

Атомная дипольная импульсная ловушка со спектральной фильтрацией лазерного излучения

А.М.Машко, А.А.Мейстерсон, А.Е.Афанасьев, В.И.Балыкин

Исследовано применение паров атомов щелочного металла (рубидия) для спектральной фильтрации широкополосного импульсного лазерного излучения, используемого с целью формирования импульсной фемтосекундной оптической дипольной ловушки. Показано, что даже при больших отстройках центральной частоты излучения от частоты атомных переходов спектральные компоненты, содержащиеся в крыльях линии генерации лазерного источника, способны приводить к нагреву локализованных атомов, в результате которого уменьшается их время жизни в атомной ловушке. При использовании паров атомов для фильтрации спектра лазерного излучения спектральные компоненты излучения, приводящие к нагреву, были селективно подавлены. Это позволило увеличить время жизни атомов в импульсной оптической дипольной ловушке до значения, сравнимого с временем жизни в оптической ловушке, образованной непрерывным узкополосным лазерным излучением.

Ключевые слова: оптическая дипольная ловушка, импульсное излучение, атомные пары.

1. Введение

Первые экспериментальные исследования лазерного охлаждения [1] и пленения [2] нейтральных атомов проводились с использованием атомов щелочных металлов. Для осуществления различных фундаментальных исследований [3] и практических применений [4] требуется расширение списка элементов, которые могут быть охлаждены и локализованы оптическими полями. Наиболее сложной задачей в этом направлении является реализация схем лазерного охлаждения атомов. Это обусловлено тем, что линии поглощения большинства атомов находятся в УФ области спектра, в которой отсутствуют эффективные источники излучения [5]. Именно по этой причине к настоящему времени продемонстрировано лазерное охлаждение только ограниченного числа атомов [6] – 26 элементов, спектры поглощения которых лежат в видимой и ближней ИК областях спектра.

Оптическая локализация атомов не требует наличия лазерных источников, частота которых резонансна частоте атомных переходов. Однако глубина оптического потенциала обратно пропорциональна отстройке частоты лазерного излучения от частоты атомного перехода [7], что приводит к малой глубине потенциала при больших отстройках частоты. Уменьшение глубины оптического потенциала можно компенсировать увеличением интенсивности лазерного излучения. Однако такой подход сопровождается рядом технических трудностей, связанных с использованием излучения высокой интенсивности.

А.М.Машко, А.А.Мейстерсон, А.Е.Афанасьев, В.И.Балыкин. Институт спектроскопии РАН, Россия, 108840 Москва, Троицк, ул. Физическая, 5; Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Россия, 101000 Москва, ул. Мясницкая, 20; e-mail: afanasyev.isan@gmail.com

Поступила в редакцию 11 марта 2020 г., после доработки – 27 марта 2020 г.

Создание лазерных источников излучения для охлаждения и локализации особенно необходимо для атомов, частоты переходов которых лежат в УФ области спектра. Наибольший интерес представляют атомы водорода и антиводорода, которые могут использоваться для фундаментальных исследований [8]. Также интересными и практически значимыми являются охлаждение и локализация атомов, используемых в органической химии (углерод, кислород и азот) [5]. Все перечисленные элементы имеют линии поглощения, пригодные для охлаждения и локализации и находящиеся в УФ области спектра. В настоящее время существуют, в основном, только импульсные лазерные источники, излучающие в УФ области спектра [9]. Немногочисленные непрерывные лазеры являются многомодовыми, обладают малой областью перестройки частоты излучения и малой мощностью. В связи с этим в настоящее время используемое при охлаждении и локализации атомов излучение УФ диапазона получается в результате нелинейного преобразования излучения импульсных лазерных источников (генерация гармоник 2-го, 3-го и более высоких порядков).

Теоретическое рассмотрение лазерного охлаждения с использованием импульсного лазерного излучения было дано в работе [5]. Как и в первых экспериментах по лазерному охлаждению атомов с помощью непрерывных лазеров, демонстрация импульсного охлаждения была реализована с атомами щелочных металлов и излучением пикосекундной и фемтосекундной длительностей [10, 11]. Была также продемонстрирована оптическая локализация атомов рубидия с использованием импульсного излучения пикосекундной длительности [12, 13]. Однако реализовать локализацию атомов с использованием импульсного излучения фемтосекундной длительности долгое время не удавалось, хотя теоретические исследования [14, 15] предсказывали возможность такой локализации. Основной причиной этого считался процесс фотоассоциации атомов в оптическом потенциале, который может быть эффективным каналом потерь атомов в ловушке [16].

