

ВТОРИЧНОЕ ЛАЗЕРНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ АТОМОВ СТРОНЦИЯ-88

С. А. Стрелкин^{a,b}, К. Ю. Хабарова^{a,c,d}, А. А. Гальшиев^{a,b}, О. И. Бердасов^{a,b},
А. Ю. Грибов^{a,b}, Н. Н. Колачевский^{a,b,c}, С. Н. Слюсарев^a*

^a ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений»
141570, Менделеево, Московская обл., Россия

^b Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, Москва, Россия

^c Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия

^d Российский квантовый центр
143025, Сколково, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 8 декабря 2014 г.

Продемонстрировано вторичное лазерное охлаждение облака атомов стронция-88 на интеркомбинационном переходе $^1S_0-^3P_1$ (689 нм), захваченных в магнито-оптическую ловушку. Детально охарактеризован процесс перезахвата атомов из первичной ловушки, работающей на сильном переходе $^1S_0-^1P_1$ (461 нм), определены коэффициент перезахвата κ , число атомов и их температура во вторичной ловушке в зависимости от параметров эксперимента. Во вторичной ловушке достигнута температура 2 мК при коэффициенте перезахвата $\kappa = 6\%$, что подтверждает эффективность процесса вторичного охлаждения и достаточно для выполнения метрологических измерений часового перехода $^1S_0-^3P_1$ (698 нм) в оптической решетке.

DOI: 10.7868/S0044451015070020

1. ВВЕДЕНИЕ

Непревзойденная стабильность и высокая точность оптических часов на щелочноземельных атомах, загруженных в пучности стоячей световой волны (оптической решетки), делает их наиболее привлекательным кандидатом для использования в современных метрологических лабораториях, обеспечивающих формирование национальных шкал времени и частоты [1]. В 2013 г. группой А. Ладлоу [2] была продемонстрирована рекордная относительная стабильность при сравнении двух иттербиевых часов (девиация Аллана $\sigma_y = 1.6 \cdot 10^{-18}$ при времени усреднения 7 ч), в то время как стронциевые часы обеспечивают точность на уровне шести единиц 18-го знака [3] при высокой самосогласованности [1, 4]. Во ФГУП ВНИИФТРИ в рамках феде-

ральной целевой программы (ФЦП) «ГЛОНАСС» ведутся работы по созданию оптических часов на изотопе стронция-87, загруженного в оптическую решетку на «магической» длине волны $\lambda_L = 813$ нм, что позволяет привести к нулю линейную часть динамического штарковского сдвига метрологического перехода [5, 6]. В качестве рабочего вещества оптических часов используются и нечетный (стронций-87), и четный изотопы стронция (стронций-88), работа с которыми обладает своими достоинствами и недостатками. Так, изотоп ^{87}Sr , в котором планируется исследование метрологического перехода во ВНИИФТРИ, обладает более доступным метрологическим переходом $^1S_0-^3P_0$ на длине волны 698 нм, запрет на возбуждение которого частично снимается за счет сверхтонкого перемешивания, что обеспечивает естественную ширину линии 1 мГц. Однако содержание изотопа в естественной смеси составляет всего 7%, а процесс его лазерного охлаждения несколько более сложен, чем у более распро-

*E-mail: kseniakhabarova@gmail.com

страненного изотопа ^{88}Sr (83%). Но из-за нулевого ядерного спина у этого четного изотопа метрологический переход строго запрещен. Этот запрет можно снять, наложив внешнее постоянное магнитное поле [7], но на стабильность оптических часов в данном случае будет оказывать влияние стабильность внешнего магнитного поля.

В проекте, реализуемом во ВНИИФТРИ, выбор сделан в пользу нечетного изотопа, что позволяет упростить метрологическую часть установки. Однако отладку процессов захвата и охлаждения удобнее делать на более распространенном изотопе ^{88}Sr , что и реализовано в данной работе.

Характерная глубина решетки, используемая в экспериментах, составляет $100E_{rec}$, где $E_{rec} = 0.1$ мкК — энергия отдачи для λ_L . Такая глубина достаточна для обеспечения режима Лэмба–Дике, при этом погрешность, вызванная световыми сдвигами решетки, остается в допустимых пределах (на уровне единиц 17-го знака). Для эффективной загрузки атомов стронция в оптическую решетку используется двухступенчатое лазерное охлаждение до температур 1–2 мкК [8]. Первичное охлаждение атомов стронция обеспечивается классическим методом лазерного охлаждения на переходе $^1S_0-^1P_1$ (461 нм) с естественной шириной линии $\gamma_1 = 30$ МГц [9], что соответствует доплеровскому пределу $T_D = 770$ мкК. Температуры 1–3 мК, обычно регистрируемые в экспериментах, оказываются слишком высокими и требуется цикл более глубокого охлаждения. В случае стронция, обладающего в основном состоянии нулевым моментом электронной оболочки, методы субдоплеровского охлаждения неэффективны и используется метод вторичного лазерного охлаждения на более слабом переходе.

