ЖЭТФ, 2024, том 166, вып. 4 (10), стр. 517–526

ДВУХТЕМПЕРАТУРНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АТОМОВ В УСЛОВИЯХ СУБДОПЛЕРОВСКОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

А. А. Кирпичникова, Р. Я. Ильенков, О. Н. Прудников [*]

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

Поступила в редакцию 3 апреля 2024 г.,
после переработки 8 мая 2024 г.
Принята к публикации 8 мая 2024 г.

Рассматривается задача субдоплеровоского лазерного охлаждения атомов в условиях «оптической патоки» в полях, образованных встречными волнами с различными поляризационными конфигурациями, с полным учетом квантовых эффектов отдачи. Показано, что распределение холодных атомов не является равновесным, но тем не менее может быть аппроксимировано двумя гауссовыми функциями и, соответственно, охарактеризовано температурами «холодной» и «горячей» фракций. Проведен детальный анализ долей атомов во фракциях и их температур в зависимости от параметров световых полей. На основе полученных результатов можно ввести понятие средневзвешенной температуры, которая находится в соответствии со средней кинетической энергией атомов.

Статья представлена в рамках публикации материалов конференции «Физика ультрахолодных атомов» (ФУХА-2023), Новосибирск, декабрь 2023 г.

DOI: 10.31857/S0044451024100080

1. ВВЕДЕНИЕ

Лазерное охлаждение атомов является базовым инструментом современной квантовой физики и способствует развитию множества направлений, имеющих фундаментальные и практические применения. Среди основных можно выделить такие, как создание современных прецизионных стандартов частоты [1–4], развитие нового направления атомных сенсоров на основе интерференции волн материи [5–7], квантовых вычислений [8, 9] и квантовых коммуникаций [10]. Последующее применение методов испарительного охлаждения позволяет достичь сверхнизких температур, при которых проявляются квантовые свойства бозе- и ферми- конденсатов, что представляет отдельный интерес для исследований [11, 12].

С классической точки зрения действие света на атомы описывается в рамках сил, имеющих природу радиационного светового давления на движущиеся атомы, а также вынужденных дипольных сил, возникающих в результате переизлучения фотонов поля атомами между различными пространственными модами поля [13–15]. При этом «квантовый» характер взаимодействия атомов с фотонами поля в рамках квазиклассического подхода описывается флуктуацией сил, действующих на атом, что позволяет описать кинетику атомов как в рамках уравнения Фоккера – Планка [16, 17] для функции распределения атомов в фазовом пространстве, так и в эквивалентном ему подходе на основе стохастических уравнений движения отдельных атомов — уравнений Ланжевена [18, 19].

Альтернативой квазиклассическим подходам является развитый нами полностью квантовый подход, позволяющий решить задачу лазерного охлаждения атомов в рамках квантового кинетического уравнения для атомной матрицы плотности [20–23]. Представленный подход позволяет получить стационарное численное решение квантового кинетического уравнения для атомной матрицы плотности, содержащее полную информацию как о внутренних, так и о поступательных степенях свободы атома в лазерном поле. При этом анализ задачи в рамках квантового подхода позволяет выявить особенности, связанные с наличием конечного параметра отда-

[*] E-mail: oleg.nsu@gmail.com

чи атомов при взаимодействии с фотонами поля, $\varepsilon_R = E_k/\hbar\gamma$ ($E_k = \hbar\omega_R$ — кинетическая энергия, получаемая неподвижным атомом при взаимодействии с фотоном поля, ω_R — частота отдачи, γ — естественная ширина линии атомного перехода), в отличие от квазиклассического подхода, где данный параметр считается предельно малым, $\varepsilon_R \ll 1$.

Учет влияния квантовых эффектов отдачи, дискретности импульса и энергии, передаваемых атому при взаимодействии с фотонами поля, является наиболее актуальным как для лазерного охлаждения с использованием узких оптических переходов [24], так и для охлаждения атомов, характеризующихся недостаточно малым параметром ε_R [25]. В частности, представленный квантовый подход позволил сравнить эффективность субдоплеровского лазерного охлаждения атомов в полях с пространственно-неоднородной поляризацией, образованных встречными волнами с противоположными круговыми поляризациями (σ_+–σ_--конфигурация поля), или ортогональными линейными поляризациями ($lin \perp lin$-конфигурация) [26]. При этом показано, что функция распределения холодных атомов по импульсам является существенно неравновесной и, строго говоря, не может быть описана в терминах температуры. Поэтому в рамках теоретических подходов для описания лазерного охлаждения мы пользовались средней кинетической энергией атомов, которую можно представить в температурных единицах. Экспериментально же температуру холодных атомов получают, аппроксимируя импульсное распределение гауссовой функцией, и результат может зависеть от способов аппроксимации. Так, например, в работе [27] кроме узкой составляющей импульсного распределения, характеризуемой субдоплеровской температурой, было показано наличие и более широкой составляющей, которая выглядит как «подложка». Однако ее ширина оказывается сравнима с температурой доплеровского предела, что в целом соответствует двухтемпературному распределению холодных атомов.

