

Вторичное лазерное охлаждение и удержание в ловушках атомов тулия

Д.Д.Сукачев, Е.С.Калганова, А.В.Соколов, С.А.Федоров, Г.А.Вишнякова, А.В.Акимов, Н.Н.Колачевский, В.Н.Сорокин

Реализовано вторичное лазерное охлаждение атомов тулия на слабом дипольном переходе $4f^{13} ({}^2F^{\circ}) 6s^2, J = 7/2, F = 4 \rightarrow 4f^{12} ({}^3H_6) 5d_{5/2} 6s^2, J' = 9/2, F' = 5$ с длиной волны 530.7 нм и естественной шириной 350 кГц. Температура облака атомов в магнитооптической ловушке (МОЛ) составила 30 мкК при времени жизни 2 с и числе атомов 10^5 . Около 1% атомов из МОЛ удалось перегрузить в оптическую дипольную ловушку и в одномерную оптическую решетку на длине волны 532 нм. Время жизни атомов в оптической решетке составило 320 мс. Предлагается использовать атомы тулия, захваченные в оптическую решетку, в качестве оптического репера частоты.

Ключевые слова: лазерное охлаждение, редкоземельные атомы, тулий, дипольная ловушка, оптическая решетка, стандарты частоты.

1. Введение

Лазерное охлаждение [1] и захват нейтральных атомов в ловушки [2] является на сегодняшний день самым распространенным методом получения ультрахолодных атомов и их изучения [3]. Ансамбли ультрахолодных атомов используются в прецизионной лазерной спектроскопии [4], при изучении атомных столкновений [5], в атомных интерферометрах [6], при получении квантово-вырожденных систем [7]. Лазерно-охлажденные атомы и ионы применяются для создания оптических стандартов частоты [4], которые по многим параметрам превосходят микроволновые стандарты [8]. Наиболее удобным объектом для изучения метрологических переходов являются атомы, захваченные в оптическую решетку [9]. В этом случае можно минимизировать сдвиг и уширение линии метрологического перехода, вызванные взаимодействием между атомами, и подавить доплеровское уширение за

счет локализации атома в области пространства, размеры которой меньше длины волны изучаемого перехода (эффект Лэмба–Дике [10]). Однако лазерное излучение, создающее оптическую решетку, приводит к сдвигу частоты метрологического перехода вследствие динамического эффекта Штарка. В то же время можно подобрать такую длину волны излучения, используемого для создания оптической решетки, при которой динамические сдвиги уровней метрологического перехода совпадут в линейном приближении, что приведет к минимизации сдвига частоты этого перехода [11]. Так, относительная нестабильность оптического стандарта частоты на основе атомов Yb, захваченных в оптическую решетку, составила 10^{-18} [12].

Мы предлагаем использовать запрещенный магнито-дипольный переход между компонентами тонкой структуры основного состояния атомов тулия (см. рис. 1) с длиной волны 1.14 мкм и естественной шириной ~ 1 Гц [13] в качестве репера частоты [14]. Вследствие особенностей электронной структуры атомов тулия динамические поляризуемости нижнего и верхнего уровней метрологического перехода имеют близкие значения [15]. Этим обусловлено подавление динамического штарковского сдвига частоты метрологического перехода для широкого диапазона длин волн лазерного излучения, формирующего оптический потенциал.

В метрологических измерениях обычно используются оптические решетки глубиной около 10 мкК. Для эффективной загрузки атомов в такую оптическую решетку они должны иметь температуру не выше 10 мкК. Хотя первичное лазерное охлаждение на сильном переходе позволяет получить температуру около 30 мкК [16, 17] за счет субдоплеровского механизма охлаждения [18], достижение таких температур требует тщательной юстировки охлаждающих пучков и сопряжено с уменьшением числа захваченных атомов. Использование вторичного лазерного охлаждения на слабом переходе с меньшим доплеровским пределом позволяет понизить температуру атомов без существенного уменьшения их числа [19].

