle \to \to |c\,;\,2\rangle$ составила $\approx 60\,\%$. Более высокая эффективность возбуждения этого перехода связана с уменьшением радиальной температуры после возбуждения перехода $|g\,;\,0\rangle \to |c\,;\,1\rangle$.

Результат измерения спектра боковых колебательных частот после подготовки атомов на $n_z = 2$ представлен на рис. 2c. Как и ранее, наблюдается различие амплитуд красного и синего сайдбендов, а также положений их резких склонов на величину $\delta\nu = 1.2(2)$ кГц, близкую к ν_{rec}, что согласуется с теоретической моделью. В Приложении мы оцениваем населенность уровня $n_z = 2$ после подготовки как $p_2 = 98(3)\%$, подобно случаю $n_z = 1$.

Заключение. В работе показаны результаты переноса охлажденных атомов тулия из основного состояния потенциала оптической решетки на 1-й и 2-й колебательные подуровни с эффективностью перевода 40 и 24 %. Это соответствует 4000 и 2400 атомов на $n_z = 1$ и $n_z = 2$ из начальных 10 тысяч, чего достаточно для выполнения стабилизации частоты часового лазера по часовому переходу и формирования синтетической частоты. С помощью анализа полученных спектров боковых колебательных частот и вычисления эффективностей возбуждения нерезонансных переходов оценены доли атомов, находящихся на требуемых уровнях – не менее 93 % на $n_z = 1$ в первом случае и не менее 95 % на $n_z = 2$ во втором. Продемонстрированные эффективности переноса и качество подготовки колебательных подуровней позволят применить описанные в работе методы в ходе предстоящего эксперимента по измерению сдвига частоты часового перехода для ансамблей атомов, подготовленных на разных колебательных подуровнях, итогом которого должно стать измерение E2-M1 поляризуемости часового перехода, а также реализация эксперимента для ее компенсации [16]. Совместно с результатами независимого определения $\tilde{\beta}$ и $\frac{\partial \tilde{\alpha}^{E1}}{\partial \nu}$, которое может быть проведено, например, с помощью измерения сдвига частоты часового перехода в зависимости от глубины решетки при различных значениях отстройки от магической длины волны [15], это даст всю необходимую информацию для контроля и минимизации сдвига частоты, обусловленного взаимодействием с полем оптической решетки.

Кроме того, подготовка атомов на колебательных подуровнях $n_z = 1$ и $n_z = 2$ может быть использована для делокализации атомов в оптической решетке, ведущей к дополнительному подавлению столкновительного сдвига частоты часового перехода и уменьшению потерь атомов из решетки в результате взаимодействий [27]. Возможность работы при сравнительно больших глубинах решетки в этом случае уменьшает потери атомов, связанные с туннелированием Ландау–Зинера [27].

Приложение

Вычисление эффективностей возбуждения переходов $n_z \to n_z + 1$. Выражение

$$P_e(E_r) = \frac{\Omega^2_{n_z E_r}}{\Omega^2_{n_z E_r} + \tilde{\delta}^2_{n_z,E_r}} \sin^2 \left[\pi t \sqrt{\Omega^2_{n_z E_r} + \tilde{\delta}^2_{n_z,E_r}}\right] \tag{A.1}$$

дает эффективность возбуждения атома при взаимодействии с коротким нагревающим импульсом длительностью t с отстройкой $\tilde{\delta}_{n_z,E_r} = \nu^{n_z,r}_{\text{bsb}} - \delta$ от атомного резонанса. С учетом однозначного соответствия радиальной координаты r и энергии E_r, схема вычисления $P_e(E_r)$ совпадает с описанной ранее при рассмотрении выражения (3). При этом для нахождения эффективности возбуждения перехода $|g\ ;\ n_z\rangle \to |c\ ;\ n_z + 1\rangle$ нужно усреднить (A.1) по радиальному энергетическому распределению атомов на уровне $|g\ ;\ n_z\rangle$. Вычисленные таким образом значения эффективностей возбуждения для переходов $|g\ ;\ 0\rangle \to |c\ ;\ 1\rangle$ и $|g\ ;\ 1\rangle \to |c\ ;\ 2\rangle$ в предположении теплового распределения оказываются близки к полученным в эксперименте.

Зависимость $P_e(E_r)$ для перехода $|g; 0\rangle \to |c; 1\rangle$, найденная численно для параметров нашего эксперимента, приведена на рис. 1Aa. Как видно из этого графика, при переходе $|g\ ;\ 0\rangle \to |c\ ;\ 1\rangle$ происходит эффективное возбуждение атомов, для которых резонансные отстройки синего сайдбенда $\nu^{n_z=0,r}_{\text{bsb}}$ лежат в диапазоне характерной ширины $\Delta\nu = 1/T \approx$ ≈ 1.4 кГц, малой по сравнению с шириной распределения с начальным значением радиальной температуры $T_r \approx 4.2$ мкК.

