

КВАНТОВАЯ ИНФОРМАТИКА

УДК 539.184.5

**ПЕРЕЗАХВАТ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ АТОМОВ РУБИДИЯ
В ОПТИЧЕСКУЮ ДИПОЛЬНУЮ ЛОВУШКУ НА ДЛИНЕ
ВОЛНЫ 1012 НМ**

Т. А. Воронова^{1,2}, К. О. Бабичев^{1,2,3}, К. А. Лискова^{1,4}, Н. Д. Матюхин^{1,5},
А. Д. Легошин¹, Д. О. Трегубов^{2,3}, Г. В. Осипенко^{1,6}, М. С. Алейников⁶,
Г. А. Вишнякова^{1,2,3}, Н. Н. Колачевский^{2,3}

Осуществлён перезахват ультрахолодных атомов рубидия-87 из магнитооптической ловушки (МОЛ) в оптическую дипольную ловушку (ОДЛ) на длине волны 1012 нм в конфигурации одномерной оптической решётки (ОР) с эффективностью около 0.6%. Время жизни атомов в ОР составило 270 мс. При правильном выборе параметров излучения данная длина волны будет являться “магической” для перехода между основным и ридберговским состояниями. Полученные результаты являются важным шагом для создания высокочувствительного квантового сенсора на основе ридберговских атомов, предназначенного для изучения электрических свойств двумерных полупроводниковых материалов.

Ключевые слова: ультрахолодные атомы, оптическая дипольная ловушка, оптическая решётка, магическая длина волны, ридберговские состояния, квантовый сенсор, магнитооптическая ловушка, лазерное охлаждение.

¹ МФТИ (национальный исследовательский университет), 141700 Россия, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., 9; e-mail: voronova.ta@phystech.edu.

² ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53.

³ Российский Квантовый Центр, Территория Инновационного Центра “Сколково”, 121205 Россия, Москва, Большой бульвар, д. 30, стр. 1.

⁴ Национальный исследовательский университет «Московский институт электронной техники», 124498 Россия, Зеленоград, пл. Шокина, корп. 1.

⁵ Институт спектроскопии Российской академии наук (ИСАН), 108840 Россия, Троицк, ул. Физическая, д. 5.

⁶ Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений, 141750 Россия, Московская обл., Солнечногорск, рабочий посёлок Менделеево.

Введение. Ультрахолодные атомы являются мощным инструментом современных физических исследований: они служат платформой для создания новых стандартов частоты [1], реализации элементов квантовых вычислителей [2, 3], разработки высокочувствительных сенсоров [4] и пр. Для эффективного использования атомных ансамблей как правило необходимо длительное удержание их в некоторой области пространства. Одним из самых распространённых видов локализации является оптическая дипольная ловушка, основанная на динамическом эффекте Штарка, благодаря которому возможно создание удерживающего потенциала для атомов с помощью интенсивного лазерного излучения [5]. ОДЛ обладает рядом преимуществ по сравнению с другими видами ловушек. В нулевом приближении потенциал оптической дипольной ловушки не зависит от магнитного квантового числа [6], что даёт возможность использовать её в широкой области задач. Ещё одним важным преимуществом ОДЛ является возможность создавать сложные геометрии потенциалов, востребованные в экспериментах по квантовым симуляциям и квантовым вычислениям. Также в качестве создающего удерживающий потенциал поля используют далеко отстроенное от резонанса лазерное излучение, что обеспечивает низкую скорость рассеяния, в результате чего оптические дипольные ловушки могут обеспечивать времена жизни атомов в них, превышающие 300 с [7]. ОДЛ используются для получения и исследования Бозе–Эйнштейновского конденсата [8] и вырожденного ферми-газа [9]. Оптические решётки также используются в экспериментах по симуляции эффектов в твёрдом теле, таких как сверхпроводимость [10], ферромагнетизм [11], сверхтекучесть [12] и др.