Д.Д.Сукачев, В.Н.Сорокин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53, Международный центр квантовых технологий, БЦ «УРАЛ», Россия, Московская обл., Одинцовский р-н, 143025 Сколково, ул. Новая, 100; e-mail: sukachev@gmail.com, sovni@lebedev.ru

Е.С.Калганова, Г.А.Вишнякова, А.В.Акимов, Н.Н.Колачевский. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53, Московский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9, Международный центр квантовых технологий, БЦ «УРАЛ», Россия, Московская обл., Одинцовский р-н, 143025 Сколково, ул. Новая, 100; e-mail: Kalganova.elena@gmail.com, AkimovWork@mail.ru, kolachbox@mail.ru; gulnarav7@gmail.com

А.В.Соколов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: teopetuk@gmail.com

С.А.Федоров. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53, Московский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9; e-mail: edorov.s.a@outlook.com

Поступила в редакцию 28 января 2014 г., после доработки – 3 марта 2014 г.

Несмотря на сложную структуру уровней редкоземельных атомов, за последнее десятилетие в области лазерного охлаждения лантаноидов (Er [20], Dy [21], Ho [22], Tm [23]) достигнуты большие успехи.

Настоящая работа посвящена исследованию вторичного лазерного охлаждения атомов тулия на переходе $4f^{13}(^2F^{\circ})6s^2, J = 7/2, F = 4 \rightarrow 4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2, J' = 9/2, F' = 5$ с длиной волны 530.7 нм и возможности захвата холодных атомов тулия в оптическую дипольную ловушку (и в оптическую решетку) на длине волны 532 нм.

2. Лазерное охлаждение

На рис.1 представлена схема уровней атомов тулия, участвующих в лазерном охлаждении. Для зеемановского замедления [24] и первичного лазерного охлаждения [17, 23] используется сильный дипольный переход на длине волны 410.6 нм с естественной шириной $\gamma_{\text{blue}} = 10$ МГц и соответствующим доплеровским пределом 240 мкК. Лазерное излучение на длине волны 410.6 нм получали с помощью удвоителя частоты излучения MBD-200 (Coherent) одночастотного титан-сапфирового лазера MBR-110 (Coherent) с накачкой излучением полупроводникового лазера Verdi G-12 (Coherent). Указанная лазерная система обеспечивает выходную мощность на уровне 60–100 мВт и имеет ширину линии генерации менее 1 МГц.

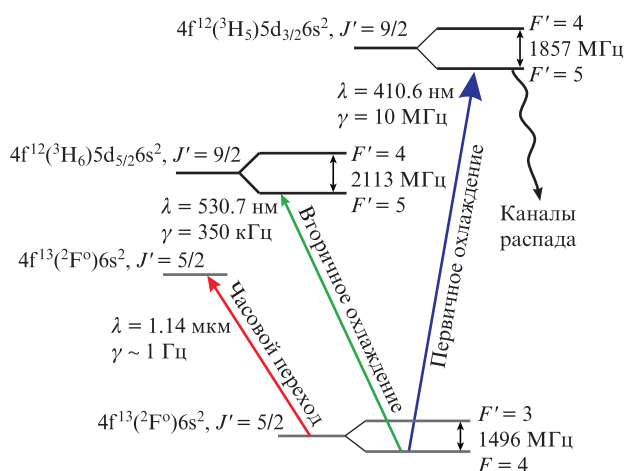


Рис.1. Схема уровней атома тулия. Указаны метрологический (часовой) переход и переходы, используемые для первичного и вторичного лазерного охлаждения.

Вторичное лазерное охлаждение атомов тулия осуществляется на слабом переходе $4f^{13}(^2F^{\circ})6s^2, J = 7/2, F = 4 \rightarrow 4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2, J' = 9/2, F' = 5$ с длиной волны 530.7 нм и естественной шириной $\gamma_{\text{green}} = 350$ кГц [25]. Соответствующий доплеровский предел температуры $T_D = h \times \gamma_{\text{green}}/2k_B = 9$ мкК, где h – постоянная Планка, k_B – постоянная Больцмана. Для вторичного лазерного охлаждения использовалась вторая гармоника полупроводникового лазера с внешним резонатором DL-Pro (Toptica) с мощностью 50 мВт.

Для стабилизации частот обоих лазеров применялся метод насыщенного поглощения во встречных пучках [26] в кювете с парами тулия. Хотя вероятности охлаждающих переходов, а с ними и показатели поглощения паров тулия для обоих переходов значительно различаются, удастся одновременно получить приемлемые сигналы насыщенного поглощения для обоих охлаждающих переходов в одной кювете при температуре ~ 700 °С, что соответствует давлению паров тулия $\sim 10^{-3}$ мбар [27].

