

ЛАЗЕРНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ АТОМОВ ЛИТИЯ-6 В БИХРОМАТИЧЕСКОМ СВЕТОВОМ ПОЛЕ

Р. Я. Ильенков ^{a*}, О. Н. Прудников ^{a,b}, А. А. Кирпичникова ^a, А. В. Тайченачев ^{a,b},

В. И. Юдин ^{a,b}

^a Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия

^b Новосибирский государственный университет
630090, Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 2 мая 2023 г.,
после переработки 18 мая 2023 г.
Принята к публикации 18 мая 2023 г.

Проведено исследование кинетики атомов ⁶Li в бихроматическом лазерном поле, возбуждающем переходы на D2- и D1-линиях. Модель учитывает сложную реальную структуру энергетических уровней ⁶Li, в том числе зеемановское вырождение, а также неоднородную пространственную поляризацию лазерного поля. Обнаружено, что принципиальными для лазерного охлаждения атомов являются отстройка и поляризационная конфигурация компоненты светового поля резонансной D2-линии атома ⁶Li. Показана возможность охлаждения атомов ниже доплеровского предела.

Статья представлена в рамках публикации материалов конференции
«Физика ультрахолодных атомов» (ФУХА-2022), Новосибирск, декабрь 2022 г.

DOI: 10.31857/S0044451023080138
EDN:IBSKJJ

1. ВВЕДЕНИЕ

Лазерное охлаждение атомов в настоящее время используется для широкого спектра современных научных исследований: для создания современных оптических стандартов частоты [1–3], для получения конденсатов Бозе–Эйнштейна [4, 5] и вырожденных ферми-газов [6], для создания квантовых сенсоров на основе волн материи ультрахолодных атомов [7, 8]. Ультрахолодные атомы в оптических ловушках являются перспективной платформой для физической реализации квантовых вычислений [9] и квантовых симуляций и находят широкое применение как для фундаментальных исследований для измерения мировых констант, проверки ОТО, СТО и др., измерения геопотенциала, так и для прикладных задач, например, в области построения современных навигационных систем [10].

Для решения данных задач требуется развитие эффективных методов глубокого лазерного охлаждения атомов. Несмотря на то, что проблема лазерного охлаждения достаточно хорошо изучена [11–13], задача выбора оптимальных параметров и конфигураций светового поля для достижения глубокого лазерного охлаждения остается открытой для конкретных экспериментальных реализаций. В рамках квазиклассической теории [11, 12, 14–17] было установлено, что температура лазерного охлаждения в полях малой интенсивности может быть меньше доплеровского предела $T_D = \hbar\gamma/(2k_B)$, (где γ — естественная ширина линии оптического перехода, k_B — постоянная Больцмана) и составлять несколько энергий отдачи ($\hbar w_R = \hbar^2 k^2/2M$ — энергия получаемая атомом массой M в результате единичного акта поглощения или излучения фотона с волновым вектором k). Однако детальный анализ кинетики атомов, проведенный в работе [18], показал, что известная картина субдоплеровского охлаждения выполняется только для атомов с предельно малыми значениями параметра отдачи $\epsilon_R = w_R/\gamma < 0.01$. При этом для атомов с не очень малым парамет-

* E-mail: ilenkov.roman@gmail.com

ром отдачи $\epsilon_R \approx 0.01 - 0.1$ [18–20] эффекты субдоплеровского охлаждения становятся менее эффективны [18], особенно для поляризационной конфигурации поля $\sigma_+ - \sigma_-$, которую обычно используют в магнитооптических ловушках. Немаловажным также является то, что стационарное решение для импульсного распределения легких атомов не соответствует гауссовому, следовательно, не может быть описано в терминах температуры [21]. Приближенно распределение может быть охарактеризовано в рамках двухтемпературного распределения атомов, имеющих холодную и горячую фракции [22]. Среди щелочных металлов атом лития является перспективным кандидатом для исследования квантовых эффектов, возникающих при экстремально низких температурах, так как он является наиболее легким в этой группе, среди подходящих для лазерного охлаждения. Литий также идеален для работ с вырожденными бозе- [23] и ферми- [24] газами, так как он имеет стабильные изотопы как с целыми, так и с полуцелыми ядерными спинами: ${}^6\text{Li}$ ($I = 1$, 7.5%) и ${}^7\text{Li}$ ($I = 3/2$, 92.5%).

Для атомов Li сверхтонкое расщепление уровней возбужденного состояния сравнимо с их естественной шириной ($\gamma \approx 5.8$ МГц), см. рис. 1. Поэтому для лазерного охлаждения нельзя использовать замкнутый переход, поскольку вероятность выйти из цикла взаимодействия в результате спонтанных распадов высока, в отличие от атомов Cs и Rb. Это приводит к тому, что вероятности переходов, индуцированных охлаждающим лазерным полем и полем накачки, используемым для возврата атомов в цикл охлаждения, оказываются сравнимы, как и их кинетические эффекты.

Эти факторы не позволяют использовать для анализа кинетики атомов лития ранее развитые теории и модели лазерного охлаждения двухуровневого атома с вырождением уровней в монохроматическом световом поле. Анализ лазерного охлаждения атомов лития требует построения комплексной модели, учитывающей сложную реальную структуру энергетических уровней ${}^6\text{Li}$, в том числе зеемановское вырождение, а также неоднородную пространственную поляризацию компонент бихроматического светового поля. Построение такой модели позволит определить наиболее оптимальные поляризационные конфигурации и параметры бихроматического лазерного поля для достижения глубокого лазерного охлаждения. Отметим, что литий относится к атомам с недостаточно малым значением параметра $\epsilon_R = 1/80$, что, согласно работе [18], затрудняет достижения субдоплеровских температур. Также

отметим, что в экспериментах по лазерному охлаждению атомов лития не достигаются даже значения доплеровского предела, $T_D \approx 140 \mu\text{K}$ [25–27].

В настоящей работе исследуется совместное влияние компонент бихроматического светового поля на кинетику атомов. Исходя из наших предварительных оценок и исследований упрощенных моделей атома ${}^6\text{Li}$ [28], было выбрано два перехода, показанных на рис. 1 — резонансный D2-линии атома (синий) и резонансный D1-линии атома (красный). Индексы параметров компонент бихроматического светового поля будут совпадать с индексами соответствующей резонансной линии (2 для D2, 1 для D1).