В отличие от атомов Er, Tm и некоторых других элементов, обладающих достаточно широкими переходами вторичного охлаждения 100–300 кГц [10], в атоме стронция единственным переходом, позволяющим дальнейшее охлаждение, является интеркомбинационный переход $^1S_0-^3P_1$ на длине волны 689 нм с естественной шириной линии $\gamma_2 = 7.4$ кГц. Однако непосредственно после цикла первичного охлаждения процесс вторичного лазерного охлаждения затруднен неоднородным доплеровским уширением, составляющим 1–3 МГц и существенно превышающим естественную ширину линии γ_2 . Обычный метод лазерного охлаждения с отстройкой монохроматического излучения в красную область от резонанса оказывается неэффективным: при больших красных отстройках (порядка доплеровской ширины линии или $-100\gamma_2$) скорость рассеяния фотонов

оказывается близка к нулю; при меньших отстройках с излучением будет взаимодействовать лишь узкая часть распределения по скоростям атомов, захваченных в первичную магнито-оптическую ловушку (МОЛ). Для преодоления этой трудности применяется модуляционный метод, который позволяет одновременно охлаждать разные скоростные группы атомов лазерным излучением [11]. После такого цикла «широкополосного» охлаждения следует охлаждение немодулированным лазером, что позволяет достичь требуемых температур в 1–2 мкК. Несколько более сложным является цикл вторичного охлаждения стронция-87, у которого g -факторы Ланде уровней 3P_1 и 1S_0 различаются на три порядка величины, что требует присутствия излучения дополнительного лазера, перераспределяющего населенность между магнитными подуровнями [8].

В данной работе продемонстрировано вторичное лазерное охлаждение изотопа стронция-88 на интеркомбинационном переходе $^1S_0-^3P_1$ (689 нм), а также измерены зависимости коэффициента перезахвата из первичной ловушки и температуры атомов от параметров световых и магнитных полей ловушки. Успешная реализация процесса вторичного охлаждения в большой степени была обусловлена использованием полупроводникового рупорного усилителя, позволяющего повысить мощность излучения лазера вторичного охлаждения до 350 мВт и детектировать слабый сигнал вторичного охлаждения для последующей оптимизации. Выполненные исследования позволили оптимизировать процесс вторичного охлаждения, что является важным промежуточным шагом на пути лазерного охлаждения изотопа стронция-87 с дальнейшей загрузкой облака в оптическую решетку с $\lambda = 813$ нм.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ПЕРВИЧНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ

Ранее нами был осуществлен захват 10^7-10^8 атомов стронция в первичную МОЛ и выполнена спектроскопия интеркомбинационного перехода 689 нм в первичной ловушке. Конструкция установки, а также метод настройки световых и магнитных полей, требующийся для повышения симметрии системы, подробно описаны в работе [12]. В данном разделе мы кратко представим основные параметры цикла первичного охлаждения, являющегося подготовительным для выполнения дальнейших исследований.

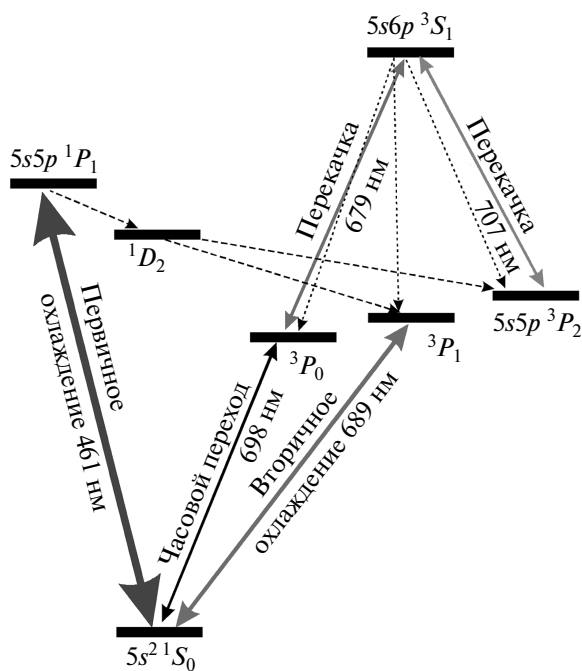


Рис. 1. Схема уровней атома стронция, задействованных в процессе лазерного охлаждения

Схема уровней атома стронция, задействованных в цикле лазерного охлаждения, показана на рис. 1. В цикле первичного лазерного охлаждения осуществляется захват в МОЛ атомов из теплового пучка, заторможенных в зеемановском замедлителе излучением 461 нм. Оригинальным решением, использованным в нашей конфигурации зеемановского замедлителя, является высокоотражающее серебряное зеркало, размещенное в вакуумной камере и отклоняющее лазерный пучок на 90°. Использование этого зеркала предотвращает напыление стронция на оптическое окно вакуумной камеры, через которое вводится зеемановский пучок, что является существенной проблемой в ряде установок [13].