3. Экспериментальная установка

Источником атомов тулия служит сапфировая испарительная печь, в которой металлический тулий сублимируется при температуре 700–900 °С. Затем формируется атомный пучок, скорость которого снижается в зеемановском замедлителе примерно до 30 м/с [28]. Чтобы уменьшить потери атомов из-за расходимости атомного пучка, использовалась двумерная оптическая патока, которая коллимировала атомный пучок и увеличивала в три раза число атомов в первичной магнитооптической ловушке (МОЛ), работающей на переходе с длиной волны 410.6 нм, [29].

Для создания первичной и вторичной МОЛ использовалась классическая конфигурация, состоящая из квадрупольного магнитного поля и трех взаимно ортогональных пар антипараллельных пучков лазерного излучения с круговыми поляризациями и частотами, меньшими частоты охлаждающего перехода [2]. Перед тем как попасть в вакуумную камеру, лазерные пучки, создающие первичную и вторичную МОЛ, пространственно совмещались с помощью дихроичного зеркала. Схема установки показана на рис.2. Диаметр пучков во вторичной МОЛ был равен 5 мм по уровню $1/e^2$, а мощность каждого из шести пучков составляла до 2 мВт. Это соответствует полной интенсивности в центре МОЛ ~ 15 мВт/см² (интенсив-

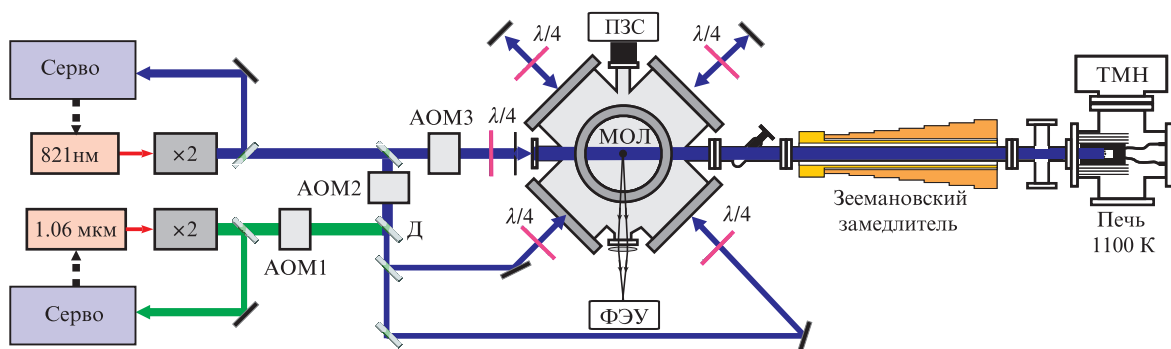


Рис.2. Схема экспериментальной установки (ТМН – турбомолекулярный насос; Серво – система стабилизации частоты лазерного излучения (включает в себя схему насыщенного поглощения в отдельной кювете и управляющую электронику); Д – дихроичное зеркало; $\lambda/4$ – четвертьволновые фазовые пластинки на длины волн 410.6 и 530.7 нм; вертикальный пучок МОЛ на схеме не показан).

ность насыщения $I_0 = 0.3 \text{ мВт/см}^2$). Частотная отстройка пучков излучения варьировалась от -0.5 до -30 МГц относительно частоты охлаждающего перехода на длине волны 530.7 нм .

Все используемые пучки лазерного излучения проходили через акустооптические модуляторы (АОМ), что позволяло независимо управлять их частотами и быстро включать/выключать излучение за время $\sim 1 \text{ мкс}$.

Для контроля концентрации холодных атомов облако подсвечивалось импульсом пробного лазерного излучения, частота которого настроена в резонанс с частотой охлаждающего перехода на длине волны 410.6 нм . Люминесценция облака регистрировалась с помощью фотоэлектронного умножителя и ПЗС-камеры (телесный угол сбора излучения $\sim 0.01 \text{ ср}$).