В данной работе в рамках развитого нами квантового подхода [22] мы проводим детальный анализ неравновесного распределения атомов в задаче субдоплеровского лазерного охлаждения в условиях «оптической патоки» с полным учетом квантовых эффектов отдачи. Такая задача также может быть применима как приближение для описания лазерного охлаждения атомов в магнитооптической ловушке (МОЛ), поскольку атомы охлаждаются в центре МОЛ, где магнитное поле равно нулю. Обнаружено, что температуры «холодной» и «горячей» фракций атомов и их долей зависят не только от параметров используемого поля, но также от выбранной конфигурации световых полей и от параметра отдачи ε_R. Представленные результаты позволяют судить о режимах охлаждения, в которых проявляется существенно двухтемпературное распределение атомов, и позволяют описать условия максимизации доли атомов в «холодной» фракции, что представляет отдельный интерес для создания источника холодных атомов.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Ансамбль атомов малой плотности с пренебрежимым межатомным взаимодействием охлаждается в монохроматическом поле, резонансном замкнутому оптическому переходу $F_g \to F_e$, где F_g и F_e — полные угловые моменты основного (g) и возбужденного (e) состояний. Рассмотрим конфигурации монохроматического поля, образованные встречными волнами равной интенсивности:

$$\mathbf{E}(z,t) = E_0(\mathbf{e}_1 e^{ikz} + \mathbf{e}_2 e^{-ikz})e^{-i\omega t} + \text{c.c.}, \qquad (1)$$

где E_0 — комплексная амплитуда световых волн; ω — частота поля; $k = \omega/c$ — волновой вектор. Поляризации $\mathbf{e}_1$ и $\mathbf{e}_2$ встречных волн в декартовом базисе $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ выражаются через компоненты векторов $\mathbf{e}_{0,\pm1}$ в циклическом базисе:

$$\mathbf{e}_n = \sum_{\sigma=0,\pm1} e_n^\sigma \mathbf{e}_\sigma, \; n = 1, 2. \qquad (2)$$

Здесь $\mathbf{e}_\sigma$ — единичные векторы циркулярного базиса: $\mathbf{e}_{\pm1} = \mp(\mathbf{e}_x \pm \mathbf{e}_y)/\sqrt{2}$, $\mathbf{e}_0 = \mathbf{e}_z$. В данной работе мы будем рассматривать наиболее распространенные конфигурации световых полей, образованных встречными волнами с ортогональными поляризациями, в которых могут проявляться субдоплеровские механизмы лазерного охлаждения [28]:

1) $lin \perp lin$-конфигурация светового поля с $\mathbf{e}_1 = \mathbf{e}_x$, образованная парой встречных волн с ортогональными линейными поляризациями,

2) σ_+–σ_--конфигурация светового поля с $\mathbf{e}_1 = \mathbf{e}_+$ и $\mathbf{e}_2 = \mathbf{e}_-$, образованная парой встречных волн с круговыми поляризациями.

Особенностью означенных конфигураций является то, что пространственная зависимость вектора поляризации (1) определяется только одним параметром светового поля. Так, для поля $lin \perp lin$-конфигурации только эллиптичность светового поля зависит от координаты, периодически изменяя поляризацию с круговой на линейную и обратно при смещении по оси z. В случае $\sigma_+ - \sigma_-$-конфигурации поляризация светового поля в каждой точке линейная, но угол наклона оси периодически изменяется вдоль оси z (см., например, работы [28, 29]).

Для описания эволюции ансамбля атомов малой плотности воспользуемся квантовым кинетическим уравнением для атомной матрицы плотности $\hat{\rho}$:

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \hat{\rho}] + \hat{\Gamma}\{\hat{\rho}\}, \tag{3}$$

где $\hat{H}$ — гамильтониан, а $\hat{\Gamma}\{\hat{\rho}\}$ описывает релаксацию атома при взаимодействии с вакуумными модами электомагнитного поля, т. е. в результате спонтанного распада. Гамильтониан атома $\hat{H}$ разбивается на сумму вкладов:

$$\hat{H} = \frac{\hat{\rho}^2}{2M} + \hat{H}_0 + \hat{V}, \tag{4}$$

где первое слагаемое — оператор кинетической энергии; M — масса атома; $\hat{H}_0 = -\hbar\delta\hat{P}_e$ — гамильтониан свободного атома в приближении вращающейся волны (RWA); $\delta = \omega - \omega_0$ — отстройка оптической частоты ω от частоты атомного перехода ω_0;

$$\hat{P}_e = \sum_{\mu} |F_e, \mu\rangle\langle F_e, \mu| \tag{5}$$

— проекционный оператор для уровней возбужденного состояния $|F_e, \mu\rangle$, характеризующегося полным угловым моментом F_e и проекцией углового момента μ на ось квантования. Последнее слагаемое $\hat{V}$ описывает взаимодействие атома с полем (1). Взаимодействие атома с полем, резонансным электродипольному переходу, описывается оператором взаимодействия следующего вида:

$$\begin{gathered} \hat{V} = \hat{V}_1 \exp(ikz) + \hat{V}_2 \exp(-ikz), \\ \hat{V}_n = \hbar\frac{\Omega}{2}\,(\hat{D}\mathbf{e}_n) = \hbar\frac{\Omega}{2}\sum \hat{D}_\sigma e_n^\sigma, \end{gathered} \tag{6}$$

где Ω — частота Раби электродипольного перехода, и определяется векторами поляризации встречных волн и векторным оператором $\hat{D}$, матричные компоненты которого $\hat{D}_\sigma$ в циркулярном базисе выражаются через коэффициенты Клебша – Гордана:

$$\hat{D}_\sigma = \sum_{\mu,m} C^{F_e,\mu}_{F_g,m;1,\sigma} |F_e, \mu\rangle\langle F_g, \mu|. \tag{7}$$

Последний член кинетического уравнения (3), описывающий релаксацию атомной матрицы плотности с учетом эффектов отдачи, определяется выражением (см., например, работы [20–23])

$$\hat{\Gamma}\{\hat{\rho}\} = \frac{\gamma}{2}(\hat{P}_e\hat{\rho} + \hat{\rho}\hat{P}_e) - \frac{3\gamma}{2}\times \\ \times\left\langle \sum_{\xi=1,2} (\hat{D}e_\xi(\mathbf{k}))^\dagger \exp(-i\mathbf{k}\hat{\mathbf{r}})\hat{\rho}\exp(i\mathbf{k}\hat{\mathbf{r}})(\hat{D}e_\xi(\mathbf{k}))\right\rangle_{\Omega_k}, \tag{8}$$

где $\langle \ldots \rangle_{\Omega_k}$ означает усреднение по направлениям вылета спонтанного фотона с импульсом $\hbar\,\mathbf{k}$ с двумя ортогональными поляризациями $e_\xi(\mathbf{k})$.