Захват и охлаждение напрямую в ОДЛ являются неэффективными из-за малого пространственного размера перетяжки, необходимого для формирования глубокого потенциала, поэтому как правило первым шагом является загрузка атомов в магнито-оптическую ловушку. В данной работе осуществлен перезахват атомов ^{87}Rb в основном состоянии из МОЛ в одномерную оптическую решетку, образованную стоячей волной сфокусированного лазерного излучения на длине волны 1012 нм. Выбор длины волны обусловлен возможностью использования этого излучения одновременно и для формирования удерживающего потенциала, и как второй ступени в двухфотонной схеме возбуждения высокоэнергетических ридберговских состояний [13] $5S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow NS_{1/2}, ND_{3/2}, ND_{5/2}$, где N – главное квантовое число ридберговского состояния, а в качестве первой ступени используется излучение на длине волны 420 нм (см. рис. 1(а)). Такая конфигурация будет востребована, например, при использовании атомов рубидия, захваченных в массив оптических пинцетов, в качестве кубитов, так как совме-

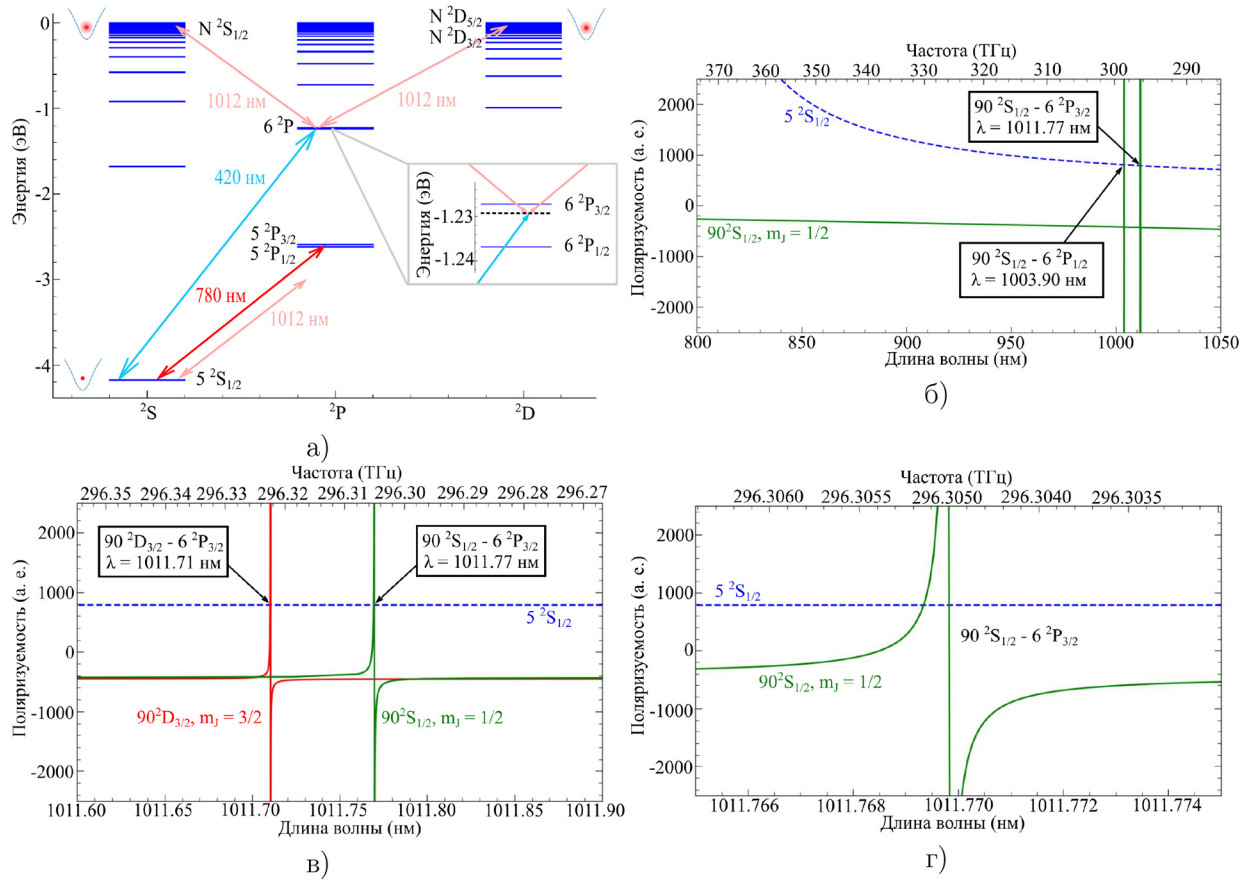


Рис. 1: (а) схема уровней атома 87Rb , обсуждаемых в работе. На врезке более детально показаны тонкие подуровни состояния $6P$; (б), (в), (г) динамические поляризуемости атомных состояний в зависимости от длины волны и частоты в диапазонах (б) 800–1050 нм; (в) 1011.6–1011.9 нм; (г) 1011.765–1011.775 нм. Синяя пунктирная линия – поляризуемость основного состояния $5S_{1/2}, m_J = 1/2$, зелёная и красная сплошные – ридберговских состояний $90S_{1/2}, m_J = 1/2$ и $90D_{3/2}, m_J = 3/2$, соответственно.