Дальнейшее детальное исследование процессов нагрева атомов в импульсном оптическом потенциале дало возможность найти оптимальные параметры лазерного излучения, при которых фемтосекундная локализация атомов становилась осуществимой. Это позволило провести локализацию атомов рубидия с использованием импульсного излучения фемтосекундной длительности [17]. При оптической локализации атомов можно выделить следующие основные каналы потерь атомов из оптического потенциала: 1) взаимодействие с остаточными парами; 2) процессы фотоассоциации атомов в оптическом потенциале; 3) процессы импульсной диффузии за счёт флуктуаций дипольной силы; 4) процессы импульсной диффузии за счёт резонансного рассеяния фотонов. Было показано [17], что основным физическим процессом нагрева атомов в импульсном оптическом потенциале является импульсная диффузия, вызванная флуктуациями дипольной силы. Кроме того, режим импульсной локализации выявил его характерную особенность, обусловленную чрезвычайно широким спектральным составом излучения: спектральные компоненты (на длинах волн 780 и 795 нм), содержащиеся в крыльях линии генерации лазерного источника и близкие к атомному резонансу, способны приводить к нагреву локализованных атомов. В настоящей работе предложен и реализован метод устранения квазирезонансных компонент в спектре лазерного излучения, основанный на поглощении этих компонент плотными парами атомов рубидия во внешней ячейке. Это позволило осуществить узкополосную спектральную фильтрацию локализуемого излучения. Настоящая работа посвящена исследованию данного метода фильтрации при локализации атомов рубидия в импульсном оптическом потенциале.

2. Спектральные свойства импульсного излучения

Применение импульсного лазерного излучения ультракороткой длительности для охлаждения и локализации нейтральных атомов, как уже отмечалось ранее, позволит расширить список атомов, используемых в атомной оптике. Однако при переходе от непрерывного узкополосного излучения к импульсному необходимо учитывать его спектральную ширину и модовый состав. Так, правильное формирование взаимодействия атомов с частотами оптической гребёнки позволило провести их охлаждение [10]. При использовании импульсного излучения для локализации атомов также требуется учитывать его спектральный состав. Связано это с тем, что даже в случае большой отстройки частоты лазерного излучения от частоты атомного перехода оптическое поле содержит спектральные компоненты, резонансные атомным переходам в силу широкого спектрального состава излучения. Это становится особенно важным при использовании импульсного излучения фемтосекундной длительности, спектральная ширина которого может достигать 10–50 нм, что значительно больше спектральной ширины лазерного источника, работающего в непрерывном режиме генерации.

Возможность локализации атомов в оптическом дипольном потенциале основана на том, что процессы нагрева за счёт резонансного рассеяния фотонов лазерного поля локализованным атомом подавлены в силу большой отстройки частоты лазерного излучения [18]. При наличии спектральных компонент излучения, резонансных с оптическими переходами атомов, происходит эффектив-

ный нагрев атомов (увеличение энергии атомов в оптическом потенциале) и, как следствие, уменьшение времени жизни атомов в этом потенциале. Именно такая ситуация возникает при использовании импульсного излучения фемтосекундной длительности. В этом случае спектральная ширина лазерного излучения сравнима с отстройкой частоты лазерного излучения от частоты атомного перехода. Это приводит к тому, что в локализуемом излучении содержится незначительная доля излучения, длина волны которого находится в точном резонансе с длиной волны линии поглощения атомов.

В работе [17] для локализации атомов рубидия использовалось импульсное излучение фемтосекундной длительности с центральной длиной волны 825 нм и спектральной шириной 15 нм. Атом рубидия обладает двумя линиями поглощения на длинах волн $\lambda_{D_1} = 795$ нм и $\lambda_{D_2} = 780$ нм, которые соответствуют переходам из основного состояния $5S_{1/2}$ в возбужденные состояния $5P_{1/2}$ и $5P_{3/2}$. На рис.1 показан спектр импульсного лазерного излучения, используемого для исследования локализации атомов рубидия. Там же приведены положения линий поглощения атомов рубидия и их относительные интенсивности. Линия D_1 в два раза слабее линии D_2 , однако отстройка частоты локализуемого излучения для неё меньше ($\Delta_{D_1} = 30$ нм), чем для линии D_2 ($\Delta_{D_2} = 45$ нм).

Интегральная мощность излучения составляла 20 мВт. Из рис.1 видно, что спектральная мощность излучения в области линий поглощения рубидия мала. Однако она отлична от нуля, поскольку спектр генерации импульсного лазера в режиме синхронизации мод ограничен спектральной шириной усиления активной среды и, в случае лазера на титанате сапфира, лежит в диапазоне 750–900 нм. Дополнительные измерения с полосовыми фильтрами показали, что в спектральном диапазоне, равном ширине линии поглощения рубидия (6 МГц), мощность на частотах линий D_1 и D_2 составляет ~ 140 пВт (P_{D_1}) и ~ 0.56 пВт (P_{D_2}). Значительное различие в мощностях определяется близостью линии D_1 к центральной частоте генерации импульсного лазера. При фокусировке такого лазерного излучения в область радиусом 8 мкм эти мощности соответствуют интенсивностям $I_{D_1} = 70$ мкВт/см² и $I_{D_2} = 0.28$ мкВт/см². Эти интенсивности крайне малы по сравнению с интенсивностью насыщения атомных переходов: $I_{D_1}^{\text{sat}} = 4.49$ мВт/см² и $I_{D_2}^{\text{sat}} = 2.50$ мВт/см² для ⁸⁵Rb в случае линейно поляризованного излучения [19]. При использо-