На рисунке 1Ab представлен рассчитанный вид спектра (оранжевая пунктирная линия) синего сайдбенда для атомов на уровне $n_z = 1$ с распределением по радиальным энергиям, возникающим в результате взаимодействия с импульсом, возбуждающим переход $|g\ ;\ 0\rangle \to |c\ ;\ 1\rangle$. Экспериментально измеренный спектр синего сайдбенда (рис. 2b) не совпадает с этим контуром, а хорошо аппроксимируется моделью с тепловым распределением по радиальным энергиям (сплошная синяя линия). Это указывает на то, что промежутка времени, проходящего между окончанием импульса, возбуждающего переход $|g\ ;\ 0\rangle \to |c\ ;\ 1\rangle$, и началом снятия спектра сайдбендов достаточно для того, чтобы установилось тепловое распределение.

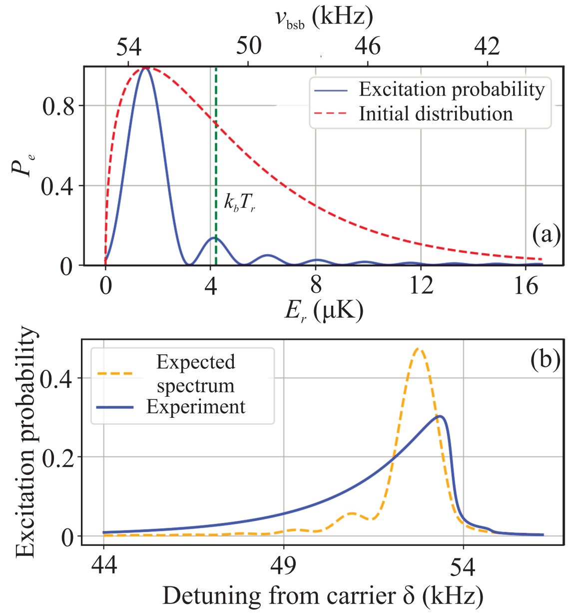

Рис. 1A. (Цветной онлайн) (a) – График вероятности возбуждения атома P_e для перехода $|g\ ;\ 0\rangle \to |c\ ;\ 1\rangle$ в зависимости от радиальной энергии E_r и соответствующей резонансной отстройки $\nu^{n_z=0,r}_{\text{bsb}}$ (сплошная синяя линия). Также изображено начальное распределение атомов на уровне $n_z = 0$ по радиальным энергиям (пунктирная красная линия) в относительных единицах. (b) – Изображен расчетный спектр (оранжевая пунктирная линия) синего сайдбенда для атомов на уровне $n_z = 1$ после возбуждения перехода $|g\ ;\ 0\rangle \to |c\ ;\ 1\rangle$, а также аппроксимация спектра, полученного в эксперименте (сплошная синяя линия), в предположении теплового распределения по радиальным энергиям

Оценка чистоты подготовленных колебательных состояний. Начнем с оценки населенностей уровней выше 1-го после подготовки атомов на подуровне $n_z = 1$. После охлаждения до основного колебательного состояния, населенность уровня $n_z = 1$ равна $p_1 = 2.3(0.4)\,\%$, а населенности более высоких уровней составляют менее $0.1\,\%$, что позволяет пренебречь ими в дальнейшем рассмотрении. Можно оценить сверху суммарную величину населенностей уровней выше 1-го после подготовки атомов на $n_z = 1$: $p_{>1} < 3\,\%$. Для уточнения оценки можно учесть, что для более высоких уровней резонансная частота синего сайдбенда, согласно выражению (5), не совпадает с таковой для нулевого колебательного подуровня. Учитывая однако, что характерная полуширина синего сайдбенда составляет ~ 2 кГц, нужно принимать во внимание нерезонансное возбуждение атомов на уровне $n_z = 1$ в переходе $|g\ ;\ 1\rangle \to |c\ ;\ 2\rangle$ (для них отстройка от резонанса есть $\nu_{\text{rec}} \approx 1$ кГц). Непосредственное вычисление эффективности возбуждения с помощью усреднения (A.1) по тепловому распределению дает значение 13 % и относительную населенность $n_z = 2$ после подготовки $n_z = 1$, равную 0.7(0.1) %. Малость вычисленного значения обусловлена, кроме наличия отстройки от резонанса, отличием частот Раби переходов $|g\ ;\ 1\rangle \to |c\ ;\ 2\rangle$ и $|g\ ;\ 0\rangle \to |c\ ;\ 1\rangle$.