чение в малой области пространства, ограниченной острой фокусировкой удерживающего излучения, нескольких оптических полей, является крайне трудоёмким. Более того, при выборе частоты излучения на длине волны 1012 нм больше частоты перехода второй ступени, то есть при “синей” отстройке (см. врезку на рис. 1(а)) оно будет формировать удерживающий потенциал также для атомов в ридберговском состоянии, причём при выборе правильной величины этой отстройки длина волны удерживающего излучения будет являться “магической”, то есть обеспечивать одинаковый потенциал ОДЛ для обоих состояний (основного и ридберговского) [14, 15] за счёт одинаковых

динамических поляризуемостей на этой частоте. На рис. 1((б),(в),(г)) изображены зависимости динамических поляризуемостей основного $5S_{1/2}, m_J = 1/2$ и ридберговского $90S_{1/2}, m_J = 1/2$ состояний от длины волны и частоты. На рис. 1(в) для сравнения также показана поляризуемость состояния $90D_{3/2}, m_J = 3/2$ (на рис. 1(б) она не показана по причине неотличимости на таком масштабе от поляризуемости $90S_{1/2}, m_J = 1/2$). На рис. 1(г) хорошо видна точка пересечения поляризуемостей состояний $5S_{1/2}, m_J = 1/2$ и $90S_{1/2}, m_J = 1/2$ в окрестности длины волны 1011.8 нм. Зависимости построены с помощью пакета ARC [16]. Диапазон перестройки используемого нами лазера ± 2 нм даст возможность исследовать ридберговские состояния с главным квантовым числом $N > 60$.

Благодаря совпадению световых штарковских сдвигов частота возбуждения ридберговского состояния остаётся неизменной в зависимости от мощности удерживающего излучения и, соответственно, положения атомов относительно центра ловушки, что позволяет производить прецизионную спектроскопию частоты двухфотонного перехода и приводит к подавлению процессов дефазировки и сохранению когерентности атомов в ридберговском состоянии [17].

Использование магической длины волны для дипольной ловушки для основного и ридберговского состояний было предложено в работах [18–20] и продемонстрировано в работе [17]. В работе [17] для исследования квантовой запутанности холодные атомы рубидия захватывались в оптическую решётку на длинах волн около 1011.8 нм и 1004 нм. Экспериментально показано, что при правильном выборе отстроек эти длины волны являются магическими для состояния $90S_{1/2}$. Глубина ловушки достигала 100 мК (мощность излучения 0.22 Вт), температура атомов составляла 25 мК. Затем в работе [21] для формирования излучения оптической решётки использовался титан-сапфировый лазер, что позволило провести исследования в большом диапазоне главных квантовых чисел от 30 до 70. Глубина ловушки составила 40 мК, температура атомов – 10 мК. Также стоит отметить недавнюю работу [22], в которой атомы рубидия захватывались в массив оптических пинцетов на длине волны 1019 нм, являющейся магической для состояния $40S_{1/2}$.

В последние два десятилетия активно развивается область фотосенсорики, основанная на взаимодействии поверхностных электромагнитных волн с электронной подсистемой различных объектов. В научном сообществе предприняты попытки переноса данных подходов исследования на инфракрасный (ИК) диапазон, но эта методика требует разработки специальных материалов. В последнее время активно развиваются

детекторы ИК излучения, в которых падающее излучение сначала преобразуется в поверхностную электромагнитную волну, которая затем поглощается полупроводниковой гетероструктурой [23, 24]. Данный подход открывает новые возможности для ИК сенсорики, так как позволяет увеличить соотношение сигнал/шум и реализовать сенсоры с селективной чувствительностью к поляризации ИК излучения.