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

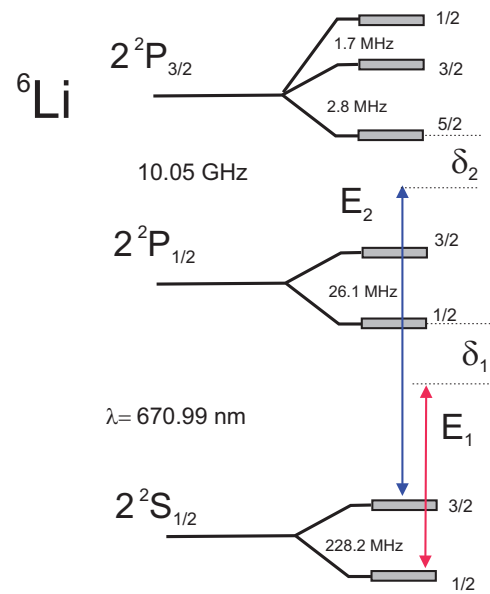


Рис. 1. Атомная структура атомов ${}^6\text{Li}$.

Рассмотрим одномерную задачу лазерного охлаждения атомов в световом поле, образованном двумя парами встречных волн вдоль оси z :

$$\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{E}_2(z)e^{-i\omega_2 t} + \mathbf{E}_1(z)e^{-i\omega_1 t} + \text{c. c.}, \quad (1)$$

где

$$\mathbf{E}_i(z) = E_{0i} (\mathbf{e}_i^+ e^{ik_i z} + \mathbf{e}_i^- e^{-ik_i z}). \quad (2)$$

Здесь i определяет компоненту светового поля, резонансную переходу D2- или D1-линии, E_{0i} — амплитуда одной световой волны одной частотной компоненты бихроматического поля, а единичные векторы \mathbf{e}_i^+ и \mathbf{e}_i^- — векторы поляризации встречных волн,

распространяющихся вдоль оси z . Поляризация векторов \mathbf{e}_i^+ и \mathbf{e}_i^- определяет пространственную поляризационную конфигурацию компоненты светового поля. Например, когда векторы \mathbf{e}_i^+ и \mathbf{e}_i^- — ортогональные линейные поляризации, формируется конфигурация поля $lin \perp lin$, а когда векторы \mathbf{e}_i^+ и \mathbf{e}_i^- — ортогональные круговые поляризации, формируется конфигурация $\sigma^+ - \sigma^-$.

Для исследования пределов лазерного охлаждения мы воспользуемся квазиклассическим подходом, основанным на решении уравнения Фоккера–Планка [14, 15, 29, 30]. Кинетическими коэффициентами уравнения Фоккера–Планка являются сила F , действующая на атом в светом поле, и коэффициент диффузии, возникающий в результате флуктуации сил в процессах излучения и поглощения фотонов поля. Коэффициент диффузии разбивается на сумму вкладов D_{sp} (спонтанной) и D_{ind} (вынужденной) диффузии. Учитываются все подуровни сверхтонкой структуры, взаимодействующие с резонансными компонентами бихроматического светового поля. Задача решается в одночастичном приближении, что позволит получить предельные значения температуры лазерного охлаждения. В квазиклассическом приближении [11, 12, 14–17] одномерная задача лазерного охлаждения атомов описывается уравнением Фоккера–Планка для функции распределения атомов в фазовом пространстве $\mathcal{F}(z, p, t)$. Мы выберем следующую форму записи уравнения Фоккера–Планка для дальнейшего анализа кинетики атомов:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \mathcal{F} + \frac{p}{M} \frac{\partial}{\partial z} \mathcal{F} = \\ = - \frac{\partial}{\partial p} F \mathcal{F} + \frac{\partial^2}{\partial p^2} D_{sp} \mathcal{F} + \frac{\partial}{\partial p} D_{ind} \frac{\partial}{\partial p} \mathcal{F}. \end{aligned} \quad (3)$$

Данный выбор обусловлен тем, что, для атомов с недостаточно малым параметром отдачи — как у атомов лития, решение уравнение Фоккера–Планка в форме записи (2) приводит к результатам наиболее близким к численным решениям, получаемым на основе квантовых подходов [18], при стандартном определении D_{ind} [15, 31]. Кинетические коэффициенты могут быть непосредственно получены путем редукции квантового кинетического уравнения для матрицы плотности атомов в рамках одночастичного приближения

$$\frac{\partial}{\partial t} \hat{\rho} = - \frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] + \hat{\Gamma} \{ \hat{\rho} \}. \quad (4)$$

Здесь \hat{H} — полный гамильтониан атома в поле и $\hat{\Gamma} \{ \hat{\rho} \}$ — оператор спонтанной релаксации, описывающий изменение внутренних и поступательных

степеней свободы матрицы плотности при спонтанном излучении фотонов поля (см., например, [11, 17, 30]). Выражения для силы и коэффициента диффузии для рассматриваемой нами модели атома учитывают взаимодействие бихроматического светового поля со всеми сверхтонкими уровнями атома лития и могут быть получены на основе ранее предложенных подходов, представленных в работах [17, 29, 31, 32].

Кинетика лазерного охлаждения атома ${}^6\text{Li}$ определяется отстройками резонансных компонент бихроматического светового поля δ_2 и δ_1 и параметрами насыщения каждого из переходов S_2, S_1 , определяющими интенсивность компонент светового поля. Отстройка δ_2 компоненты поля, резонансного D2-линии, определяется разницей между частотой резонансной компоненты поля и частотой перехода

$$2^2S_{1/2}(F = 3/2) \rightarrow 2^2P_{3/2}(F = 5/2),$$

синяя линия на рис. 1. Отстройка δ_1 компоненты поля, резонансного D1-линии, определяется разницей между частотой резонансной компоненты поля и частотой перехода

$$2^2S_{1/2}(F = 1/2) \rightarrow 2^2P_{1/2}(F = 1/2),$$

красная линия на рис. 1. Параметры насыщения переходов равны

$$S_i = \frac{|\Omega_i|^2}{4\delta_i^2 + \gamma^2}, \quad (5)$$

где Ω_i — частота Раби на каждую волну, формирующую поле резонансное соответствующему переходу:

$$\Omega_i = \gamma \sqrt{\frac{I_i}{2I_S}}. \quad (6)$$

Здесь I_i — интенсивность поля каждой из встречных волн, а $I_S \approx 2.56$ мВт/см² — интенсивность насыщения для используемых оптических переходов атомов лития [33].

Заметим, что импульсное распределение атомов в охлаждающем лазерном поле может быть существенно неравновесным [19] и потому, строго говоря, его не всегда корректно описывать в терминах температуры. Для количественной характеристики глубины лазерного охлаждения в данной работе мы будем использовать удвоенную среднюю кинетическую энергию, называя ее эффективной температурой:

$$k_B T_{eff} = \langle p^2 / (M) \rangle.$$

Удвоенная средняя кинетическая энергия количественно совпадает с температурой лазерного охлаждения для случая равновесного импульсного распределения.

3. ЛАЗЕРНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ В БИХРОМАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Лазерное охлаждение в световом поле в рамках квазиклассического приближения определяется диссипативными силами, возникающими в процессе обмена импульсом при взаимодействии с фотонами частотных компонент поля и флуктуациями. При этом выбором параметров поля можно управлять направлением кинетического процесса (нагрев/охлаждение). Напомним, что в монохроматических полях малой интенсивности направление кинетического процесса однозначно определяется знаком отстройки светового поля от частоты атомного перехода. В бихроматическом поле ситуация принципиально меняется и возникают особенности, требующие исследования. Для атомов ${}^6\text{Li}$ в бихроматическом поле сила разбивается на парциальные вклады сил от двух частотных компонент светового поля. Процессы оптической накачки различными компонентами светового поля приводят к перераспределению населенностей между подуровнями. В связи с этим весовой вклад парциальной силы одной из частотных компонент определяется другой частотной компонентой и наоборот.

Кинетику атомов в бихроматическом световом поле удобно исследовать, рассматривая влияние силы на двух скоростных масштабах — «доплеровском» ($kv \geq \gamma$) и «субдоплеровском» ($kv \ll \gamma$). Для эффективного охлаждения атомов сила на обоих масштабах была охлаждающей, так как это приводит к захвату атомов из горячей фракции и их охлаждению до предельных температур, см. рис. 2 *a*. В иных режимах будет происходить либо нагрев, либо формирования двух наиболее вероятных скоростных групп, см. рис. 2 *b*, либо квазиохлаждение, возникающее, когда сила является охлаждающей на «субдоплеровском» масштабе, но нагревающей на «доплеровском» масштабе, см. рис. 2 *c*. В режиме квазиохлаждения холодная фракция атомов возникает на короткое время, но с течением времени пропадает из-за взаимодействия холодной фракции атомов с налетающими с ускорением горячими атомами.

3.1. Охлаждение атомов на доплеровском масштабе скоростей

На рис. 3 представлены карты силы, действующей на атом, при различных соотношениях интенсивностей бихроматических компонент светового поля $\alpha_S = S_2/S_1$ в слабых полях $S_i \leq 0.1$. В

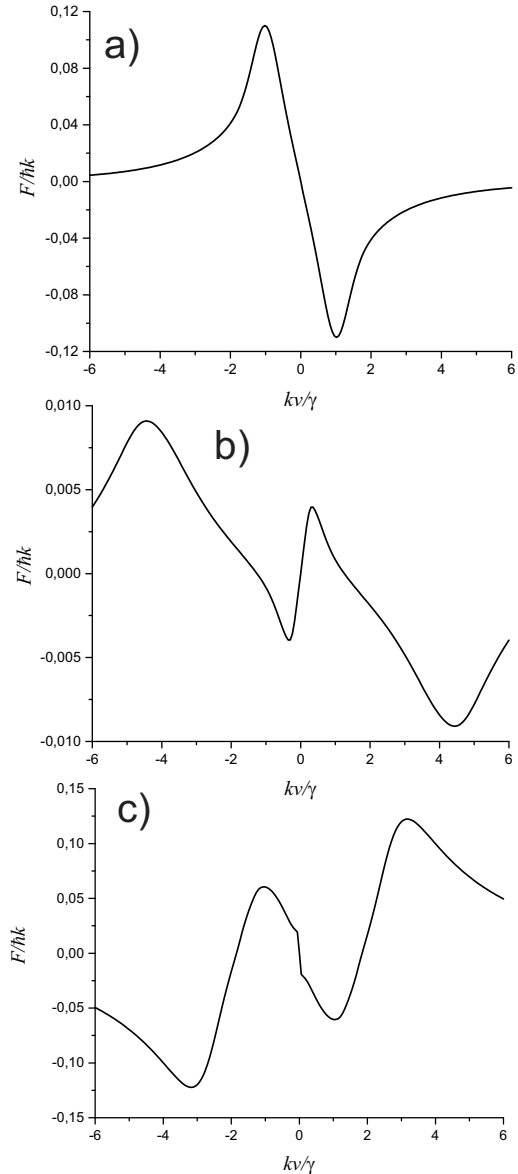


Рис. 2. Силы действующие на атом в бихроматическом световом поле. Поляризация обоих полей $\sigma^+ - \sigma^-$. *a* — Режим охлаждения. Параметры полей: $S_2 = S_1 = 0.1$, $\delta_2 = \delta_1 = -1\gamma$. *b* — Режим выделенной скорости. Параметры полей: $S_2 = 1$, $S_1 = 0.1$, $\delta_2 = 0.3\gamma$, $\delta_1 = -0.5\gamma$. *c* — Режим квазиохлаждения. Параметры полей: $S_2 = 1$, $S_1 = 0.1$, $\delta_2 = \delta_1 = 3\gamma$

качестве параметра, отображаемого на картах, выступает знак силы, действующей на быстрые атомы, $kv \geq \gamma$, зона охлаждающей силы — синяя. Обнаружено, что форма зоны лазерного охлаждения для имеющих «доплеровский» масштаб скорости атомов не зависит от соотношения интенсивностей слабых световых полей (в широком диапазоне $0.01 < \alpha_S < 100$) и от поляризаций компо-

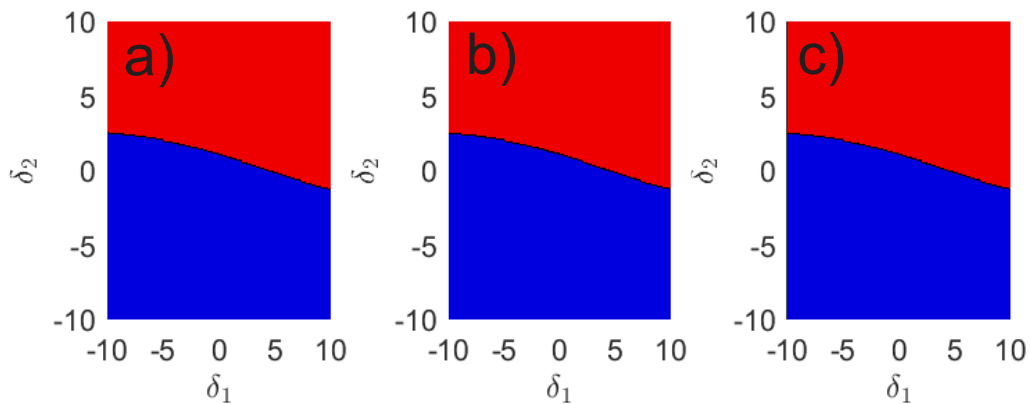


Рис. 3. Зоны лазерного охлаждения атомов ${}^6\text{Li}$ на доплеровском масштабе скоростей в бихроматическом поле (синяя — зона охлаждения, красная — зона нагрева) для различных отношений параметров насыщения охлаждающих световых полей: $a - \alpha_S = S_2/S_1 = 100$; $b - \alpha_S = S_2/S_1 = 1$; $c - \alpha_S = S_2/S_1 = 0.01$; Поляризация обоих полей $\text{lin} \perp \text{lin}$