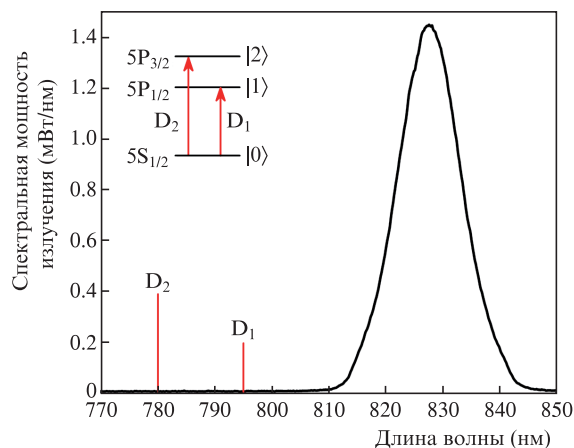


Рис.1. Спектр мощности локализуемого атомы излучения и положение линий поглощения атомов Rb.

вании непрерывного режима генерация лазера происходит преимущественно на нескольких частотных модах, формирующихся в условиях их конкуренции, и спектральная мощность излучения в области линий поглощения рубидия пренебрежимо мала.

Оценим время жизни атомов рубидия в оптическом потенциале при их взаимодействии с дополнительным резонансным бихроматическим излучением с приведёнными значениями интенсивностей. Для этого необходимо оценить скорость рассеяния атомом фотонов. Это можно сделать, определив стационарное распределение населённости атомов в трёхуровневой среде с общим основным состоянием (см. рис. 1).

Основное состояние $5S_{1/2}$ обозначим через $|0\rangle$. Возбуждённые состояния $5P_{1/2}$ и $5P_{3/2}$ – через $|1\rangle$, $|2\rangle$ соответственно. Дипольно разрешённые переходы возможны только между состояниями $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ и $|0\rangle \rightarrow |2\rangle$; переход $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ соответствует D_1 -линии рубидия с длиной волны $\lambda_{D_1} = 795$ нм, а переход $|0\rangle \rightarrow |2\rangle$ – D_2 -линии с длиной волны $\lambda_{D_2} = 780$ нм. Динамика такой системы при взаимодействии с бихроматическим полем, которое содержит две компоненты с интенсивностями I_1 и I_2 , резонансными с переходами $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ и $|0\rangle \rightarrow |2\rangle$ соответственно, может быть описана с использованием уравнений для матрицы плотности:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_{11}}{dt} &= i\Omega_1(\rho_{01} - \rho_{10}) - \Gamma_1\rho_{11}, \\ \frac{d\rho_{22}}{dt} &= i\Omega_2(\rho_{02} - \rho_{20}) - \Gamma_2\rho_{22}, \\ \frac{d\rho_{01}}{dt} &= i\Omega_1(\rho_{11} - \rho_{00}) - \frac{\Gamma_1}{2}\rho_{01}, \\ \frac{d\rho_{02}}{dt} &= i\Omega_2(\rho_{22} - \rho_{00}) - \frac{\Gamma_2}{2}\rho_{02}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\rho_{00} + \rho_{11} + \rho_{22} = 1,$$

где Ω_1 и Ω_2 – частоты Раби переходов $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ и $|0\rangle \rightarrow |2\rangle$ соответственно; $\Gamma_1 = 2\pi \cdot 5.75$ МГц и $\Gamma_2 = 2\pi \cdot 6.07$ МГц – естественные ширины возбуждённых состояний. В приведённой системе уравнений предполагается, что вероятность возбуждения атома из состояния $|0\rangle$ в состояние $|1\rangle$ ($|2\rangle$) лазерным полем на частоте атомного перехода $|0\rangle \rightarrow |2\rangle$ ($|0\rangle \rightarrow |1\rangle$) с интенсивностью I_2 (I_1) мала по сравнению с вероятностью резонансного перехода. Данное предположение выполняется при экспериментально используемых интенсивностях излучения.

В стационарном состоянии

$$\frac{d\rho_{11}}{dt} = \frac{d\rho_{22}}{dt} = \frac{d\rho_{01}}{dt} = \frac{d\rho_{02}}{dt} = 0,$$

и решением данной системы уравнений являются

$$\begin{aligned} \rho_{00} &= \frac{(1 + \frac{1}{2}s_1)(1 + \frac{1}{2}s_2)}{(1 + s_1 + s_2 + \frac{3}{4}s_1s_2)}, \\ \rho_{11} &= \frac{\frac{1}{2}s_1(1 + \frac{1}{2}s_2)}{(1 + s_1 + s_2 + \frac{3}{4}s_1s_2)}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\rho_{22} = \frac{\frac{1}{2}s_2(1 + \frac{1}{2}s_1)}{(1 + s_1 + s_2 + \frac{3}{4}s_1s_2)},$$

где

$$s_i = \frac{I_i}{I_i^{\text{sat}}} = 2\left(\frac{\Omega_i}{\Gamma_i}\right)^2$$

– параметр насыщения перехода $|0\rangle \rightarrow |i\rangle$ ($i = 1, 2$).