Отметим, что решение квантового кинетического уравнения (3) для рассматриваемого типа оптического перехода $F_g \to F_e$ можно характеризовать тремя параметрами: отношением величины отстройки к естественной ширине линии δ/γ, параметром отдачи ε_R и величиной светового сдвига, определяемого глубиной оптического потенциала [20–23]:

$$U = \frac{\hbar|\delta|}{3}\frac{|\Omega|^2}{(\delta^2 + \gamma^2/4)}, \tag{9}$$

пропорционального интенсивности лазерного поля. Для поиска стационарного решения квантового кинетического уравнения (3) и анализа достижимых пределов лазерного охлаждения далее мы используем предложенный нами подход, детально описанный в работах [20–23].

3. ДВУХТЕМПЕРАТУРНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

Отметим, что при лазерном охлаждении состояние ансамбля холодных атомов является существенно неравновесным [30] и, строго говоря, не может быть описано в терминах температуры. Поэтому в работах [17, 26] в качестве меры охлаждения использовалась средняя кинетическая энергия атомов

$$\langle E_{kin}\rangle = \int \frac{p^2}{2M} W(p)dp, \tag{10}$$

где $W(p)$ — функция распределения по импульсам. Данное выражение позволяет определить температуру T_E как меру средней кинетической энергии для ансамбля атомов,

$$\langle E_{kin}\rangle = \frac{N}{2}k_B T_E, \tag{11}$$

где N — размерность задачи, k_B — постоянная Больцмана. Для термодинамически равновесного состояния температура T_E совпадает с классическим определением температуры. В основном

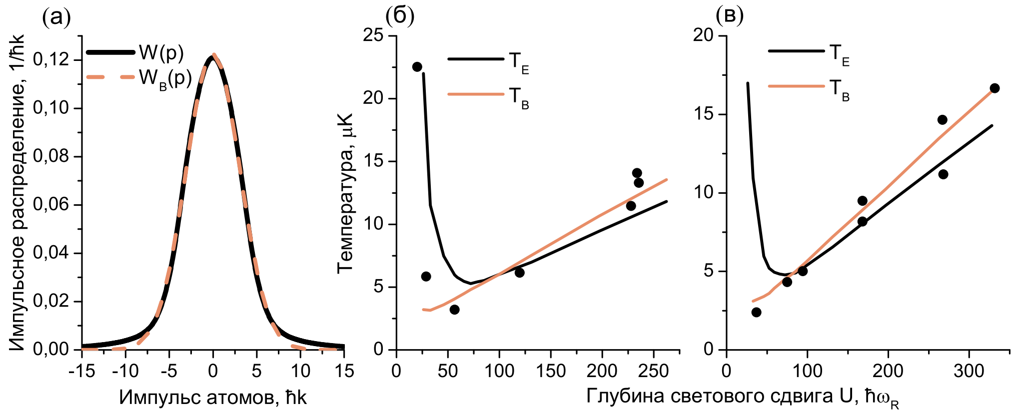


Рис. 1. *а* — Импульсное распределение ансамбля атомов ^{85}Rb $W(p)$ — черная линия — и его аппроксимация одной функцией Гаусса $W_B(p)$ — штриховая красная линия ($T = 3.5$ мкК) — в поле $lin \perp lin$-конфигурации, резонансного замкнутому оптическому переходу $5S_{1/2}(F_g = 3) \to 5P_{3/2}(F_e = 4)$ при отстройках поля $\delta = -8\gamma$, $U = 50\hbar\omega_R$ ($\Omega = 0.9\gamma$). *б, в* — Температура холодных атомов ^{85}Rb в зависимости от интенсивности светового поля при отстройке поля $\delta = -4\gamma$ (*б*) и $\delta = -8\gamma$ (*в*). Здесь черной линией указана температура как мера средней кинетической энергии атомов T_E (11), красной линией — больцмановская температура T_B, полученная аппроксимацией импульсного распределения гауссовой функцией. Черными точками представлены результаты измерения температуры атомов в поле $lin \perp lin$-конфигурации [32]. Параметр отдачи $\varepsilon_R = 6.4 \cdot 10^{-4}$

при использовании термина «температура» подразумевают, что импульсное распределение атомов описывается распределением Максвелла – Больцмана для идеального газа невзаимодействующих частиц. Плотность вероятности для такого распределения можно записать в виде

$$W_B(p) = C \exp\left(-\frac{p^2}{2M\, k_B T_B}\right), \qquad (12)$$

где C — нормировочная константа, а T_B — больцмановская (классическая) температура.

Отметим, что неравновесное состояние атомов проявляется и для предельно малых параметров отдачи $\varepsilon_R < 10^{-3}$, т. е. в условиях применимости квазиклассических подходов [17]. Так, например, на рис. 1 *а* представлено импульсное распределение холодных атомов ^{85}Rb в поле $lin \perp lin$-конфигурации, полученное в результате численного решения уравнения (3), и его аппроксимация гауссовой функцией. Для атомов ^{85}Rb параметр отдачи $\varepsilon_R = 6.4 \cdot 10^{-4}$ можно считать предельно малым. Тем не менее наблюдается отличие функции распределения $W(p)$ от нормального распределения (12), которое приводит к расхождениям в определении температур T и T_E (см. рис. 1 *б, в*). Такое отличие от равновесного распределения может объяснить разброс температуры ансамбля атомов в экспериментах по лазерному охлаждению. Разброс в измерениях температуры в работе [31], полученных в результате численного решения уравнения (3), находится в соответствии с определениями T_B и T_E (рис. 1 *б, в*).