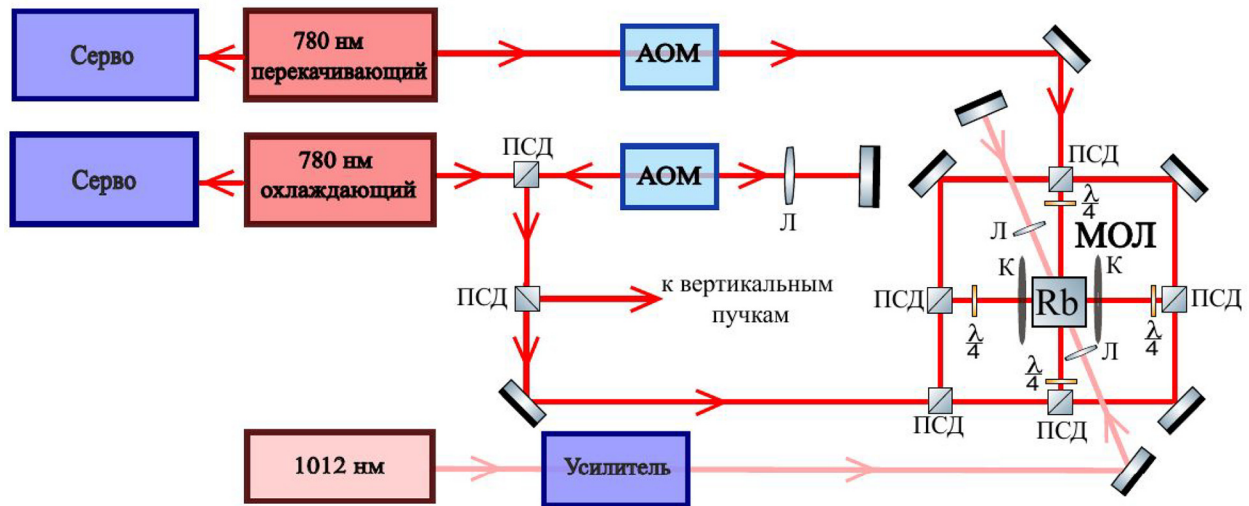


Рис. 2: Упрощённая схема экспериментальной установки. Серво – петля обратной связи стабилизации частоты лазера по сигналу насыщенного поглощения, МОЛ – магнитооптическая ловушка, К – катушки для формирования квадрупольного магнитного поля, АОМ – акустооптический модулятор, Л – линза, ПСД – поляризационный светоделитель, $\lambda/4$ – четвертьволновая фазовая пластинка. Полуволновые фазовые пластинки на схеме не показаны.

На основе полученных результатов в будущем планируется создание чувствительного квантового сенсора, с помощью которого будет возможно проводить исследование электрической однородности полупроводниковых гетероструктур методом прецизионной лазерной спектроскопии высоколежащих ридберговских состояний в ансамбле ультрахолодных атомов рубидия-87. Ридберговские атомы являются распространённым инструментом исследований [25], так как при возбуждении атомов в состояния с высоким главным квантовым числом N их дальнodelствующие взаимодействия приводят к сильной связи с окружающей средой, в частности, к высокой чувствительности к электрическому полю. Также стоит упомянуть, что повышение времени когерентности при использовании магической длины волны в совокупности с эффектом ридберговской блокады [26] открывает путь к созданию масштабируемых квантовых вычислителей

и устойчивых квантовых сетей. Это делает ридберговские ансамбли одной из самых перспективных платформ для квантовых технологий.

Экспериментальная установка. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 2. Охлаждение происходит в стеклянной кювете, в которой поддерживается вакуум на уровне $\sim 10^{-9}$ мбар. Источником атомов рубидия являются диспенсеры, через которые пропускается ток около 6 А. Для получения облака холодных атомов ^{87}Rb используется стандартная конфигурация МОЛ [27]: три пары взаимно ортогональных лазерных пучков круговой поляризации с частотой ниже резонансной охлаждающего перехода, перекачивающий пучок и квадрупольное магнитное поле с градиентом порядка 20 Гс/см вдоль оси катушек. Мощность каждого пучка – до 1.8 мВт, радиус по уровню $1/e^2$ по интенсивности – 4.5 мм.

Для формирования лазерного поля МОЛ используются два диодных лазера с внешним резонатором VitaWave ECDL-7870RO (охлаждающий и перекачивающий) с длиной волны 780.2 нм. Их частоты стабилизируются по сигналу насыщенного поглощения в ячейке с парами рубидия при комнатной температуре.