При интенсивностях лазерных полей, используемых в эксперименте, расчёт даёт следующие значения стационарных населённостей: $\rho_{00} \approx 0.992$, $\rho_{11} \approx 7.7 \times 10^{-3}$ и $\rho_{22} \approx 5.6 \times 10^{-5}$. Несмотря на то что дипольный момент атомного перехода, соответствующего D_1 -линии рубидия, меньше, чем D_2 -линии, существует большая часть населённости возбуждённого состояния сосредоточена на уровне $|1\rangle$ (в состоянии $5P_{1/2}$). Это объясняется тем фактом, что интенсивности резонансного излучения значительно меньше интенсивностей насыщения, а следовательно, режим поглощения остаётся линейным. При этом интенсивность излучения, взаимодействующего с переходом $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$, на несколько порядков больше интенсивности излучения, взаимодействующего с переходом $|0\rangle \rightarrow |2\rangle$ в силу близости линии D_1 к центральной частоте генерации импульсного лазера.

Искомая скорость рассеяния атомом фотонов определяется выражением $R_i^{\text{sc}} = \Gamma_i\rho_{ii}$. Поскольку при каждом акте рассеяния атом получает импульс отдачи, то скорость рассеяния фотонов определяет величину коэффициента диффузии импульса D локализованного атома [20]. В рассматриваемой трёхуровневой схеме полная величина коэффициента диффузии импульса будет определяться выражением

$$D = D_1 + D_2 = \frac{1}{2} \sum_{i=1,2} R_i^{\text{sc}} (\hbar k_i)^2, \quad (3)$$

где $\hbar k_i$ – величина импульса отдачи при рассеянии фотона с волновым числом k_i . В условиях описываемого эксперимента $D = 9.7 \times 10^{-50}$ Дж·кг/с. Величина коэффициента диффузии импульса определяет время жизни атома в оптическом потенциале, которое может быть оценено как время τ , необходимое атому с массой m для того, чтобы его энергия возросла на величину, равную глубине потенциала локализации U_0 [21]:

$$\tau = \frac{U_0 m}{D}. \quad (4)$$

В случае использования для локализации атомов импульсного лазерного излучения стационарный оптический потенциал не формируется, тем не менее для оценки его глубины можно использовать средние значения параметров интенсивности [13]. Это возможно, поскольку частота следования лазерных импульсов $f_{\text{rep}} = 80$ МГц много больше собственной частоты колебания атомов в потенциальной яме [17]. Глубина оптического потенциала, создаваемого линейно поляризованным излучением средней интенсивности I с центральной частотой ω_{las} , для атомов рубидия с частотами атомных переходов ω_{D_1} и ω_{D_2} , соответствующих D_1 - и D_2 -линиям, и частотой атомного перехода ω_0 без учёта тонкого расщепления возбуждённых уровней, может быть оценена известным выражением [7]

$$U_0 = \frac{\pi c^2 \Gamma}{\omega_0^3} \left(\frac{1}{\omega_{\text{las}} - \omega_{D_1}} + \frac{2}{\omega_{\text{las}} - \omega_{D_2}} \right) I. \quad (5)$$

При фокусировке лазерного излучения мощностью 20 мВт с центральной длиной волны $\lambda = 825$ нм в пятно радиусом 8 мкм глубина потенциала $U_0 = 1 \times 10^{-27}$ Дж = 74 мкК. Время жизни атомов в оптической дипольной ловушке, ограниченное диффузией импульса, в соответствии с выражением (4) будет составлять 1.5 мс. Столь малое время жизни обусловлено нагревом атомов за счёт спектральных компонент локализирующего поля, находящихся в резонансе с D_1 - и D_2 -линиями поглощения атома Rb. Вклады во время жизни атома D_1 - и D_2 -линий таковы: $\tau_{D_1} = 1.5$ мс и $\tau_{D_2} = 185$ мс.

3. Спектральная фильтрация излучения

Из приведённых расчётов следует, что влияние спектрального распределения импульсного излучения на время жизни атомов, локализованных в импульсной оптической дипольной ловушке, велико. Для увеличения времени жизни атомов в оптическом потенциале требуется подавить спектральные компоненты локализирующего поля на частотах поглощения атома Rb. Минимальное время жизни атомов в оптическом потенциале, которое можно измерить в условиях эксперимента, составляет ~ 100 мс. В соответствии с проведёнными расчётами, для достижения такого времени жизни необходимо уменьшить мощность излучения в спектральных компонентах, резонансных линиям рубидия, в 70 раз.

Уменьшение мощности соответствующих спектральных компонент локализирующего поля может быть достигнуто несколькими способами. Первым, наиболее простым, является использование ступенчатого спектрального фильтра. Такой подход обладает одним существенным недостатком. Действие данного фильтра основано на интерференционных эффектах, поэтому импульсное излучение малой длительности, проходя через слоистую структуру фильтра, разбивается во времени на последовательность импульсов. В этом случае говорить о создании импульсной оптической дипольной ловушки с определённой длительностью импульса не представляется возможным.