Кроме того, для атомов с недостаточно малыми параметрами отдачи

$$10^{-3} < \varepsilon_R < 1 \qquad (13)$$

импульсное распределение ансамбля атомов, полученное на основе численного решения квантового кинетического уравнения (3), значительно отличается от распределения Максвелла – Больцмана (рис. 2 *а*). Это приводит к тому, что классическая температура T_B (12) существенно отличается от характерной температуры T_E (11) и не может быть использована для описания кинетики ансамбля не только количественно, но и качественно (рис. 2 *б, в*). Таким образом, для термодинамического описания системы охлажденных атомов требуется введение альтернативной характеристики. Одним из способов описания неравновесных систем является двухтемпературное распределение, когда вместо одной гауссовой функции (12) импульсное распределение аппроксимируется с помощью двух гауссовых функций:

$$W_D(p) = \frac{N_{hot}}{\sqrt{2\pi M k_B T_{hot}}} \exp\left(-\frac{p^2}{2M k_B T_{hot}}\right) + \\ + \frac{N_{cold}}{\sqrt{2\pi M k_B T_{cold}}} \exp\left(-\frac{p^2}{2M k_B T_{cold}}\right). \qquad (14)$$

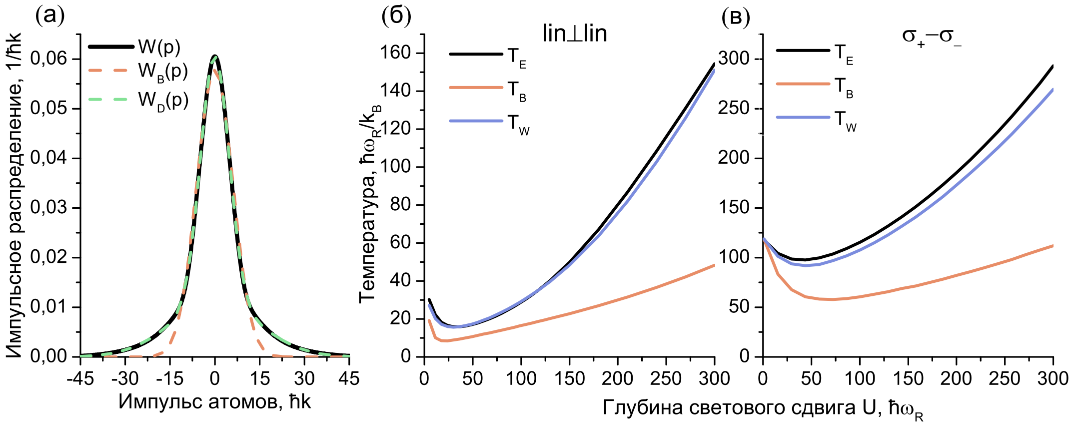


Рис. 2. *а* — Импульсное распределение ансамбля атомов $W(p)$ (черная линия) и его аппроксимации одной функцией Гаусса $W_B(p)$ (штриховая красная линия) и двумя функциями Гаусса $W_D(p)$ (штриховая зеленая линия) для параметра отдачи $\varepsilon_R = 10^{-2}$ в поле $lin \perp lin$-конфигурации с отстройкой $\delta = -2\gamma$ при $U = 240\,\hbar\omega_R$. Оптический переход $F_g = 1 \to F_e = 2$. *б, в* — Температура холодных атомов, определяемая как характерная T_E (11), больцмановская T_B (12) и средневзвешенная T_W (15) в полях (*б*) $lin \perp lin$- и (*в*) $\sigma_+ - \sigma_-$-конфигурации

Таким образом, ансамбль атомов разбивается на две фракции: «холодную» — с более низкой температурой T_{cold}, характеризующую центральную часть распределения, и «горячую» — с более высокой температурой T_{hot}, характеризующую «подложку» распределения. Параметры N_{cold} и N_{hot} определяют доли атомов во фракциях, $N_{cold} + N_{hot} = 1$. Для такого распределения можно ввести средневзвешенную температуру «холодной» и «горячей» фракций:

$$T_W = N_{hot} T_{hot} + N_{cold} T_{cold}\,. \tag{15}$$

Действительно, двухтемпературная интерпретация значительно лучше описывает импульсное распределение холодных атомов (см. рис. 2 *а*). Средневзвешенная температура T_W (15) лучше согласуется с характерной температурой T_E (рис. 2 *б, в*) и, таким образом, может быть использована для характеризации лазерного охлаждения атомов. Двухтемпературное распределение позволяет проанализировать характеристики не только ансамбля охлажденных атомов как единой системы, но и долей «холодной» и «горячей» фракций в зависимости от разных параметров охлаждения. Максимизация доли атомов в «холодной» фракции определяет эффективность субдоплеровского лазерного охлаждения.

Как хорошо известно [28], субдоплеровское лазерное охлаждение атомов возникает в полях с пространственно-неоднородной поляризацией, резонансных замкнутому оптическому переходу атома $F_g \to F_e$ с вырожденными по проекции углового момента уровнями. Далее, для сравнительного анализа субдоплеровского лазерного охлаждения и возникающего двухтемпературного распределения атомов мы рассмотрим охлаждение в рамках модельного перехода $F_g = 1 \to F_e = 2$, для которого присутствуют субдоплеровские механизмы охлаждения в обеих конфигурациях световых полей, $lin \perp lin$ и $\sigma_+ - \sigma_-$.