4. Загрузка вторичной МОЛ

Загрузка атомов во вторичную МОЛ может осуществляться двумя способами: перезагрузкой атомов из первичной МОЛ или прямым захватом атомов из атомного пучка. Предельная скорость атомов, при которой они могут быть захвачены во вторичную МОЛ (скорость захвата), при наших параметрах установки составляет $3-5 \text{ м/с}$. Средняя скорость атомов в первичной МОЛ значительно меньше, поэтому перезагрузка атомов из первичной МОЛ во вторичную идет с практически 100%-ной эффективностью. Также была реализована прямая загрузка вторичной МОЛ из атомного пучка. Сравнивая скорости захвата во вторичную МОЛ и среднюю скорость заторможенных атомов в пучке ($20-30 \text{ м/с}$), можно предположить, что в этом случае число атомов во вторичной МОЛ будет заметно меньше, чем в первичной. Однако время жизни атомов во вторичной МОЛ на порядок больше, чем в первичной, а число захваченных атомов пропорционально времени жизни (см. ниже). Поэтому вторичную МОЛ можно эффективно загружать напрямую из атомного пучка. Стоит отметить, что такая загрузка эффективна только при больших мощностях охлаждающего излучения ($I > 10I_0$) и больших частотных отстройках ($\delta \approx -10\gamma_{\text{green}}$). В зависимости от температуры испарительной печи, частоты и интенсивности излучений охлаждающих лазерных пучков число атомов во вторичной МОЛ составляло $10^4 - 10^6$ [17, 23].

5. Время жизни атомов во вторичной МОЛ

Кинетика числа атомов N в МОЛ описывается следующим уравнением:

$$\frac{dN}{dt} = R - \frac{N}{\tau} - \beta N^2, \quad (1)$$

где R – число захватываемых атомов в секунду; τ – время жизни, определяемое линейными по N потерями; β – коэффициент, отвечающий за квадратичные по N потери атомов из МОЛ. Если при полностью загруженной ловушке выключить излучение, идущее в зеемановский замедлитель, то захват новых атомов прекратится ($R = 0$) и населенность ловушки начнет уменьшаться. В случае, когда бинарными столкновениями можно пренебречь, населенность МОЛ убывает по экспоненциальному закону:

$$N(t) = N_0 \exp(-t/\tau). \quad (2)$$

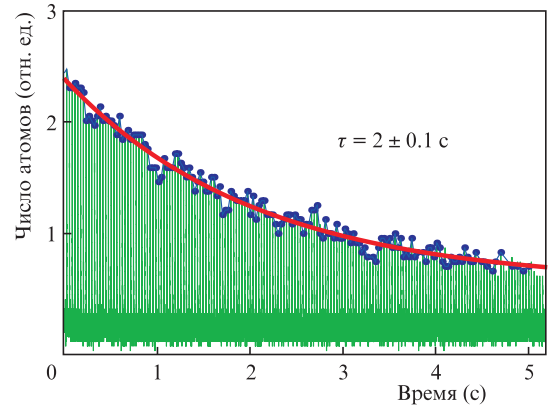


Рис.3. Кинетика числа атомов во вторичной МОЛ после блокирования излучения, идущего в зеемановский замедлитель.

Измерение кинетики числа атомов во вторичной МОЛ осуществлялось следующим образом. При полностью загруженной ловушке блокировалось излучение, идущее в зеемановский замедлитель; магнитное поле и лазерные пучки МОЛ оставались включенными. Далее облако холодных атомов подсвечивалось периодически импульсами излучения пробного лазера, настроенного в резонанс с первичным охлаждающим переходом на длине волны 410.6 нм , люминесценция атомов детектировалась ФЭУ, перед фотокатодом которого находился интерференционный светофильтр, пропускающий соответствующую часть спектра. Скважность импульсов пробного лазера подбиралась такой, чтобы исключить влияние нецикличности первичного охлаждающего перехода [23]. На рис.3 показана типичная кривая разгрузки МОЛ. Время жизни атомов в ловушке составило $2.0 \pm 0.1 \text{ с}$.

Время жизни атомов тулия во вторичной МОЛ определяется следующими факторами: столкновениями с остаточными газами, столкновениями с атомами из атомного пучка, оптической накачкой на подуровень $F = 3$ основного состояния и бинарными столкновениями атомов тулия, захваченных в МОЛ. Поскольку число атомов в МОЛ уменьшается экспоненциально (см. рис.3), то роль бинарных столкновений мала (в противном случае зависимость была бы существенно неэкспоненциальной). Путем изменения потока атомов из зеемановского замедлителя было определено, что столкновения с атомами пучка тоже несут существенны.