Атомы захватываются в область пересечения трех пар антипараллельных лазерных лучей с интенсивностью $(0.1-0.3)I_{sat}$ (461 нм) (здесь $I_{sat}(461 \text{ нм}) = 43 \text{ мВт/см}^2$ — интенсивность насыщения перехода первичного охлаждения). Градиент магнитного поля в центре МОЛ формируется системой катушек и может варьироваться в пределах 0–120 Гс/см с характерным временем переключения 0.5 мс. Управление экспериментом (формирование сигналов управления акустооптическими модуляторами (АОМ), затворами, магнитным полем, сбор данных) осуществляется с помощью системы LabView, обеспечивающей синхронизацию сигналов

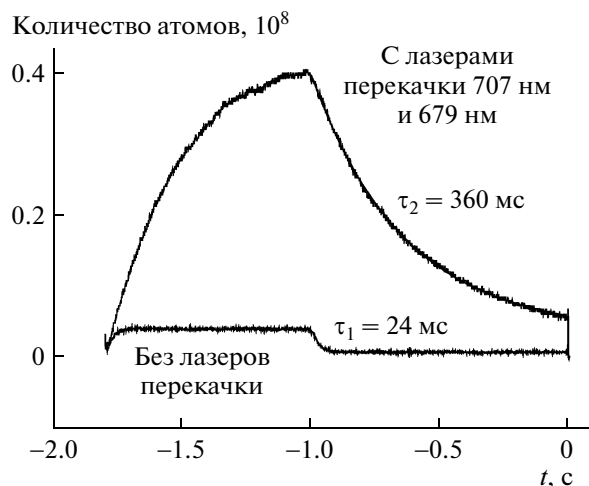


Рис. 2. Влияние лазеров перекачки на время жизни первичной МОЛ. В момент времени $t = 0$ отключался пучок зеемановского замедлителя, загрузка МОЛ прекращалась и далее наблюдался распад МОЛ согласно формуле (1). Кривые аппроксимировались экспоненциальными зависимостями с постоянными времени, указанными на рисунке

на уровне 1 мкс. Изображение облака регистрируется ПЗС-матрицей, управляемой с компьютера. Для выполнения баллистических измерений и регистрации вторичной ловушки предусмотрены лазерные импульсы подсветки, настроенные точно в резонанс с переходом $^1S_0-^1P_1$ и формируемые с помощью АОМ. Количественные измерения выполняются с помощью предварительно откалиброванного фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), на который отображается область ловушки.

Как видно из схемы уровней (рис. 1), переход $^1S_0-^1P_1$ не является циклическим, поскольку возможен распад на подуровни триплетта 3P . Для того чтобы перекрыть каналы утечки населенности и повысить время жизни атомов в ловушке, используются два лазера перекачки 679 нм и 707 нм, длины волны которых стабилизируются по интерферометрам WS-U (фирма Angstrom). Излучение лазеров перекачки подмешивается к одному из охлаждающих пучков с помощью дихроичных зеркал. Влияние лазеров перекачки на время жизни и на количество атомов в первичной ловушке представлено на рис. 2.

Время жизни и количество атомов в МОЛ определялось по интенсивности сигнала люминесценции, регистрируемого ФЭУ. Предполагается, что ловушка является оптически тонкой и сигнал люминесценции пропорционален количеству атомов. Динамика

загрузки–разгрузки ловушки без учета бинарных столкновений в МОЛ описывается простым уравнением

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

где N — количество атомов, R — скорость загрузки, τ — время жизни атома в ловушке. Если изначально ловушка была пустой, то загрузка будет происходить по закону $N(t) = R\tau(1 - \exp(-t/\tau))$, из которого видно, что количество атомов при $t \rightarrow \infty$ линейно растет с временем жизни τ . Распад полностью загруженной ловушки, соответственно, описывается выражением $N(t) = R\tau \exp(-t/\tau)$, которое использовалось для аппроксимации данных на рис. 2 и определения τ . Присутствие излучения лазеров перекачки почти на порядок увеличивает время жизни и количество атомов в первичной МОЛ. Время жизни атомов в присутствии излучения лазеров перекачки составило $\tau_2 = 360$ мс, что определяется столкновениями с остаточными газами в камере.

Температура облака атомов определялась баллистическим методом по его свободному разлету. После цикла первичного охлаждения при включенных лазерах перекачки формировалось почти сферическое облако атомов стронция-88 размером 0.5 мм (по уровню $1/e^2$), содержащее до 10^8 атомов при осевом градиенте магнитного поля 50 Гс/см. Минимально достигнутая температура составляет 2 мК, это зависит от интенсивности охлаждающих пучков. Достигнутые параметры обеспечивают хорошие начальные условия для реализации вторичного охлаждения на интеркомбинационном переходе $^1S_0-^3P_1$ (689 нм).

3. ВТОРИЧНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ АТОМОВ СТРОНЦИЯ-88

3.1. Цикл широкополосного охлаждения

Для вторичного охлаждения использовалась полупроводниковая лазерная система Topptica DL100 (фирма Topptica), состоящая из стабилизированного по частоте задающего лазера ($\lambda = 689$ нм, выходная мощность 20 мВт), в дальнейшем дополненная полупроводниковым рупорным усилителем того же производителя (максимальная мощность 350 мВт).