Представленные результаты доли «холодной» фракции на рис. 3 показывают, что выбор конфигурации светового поля принципиально влияет на термодинамическое состояние атомов. Так, для $lin \perp lin$-конфигурации в случае предельно малых параметров отдачи $\varepsilon_R \ll 10^{-3}$ (рис. 3 *а*) доля «холодных» атомов слабо зависит от отстройки, и для $U > 100\,\hbar\omega_R$ выделяется область параметров, при которых доля равна единице. В этом случае импульсное распределение близко к классическому распределению Максвелла – Больцмана и может описываться в рамках одной температуры, что соответствует результатам рис. 1. Однако для $\sigma_+ - \sigma_-$-конфигурации, даже при условии предельно малого параметра отдачи (рис. 3 *в*) и большой интенсивности охлаждающего поля, доля «холодных» атомов стремится к 1/2. Следовательно, для $\sigma_+ - \sigma_-$-конфигурации поля при предельно малых параметрах отдачи $\varepsilon_R \ll 10^{-3}$ стационарное состояние ансамбля охлажденных атомов имеет ярко выраженное двухтемпературное распределение, что также наблюдалось экспериментально в работе [27]. При этом для большего параметра отдачи $\varepsilon_R = 10^{-2}$ (рис. 3 *б, г*) переход к классическому

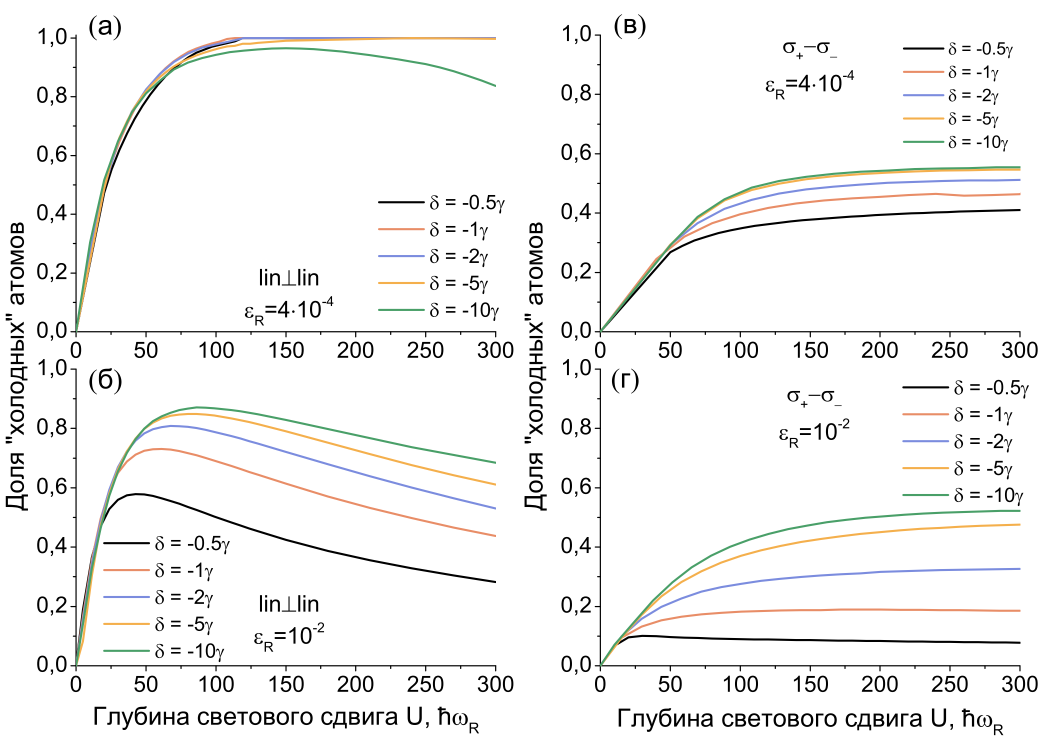
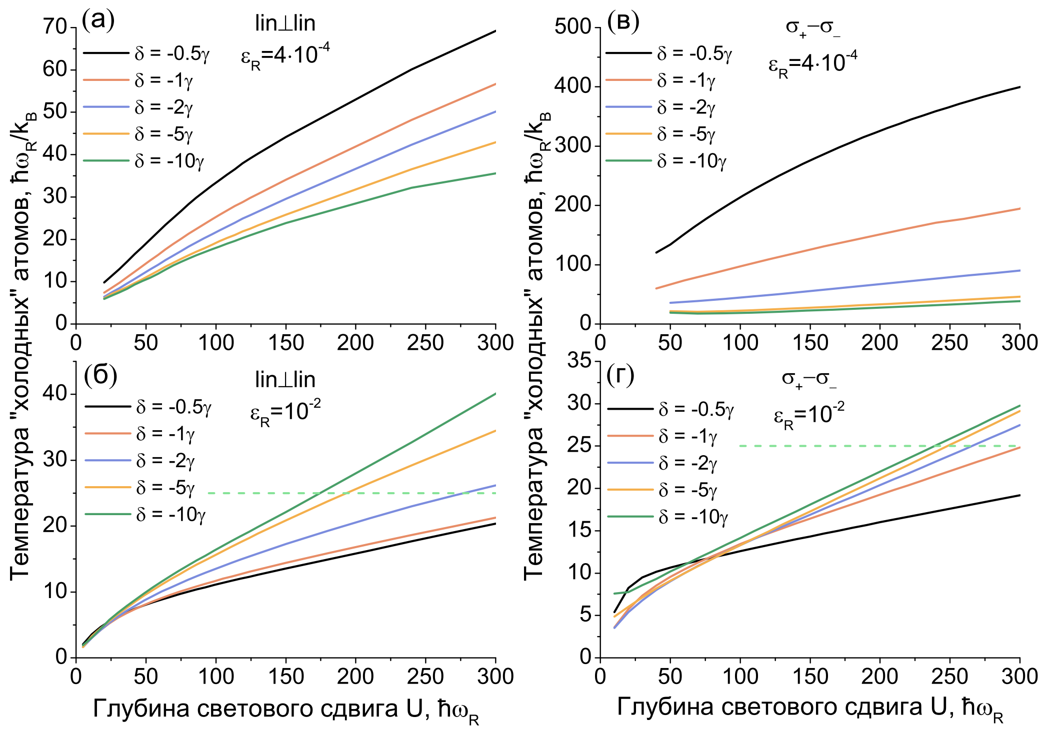