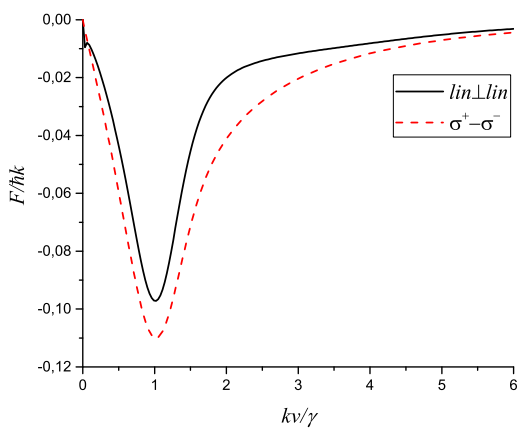


Рис. 4. Охлаждающие силы, воздействующие на атом в бихроматическом световом поле, для различных поляризационных конфигураций: черная сплошная линия — конфигурация $\text{lin} \perp \text{lin}$ обоих компонент бихроматического светового поля, красная пунктирная линия — поляризация $\sigma^+ - \sigma^-$ обоих компонент бихроматического светового поля. Параметры задачи: $S_2 = S_1 = 0.1$; $\delta_2 = \delta_1 = -1\gamma$.

нент бихроматического светового поля. При различных поляризациях компонент поля силы, действующие на горячие атомы, $kv > \gamma$, с увеличением скорости выходят на общую асимптоту, в то время как для относительно медленных атомов наблюдается их различие (см. рис. 4), особенно выраженное субдоплеровским наклоном силы около нулевых значений скорости для $\text{lin} \perp \text{lin}$ поляризационной конфигурации обоих полей.

3.2. Охлаждение атомов на субдоплеровском масштабе скоростей

Карты сил, действующих на медленные атомы, приведены на рис. 5. В этом случае наблюдается более сложная зональная структура, зависящая как от поляризации, так и от соотношения интенсивностей слабых световых полей. Для поляризационной конфигурации $\text{lin} \perp \text{lin}$ компонент бихроматического поля при различных параметрах α_S наблюдается достаточно простая форма зоны — для охлаждения принципиальна красная отстройка компоненты поля, резонансного D2-линии, что нарушается только в случае очень слабого поля ($\alpha_S = 0.01$), резонансного D2-линии вместе с большими по модулю отстройками по полю, резонансному D1-линии ($|\delta_1| \approx 10\gamma$). В случае поляризационной конфигурации $\sigma^+ - \sigma^-$ компонент бихроматического светового поля наблюдается сложная форма области охлаждающей силы, которая заметно меняется в зависимости от соотношения интенсивностей компонент бихроматического светового поля. Однако все равно можно выделить зону охлаждающей силы, которая оказывается универсально охлаждающей при изменении соотношения интенсивностей светового поля, это зона с красной, небольшой $|\delta_2| < 5\gamma$, отстройкой по полю, резонансному D2-линии.

3.3. Пределы лазерного охлаждения в бихроматическом поле

Как говорилось ранее, для достижения глубокого лазерного охлаждения атомов необходимо подбирать параметры бихроматического поля так, чтобы как на «доплеровском», так и «субдоплеровском»

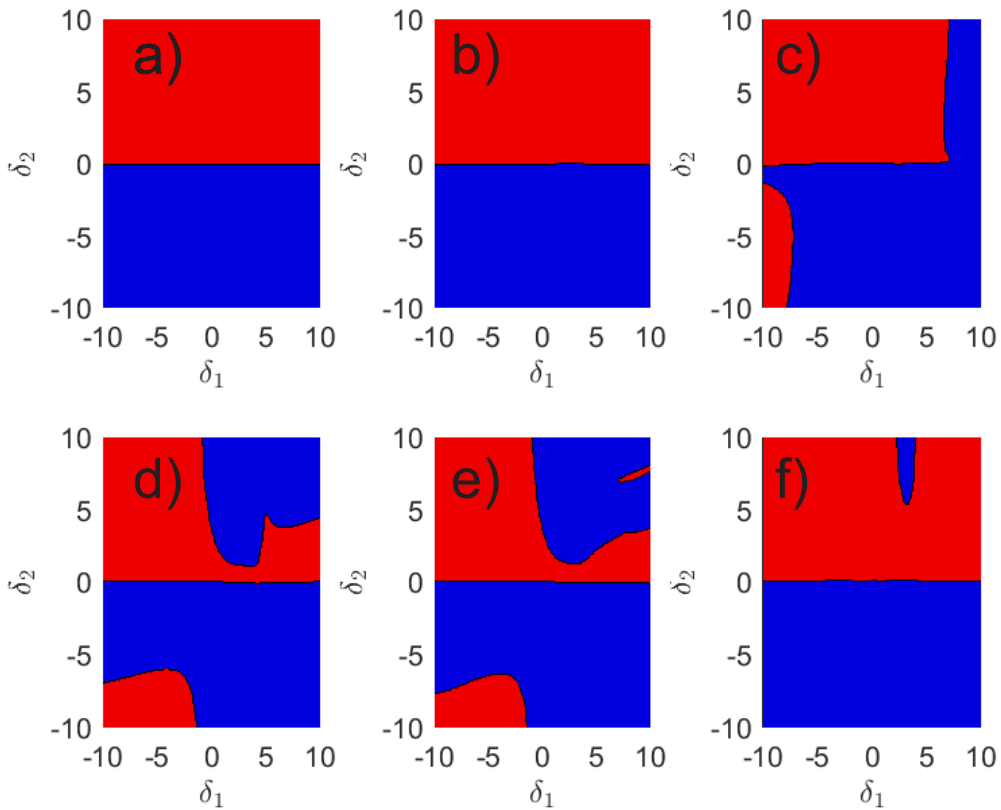


Рис. 5. Зоны лазерного охлаждения атомов ${}^6\text{Li}$ на субдоплеровском масштабе скоростей в бихроматическом поле (синяя — зона охлаждения, красная — зона нагрева) для различных отношений параметров насыщения охлаждающих световых полей: *a* — $\alpha_S = S_2/S_1 = 100$, поляризация обоих полей $\text{lin} \perp \text{lin}$; *b* — $\alpha_S = S_2/S_1 = 1$, поляризация обоих полей $\text{lin} \perp \text{lin}$; *c* — $\alpha_S = S_2/S_1 = 0.01$, поляризация обоих полей $\text{lin} \perp \text{lin}$; *d* — $\alpha_S = S_2/S_1 = 100$, поляризация обоих полей $\sigma^+ - \sigma^-$; *e* — $\alpha_S = S_2/S_1 = 1$, поляризация обоих полей $\sigma^+ - \sigma^-$; *f* — $\alpha_S = S_2/S_1 = 0.01$, поляризация обоих полей $\sigma^+ - \sigma^-$

масштабах силы приводили к охлаждению. Границы зоны глубокого охлаждения можно определить по компоненте резонансной D2-линии, красная отстройка, $|\delta_2| < 5\gamma$, и по компоненте резонансной D1-линии, не слишком большая отстройка, $|\delta_1| < 10\gamma$, вне зависимости от знака.