Охлаждение происходит на переходе $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$, обеспечивающем доплеровский предел охлаждения 150 мК. Для предотвращения накачки атомов на уровень $5S_{1/2}(F=1)$ используется перекачивающий лазер, настроенный в резонанс с переходом $5S_{1/2}(F=1) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2)$. Охлаждающее излучение отстроено вниз от частоты охлаждающего перехода на 12 МГц. В оптической схеме формирования охлаждающего излучения акустооптический модулятор (АОМ) установлен в двухпроходной конфигурации по схеме “кошачий глаз”, в которой в фокусах линзы находятся обратное зеркало и АОМ. Данная конфигурация позволяет минимизировать пространственное смещение лазерного пучка при изменении частоты, в частности, для осуществления резонансной подсветки теми же пучками, что обеспечивает симметричное и однородное световое поле в области захвата. Детектирование атомов осуществляется цифровой камерой Спецтелетехника SDU-205. Температура атомов в МОЛ составила $T = 170$ мК. Число атомов составило порядка $N_{\text{МОЛ}} = 106$ при радиусе облака $r_{\text{МОЛ}} = 0.2$ мм по уровню $1/e$.

Перезахват в оптическую решётку. Для создания излучения удерживающего потенциала оптической решётки используется диодный лазер с внешним резонатором VitaWave ECDL-10150R с длиной волны 1012 нм и мощностью до 50 мВт и волоконный усилитель Fex-1012-2-CW, обеспечивающий итоговую мощность более 2 Вт. Излучение

фокусируется в область локализации МОЛ линзой с фокусным расстоянием 5 см, что обеспечивает радиус перетяжки около $w_{\text{ОР}} = 20$ мкм по уровню $1/e^2$ по интенсивности и рэлеевскую длину около 1.2 мм. Для осуществления перезахвата атомов необходимо очень точно направить излучение лазера, создающего удерживающий потенциал в область МОЛ. Для этого к пучку удерживающего лазера временно подмешивают вспомогательный резонансной пучок на длине волны 780.2 нм, воздействие которого на облако МОЛ хорошо видно по уменьшению резонансной люминесценции атомов. Для формирования стоячей волны излучение, прошедшее через кювету, коллимируется линзой с фокусным расстоянием 7.5 см и отражается зеркалом назад. С учётом потерь на стенках кюветы итоговая глубина оптической решётки (ОР) в центре пучка составляет порядка $U_0 = 1.5$ мК. Для наблюдения перезахвата использовалась следующая последовательность: атомы загружались в МОЛ в течение 900 мс, затем выключались охлаждающее и перекачивающее поля, а через время τ включались импульсы подсвечивающего и перекачивающего полей длительностью 5 мс, в течение которых излучение детектировалось камерой. Для предотвращения насыщения матрицы камеры бликами мощного удерживающего излучения использовался фильтр СЗС-26. Удерживающее излучение было включено во время всего эксперимента, однако из-за малого отношения величины его перетяжки к размеру облака МОЛ оно не влияло на эффективную работу МОЛ. Магнитное поле также оставалось включённым во время эксперимента, но при смещении нуля магнитного поля компенсационными катушками положение облака, захваченного в ОР, не менялось, что говорит о несущественном влиянии механизма магнитной ловушки.