Рис. 3. Зависимости доли «холодных» атомов от глубины светового сдвига U для $\varepsilon_R = 4 \cdot 10^{-4}$ $(a, в)$ и $\varepsilon_R = 10^{-2}$ $(б, г)$ в поле $(a, б)$ $lin \perp lin$- и $(в, г)$ $\sigma_+ - \sigma_-$-конфигурации с различными отстройками δ



[б]

Рис. 4. Зависимости температуры «холодных» атомов от глубины светового сдвига U для $\varepsilon_R = 4 \cdot 10^{-4}$ $(a, в)$ и $\varepsilon_R = 10^{-2}$ $(б, г)$ в поле $(a, б)$ $lin \perp lin$- и $(в, г)$ $\sigma_+ - \sigma_-$-конфигурации с различными отстройками δ. Штриховыми линиями обозначен доплеровский предел

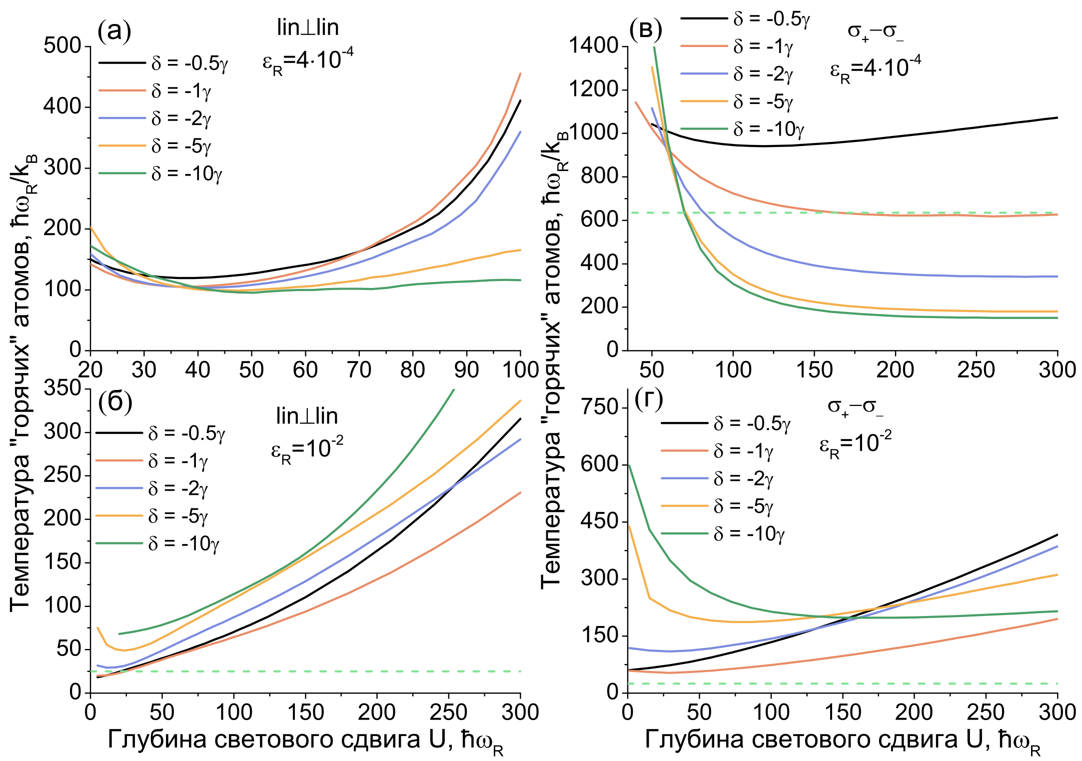


Рис. 5. Зависимости температуры «горячих» атомов от глубины светового сдвига U для $\varepsilon_R = 4 \cdot 10^{-4}$ (*а, в*) и $\varepsilon_R = 10^{-2}$ (*б, г*) в полях (*а, б*) $lin \perp lin$- и (*в, г*) σ_+–σ_--конфигурации с различными отстройками δ. Штриховыми линиями обозначен доплеровский предел

распределению Максвелла–Больцмана не происходит и для $lin \perp lin$-конфигурации поля. Появляется сильная зависимость от отстройки поля, растущая с увеличением U, а доля «холодных» атомов не выходит на постоянное значение, а, наоборот, начинает снижаться.