Было проведено детальное исследование эффективных температур ансамбля атомов лития в бихроматическом световом поле исходя из определенных описанным выше способом границ. Отметим, что все графики эффективной температуры, представленные в статье, будут иметь единый температурный масштаб, ограниченный сверху четырьмя доплеровскими пределами, $T_{limit} = 4T_D$, где $k_b T_D = \hbar\gamma/2$, что приводит к исчезновению видимого цветового градиента (темно-красный), для атомов, имеющих большую эффективную температу-

ру. Область положительных отстроек по полю, резонансному D2-линии, не строилась, так как в ней не реализуется режим глубокого лазерного охлаждения, что ясно из показанных ранее карт сил. Это можно проиллюстрировать типичным графиком силы, действующей на атом при синих отстройках поля, резонансного D2-линии, см. рис. 6 *a*. Общая сила (черная сплошная линия) оказывается нагревающей, при этом основной вклад в процесс охлаждения вносит сила, создаваемая полем, резонансным D2-линии (синяя штриховая линия), и это справедливо в очень широких пределах соотношения интенсивностей светового поля $0.01 < \alpha_S < 100$. В свою очередь, знак силы, создаваемой полем, резонансным D1-линии, может меняться в зависимости от отстройки резонансного поля.

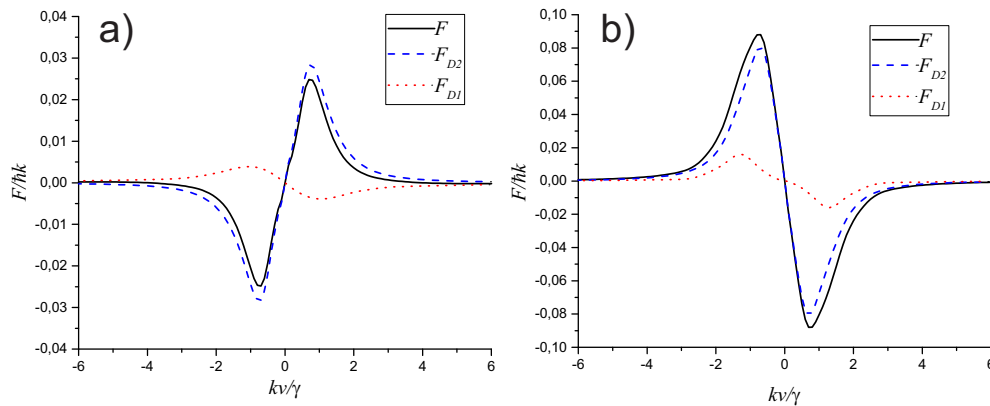


Рис. 6. Силы, действующие на атом в бихроматическом поле: черная сплошная линия — общая сила, синяя штриховая — сила от поля, резонансного D2-линии, красная пунктирная — сила от поля, резонансного D1-линии, при различных отстройках компонент бихроматического поля. *a* — Нагревающая сила; параметры полей: поляризации компонент $lin \perp lin$, $S_2 = S_1 = 0.1$, $\delta_2 = 0.5\gamma$, $\delta_1 = 2\gamma$. *b* — Охлаждающая сила; параметры полей: поляризации компонент $lin \perp lin$, $S_2 = S_1 = 0.1$, $\delta_2 = -0.5\gamma$, $\delta_1 = 2.5\gamma$

Карты температур лазерного охлаждения в бихроматическом световом поле представлены на рис. 7. Компоненты бихроматического светового поля, резонансные D2- и D1-линиями, имеют одинаковые поляризации; исследуется зависимость эффективной температуры от отстроек компонент бихроматического светового поля. Полученные температурные распределения подтверждают выводы, сделанные на основании анализа карт скорости. Обнаружено охлаждение в широком диапазоне отстроек по полю, резонансному D1-линии ($-10\gamma < \delta_1 < 5\gamma$). Следовательно, даже в режиме стоячих волн основным охлаждающим полем является поле, резонансное D2-линии, а поле, резонансное D1-линии, играет, в основном, роль в перекачке атомов и возвращении их в цикл лазерного охлаждения. При этом минимальные температуры, ниже доплеровского предела, достигаются в полях с поляризационной конфигурацией $lin \perp lin$, рис. 7 *b*, в широком диапазоне отстроек компоненты светового поля, резонансного D1-линии. В этой области силы от обоих полей оказываются охлаждающими и совместно вносят вклад в кинетику лазерного охлаждения атомов (см. рис. 6 *b*). Граница области параметров, определяющая доплеровский предел, отмечена на графике пурпурными цифрами 0.5, при этом обнаружена область охлаждения ниже доплеровского предела. Импульсное распределение атомов в области с минимальной эффективной температурой представлено на рис. 8, как и ожидалось, оно оказалось неравновесным. Полученное распределение хорошо аппроксимируется двухтемпературным распре-

лением (фиолетовая штрих-пунктирная линия на рис. 8) со следующими параметрами: температура «горячей» фракции $T_H \simeq 0.4 \hbar\gamma/k_B \simeq 115 \mu K$ (доля атомов $\simeq 94\%$), температура «холодной фракции» $T_C \simeq 0.02 \hbar\gamma/k_B \simeq 6 \mu K$ (доля атомов $\simeq 6\%$). Особенно отметим, что температура даже «горячей фракции» оказывается ниже доплеровского предела.

Использование бихроматического светового поля, имеющего поляризационную конфигурацию $\sigma^+ - \sigma^-$ обеих компонент, также приводит к лазерному охлаждению, однако минимальные достижимые температуры для такой поляризационной конфигурации оказываются в два раза выше доплеровского предела, что хорошо видно на графике рис. 7 *b*. При этом на выбор правильной отстройки световых полей для достижения минимальных температур накладываются более жесткие ограничения, так как имеются две ярко выраженные области лазерного охлаждения. Для обеих областей отстройка по полю, резонансному D2-линии, оказывается одинаковой, $\delta_2 \approx -0.5\gamma$, а отстройка по полю, резонансному D1-линии, может быть либо далекой красной, $\delta_1 \approx -10\gamma$, либо синей, $\delta_1 \approx 3\gamma$.