Для оценки скорости оптической накачки на подуровень $F = 3$ основного состояния через нерезонансное возбуждение охлаждающим лазерным излучением перехода $F = 4 \rightarrow F' = 4$ была решена система оптических уравнений Блоха [30]. В расчете учитывались сверхтонкие компоненты основного и возбужденного ($4f^{12}(^3\text{H}_6)5d_{5/2}6s^2, J' = 9/2$) состояний. Магнитная структура уровней не учитывалась. Если считать, что атом, оказавшийся на подуровне $F = 3$ основного состояния, покидает МОЛ, т. к. больше практически не взаимодействует с охлаждающим излучением, то населенность этого подуровня будет меняться экспоненциально:

$$\rho_{F=3} = 1 - \exp(-t/t_0),$$

$$t_0 = 8 \frac{\Gamma_{4-5}^2/4 + (2\pi\Delta_2)^2 \Gamma_{4-5}}{s_0 \Gamma_{4-5}^3 \Gamma_{4-4}}, \quad (3)$$

где $\Gamma_{4 \rightarrow 5} = 2\pi \times 350 \text{ с}^{-1}$; $\Gamma_{4 \rightarrow 4} \approx \Gamma_{4 \rightarrow 5}/40$ – вероятности переходов $F = 4 \rightarrow F' = 5$ и $F = 4 \rightarrow F' = 4$ соответственно; $\Delta_2 = 2113 \text{ МГц}$ – сверхтонкое расщепление верхнего уровня охлаждающего перехода [31]; s_0 – параметр насыщения охлаждающего перехода. В эксперименте параметр насыщения $s_0 < 100$, следовательно, $t_0 \approx 50 \text{ с}$. Это время много больше измеренного времени жизни (2 с) атомов тулия во вторичной МОЛ, поэтому оптической накачкой на подуровень $F = 3$ основного состояния можно пренебречь.

Таким образом, время жизни атомов во вторичной МОЛ определяется столкновениями с остаточными газами в вакуумной камере (давление в камере менее 5×10^{-9} мбар).

6. Температура атомов во вторичной МОЛ

Температура атомов в МОЛ измерялась методом баллистического разлета [17]. При полностью загруженной МОЛ все лазерные пучки в вакуумной камере выключаются (с помощью АОМов). При этом исчезает сила, удерживающая атомы, и облако начинает разлетаться. Через промежуток времени Δt (время разлета) облако подсвечивается коротким импульсом пробного излучения, частота которого настроена в резонанс с частотой первичного охлаждающего перехода на длине волны 410.6 нм. Флуоресценция атомов регистрируется с помощью ПЗС-камеры. Затем процедура повторяется уже для другого времени Δt . На рис.4 приведены фотографии облака, сделанные через разные интервалы времени Δt . Если исходный пространственный профиль концентрации атомов в облаке описывается гауссовой функцией, то он останется гауссовым и при разлете, а его размер будет зависеть от времени разлета так:

$$\sigma_{1/e^2} = \sqrt{\sigma_0^2 + \frac{4k_B T}{m} (\Delta t)^2}, \tag{4}$$

где σ_{1/e^2} – радиус облака по уровню $1/e^2$; σ_0 – начальный радиус облака; m – масса атома; k_B – постоянная Больцмана; T – искомая температура; Δt – время разлета.

Аппроксимируя полученную зависимость радиуса облака от времени разлета формулой (4), мы определяли температуру атомов в исходном облаке. Зависимость температуры атомов во вторичной МОЛ от частотной отстройки охлаждающего излучения от резонанса приведена на рис.5. Минимальная полученная температура составила $35 \pm 5 \text{ мК}$ и существенно превысила доплеровский предел 9 мК. Мы считаем, что это превышение связано с тем, что доплеровский предел достигается при отстройке частоты охлаждающего излучения $\gamma/2 \approx -175 \text{ кГц}$, а ширина спектра излучения второй гармоники полупроводникового лазера с внешним резонатором может быть заметно больше ($\sim 1 \text{ МГц}$), что препятствует лазерному охлаждению при малых частотных отстройках. Для сужения спектра в дальнейшем будет реализова-

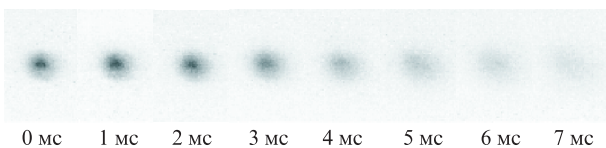


Рис.4. Баллистический разлет облака атомов тулия из вторичной МОЛ после выключения всех лазерных пучков и квадрупольного магнитного поля. Указано время разлета Δt .