Анализ температуры «холодной» фракции атомов представлен на рис. 4. Температура T_{cold} растет с увеличением интенсивности охлаждающего поля, что согласуется с известными теориями субдоплеровского лазерного охлаждения [14, 26, 28, 29]. Для атомов с предельно малыми значениями параметра отдачи $\varepsilon_R \ll 10^{-3}$ температура «холодной» фракции ниже доплеровского предела. Однако при недостаточно малом значении параметра отдачи $\varepsilon_R \gtrsim 10^{-2}$ (13) наблюдается обратная зависимость от величины отстройки (рис. 4 *б, г*): наименьшие температуры достигаются при наименьших отстройках δ. Такой же эффект наблюдается и для «горячей» фракции (рис. 5). В режиме охлаждения с недостаточно малым параметром отдачи (13) при малых значениях параметра U температура «холодной» фракции ниже доплеровского предела (рис. 4 *б, г*), а температура «горячей» фракции, наоборот, выше (рис. 5 *б, г*). При этом доля «холодной» фракции также уменьшается с ростом параметра отдачи (рис. 3 *б, г*). Это означает, что для атомов с $\varepsilon_R \gtrsim 10^{-2}$ именно доля и температура «горячей» фракции определяют средневзвешенную температуру T_W. Тем не менее для $lin \perp lin$-конфигурации можно выделить область параметров, когда температуры «холодной» и «горячей» фракций ниже доплеровского предела (рис. 5 *б*). Таким образом, данные, представленные на рис. 3, 4, позволяют подобрать интенсивности светового поля (параметр U) при выбранной отстройке δ для атомов с заданным значением ε_R, позволяющие максимизировать долю «холодной» фракции и/или минимизировать температуру («холодной» фракции или средневзвешенную).

Рассмотрим подробнее влияние величины параметра отдачи ε_R на характеристики двухтемпературного распределения ансамбля атомов. В случае $lin \perp lin$-поляризации (рис. 6 *а, б, в*) можно отметить, что для предельно малых параметров отдачи $\varepsilon_R \ll 10^{-3}$ с увеличением параметра U до-

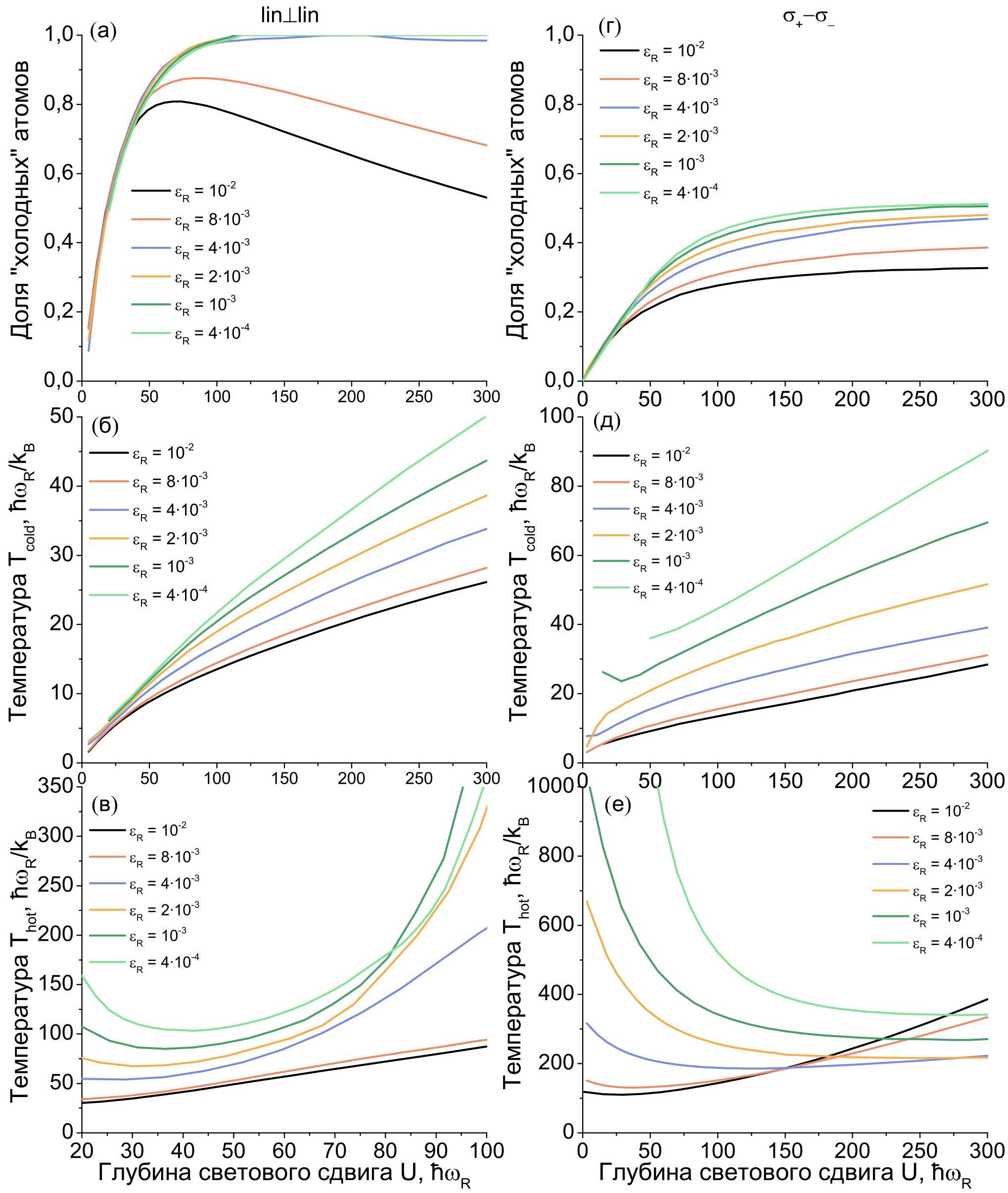


Рис. 6. Зависимости доли «холодных» атомов (*а, г*), температуры «холодных» (*б, д*) и «горячих» (*в, е*) атомов от глубины светового сдвига U в полях (*а, б, в*) $lin\perp lin$- и (*г, д, е*) $\sigma_+{-}\sigma_-$-конфигурации с отстройкой $\delta = -2\gamma$ для различных параметров отдачи ε_R