Задающий лазер стабилизировался по внешнему резонатору Фабри–Перо, изготовленному из стекла Ultra Low Expansion glass (Corning) [14], далее резонатор УЛЕ с резкостью $6 \cdot 10^4$ с помощью быстрой петли обратной связи. Спектральная ширина стабилизированного лазера составляет около 100 Гц при дрейфе частоты менее 1 Гц/с. Малый дрейф поряд-

ка 10 кГц/сут позволил легко настроить стабилизированный лазер на узкий переход вторичного охлаждения с помощью АОМ, установленного между лазером и резонатором УЛЕ [12]. После однократной настройки на переход требовалась лишь небольшая подстройка частоты АОМ, что обеспечивало воспроизводимые результаты в течение нескольких недель. Система стабилизации и спектральные характеристики лазера подробно описаны в предыдущей работе нашей группы [15].

Лазерное излучение на длине волны 689 нм пропускалось через второй АОМ, работающий в первом порядке, что позволяло накладывать частотную модуляцию с помощью компьютерной системы управления, а также управлять амплитудой сигнала. С помощью одномодового оптоволокна, поддерживающего поляризацию, формировался пучок для вторичного охлаждения с гауссовским распределением интенсивности. Излучение с длиной волны 689 нм совмещалось с пучками первичного охлаждения на дихроичных элементах (зеркала), а необходимые поляризации формировались с помощью широкополосных фазовых пластинок. Схема формирования лазерного излучения с требуемыми пространственными и спектральными характеристиками изображена на рис. 3а. С учетом потерь на оптических элементах суммарная мощность пучков вторичного охлаждения в области МОЛ составляла около 3 мВт при использовании только задающего лазера.

Как отмечалось во Введении, лазерное охлаждение на узком интеркомбинационном переходе обладает спецификой, связанной с тем, что естественная ширина линии $^1S_0-^3P_1$ (7.4 кГц) существенно меньше, чем доплеровская ширина линии в первичной ловушке, составляющая несколько мегагерц. Для того чтобы обеспечить взаимодействие охлаждающего излучения с различными скоростными группами, используется частотная модуляция охлаждающего излучения [11]. При этом частота лазерного излучения описывается выражением

$$f(t) = f_0 + \Delta f + \delta \cos(2\pi f_m t), \quad (2)$$

где f_0 — невозмущенная частота атомного резонанса, Δf — отстройка от резонанса, δ — девиация частоты, f_m — частота модуляции.

Как видно из рис. 3б, девиация частоты модулированного по частоте лазера должна примерно соответствовать спектральной ширине доплеровского контура, а отстройка Δf — девиации частоты. В процессе лазерного охлаждения доплеровский контур будет сужаться, причем необходимо, чтобы спектр

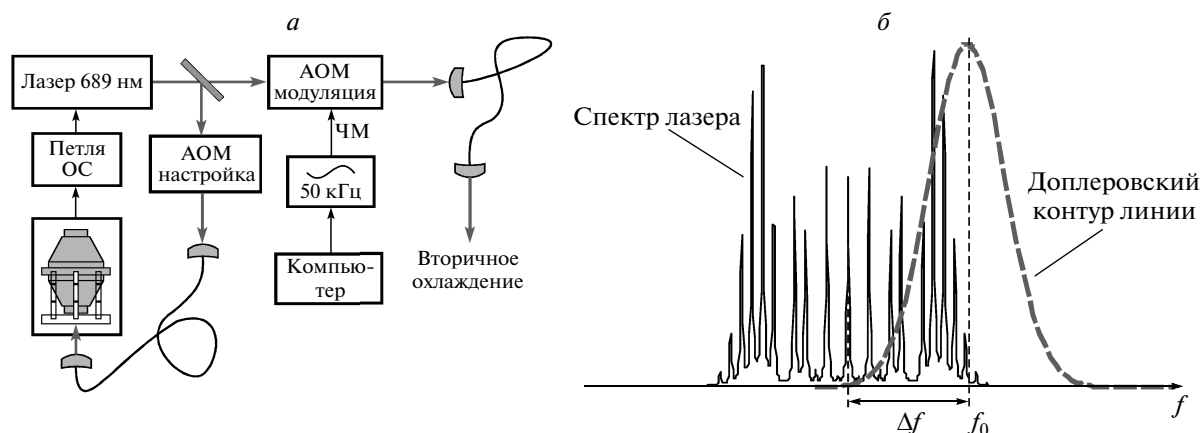


Рис. 3. *а)* Формирование спектра лазера вторичного охлаждения. *б)* Спектральная форма частотно-модулированного (ЧМ) лазерного излучения 689 нм и доплеровский контур линии $^1S_0-^3P_1$. Для более яркой иллюстрации гребенчатой структуры спектра выбраны параметры модуляции, отличающиеся от используемых в эксперименте. Для эффективной работы вторичного охлаждения требуется частотная отстройка в красную область Δf того же порядка, что и девиация частоты лазера

лазера всегда оставался отстроенным в красную область. В качестве характерной девиации в эксперименте было выбрано значение $\delta = 1.6$ МГц при частоте модуляции $f_m = 40$ кГц, что соответствует другим работам.