Наличие атомов на подуровнях n_z ниже заданного ($n_z = 1$ в рассматриваемом случае) может быть определено из измеренных спектров боковых частот. А именно, присутствие атомов на уровне $n_z = 0$ вносит дополнительный вклад в спектр сайдбендов в области бóльших частот, на расстоянии порядка ν_{rec} от резкого склона в спектре атомов на $n_z = 1$ (см. формулу (5)). В измеренном спектре данный вклад выражен слабо (сплошная зеленая линия на рис. 2b), поскольку масштаб уширения мощностью мал по сравнению с отстройкой синего сайдбенда. Аппроксимация спектра как суммы вкладов от атомов с уровней $n_z = 1$ и $n_z = 0$ дает значение населенности $p_0 = 4(2)$ %. Наличие атомов на этом уровне вызвано нерезонансным возбуждением $|g\ ;\ 0\rangle \to |c\ ;\ 0\rangle$. Принимая во внимание рассмотренные вклады в несовершенство подготовки, мы оцениваем населенность уровня $n_z = 1$ после подготовки как $p_1 = 95(2)$ %.

После подготовки атомов на $n_z = 1$ атомы могут быть возвращены на $n_z = 0$ возбуждением красного сайдбенда с тем же значением длительности импульса, что и для возбуждения перехода $|g\ ;\ 0\rangle \to |c\ ;\ 1\rangle$, и противоположным знаком отстройки. Результат измерения спектра боковых колебательных частот после проведения возврата представлен на рис. 2A. Как видно, из-за нерезонансного возбуждения перехода на несущей $|c\ ;\ 1\rangle \to |g\ ;\ 1\rangle$ число атомов на $n_z = 1$ по отношению к $n_z = 0$ становится даже больше, чем было изначально для охлажденных атомов. Однако, совпадение $p_1 = 4(2)$ % с полученной ранее с теми же параметрами импульса эффективностью возбуждения на несущей $p_0 = 4(2)$% находится в согласии со сделанной ранее оценкой на населенность $n_z = 2$ после подготовки $n_z = 1$, поскольку большое ее значение приводило бы к существенному увеличению вклада $n_z = 1$ в спектр возвращенных атомов.

Подобно анализу, проведенному для $n_z = 1$, мы можем оценить населенности колебательных подуровней, отличных от второго, после подготовки атомов на $n_z = 2$. Вклад в спектр от атомов на уровнях $n_z = 1$ и $n_z = 0$ практически не наблюдается, и аппроксимация спектра как суммы вкладов от атомов

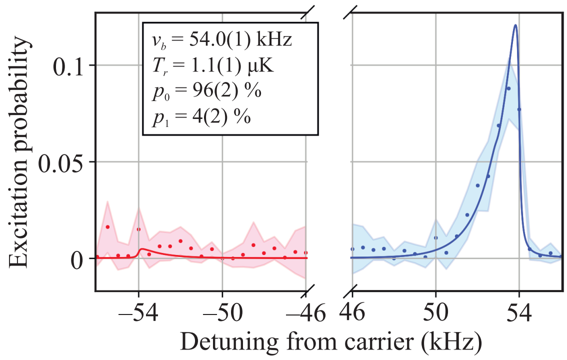

Рис. 2A. (Цветной онлайн) Спектроскопия боковых колебательных частот часового перехода после проведения возврата на $n_z = 0$ с $n_z = 1$. Закрашенные области соответствуют среднеквадратичной погрешности измерений

на $n_z = 2$, $n_z = 1$ и $n_z = 0$ дает значения населенностей $p_1 = 2(2)$ % и $p_0 = 0(1)$ %. Вклад $n_z = 1$ показан сплошной зеленой линией на рис. 2c. Относительная населенность $n_z = 3$ после подготовки атомов на $n_z = 2$ ограничена сверху предыдущей оценкой для населенности $n_z = 2$ после подготовки $n_z = 1$, и с учетом эффективности возбуждения соответствующего перехода, вычисленной по описанной ранее схеме и равной 25 %, составляет 0.3(1) %. Итоговая населенность уровня $n_z = 2$ после подготовки, таким образом, оценивается как $p_2 = 98(3)$ %.