Температура атомов в интенсивных охлаждающих полях ($S_2 = S_1 = 1$) показана на рис. 9. В сильных полях конфигурации $lin \perp lin$ достигаются температуры, близкие к доплеровскому пределу, тогда как охлаждение в поле конфигурации $\sigma^+ - \sigma^-$ дает предельные температуры атомов, заведомо (в три и более раза) более высокие, см. рис. 9 *a*, по сравнению с поляризационной конфигурацией

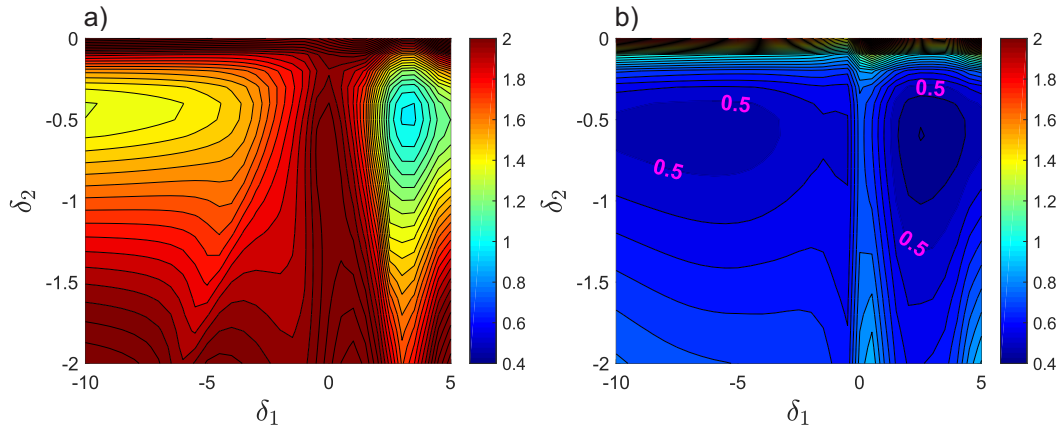


Рис. 7. Величина $k_B T_{eff} = \langle p^2/M \rangle$ в единицах $\hbar\gamma$ для различных поляризационных конфигураций охлаждающих световых полей: *a* — поляризация $\sigma^+ - \sigma^-$ для обеих компонент бихроматического поля; *b* — поляризация $lin \perp lin$ для обеих компонент бихроматического поля; параметры задачи: $S_2 = 0.1, S_1 = 0.1$

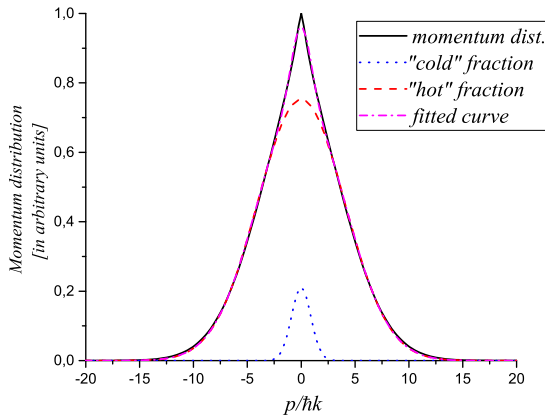


Рис. 8. Импульсное распределение атомов в режиме глубокого охлаждения (черная сплошная линия); его аппроксимация двухтемпературным распределением (фиолетовая штрих-пунктирная линия); импульсное распределение горячей (красная штриховая линия) и холодной (синяя пунктирная линия) фракций атомов. Параметры задачи: поляризации обоих полей $lin \perp lin$, $S_2 = S_1 = 0.1$, $\delta_2 = -0.6\gamma$, $\delta_1 = 2.5\gamma$

$lin \perp lin$ обеих компонент. Дополнительно отметим, что область наиболее низких температур значительно сдвигается по отстройке светового поля, резонансного D1-линии, по сравнению с охлаждением в поле слабых световых полей и практически не меняется по отстройке компоненты светового поля, резонансного D2-линии. Вне зависимости от поляризации область оптимальных отстроек оказывается около красных отстроек для обоих световых полей $\delta_2 = -0.5\gamma$, $\delta_1 = -0.5\gamma - 1\gamma$. Исходя из проведен-

ных исследований можно сказать, что для достижения минимальных температур лазерного охлаждения атомов лития необходимо выбрать отстройку поля, резонансного D2-линии, равной $\delta_2 = -0.5\gamma$, и просканировать отстройку поля, резонансного D1-линии, так как отличие температуры при оптимальном выборе отстройки компоненты поля, резонансного D1-линии, от неоптимальной может составлять до нескольких раз.

Отдельное внимание было уделено исследованию пределов лазерного охлаждения атомов лития в бихроматическом световом поле в зависимости от интенсивности частотных компонент поля при различных комбинациях поляризационных конфигураций световых полей, резонансных D2- и D1-линиями. Результаты приведены на рис. 10.

Таким образом, показано следующее.

1) В полях конфигурации $lin \perp lin$ для обеих компонент светового поля достижимо лазерное охлаждение ниже доплеровского предела, рис. 10 *d*. Предельные температуры, достижимые в полях конфигурации $lin \perp lin$, оказываются более чем в два раза ниже, чем минимальные температуры, достижимые в полях конфигурации $\sigma^+ \sigma^-$, рис. 10 *a*, что является стандартной полевой конфигурацией для экспериментов по лазерному охлаждению ввиду необходимости захвата атомов в магнито-оптическую ловушку. Этот результат подтверждает наш более ранний анализ упрощенной схемы лазерного охлаждения атомов ${}^6\text{Li}$, где исследовалась только охлаждение на D2-линии [28].