При указанных параметрах частотно-модулированный спектр стабилизированного лазера представляет собой «гребенку», состоящую примерно из $N = 100$ частотных компонентов, каждый из которых должен являться охлаждающим для части скоростного распределения, попадающего между соседними компонентами гребенки, т. е. порядка f_m . Учитывая, что интенсивность насыщения перехода $^1S_0-^3P_1$ равна $I_{sat}(689 \text{ нм}) = 9.6 \text{ мкВт/см}^2$, можно оценить, что для пучков сечением $S = 1 \text{ см}^2$ требуется мощность $SI_{sat}Nf_m/\gamma_2 \approx 5 \text{ мВт}$.

Как видно, эта мощность несильно отличается от той, которая обеспечивается только с помощью задающего лазера (3 мВт в области МОЛ), однако наши попытки детектировать сигнал вторичного охлаждения в течение длительного времени оказывались безуспешными. Была предпринята попытка усилить излучение задающего лазера с помощью полупроводникового усилителя на основе лазерного диода с инжекционной привязкой (использовалась схема, аналогичная приведенной в работе [16]). Это позволило поднять мощность излучения до 6 мВт и также не привело к успеху. Важным шагом, позволившем уверенно детектировать облако вторично охлажденных атомов, было использование полупроводниково-

го рупорного усилителя. Усилители для данной длины волны стали коммерчески доступны около двух лет назад и практически не были ранее опробованы для решения данной задачи. После установки рупорного усилителя удалось увеличить мощность в области МОЛ до значений больших 50 мВт, что фактически сразу привело к наблюдению слабого сигнала вторичного охлаждения. Последующая оптимизация (баланс пучков, отстройка от резонанса, параметры модуляции, компенсация магнитного поля, параметры привязки к резонатору УЛЕ) позволила существенно снизить мощность лазера, требуемую для вторичного охлаждения, вплоть до ожидаемых значений 6 мВт. Данный оригинальный подход позволил успешно и воспроизводимо настраиваться на сигнал вторичного поглощения, что обеспечило последующий прогресс в исследованиях. Первоначальные проблемы, очевидно, были связаны с большим количеством оптимизационных параметров, существенным образом влияющим на процесс вторичного охлаждения.

При формировании вторичной ловушки в цикле широкополосного охлаждения градиент магнитного поля скачком снижается до 3 Гс/см, что определяется отношением γ_2/γ_1 . При больших градиентах пространственно-зависимая часть частотной отстройки становится слишком велика, чтобы атомы могли взаимодействовать с резонансным полем [15]. В наших экспериментах снижение магнитного поля происходило одновременно с выключением лазерных пуч-

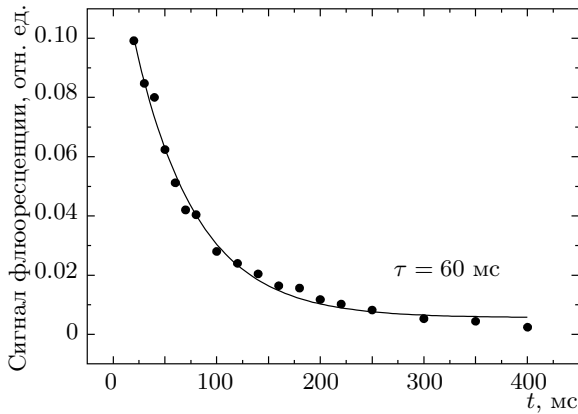


Рис. 4. Динамика распада вторичной ловушки. Подгонка экспоненциальной функцией дает характерное время жизни атомов в ловушке 60 мс

ков первичного охлаждения и зеемановского замедлителя. Излучение лазера с длиной волны 689 нм присутствовало в течение всего цикла первичного охлаждения.

Время жизни атомов во вторичной ловушке определялось по сигналу ФЭУ, регистрируемому после импульса подсветки длительностью 1 мс. Сигнал измерялся через определенные интервалы времени после перезагрузки во вторичную ловушку (см. рис. 4). Время жизни атомов во вторичной ловушке составляет 60 мс. Сопоставимое по величине время жизни наблюдалось для других стронциевых ловушек, реализованных в других лабораториях [8]. Оно достаточно для определения частоты часового перехода с нестабильностью на уровне 10^{-15} за 1 с.

На рис. 5 представлены фотографии баллистического разлета облака атомов стронция после цикла широкополосного вторичного охлаждения. После циклов охлаждения облако подсвечивалось импульсом пробного излучения (461 нм, длительность 50 мкс) через определенный интервал времени после выключения световых и магнитных полей МОЛ. Видно, что форма облака в начальный момент времени является практически сферической с характерным размером 1 мм. Температура облака составляет 20 мкК, как следует из динамики разлета. Также наблюдается падение облака в гравитационном поле.