Решением проблемы спектральной фильтрации излучения является использование спектрально-селективного фильтра – ячейки с парами атомов рубидия. При прохождении лазерного излучения через оптическую ячейку с насыщенными парами рубидия происходит поглощение излучения на частотах поглощения атомов. Коэффициенты поглощения зависят от длины ячейки и её температуры, которая определяет концентрацию атомов в ячейке [22].

На рис.2 приведены спектры пропускания лазерного излучения ячейкой с парами атомов рубидия естественно-изотопического состава вблизи D_2 -линии поглощения для различных температур. Спектры пропускания получены при интенсивности лазерного излучения, меньшей интенсивности насыщения. С увеличением температуры, а следовательно, и концентрации паров атомов, коэффициент поглощения увеличивается. Таким образом, разогретая ячейка с парами атомов рубидия может быть использована в качестве нотч-фильтра [23].

При температуре ячейки свыше 70°C селективное поглощение становится столь существенным, что резонансные спектральные компоненты лазерного излучения уже не влияют на динамику атомов в ловушке, и время жизни

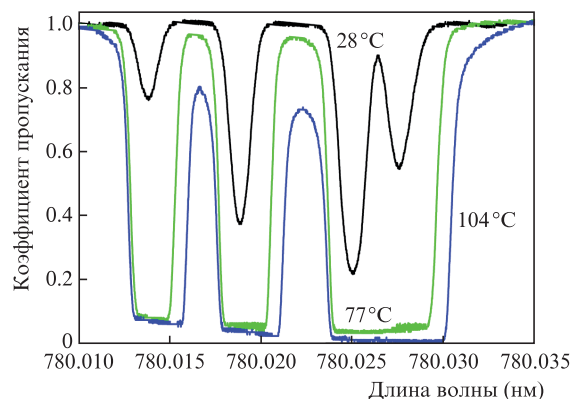


Рис.2. Спектры пропускания ячейки с насыщенными парами атомов Rb вблизи D_2 -линии поглощения при различных температурах.

атомов в оптической дипольной ловушке, образованной прошедшим через ячейку излучением, растет. Необходимо отметить, что из-за эффекта Доплера поглощение излучения происходит в широкой области спектра, что дополнительно уменьшает возможность рассеяния фотонов в крыльях линий поглощения локализованных атомов. При увеличении температуры до 200°C отдельные линии поглощения сливаются и ячейка с парами рубидия становится эффективным нотч-фильтром с полосой ~ 8 ГГц. Характер спектра поглощения вблизи D_1 -линии рубидия аналогичен приведенному на рис.2 [24].

Необходимо отметить следующие особенности использования ячейки с парами в качестве фильтрующего элемента.

Во-первых, при прохождении импульсного лазерного излучения фемтосекундной длительности через плотную поглощающую среду в наших экспериментальных условиях значительных изменений формы импульса не происходит, поскольку они возникают только в случаях, когда центральная частота излучения находится вблизи линий поглощения [25].

Во-вторых, использование ячейки с парами атомов рубидия совместно с широкополосным импульсным лазерным излучением аналогично развивающемуся в последние годы методу спектроскопии с использованием частотных оптических гребёнок [26]. В этом случае спектр изучаемого элемента исследуется по поглощению спектральных компонент оптической гребёнки, соответствующих частотам поглощения. Предложенная нами селективная частотная фильтрация импульсного излучения для создания оптического дипольного потенциала основана на предельном случае спектроскопии с использованием оптических гребёнок. В нашем подходе происходит полное поглощение спектральных компонент, соответствующих частотам возбуждения атомных переходов локализуемых атомов.

4. Экспериментальная установка

Влияние спектрально-селективной фильтрации фемтосекундного излучения на время жизни локализованных атомов исследовалось с использованием излучения с длительностью импульсов 420 фс. В оптической ловушке измерялось время жизни атомов в зависимости от параметров ячейки с парами атомов рубидия. Поглощение в ячейке регулировалось изменением её температуры.

Схема экспериментальной установки представлена на рис.3. Подробное описание формирования охлаждающих