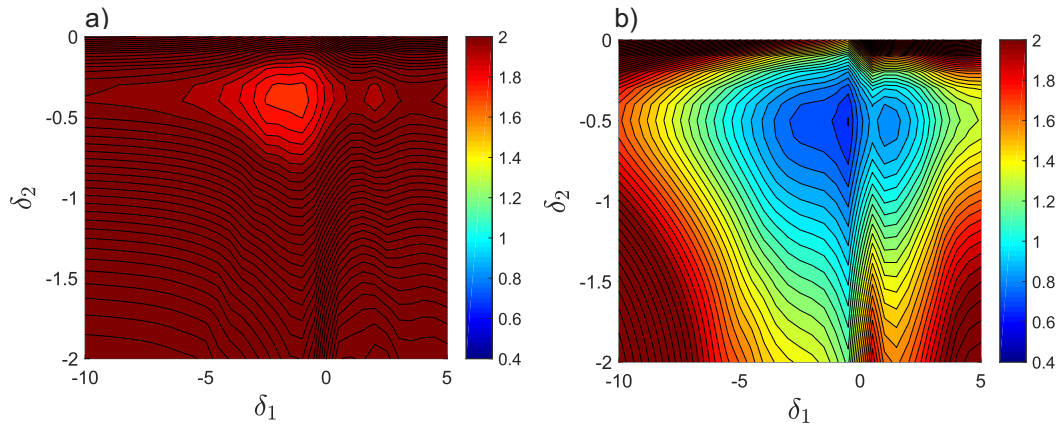


Рис. 9. Величина $k_B T_{eff} = \langle p^2/M \rangle$ в единицах $\hbar\gamma$ для различных поляризационных конфигураций интенсивных охлаждающих световых полей: *a* — поляризация $\sigma^+ - \sigma^-$ для обеих компонент бихроматического поля; *b* — поляризация $lin \perp lin$ для обеих компонент бихроматического поля; параметры задачи: $S_2 = 1, S_1 = 1$

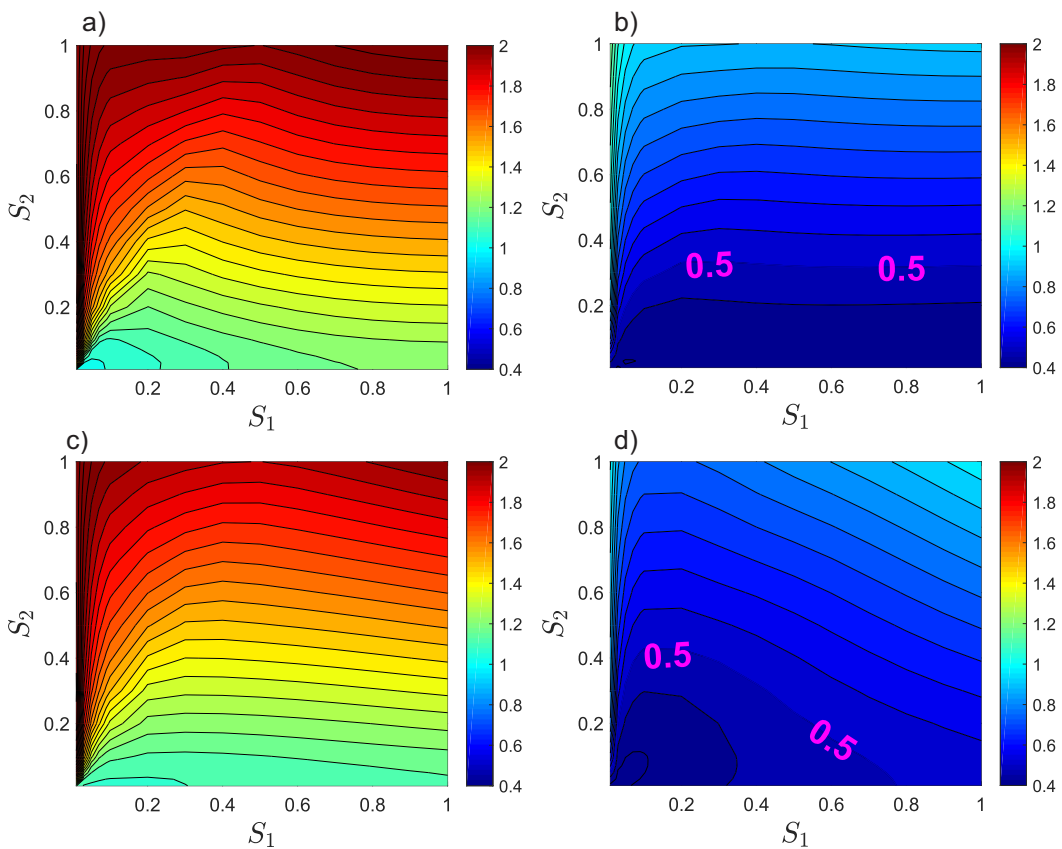


Рис. 10. Величина $k_B T_{eff} = \langle p^2/M \rangle$ в единицах $\hbar\gamma$ для различных поляризационных конфигураций охлаждающих световых полей: *a* — $\sigma^+ - \sigma^-$ как для поля, резонансного D2-линии, так и для поля, резонансного D1-линии; *b* — $lin \perp lin$ для поля, резонансного D2-линии, $\sigma^+ - \sigma^-$ для поля, резонансного D1-линии; *c* — $\sigma^+ - \sigma^-$ для поля, резонансного D2-линии, $lin \perp lin$ для поля, резонансного D1-линии; *d* — $lin \perp lin$ как для поля, резонансного D2-линии, так и для поля, резонансного D1-линии. Параметры задачи: $\delta_2 = -0.6\gamma, \delta_1 = 2.5\gamma$

2) Для достижения минимальной температуры лазерного охлаждения атомов ${}^6\text{Li}$ принципиально важна поляризационная $lin \perp lin$ конфигурация поля, резонансного D2-линии, рис. 10 *b, d*.

При этом оптимальное соотношение параметров насыщения оказывается равным $S_2/S_1 = 0.05/0.05$, см. рис. 10 *d*. Поляризационная конфигурация поля, резонансного D1-линии, определяет форму оптимальной области охлаждения, но практически не влияет на минимально достижимую температуру, см. рис. 10 *b*.

3) При $\sigma^+\sigma^-$ поляризационной конфигурации поля, резонансного D2-линии, рис. 10 *a, c*, доплеровский предел не достигается, вне зависимости от поляризационной конфигурации поля, резонансного D1-линии, предельно достижимые температуры оказываются в два раза выше доплеровского предела.

4) Существует конфигурация, позволяющая одновременно достигнуть глубокого лазерного охлаждения ниже доплеровского предела (поляризационная конфигурация $lin \perp lin$ поля, резонансного D2-линии), и создать магнито-оптическую ловушку для атомов (поляризационная конфигурация $\sigma^+ - \sigma^-$ поля, резонансного D1-линии), рис. 10 *b*.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе было проведено теоретическое исследование кинетики атомов ${}^6\text{Li}$ в бихроматическом световом поле для различных параметров охлаждающих световых полей, при этом было установлено следующее.

1) На доплеровском масштабе скорости $kv > \gamma$ зоны охлаждения в слабом поле не зависят от соотношения интенсивностей и поляризаций компонент светового поля.

2) Для эффективного лазерного охлаждения атомов ${}^6\text{Li}$ необходимо, чтобы сила, действующая на атом, была возвращающей как на доплеровском, так и на субдоплеровском масштабах. Границы зоны глубокого охлаждения можно определить по компоненте резонансной D2-линии, красная отстройка, $|\delta_2| < 5\gamma$, и по компоненте резонансной D1-линии, не слишком большая отстройка, $|\delta_1| < 10\gamma$.