Важной характеристикой процесса вторичного охлаждения является коэффициент перезагрузки κ из первичной ловушки, поскольку он является определяющим фактором, влияющим на число атомов, оставшихся для опроса лазером, стабилизируемым по метрологическому переходу. В других лабораториях наблюдались значения $\kappa = 0.1\text{--}0.4$ [8]. Нами

выполнено исследование зависимости коэффициента κ от спектральных параметров охлаждающего излучения (мощности пучков охлаждающего лазера и девиации), а также от мощности пучков первичной ловушки, которая определяет температуру после цикла первичного охлаждения [17].

На рис. 6 приведена зависимость коэффициента перезахвата κ от мощности пучков лазера вторичного охлаждения. Из рисунка видно, что процент перезахваченных атомов увеличивается вплоть до значений, соответствующих интенсивности насыщения перехода вторичного охлаждения в условиях широкополосного охлаждения (≈ 5 мВт). При дальнейшем увеличении интенсивности коэффициент κ существенно не изменяется.

Другими важными параметрами оптимизации являются девиация частоты δ и отстройка от резонанса Δf охлаждающего лазерного излучения (рис. 3). На рис. 7 приведена зависимость коэффициента κ от девиации частоты лазера вторичного охлаждения при отстройке частоты Δf в пределах от -1.4 МГц до -1.7 МГц.

Мощность пучков первичной МОЛ с $\lambda = 461$ нм также оказывает существенное влияние на коэффициент перезахвата и количество атомов. С одной стороны, увеличение интенсивности пучков первичной ловушки приводит к повышению температуры атомов в первичной МОЛ и соответствующему снижению коэффициента перезахвата κ , как видно из рис. 8а. С другой стороны, увеличение мощности пучков первичной ловушки приводит к росту количества атомов, что является конкурирующим процессом со снижением коэффициента κ , поскольку для эксперимента основным фактором является абсолютное количество атомов после цикла вторичного охлаждения. Как видно из рис. 8б, на этой зависимости наблюдается ярко выраженный максимум, который достигается при интенсивности $0.2I_{sat}$. Количество перезахваченных атомов может быть увеличено за счет расширения пучков лазера первичного охлаждения без повышения интенсивности, однако ширина пучков ограничивается геометрией установки.

Таким образом, в конце цикла широкополосного вторичного охлаждения продолжительностью 50 мс нам удалось охладить около $5 \cdot 10^5$ атомов стронция-88 до температуры 20 мкК.

3.2. Цикл узкополосного охлаждения

После цикла широкополосного вторичного охлаждения доплеровское уширение в облаке строн-

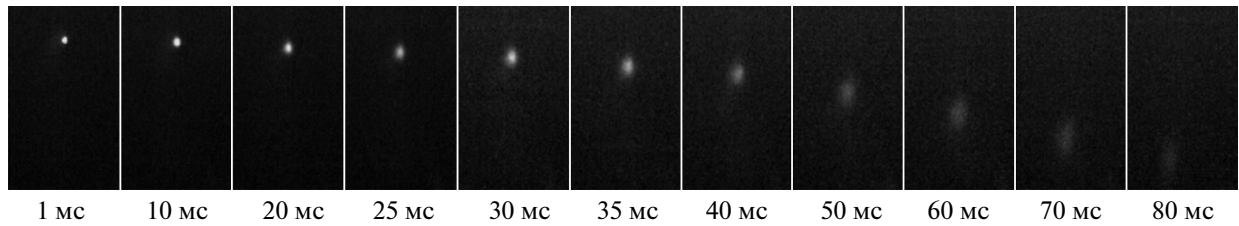


Рис. 5. Фотографии баллистического разлета атомов стронция, захваченных во вторичную ловушку. Обозначены интервалы времени между моментами выключения полей МОЛ и включения импульса подсветки

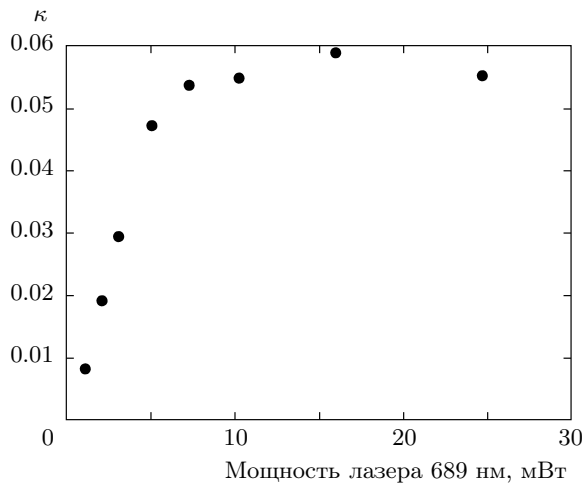


Рис. 6. Зависимость коэффициента перзахвата κ от мощности лазера вторичного охлаждения. Подсветка пробным пучком осуществлялась через 50 мс после выключения первичной МОЛ