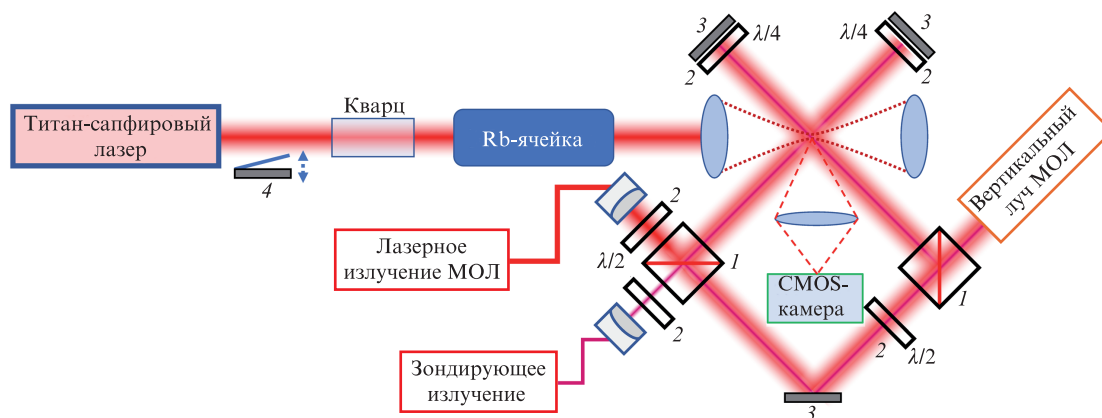


Рис.3. Схема экспериментальной установки для исследования влияния спектрально-селективной фильтрации излучения на время жизни атомов в импульсной оптической ловушке; 1 – поляризационный делитель, 2 – фазовые пластины, 3 – зеркала, 4 – механический затвор.

и зондирующих лазерных полей дано в работе [27]. Процедура измерения времени жизни атомов в оптическом потенциале аналогична использованной в работе [17].

Основой экспериментальной установки является вакуумная камера с давлением остаточных паров $\sim 7 \times 10^{-10}$ Тор. Для локализации атомов в оптической дипольной ловушке производилось их предварительное охлаждение в магнитооптической ловушке (МОЛ). Последующее субдоплеровское охлаждение атомов позволяло уменьшать температуру до 40 мК. Кинетическая энергия атомов при такой температуре сравнима с глубиной потенциальной ямы 74 мК, создаваемой импульсным лазерным излучением со средней мощностью 20 мВт, сфокусированным в область радиусом 8 мкм (средняя интенсивность $I = 9.95 \times 10^3$ Вт/см²). Импульсная оптическая дипольная ловушка формировалась титан-сапфировым лазером с длительностью импульса 50 фс и спектральной шириной излучения 15 нм (спектр излучения лазера представлен на рис.1).

Для подавления диффузии импульса, обусловленной флуктуациями дипольной силы из-за высокой пиковой интенсивности импульсного излучения [17], длительность импульса увеличивалась. Для этого излучение лазера проходило через пластину из кварцевого стекла толщиной 19.5 см. В силу дисперсии групповой скорости длительность лазерного импульса увеличивалась до ~ 420 фс. Таким образом, оптическая дипольная ловушка создавалась chirпированным лазерным излучением, спектральный состав которого определялся параметрами лазерного генератора.

После увеличения длительности импульса излучение поступало в ячейку с парами рубидия для спектрально-селективной фильтрации. Ячейка, аналогичная используемой в работах [28, 29], была изготовлена из сапфира, а окна – из YAG. Использование данных материалов позволяло разогреть ячейку до температуры 250 °С с помощью трёхсекционной печи. Температура паров определялась по температуре отростка ячейки, содержащего макроскопическое количество рубидия. Температура окон ячейки на 10 °С превышала температуру отростка, что предотвращало конденсацию рубидия на окнах. При прохождении излучения через ячейку резонансные атомам Rb спектральные компоненты излучения эффективно поглощались.

Далее лазерное излучение фокусировалось в область МОЛ. Загрузка атомов в дипольную ловушку начиналась

за 300 мс до выключения МОЛ. После загрузки атомов в оптический потенциал происходило выключение лазерного излучения и магнитного поля, формирующих МОЛ. В эксперименте определялось время жизни атомов в оптическом потенциале. Для этого измерялось количество атомов, локализованных в оптическом потенциале, в зависимости от времени их удержания. Время удержания отсчитывалось от момента выключения МОЛ до момента выключения оптической дипольной ловушки механическим затвором. Детектирование атомов в дипольной ловушке проводилось по измерению интенсивности флуоресценции атомов, возбуждаемой резонансным излучением той же пространственной конфигурации, что и излучение, используемое для создания МОЛ. Для уменьшения фонового сигнала от атомов рубидия в вакуумной камере диаметр лазерных пучков, используемых для зондирования (1.2 мм), был значительно меньше диаметров пучков МОЛ (10 мм). Магнитное поле выключалось одновременно с МОЛ и оставалось выключенным при зондировании (чтобы избежать формирования МОЛ из паров, поступающих из вакуумной камеры). Использование такой схемы зондирования позволяло проводить детектирование атомов в конфигурации оптической паточки [30], что даёт возможность увеличить время зондирования и отношение сигнал/шум. Флуоресценция атомов в ловушке регистрировалась с помощью двумерной камеры Hamamatsu ORCA-Flash (C11440).