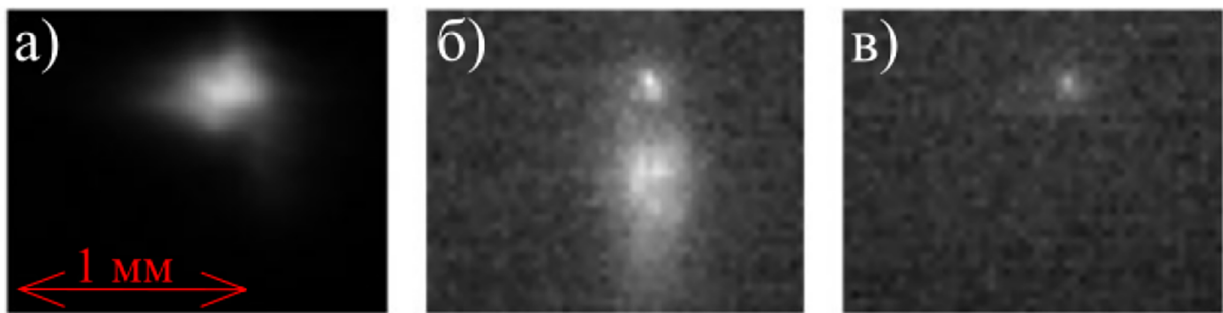


Рис. 3: Снимки стадий перезахвата: (а) МОЛ (сигнал ослаблен в 20 раз); (б) оптическая решетка через 50 мс (в нижней части снимка видна начальная стадия формирования подсвечивающим и перекачивающим излучениями облака МОЛ из разлетевшихся атомов); (в) оптическая решетка через 100 мс.

На рис. 3 показаны стадии перезахвата. На рис. 3(а) изображена МОЛ в момент времени $\tau = 0$ мс после 900 мс загрузки (для наглядности и избежания насыщения камеры яркость изображения была уменьшена в 20 раз). Далее на рис. 3(б) показан снимок через 50 мс после выключения охлаждающего и перекачивающего полей. Вследствие наличия магнитного поля и большой длительности подсветки возможно некоторое дополнительное охлаждение подсвечивающим и перекачивающим полями атомов, захваченных в ОР. Также это приводит к детектированию в нижней части снимка большого облака, отвечающего за начало формирования облака МОЛ и смещённого вниз вследствие силы тяжести. В верхней части снимка хорошо видно облако атомов, перезахваченных в ОР. На рис. 3(в) показано облако атомов в ОР через 100 мс.

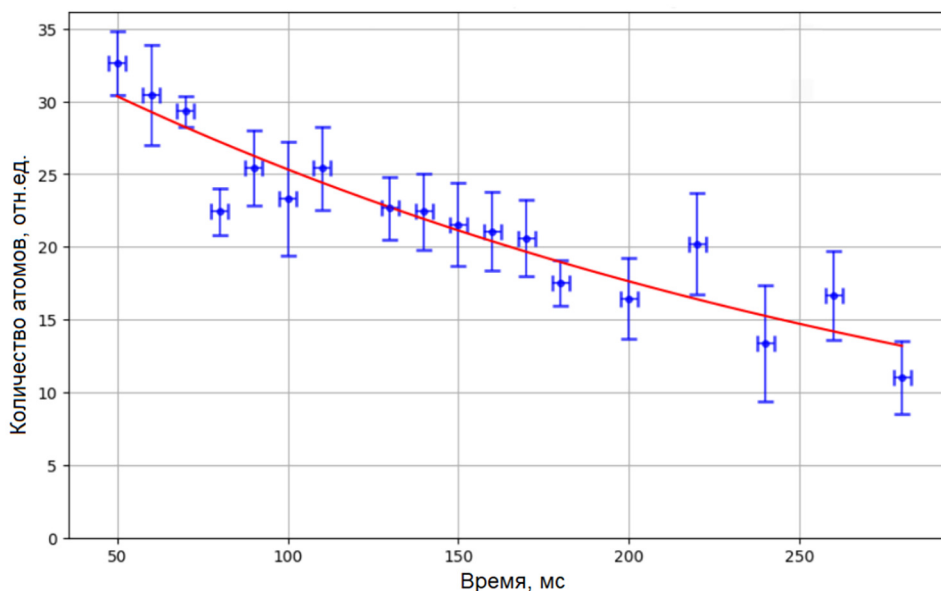


Рис. 4: Зависимость числа атомов в ОР от времени удержания. Синие маркеры – экспериментальные данные, красная кривая – экспоненциальная аппроксимация.

На рис. 4 показана зависимость количества атомов в ОР от времени удержания τ и её аппроксимация экспоненциальным законом. Погрешность количества атомов определялась статистически при усреднении по 3 измерениям. Время жизни атомов в ОР составило 270 мс и ограничено, по-видимому, рассеянием остаточных охлаждающего и перекачивающего излучений, проходящих через выключенные АОМы. Радиус облака составил 0.1 мм, эффективность перезахвата составила 0.6% от количества атомов, захваченных в МОЛ. Малая эффективность перезахвата обусловлена малым размером перетяжки удерживающего излучения и высокой температурой атомов в МОЛ, однако

стоит отметить, что острая фокусировка позволила продемонстрировать перезахват напрямую из МОЛ без реализации дополнительных механизмов охлаждения, таких как градиентно-поляризационное.