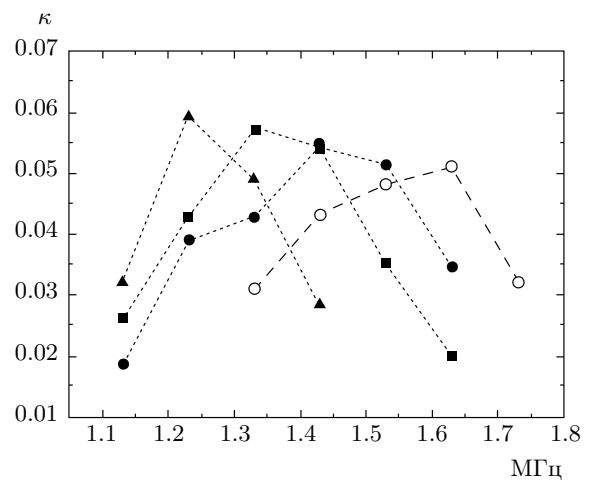


Рис. 7. Зависимость коэффициента перзахвата κ от девиации δ при разных значениях отстройки частоты лазера от резонанса: $\Delta f = -1.4$ (■), -1.5 (●), -1.6 (○), 1.7 (▲) МГц

ция становится менее 100 кГц и модуляционный метод теряет свою эффективность. Дальнейшее охлаждение атомов осуществляется узкополосным лазерным излучением с красной отстройкой частоты порядка $100\gamma_2$ от резонанса, что необходимо для уменьшения скорости рассеяния фотонов на интеркомбинационном переходе. Для перехода к циклу узкополосного охлаждения модуляционный АОМ (рис. 3) переключается в одночастотный режим и обеспечивает красную отстройку от резонанса на 700 кГц. Одновременно система управления экспериментом увеличивает градиент магнитного поля от 3 Гс/см, используемых на этапе широкополосного охлаждения, до 5–10 Гс/см на этапе узкополосного охлаждения. Это приводит к уменьшению объема ловушки, требуемого для дальнейшего перзахвата в решетку, и увеличению эффективности охлаждения.

При выборе оптимальных параметров эксперимента необходимо соблюдать баланс между количеством удерживаемых в ловушке атомов и их температурой. Снижение мощности излучения с длиной волны 689 нм на этапе узкополосного охлаждения до 1 мВт по всем направлениям по сравнению с широкополосным (6 мВт по всем направлениям) позволяет снизить температуру атомов без существенных потерь их количества. Снижение температуры при уменьшении мощности соответствует доплеровской теории [17]. Большие значения мощности охлаждающего излучения приводят к разогреву и потерям атомов из вторичной ловушки. В свою очередь, снижение мощности лазера до значений менее 1 мВт также приводит к потерям атомов, что, скорее всего, связано с конструктивными особенностями ловушки (неполная симметрия полей).

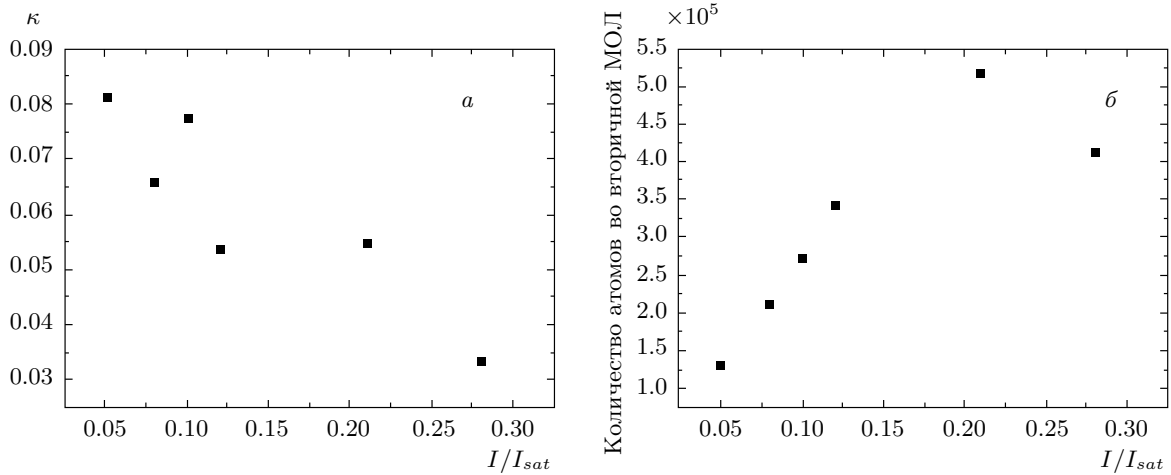


Рис. 8. Коэффициент перзахвата κ (а) и количество атомов во вторичной ловушке (б) в зависимости от интенсивности пучков лазера первичного охлаждения

На рис. 9 показана фотография облака охлажденных атомов в конце цикла узкополосного вторичного охлаждения. Форма облака не симметрична, что объясняется влиянием гравитационного поля на распределение атомов. При суммарной мощности охлаждающего излучения на длине волны 689 нм в 1 мВт, градиенте магнитного поля 8 Гс/см и отстройке от резонанса 700 кГц количество удерживаемых атомов в конце цикла узкополосного вторичного охлаждения составляет 7–10% от числа атомов, захваченных в первичную МОЛ, — около $5 \cdot 10^5$. Температура атомов оценивалась методом баллистического разлета и составила 2.5 ± 1 мкК. Погрешность обусловлена отличием начального распределения атомов в ловушке от распределения Гаусса.