5. Обсуждение результатов

На рис.4 представлены результаты измерения времени жизни атомов, локализованных в оптическом потенциале, сформированном импульсным излучением, в зависимости от температуры ячейки с парами атомов рубидия. Видно, что при увеличении температуры атомных паров, а следовательно, и концентрации атомов в ячейке происходит рост времени жизни атомов, локализованных в импульсной оптической ловушке. Максимальное достигнутое время жизни составляет 1.2 с, что сравнимо с временем жизни атомов в ловушке, образованной непрерывным узкополосным излучением с теми же параметрами оптического потенциала (1.4 с). Различия времён жизни атомов в импульсной оптической ловушке и ловушке непрерывного действия объясняются двумя физическими эффектами: 1) большим нагревом атомов в импульсной ловушке по сравнению с непрерывной ловушкой из-за флук-

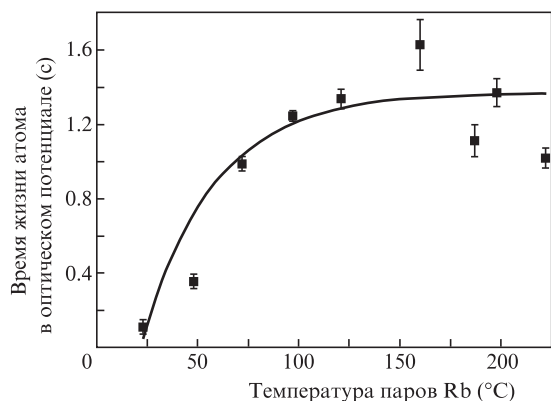


Рис.4. Зависимость времени жизни атомов, локализованных в сформированном импульсным лазерным излучением оптическом потенциале, от температуры ячейки с парами атомов рубидия.

туации дипольной силы (вследствие высокой пиковой интенсивности импульсного излучения); 2) процессами фотоассоциации, приводящими к потерям атомов в ловушке, которые в импульсной ловушке происходят с большой скоростью [17].

Отметим, что в отсутствие ячейки с парами атомов рубидия на пути распространения импульсного излучения не удалось зафиксировать локализации атомов. Это означает, что время жизни атомов в потенциале, образованном широкополосным импульсным излучением, не прошедшем селективную фильтрацию, составляет величину, много меньшую 50 мс. Данное ограничение времени связано с минимальным временем удержания атомов в оптическом потенциале, которое может быть реализовано в наших экспериментальных условиях.

6. Заключение

В настоящей работе предложен и реализован метод увеличения времени жизни атомов в импульсной дипольной ловушке фемтосекундной длительности, заключающийся в использовании селективной фильтрации спектра широкополосного импульсного излучения, формирующего оптический потенциал. Показано, что при использовании фемтосекундного излучения для локализации атомов в дипольной ловушке, даже в случае большой отстройки от атомных резонансов, спектр локализуемого поля содержит излучение на резонансных линиях поглощения атомов Rb длинах волн. Эти спектральные компоненты лазерного излучения приводят к нагреву атомов за счёт резонансного рассеяния фотонов и, как следствие, к их вылету из области локализации оптическим потенциалом.

Для осуществления спектрально-селективной фильтрации излучения было использовано резонансное поглощение лазерного излучения в плотных парах атомов Rb. Это позволило эффективно подавить спектральные компоненты излучения на резонансных атомах Rb частотах и увеличить время жизни атомов в импульсной оптической дипольной ловушке.

Использование плотных паров щелочных металлов становится всё более востребованным при управлении параметрами лазерного излучения. Отметим такие направления, как создание мощных лазерных источников на парах атомов щелочных металлов [31], исследование взаимодействия Ван-дер-Ваальса [32], когерентное пленение населённости [33], стабилизация частоты излучения ла-

зерных источников [34], а также пространственный и частотный когерентный контроль атомных состояний с помощью импульсного излучения [35, 36]. Характерной особенностью приведенных примеров является наличие оптимальных параметров по температуре используемых атомных паров. Как показано в настоящей работе, правильный подбор параметров атомных паров позволяет увеличить время локализации атомов в импульсных дипольных ловушках. Это особенно востребовано при создании систем охлаждения и локализации атомов с помощью УФ излучения.

В заключение отметим, что в случае использования импульсного излучения фемтосекундной длительности для локализации атомов в оптическом дипольном потенциале необходимо учитывать несколько факторов, приводящих к нагреву и потере локализованных атомов. Во-первых, большая спектральная ширина импульсного излучения может способствовать увеличению эффективности процессов фотоассоциации атомов в потенциале локализации [12]. Во-вторых, как было показано в работе [17], необходимо учитывать нагрев атомов, обусловленный флуктуациями дипольной силы при высокой пиковой интенсивности локализуемого излучения. В-третьих, как было продемонстрировано в настоящей работе, необходимо проводить дополнительную спектральную фильтрацию локализуемого импульсного излучения, чтобы полностью исключить спектральные компоненты, резонансные линиям поглощения локализуемых атомов. Только корректный учёт всех указанных факторов позволяет осуществить локализацию атомов в дипольной импульсной ловушке.

Исследование выполнено нами при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 18-02-00429 (экспериментальные исследования) и № 19-29-11004 (теоретический анализ нагрева атомов резонансным полем).