3) Оптимальная отстройка полю, резонансному D2-линии, равна $\delta_2 \approx -0.5\gamma$; оптимальная отстройка по полю, резонансному D1-линии, зависит от поляризации и интенсивности компонент бихроматического светового поля.

4) Для достижения и преодоления доплеровского предела лазерного охлаждения атомов ${}^6\text{Li}$ $k_b T_{eff} = 0.5\hbar\gamma$ принципиальным является выбор поляризационной конфигурации $\sigma^+\sigma^-$ поля, резонансного D2-линии; для поляризационной конфигурации $\sigma^+ - \sigma^-$ температуры оказываются, как минимум, в два раза выше доплеровского предела.

5) Стационарное распределение атомов при выборе оптимальных параметров отстройки и поляризации компонент светового поля оказывается неравновесным и хорошо аппроксимируется двухтемпературным распределением. При этом даже температура основной (>90%) «горячей» фракции атомов оказывается ниже доплеровского предела, $k_b T_{eff} \simeq 0.4\hbar\gamma$, а на «холодную» фракцию, $k_b T_{eff} \simeq 0.02\hbar\gamma$, приходится небольшая доля атомов (<10%). Задача поиска поляризационных конфигураций и параметров компонент бихроматического светового поля, при которых средняя температура ансамбля атомов будет выше, но будет достигнута принципиально большая доля ультра-холодных атомов, требует отдельного исследования.

6) Для одновременного глубокого лазерного охлаждения и захвата атомов предлагается использовать комбинированную схему — поле, резонансное D2-линии, имеет поляризацию $lin \perp lin$, а поле, резонансное D1-линии, имеет поляризацию $\sigma^+\sigma^-$ — для создания магнито-оптической ловушки, для захвата и удержания атомов. Однако детальное определение конкретных параметров данной магнито-оптической ловушки требует дополнительных исследований.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект №23-12-00182). Работа О.Н.П. (развитие численного подхода для лазерного охлаждения в бихроматическом поле) выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект №23-22-00198).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. D. Ludlow, M. M. Boyd, J. Ye, E. Peik, and P. O. Schmidt, *Rev. Mod. Phys.* **87**, 637 (2015).
2. A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, and S. N. Bagaev, *Phys. Usp.* **59**, 184 (2016).
3. G. E. Marti, R. B. Hutson, A. Goban, S. L. Campbell, N. Poli, and J. Ye, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 103201 (2018).

4. E. A. Cornell and C. E. Wieman, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 875 (2002).
5. W. Ketterle, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1131 (2002).
6. A. V. Turlapov, *JETP Lett.* **95**, 96 (2012).
7. K. Bongs, M. Holynski, J. Vovrosh et al., *Nat. Rev. Phys.* **1**, 731 (2019).
8. H. B. Dang, A. C. Maloof, and M. V. Romalis, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 151110 (2010).
9. I. I. Ryabtsev, N. N. Kolachevsky, and A. V. Taichenachev, *Quantum Electron.* **51**, 463 (2021).
10. Н. Н. Колачевский, К. Ю. Хабарова, И. В. Заливако, И. А. Семерилов, А. С. Борисенко, И. В. Шерстов, С. Н. Багаев, А. А. Луговой, О. Н. Прудников, А. В. Тайченачев, С. В. Чепуров, *Ракетно-космическое приборостроение и информационные системы* **5**, 13 (2018).
11. V. G. Minogin and V. S. Letokhov, *Laser Light Pressure on Atoms*, Gordon and Breach Science Publishers, New York (1987).
12. A. P. Kazantsev, G. I. Surdutovich, and V. P. Yakovlev, *Mechanical Action of Light on Atoms*, World Scientific, Singapore (1990).
13. H. J. Metcalf and P. Van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer Science and Business Media (1990).
14. J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **18**, 1661 (1985).
15. J. Javanainen, *Phys. Rev. A* **44**, 5857 (1991).
16. J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2023 (1989).
17. О. Н. Прудников, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, *ЖЭТФ* **115**, 791 (1999).
18. А. А. Кирпичникова, О. Н. Прудников, Р. Я. П'енков, А. В. Таichenachev, and V. I. Yudin, *Quantum Electron.* **50**, 939 (2020).
19. M. Riedmann, H. Kelkar, T. Wubbena, A. Pape, A. Kulosa, K. Zipfel, D. Fim, S. Ruhmann, J. Friebe, W. Ertmer, and E. Rasel, *Phys. Rev. A* **86**, 043416 (2012).
20. R. Hobson, W. Bowden, A. Vianello, I. R. Hill, and P. Gill, *Phys. Rev. A*, **101**, 013420 (2020).
21. О. Н. Прудников, А. В. Таichenachev, and V. I. Yudin, *JETP Letters*, **102**, 576 (2015).
22. E. Kalganova, O. Prudnikov, G. Vishnyakova, A. Golovizin, D. Tregubov, D. Sukachev, K. Khabarova, V. Sorokin, and N. Kolachevsky, *Phys. Rev. A* **96**, 033418 (2017).
23. Л. П. Питаевский, *УФН* **168**, 64 (1998).
24. M. Yu. Kagan and A. V. Turlapov., *Phys. Usp.* **62**, 215 (2019).
25. Zh. Lin, K. Shimizu, M. Zhan, F. Shimizu, H. Takuma, *Jap. J. of Appl. Phys.* **30**, 1324 (1991).
26. A. Burchianti, G. Valtolina, J. A. Seman, E. Pace, M. De Pas, M. Inguscio, M. Zaccanti, and G. Roati, *Phys. Rev. A* **90**, 043408 (2014).
27. R. Grimm, A. Mosk, S. Jochim, H. Moritz, Th. Elsässer, and M. Weidemüller, *Opt. Lett.* **26**, 1837 (2001).
28. Р. Я. П'енков, А. А. Кирпичникова, and О. Н. Прудников, *Quantum Electron.* **52**, 137 (2022).
29. S. M. Yoo and J. Javanainen, *Phys. Rev. A* **45**, 3071 (1992).
30. О. Н. Прудников, А. В. Таichenachev, А. М. Тумаикин, and V. I. Yudin, *JETP* **98**, 438 (2004).
31. А. В. Безвербный, О. Н. Прудников, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, *ЖЭТФ* **123**, 437 (2003).
32. S. Chang and V. Minogin, *Phys. Rep.* **365**, 65 (2002).
33. C. S. Adams and E. Riis, *Progr. in Quantum Electron.* **21**, 1 (1997).