Таким образом, нами был успешно реализован полный цикл вторичного лазерного охлаждения стронция-88, при этом достигнута высокая воспроизводимость результатов. Температура, пространственный размер и количество атомов в облаке достаточны для перегрузки в оптическую решетку на магической длине волны. Для экспериментов со стронцием-87 необходимо перестроить систему для лазерного охлаждения, это потребует несложной настройки частот лазерного излучения, а также введения дополнительного «перемешивающего» лазерного излучения в цикл вторичного охлаждения.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами осуществлено вторичное охлаждение атомов стронция-88 на узком интеркомбинационном пе-

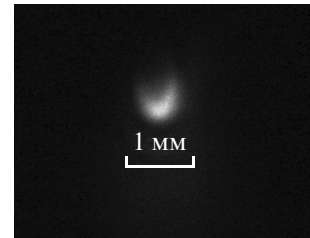


Рис. 9. Фотография облака охлажденных атомов стронция-88 в конце цикла узкополосного вторичного охлаждения. Из-за низкой температуры атомов фотографии баллистического разлета после цикла узкополосного охлаждения слабо отличаются от приведенных на рис. 5

реходе $^1S_0-^3P_1$ (689 нм). Спецификой реализованного метода является спектральная узость перехода (7.5 кГц) по сравнению с остаточным доплеровским уширением (1 МГц) предварительно лазерно охлажденных атомов, захваченных в первичную МОЛ на сильном переходе $^1S_0-^1P_1$ (461 нм). Для успешной реализации вторичного охлаждения потребовалось одновременно сужение спектра лазера до ширины около 100 Гц и формирование «гребенки» частот методом глубокой фазовой модуляции, что позволяет адресовать и охлаждать различные скоростные группы в первичной ловушке. Процесс требует оптимизации целого ряда параметров цикла охлаждения (градиента магнитного поля, интенсивности лазерных полей и параметров модуляции) для достижения наименьшей температуры атомов при макси-

мальном коэффициенте перзахвата. В качестве оригинального решения использовалось усиление излучения лазера с длиной волны 689 нм с помощью полупроводникового рупорного усилителя, что открыло возможность относительно простой настройки и оптимизации сигнала вторичного облака. В оптимальном режиме в цикле вторичного широкополосного охлаждения нами достигнута температура 20 мкК при коэффициенте перзахвата 6%. Более глубокое охлаждение атомов реализовано в цикле узкополосного вторичного охлаждения, что позволило достичь температуры 2 мкК в облаке, содержащем около $5 \cdot 10^5$ атомов. Полученные параметры атомного ансамбля достаточны для эффективной перезагрузки атомов в оптическую решетку на длине волны 813 нм с глубиной около 10 мкК. Описанный цикл экспериментов является важным шагом на пути создания стандарта частоты на ультрахолодных атомах стронция-87 во ВНИИФТРИ в рамках ФЦП «ГЛОНАСС» [18].

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Blatt, A. D. Ludlow, G. K. Campbell et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 140801 (2008).
2. N. Hinkley, J. A. Sherman, N. B. Phillips et al., Science **341**, 1215 (2013).
3. B. J. Bloom, T. L. Nicholson, J. R. Williams et al., Nature **506**, 71 (2014).
4. G. K. Campbell, A. D. Ludlow, S. Blatt et al., Metrologia **45**, 539 (2008).
5. M. Takamoto, F. L. Hong, R. Higashi et al., Nature **435**, 321 (2005).
6. H. Katori, M. Takamoto, V. G. Pal'chikov et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 173005 (2003).
7. Z. W. Barber, C. W. Hoyt, C. W. Oates et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 083002 (2006).
8. A. D. Ludlow, Ph. D. Theses, University of Colorado, Boulder (2008); http://jila.colorado.edu/yelabs/pubs/theses/2008/theses_2008_AndrewLudlow.pdf.
9. H. J. Metcalf and P. van der Straten, J. Opt. Soc. Amer. B **20**, 887 (2003).
10. Д. Д. Сукачев, Е. С. Калганова, А. В. Соколов и др., КЭ **44**, 515 (2014).
11. T. Mukaiyama, H. Katori, T. Ido et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 113002 (2003).
12. К. Ю. Хабарова, А. А. Галышев, С. А. Стрелкин и др., КЭ **45**, 166 (2015).
13. Y. Li, T. Ido, T. Eichler et al., Appl. Phys. B **78**, 315 (2004).
14. <http://www.corning.com/docs/specialtymaterials/pisheets/UleBro91106.pdf>.
15. К. Хабарова, С. Слюсарев, С. Стрелкин и др., КЭ **42**, 1021 (2012).
16. Д. Д. Сукачев, Е. С. Калганова, А. В. Соколов и др., КЭ **43**, 374 (2013).
17. Ф. Риле, *Стандарты частоты. Принципы и приложения*, Физматлит, Москва (2009).
18. С. Н. Слюсарев, А. С. Костин, В. Н. Барышев и др., Мир измерений **4**, 26 (2012).