Основные два параметра, влияющие на эффективность перегрузки атомов из МОЛ в ОР, – это глубина потенциала и величина перетяжки пучка ОР. Число атомов N_{OP} , перезахваченных в оптическую решётку, можно записать как:

$$N_{OP} = \int_0^\infty n_{\text{МОЛ}}(r) \cdot \left[\int_0^{U(r)} f(E) dE \right] \cdot 2\pi r dr =$$

$$= \int_0^\infty n_{\text{МОЛ}}(r) \cdot \left[\operatorname{erf} \left(\sqrt{\frac{U(r)}{k_B T}} \right) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{U(r)}{k_B T}} e^{-\frac{U(r)}{k_B T}} \right] \cdot 2\pi r dr,$$

где $n_{\text{МОЛ}}(r)$ – концентрация атомов в МОЛ в зависимости от координаты r в плоскости, перпендикулярной направлению удерживающего пучка:

$$n_{\text{МОЛ}}(r) = \frac{N_{\text{МОЛ}}}{\pi r_{\text{МОЛ}}^2} e^{-\frac{r^2}{r_{\text{МОЛ}}^2}},$$

$f(E)$ – распределение Максвелла атомов по энергии:

$$f(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi(k_B T)^3}} \sqrt{E} e^{-\frac{E}{k_B T}},$$

$U(r)$ – потенциал ОР в зависимости от r :

$$U(r) = U_0 e^{-\frac{2r^2}{w_{OP}^2}}.$$

Здесь $N_{\text{МОЛ}}$ – количество атомов в МОЛ, $r_{\text{МОЛ}}$ – радиус облака МОЛ по уровню $1/e$, m – масса атома, k_B – постоянная Больцмана, T – температура облака, U_0 – глубина ОР в центре пучка, w_{OP} – радиус перетяжки по уровню $1/e^2$ по интенсивности. Интегрирование ведётся в плоскости, перпендикулярной пучку, так как вдоль оси пучка эффективность перезахвата близка к 1 вследствие $U_0 \gg k_B T$ и $z_R > r_{\text{МОЛ}}$.

При используемых параметрах эксперимента оценка эффективности перезахвата составляет около 1%. Отклонение полученного в эксперименте значения может быть связано, в частности, с дополнительными потерями из-за вибраций обратного зеркала ОР и неточностью в определении радиуса перетяжки.

Заключение. В данной работе была реализована экспериментальная методика перезахвата и удержания ультрахолодных атомов рубидия в одномерной оптической решётке на длине волны 1012 нм. Время жизни ансамбля составило 270 мс, а эффективность

перезахвата – около 0.6%. Полученное значение эффективности хорошо согласуется с результатами теоретической оценки.

Ключевым преимуществом данной длины волны является возможность выбора “магической” отстройки для основного и ридберговского состояний, что позволяет использовать одну и ту же ловушку для манипуляций атомами в разных состояниях без нарушения когерентности системы из-за световых сдвигов. В качестве следующих шагов планируется увеличение эффективности перезахвата и времени жизни за счёт понижения температуры ансамбля атомов и установки механических затворов излучения и затем реализация двухфотонного возбуждения ридберговских состояний, что позволит перейти к новому этапу работ: проведению прецизионных измерений частот возбуждений ридберговских атомов и созданию на их основе высокочувствительного сенсора для анализа электрической однородности полупроводниковых гетероструктур.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 25-22-00430.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] A. Golovizin, D. Mishin, D. Provorchenko, et al., JETP Letters **119**(9), 659 (2024). DOI: 10.1134/S0021364024600873.
- [2] T. Chanelière, D. N. Matsukevich, S. D. Jenkins, et al., Nature **438**(7069), 833 (2005). DOI: 10.1038/nature04315.
- [3] И. И. Бетеров, Е. А. Якшина, Д. Б. Третьяков и др., Квантовая электроника **51**(6), 464 (2021). DOI: 10.1070/QEL17583.
- [4] C. L. Degen, F. Reinhard, P. Cappellaro, Rev. Mod. Phys. **89**(3), 035002 (2017). DOI: 10.1103/RevModPhys.89.035002.
- [5] D. D. Sukachev, E. S. Kalganova, A. V. Sokolov, et al., Quantum Electron. **44**(6), 515 (2014). DOI: 10.1070/QE2014v044n06ABEH015392.
- [6] R. Grimm, M. Weidemüller, Yu. Ovchinnikov, Adv. Atom. Mol. and Opt. Phys. **42**, 95 (2000). DOI: 10.1016/S1049-250X(08)60186-X.
- [7] M. J. Gibbons, S. Y. Kim, K. M. Fortier, et al., Phys. Rev. A **78**(4), 043418 (2008). DOI: 10.1103/PhysRevA.78.043418.
- [8] D. M. Stamper-Kurn, M. R. Andrews, A. P. Chikkatur, et al., Phys. Rev. Lett. **80**(10), 2027 (1998). DOI: 10.1103/PhysRevLett.80.2027.