1. Андреев С.В., Балыкин В.И., Летохов В.С., Миногин В.Г. *Письма в ЖЭТФ*, **34**, 463 (1981) [*JETP Lett.*, **55**, 828 (1981)].
2. Chu S., Bjorkholm J.E., Ashkin A., Cable A. *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 314 (1986).
3. Bluhm R., Kostecký V.A., Russell N. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 2254 (1999).
4. Wells N., Lane I.C. *Phys. Chem. Chem. Phys.*, **13** (42) 19036 (2011).
5. Kielinski D. *Phys. Rev. A*, **73**, 063407 (2006).
6. Балыкин В.И. *УФН*, **179** (3), 297 (2009) [*Phys. Usp.*, **52** (3), 1 (2009)].
7. Grimm R., Weidemuller M., Ovchinnikov Yu.B. *At., Mol., Opt. Phys.*, **42**, 95 (2000).
8. Ahmadi M., Alves B.X.R., Baker C.J., Bertsche W., Capra A., Carruth C., Cesar C.L., Charlton M., Cohen S., Collister R., Eriksson S. *Nature*, **561**, 211 (2018).
9. Duley W.W. *UV Lasers: Effects and Applications in Materials Science* (New York: Cambridge University Press, 2005).
10. Jayich A.M., Long X., Campbell W.C. *Phys. Rev. X*, **6**, 041004 (2016).
11. Šantić N., Buhin D., Kovačić D., Krešić I., Aumiler D., Ban T. *Sci. Rep.*, **9** (1), 1 (2019).
12. Clarke R.B.M., Graf T., Riis E. *Appl. Phys. B: Lasers Opt.*, **70**, 695 (2000).
13. Shiddiq M., Ahmed E.M., et al. *Phys. Rev. A*, **77**, 045401 (2008).
14. Балыкин В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **81**, 268 (2005) [*JETP Lett.*, **81**, 209 (2005)].
15. Yanyushev D.N., Balykin V.I., Vladimirova Yu.V., Zadkov V.N. *Phys. Rev. A*, **87**, 033411 (2013).
16. Karssen L.C. *Trapping Cold Atoms with Ultrashort Laser Pulses*, Doctoral dissertation (Utrecht University, Utrecht, 2008).
17. Afanasiev A.E., Meysterson A.A., Mashko A.M., Melentiev P.N., Balykin V.I. *Appl. Phys. B*, **126**, 26 (2020).
18. Balykin V.I., Minogin V.G., Letokhov V.S. *Rep. Progr. Phys.*, **63**, 1429 (2000).
19. Steck D.A. <http://steck.us/alkalidata>.
20. Миногин В.Г., Летохов В.С. *Давление лазерного излучения на атомы* (М.: Наука, 1986, с. 222).

21. Gordon J.P., Ashkin A. *Phys. Rev. A*, **21**, 1060 (1980).
22. Alcock C.B., Itkin V.P., Horrigan M.K. *Canad. Metallurg. Quarterly*, **23** (3), 309 (1984).
23. Miles R.B., Yalin A.P., Tang Z., Zaidi S.H., Forkey J.N. *Measur. Sci. Technol.*, **12** (4), 442 (2001).
24. Zentile M.A., Keaveney J., Weller L., Whiting D.J., Adams C.S., Hughes I.G. *Comput. Phys. Commun.*, **189**, 162 (2015).
25. Багаев С.Н., Преображенская А.А., Тимофеев Н.А., Пастор А.А., Мехов И.Б., Чехонин И.А., Сердобинцев П.Ю., Егоров В.С., Чехонин М.А., Машко А.М. *Оптика и спектроскопия*, **125** (11), 635 (2018) [*Opt. Spectrosc.*, **125** (5), 667 (2018)].
26. Picqué N., Hänsch T.W. *Nature Photon.*, **13** (3), 146 (2019).
27. Афанасьев А.Е., Машко А.М., Мейстерсон А.А., Балыкин В.И. *Квантовая электроника*, **50** (3), 206 (2020) [*Quantum Electron.*, **50** (3), 206 (2020)].
28. Sarkisyan D.H., Sarkisyan A.S., Yalanusyan A.K. *Appl. Phys. B*, **66** (2), 241 (1998).
29. Афанасьев А.Е., Мелентьев П.Н., Балыкин В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **86**, 198 (2007) [*JETP Lett.*, **86** (3), 172 (2007)].
30. Lett P.D., Phillips W.D., Rolston S.L., Tanner C.E., Watts R.N., Westbrook C.I. *JOSA B*, **6** (11), 2084 (1989).
31. Пархоменко А.И., Шалагин А.М. *ЖЭТФ*, **146** (1), 31 (2014) [*JETP*, **119** (1), 24 (2014)].
32. Bloch D., Ducloy M. *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, **50**, 91 (2005).
33. Knappe S., Kitching J., et al. *Appl. Phys. B*, **74**, 217 (2002).
34. Kalatskiy A.Y., Afanasiev A.E., Melentiev P.N., Balykin V.I. *Laser Phys.*, **27**, 055703 (2017).
35. Barmes I., Witte S., Eikema K.S. *Nature Photon.*, **7** (1), 38 (2013).
36. Kim M., Kim K., Cao D., et al. *Opt. Express*, **26** (2), 1324 (2018).