Финансирование работы. Работа была выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда # 24-72-10102.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. K. Beloy, M. I. Bodine, T. Bothwell et al. (Collaboration), Nature **591**(7851), 564 (2021).
2. N. Ohmae, F. Bregolin, N. Nemitz, and H. Katori, Opt. Express **28**(10), 15112 (2020).
3. S. Brewer, J.-S. Chen, A. Hankin, E. Clements, C. Chou, D. Wineland, D. Hume, and D. Leibrandt, Phys. Rev. Lett. **123**(3), 033201 (2019).
4. M. Takamoto, I. Ushijima, N. Ohmae, T. Yahagi, K. Kokado, H. Shinkai, and H. Katori, Nature Photon. **14**(7), 411 (2020).
5. C. Sanner, N. Huntemann, R. Lange, C. Tamm, E. Peik, M. S. Safronova, and S. G. Porsev, Nature **567**(7747), 204 (2019).
6. M. Takamoto, Y. Tanaka, and H. Katori, Appl. Phys. Lett. **120**(14), 140502 (2022).
7. G. Giorgi, T. Schmidt, C. Trainotti et al. (Collaboration), Adv. Space Res. **64**(6), 1256 (2019).
8. A. V. Semenko, A. A. Karaush, D. M. Fedorova, A. N. Malimon, D. V. Sutyrin, S. N. Slyusarev, V. N. Fedotov, S. I. Donchenko, ЖЭТФ **166**(4), 475 (2024).

9. H. Katori, M. Takamoto, V. G. Pal'chikov, and V. D. Ovsiannikov, Phys. Rev. Lett. **91**, 173005 (2003).
10. A. Taichenachev, V. Yudin, V. Ovsiannikov, V. Pal'chikov, and C. W. Oates, Phys. Rev. Lett. **101**, 193601 (2008).
11. H. Katori, K. Hashiguchi, E. Y. Il'inova, and V. D. Ovsiannikov, Phys. Rev. Lett. **103**, 153004 (2009).
12. H. Katori, V. D. Ovsiannikov, S. I. Marmo, and V. G. Palchikov, Phys. Rev. A **91**, 052503 (2015).
13. R. Brown, N. Phillips, K. Beloy, W. McGrew, M. Schioppo, R. Fasano, G. Milani, X. Zhang, N. Hinkley, H. Leopardi, T. Yoon, D. Nicolodi, T. Fortier, and A. Ludlow, Phys. Rev. Lett. **119**, 253001 (2017).
14. F.-F. Wu, Y.-B. Tang, T.-Y. Shi, and L.-Y. Tang, Phys. Rev. A **101**, 053414 (2020).
15. I. Ushijima, M. Takamoto, and H. Katori, Phys. Rev. Lett. **121**, 263202 (2018).
16. A. Golovizin, Opt. Lett. **49**(11), 3094 (2024).
17. A. A. Golovizin, D. O. Tregubov, E. S. Fedorova, D. A. Mishin, D. I. Provorchenko, K. Y. Khabarova, V. N. Sorokin, and N. N. Kolachevsky, Nat. Commun. **12**, 5171 (2021).
18. D. Sukachev, S. Fedorov, I. Tolstikhina, D. Tregubov, E. Kalganova, G. Vishnyakova, A. Golovizin, N. Kolachevsky, K. Khabarova, and V. Sorokin, Phys. Rev. A **94**, 022512 (2016).
19. E. Fedorova, A. Golovizin, D. Tregubov, D. Mishin, D. Provorchenko, V. Sorokin, K. Khabarova, N. Kolachevsky, Phys. Rev. A **102**, 063114 (2020).
20. A. Golovizin, E. Fedorova, D. Tregubov, D. Sukachev, K. Khabarova, V. Sorokin, and N. Kolachevsky, Nat. Commun. **10**, 1724 (2019).
21. А. Головизин, Д. Мишин, Д. Проворченко, Д. Трегубов, Н. Колачевский, Письма в ЖЭТФ **119**(9), 645 (2024).
22. K. Kim, A. Aeppli, T. Bothwell, and J. Ye, Phys. Rev. Lett. **130**, 113203 (2023).
23. T. Bothwell, B. D. Hunt, J. L. Siegel, Y. S. Hassan, T. Grogan, T. Kobayashi, K. Gibble, S. G. Porsev, M. S. Safronova, R. C. Brown, K. Beloy, and A. D. Ludlow, Phys. Rev. Lett. **134**, 033201 (2025).
24. K. Beloy, W. F. McGrew, X. Zhang, D. Nicolodi, R. J. Fasano, Y. S. Hassan, R. C. Brown, and A. D. Ludlow, Phys. Rev. A **101**, 053416 (2020).
25. S. Blatt, J. W. Thomsen, G. K. Campbell, A. D. Ludlow, M. D. Swallows, M. J. Martin, M. M. Boyd, and J. Ye, Phys. Rev. A **80**, 052703 (2009).
26. D. I. Provorchenko, D. O. Tregubov, A. A. Golovizin, and N. N. Kolachevsky, Uspekhi Fizicheskih Nauk **194**(11), 1185 (2024).
27. J. Siegel, W. McGrew, Y. Hassan, C.-C. Chen, K. Beloy, T. Grogan, X. Zhang, and A. Ludlow, Phys. Rev. Lett. **132**, 133201 (2024).