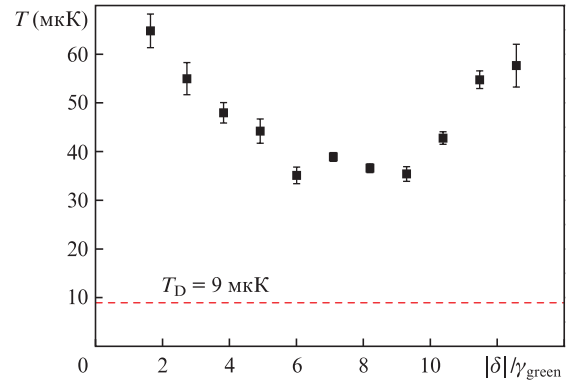


Рис.5. Зависимость температуры атомов во вторичной МОЛ от частотной отстройки δ охлаждающего излучения от резонанса. Штриховой линией указан доплеровский предел температуры.

на схема стабилизации частоты излучения лазера относительно опорного резонатора [32].

7. Дипольная ловушка и одномерная оптическая решетка

Мы продемонстрировали перезахват атомов тулия из вторичной МОЛ в оптическую дипольную ловушку [33], образованную излучением пространственно одномодового одночастотного лазера Verdi V-10 (Coherent) с длиной волны $\lambda_0 = 532 \text{ нм}$ и мощностью 10 Вт, сфокусированным в пятно диаметром 30 мкм по уровню $1/e^2$. Динамическая поляризуемость атомов на этой длине волны отрицательна, следовательно, атомы стремятся в область с максимальной интенсивностью излучения. Глубина U полученной потенциальной ямы приближенно такова [33]:

$$U = I \frac{3\pi c^2}{2} \sum_{\lambda} \frac{\lambda}{(2\pi c)^2} \Gamma_{\lambda} \left[\left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right)^{-1} + \left(\frac{1}{\lambda} + \frac{1}{\lambda_0} \right)^{-1} \right], \tag{5}$$

где I – интенсивность излучения; λ и Γ_{λ} – длины волн и вероятности сильных дипольных переходов в атоме из основного состояния, по которым ведется суммирование. С учетом всех переходов с длинами волны от 400 до 1000 нм глубина дипольной ловушки составляет несколько сотен микрокельвинов.

Лазерное излучение, формирующее дипольную ловушку, было включено непрерывно в течение всего цикла измерений. Так как область, в которой существует дипольная ловушка ($\sim 30 \text{ мкм}$), была значительно меньше размера облака МОЛ ($\sim 200 \text{ мкм}$), то присутствие дополнительного интенсивного излучения не мешало эффективной работе МОЛ. Загрузка атомов в дипольную ловушку производилась следующим образом. Сначала загружалась вторичная МОЛ, затем выключались все лазерные пучки. Атомы, оказавшиеся вблизи перетяжки лазерного пучка, испытывали действие дипольной силы, стремящейся локализовать их вокруг перетяжки. Поэтому если через время, много большее времени разлета облака (см. рис.4), подсветить атомы пробным импульсом резонансного излучения, то будет зарегистрировано облако характерной вытянутой формы, повторяющей форму перетяжки гауссова пучка (рис.6,a). Если такое измерение проводить в отсутствие дипольной ловушки, то уже через 7 мс после выключения лазерных пучков облако сильно разлетится и сигнал потеряется в шумах (см. рис. 4).

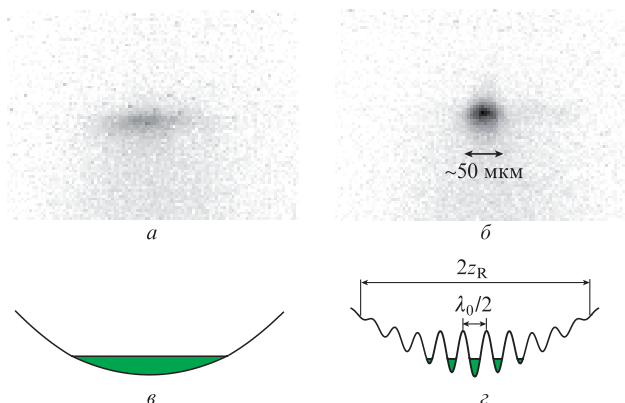


Рис.6. Фотографии атомов, захваченных в дипольную ловушку (а) и в оптическую решетку (б); в – схематическое изображение потенциала дипольной ловушки и атомов в ней; г – схематическое изображение оптической решетки с атомами (см. (б)).