- [9] K. Aikawa, S. Baier, A. Frisch, et al., *Science* **345**(6203), 1484 (2014). DOI: 10.1126/science.1255259.
- [10] M. Lewenstein, A. Sanpera, V. Ahufinger, et al., *Advances in Physics* **56**(2), 243 (2007). DOI: 10.1080/00018730701223200.
- [11] C. V. Parker, L.-C. Ha, C. Chin, *Nature Physics* **9**(12), 769 (2013). DOI: 10.1038/nphys2789.
- [12] W. Hofstetter, J. I. Cirac, P. Zoller, et al., *Phys. Rev. Lett.* **89**(22), 220407 (2002). DOI: 10.1103/PhysRevLett.89.220407.
- [13] X.-Q. Shao, S.-L. Su, L. Li, et al., *Applied Physics Reviews* **11**(3), 031320–1 (2024). DOI: 10.1063/5.0211071.
- [14] Y. Li, Y. Mei, H. Nguyen, et al., *Phys. Rev. A* **106**(5), L051701 (2022). DOI: 10.1103/PhysRevA.106.L051701.
- [15] J. Bai, Sh. Liu, J. He, J. Wang, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **53**, 155302 (2020). DOI: 10.1088/1361-6455/ab91de.
- [16] N. Šibalić, J. Pritchard, C. Adams, K. Weatherill, *Comput. Phys. Commun.* **220**, 319 (2017). DOI: 10.1016/j.cpc.2017.06.015.
- [17] L. Li, Y. Dudin, A. Kuzmich, *Nature* **498**(7455), 466 (2013). DOI: 10.1038/nature12227.
- [18] M. Saffman, T. G. Walker, *Phys. Rev. A* **72**(2), 022347 (2005). DOI: 10.1103/PhysRevA.72.022347.
- [19] S. Zhang, F. Robicheaux, M. Saffman, *Phys. Rev. A* **84**(4), 043408 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevA.84.043408.
- [20] T. Topcu, A. Derevianko, *Phys. Rev. A* **88**(4), 043407 (2013). DOI: 10.1103/PhysRevA.88.043407.
- [21] J. Lampen, H. Nguyen, L. Li, et al., *Phys. Rev. A* **98**(3), 033411 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevA.98.033411.
- [22] C. Jansohn, A. Londoño, Y. Li, et al., *Phys. Rev. A* **112**(4), L041101 (2025). DOI: 10.1103/43wm-383m.
- [23] Z. Yu, G. Veronis, S. Fan, M. L. Brongersma, *Applied physics letters* **89**(15), 151116-1 (2006). DOI: 10.1063/1.2360896.
- [24] S. C. Lee, S. Krishna, S. R. J. Brueck, *IEEE Photonics Technology Letters* **23**(14), 935 (2011). DOI: 10.1109/LPT.2011.2135341.
- [25] A. Laliotis, B. Lu, M. Ducloy, D. Wilkowski, *AVS Quantum Science* **3**(4), 043501 (2021). DOI: 10.1116/5.0063701.

- [26] M. D. Lukin, M. Fleischhauer, R. Cote, et al., Phys. Rev. Lett. **87**(3), 037901 (2001). DOI: 10.1103/PhysRevLett.87.037901.
- [27] E. O. Tereshchenko, Nonlinear Spectroscopy of Laser-Cooled Rubidium-87 Atoms. A dissertation for the degree of PhD, Laser Physics, Moscow Institute of Physics and Technology (2010). URL: <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=19241670>

Поступила в редакцию 5 декабря 2025 г.

После доработки 9 сентября 2026 г.

Принята к публикации 10 сентября 2026 г.