Основной недостаток одномерной дипольной ловушки заключается в том, что она хорошо локализует атомы в направлении, перпендикулярном оси лазерного пучка (за счет малого (~30 мкм) радиуса перетяжки), но плохо локализует их вдоль оси пучка, т. к. рэлеевская длина z_R составляет несколько миллиметров. Эту проблему решает одномерная оптическая решетка [33], образованная распространяющимися навстречу друг другу двумя сфокусированными пучками лазерного излучения одной поляризации и частоты. При такой конфигурации формируется стоячая волна интенсивности вдоль оси пучка, что эквивалентно наложению на атомы периодического потенциала, который удерживает их в продольном направлении, и облако, захваченное в оптическую решетку, имеет более симметричную форму (рис.6,б). Распределение интенсивности излучения, а с ним и потенциал (см. (5)) в оптической решетке имеют следующий вид:

$$I(z, r) = 2I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \exp \left(\frac{-2r^2}{w^2(z)} \right) \left[1 + \cos \left(2 \frac{2\pi}{\lambda_0} z \right) \right],$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2},$$

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_0},$$

где z – координата вдоль оси пучка; r – координата поперек оси пучка; $w_0 \sim 30$ мкм – радиус перетяжки (по уровню интенсивности $1/e^2$); $z_R \sim 2$ мм – рэлеевская длина; I_0 – интенсивность каждого пучка излучения, образующего оптическую решетку; $\lambda_0 = 532$ нм – длина волны света, создающего оптическую решетку. Схематический потенциал (б) изображен на рис.6,г, его период равен $\lambda_0/2$.

Доля атомов, перезахваченных из МОЛ в дипольную ловушку или в оптическую решетку, составляет всего 1.5%. Малый коэффициент перезахвата определяется малым отношением объема дипольной ловушки к объему облака МОЛ, равному ~1%. Время жизни атомов τ в оптической решетке составило 320 ± 50 мс (рис.7). Оно определяется, скорей всего, потерями охлажденных атомов из-за их резонансного взаимодействия с остаточным, т. е. прошедшим через закрытые АОМы, остаточным лазерным излучением.

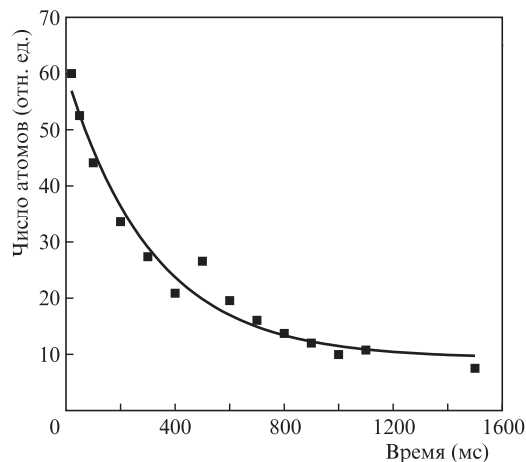


Рис.7. Кинетика числа атомов в оптической решетке.

8. Заключение

Мы продемонстрировали вторичное лазерное охлаждение атомов тулия и их захват в МОЛ на слабом дипольном переходе $4f^{13}(^2F^o)6s^2, J = 7/2, F = 4 \rightarrow 4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2, J' = 9/2, F' = 5$ с длиной волны 530.7 нм и естественной шириной 350 кГц. Облако вторичной МОЛ содержало $10^4 - 10^6$ атомов при температуре 30–60 мкК и времени жизни 2 ± 0.1 с. Осуществлен перезахват атомов из вторичной МОЛ в одномерную дипольную ловушку и в оптическую решетку, образованные лазерным излучением с длиной волны 532 нм. Эффективность перезахвата составила ~1%, а время жизни атомов в дипольной ловушке равнялось 320 ± 50 мс.

Для улучшения отношения сигнал/шум при изучении метрологического перехода на длине волны 1.14 мкм между компонентами тонкой структуры основного состояния в атомах тулия необходимо увеличить на порядок число атомов, захваченных в оптическую решетку, за счет увеличения радиуса перетяжки дипольной ловушки и понижения температуры атомов в МОЛ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 12-02-00867-а и 12-02-01374-а) и Программы Президиума РАН «Сверхсильные световые поля и их приложения».

1. Андреев С.В., Балыкин В.И., Летохов В.С., Миногин В.Г. *Письма в ЖЭТФ*, **34**, 463 (1981).
2. Raab E L., Prentiss M., Cable A., Chu S., Pritchard D.E. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 2631 (1987).
3. Phillips W.D. *Rev. Mod. Phys.*, **70**, 721 (1998).
4. Riehle F. *Frequency Standards. Basics and Applications* (Weinheim: Wiley-VCH, 2004).
5. Weiner J., Bagnato V.S., Zilio S., Julienne P.S. *Rev. Mod. Phys.*, **71**, 1 (1999).
6. Cronin A.D., Schmiedmayer J., Pritchard D.E. *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 1051 (2009).
7. Leggett A.J. *Rev. Mod. Phys.*, **73**, 307 (2001).
8. Chou C.W., Hume D.B., Koelmeij J.C.J., Wineland D.J., Rosenband T. *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 070802 (2010).
9. Katori H. *Nature Photon.*, **5**, 203 (2011).
10. Eschner J., Morigi G., Schmidt-Kaler F., Blatt R. *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, 1003 (2003).
11. Katori H., Takamoto M., Pal'chikov V. G., Ovsiannikov V.D. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 173005 (2003).
12. Hinkley N., Sherman J.A., Phillips N.B., Schioppo M., Lemke N.D., Beloy K., Pizzocaro M., Oates C.W., Ludlow A.D. *Science*, **341**, 1215 (2013).

13. Kolachevsky N., Akimov A., Tolstikhina I., Chebakov K., Sokolov A., Rodionov P., Kanorski S., Sorokin V. *Appl. Phys. B: Las. Opt.*, **89**, 589 (2007).
14. Колачевский Н.Н. *УФН*, **181**, 896 (2011).
15. Овсянников В.Д. Частное сообщение.
16. Berglund A.J., Lee S.A., McClelland J.J. *Phys. Rev. A*, **76**, 053418 (2007).
17. Сукачев Д.Д., Соколов А.В., Чебаков К.А., Акимов А.В., Колачевский Н.Н., Сорокин В.Н. *Письма в ЖЭТФ*, **92**, 772 (2010).
18. Dalibard J., Cohen-Tannoudji C. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, 2023 (1989).
19. Frisch A., Aikawa K., Mark M., Rietzler A., Schindler J., Zupanič E., Grimm R., Ferlaino F. *Phys. Rev. A*, **85**, 051401 (2012).
20. Berglund A.J., Lee S.A., McClelland J.J. *Phys. Rev. A*, **76**, 053418 (2007).
21. Youn S.H., Lu M., Ray U., Lev B.L. *Phys. Rev. A*, **82**, 043425 (2010).
22. Hemmerling B., Drayna G.K., Chae E., Ravi A., Doyle J.M. arXiv:1310.3239 [physics.atom-ph] (2013).
23. Sukachev D., Sokolov A., Chebakov K., Akimov A., Kolachevsky N., Sorokin V. *Phys. Rev. A*, **82**, 011405 (2010).
24. Phillips W.D., Metcalf H. *Phys. Rev. Lett.*, **48**, 596 (1982).
25. Wickliffe M.E., Lawler J.E. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 737 (1997).
26. Летохов В.С., Чеботаев В.П. *Приципы нелинейной лазерной спектроскопии* (М.: Наука, 1975).
27. Spedding F.H., Barton R.J., Daane A.H. *J. Am. Chem.Soc.*, **79**, 5160 (1957).
28. Chebakov K., Sokolov A., Akimov A., Sukachev D., Kanorsky S., Kolachevsky N., Sorokin V. *Opt. Lett.*, **34**, 2955 (2009).
29. Сукачев Д.Д., Калганова Е.С., Соколов А.В., Савченков А.В., Вишнякова Г.А., Акимов А.В., Головизин А.А., Колачевский Н.Н., Сорокин В.Н. *Квантовая электроника*, **43**, 374 (2013).
30. Cohen-Tannoudji C., Dupont-Roc J., Grynberg G. *Atom – Photon Interactions: Basic Processes and Applications* (Weinheim: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2004).
31. Kuhl J. *Zeitschrift für Physik*, **242**, 66 (1971).
32. Alnis J., Matveev A., Kolachevsky N., Wilken T., Udem Th., Haensch T.W. *Phys. Rev. A*, **77**, 053809 (2008).
33. Grimm R., Weidenmueller M., Ovchinnikov Y.B. *Adv. Atomic, Molec. Opt. Phys.*, **42**, 95 (2000).