ля «холодных» атомов быстро растет до единицы (рис. 6 *а*), т. е. при малых U энергия всего ансамбля определяется температурой «горячей» фракции атомов, а при больших U — температурой «холодной» фракции. Для $\varepsilon_R \geq 8 \cdot 10^{-3}$ выделяется оптимум по U для доли «холодных» атомов. При этом для $\sigma_+{-}\sigma_-$-поляризации при больших значениях параметра U доля «холодных» атомов выходит на некоторое постоянное значение, близкое к $1/2$ при предельно малых ε_R (рис. 6 *г*).

Как показано нами ранее в работе [26], влияние квантовых эффектов отдачи для атомов с $\varepsilon_R \gtrsim 10^{-2}$ снижает эффективность субдоплеровских механизмов лазерного охлаждения. При этом можно видеть, что температура «холодной» фракции атомов (рис. 6 *б, д*) остается ниже доплеровского предела, однако их доля падает (рис. 6 *а, г*). Таким образом, средневзвешенная температура T_W в основном определяется «горячей» фракцией, температура которой существенно понижается (рис. 6 *в, е*).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Температура является одной из ключевых характеристик, используемых для описания лазерного охлаждения атомов. Ее определение для конкретных термодинамических систем является принципиальным. Классическое определение температуры, использующее распределение Максвелла – Больцмана (12), описывает классическую систему невзаимодействующих частиц. Однако в задаче лазерного охлаждения взаимодействие атомов с единичными фотонами поля приводит к тому, что система частиц не находится в термодинамическом равновесии и, строго говоря, не может быть описана с помощью распределения Максвелла – Больцмана, т. е. классическое определение температуры может оказаться неприменимым.

В рамках настоящей работы было показано существенное расхождение классической больцмановской температуры T_B с характеристиками ансамбля «холодных» атомов. Показано, что для описания ансамбля «холодных» атомов можно использовать двухтемпературное распределение, характеризуемое долями «холодной» и «горячей» фракций атомов и их температурами. Введенное понятие «средневзвешенной температуры» T_W (15) может быть использовано для количественного описания лазерного охлаждения всего ансамбля атомов.

При рассмотрении задачи лазерного охлаждения атомов в «оптической патоке» с различными параметрами отдачи ε_R нами была обнаружена зависимость температур «холодной» и «горячей» фракций не только от параметров охлаждающего лазерного поля, но также и от его выбранной конфигурации. Для атомов с предельно малым параметром отдачи $\varepsilon_R \ll 10^{-3}$ для $lin \perp lin$-конфигурации доля «холодных» атомов с ростом U стремится к единице, т. е. фактически описывается однотемпературным распределением, а для $\sigma_+ - \sigma_-$-конфигурации доля «холодных» атомов стремится к $1/2$. Таким образом, даже в случае предельно малого значения параметра отдачи $\varepsilon_R \ll 10^{-3}$, детально описанном в рамках хорошо известных квазиклассических подходов, для $\sigma_+ - \sigma_-$-конфигурации светового поля термодинамическое состояние ансамбля является существенно неравновесным и может быть описано в терминах двухтемпературного распределения. Это особенно важно с учетом того, что стандартный метод лазерного охлаждения, используемый в экспериментах, включает в себя охлаждение в магнито-оптической ловушке, как раз формируемой такими полями. При этом оптимизация доли «холодной» фракции и ее температуры является отдельной задачей для реализации эффективного лазерного охлаждения. Без такой оптимизации эффективность субдоплеровского охлаждения может быть снижена, потому что большая часть охлажденных атомов окажется в «горячей» фракции, воспринимаемой в качестве «подложки», поскольку ее температура на порядок больше температуры «холодной» фракции (порядка и больше температуры доплеровского предела).

Финансирование. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-12-00182, https://rscf.ru/project/23-12-00182/

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Тайченачев, В. И. Юдин, С. Н. Багаев, УФН **186,** 193 (2016) [A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, and S. N. Bagayev, Phys. Usp. **59**, 184 (2016)].
2. A. D. Ludlow, M. M. Boyd, J. Ye, E. Peik, and P. O. Schmidt, Rev. Mod. Phys. **87**, 637 (2015).
3. N. Dimarcq, M. Gertsvolf, G. Mileti et al., Metrologia **61,** 012001 (2024).
4. T. Zanon-Willette, R. Lefevre, R. Metzdorff, N. Sillitoe, S. Almonacil et al., Rep. Progr. Phys. **81,** 094401 (2018).
5. A. Peters, K.-Y. Chung, and S. Chu, Metrologia **38,** 25 (2001).
6. J. M. McGuirk, G. T. Foster, J. B. Fixler, M. J. Snadden, and M. A. Kasevich, Phys. Rev. A **65,** 033608 (2002); T. L. Gustavson, P. Bouyer, and M. A. Kasevich, Phys. Rev. Lett. **78**, 2046 (1997).
7. P. Gillot, O. Francis, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, and S. Merlet, Metrologia **51,** L15 (2014).
8. P. Wang, C. Y. Luan, M. Qiao, M. Um, J. Zhang, Y. Wang, X. Yuan, M. Gu, J. Zhang, and K. Kim, Nat. Commun. **12,** 1 (2021).
9. H. Li, J. P. Dou, X. L. Pang, C. N. Zhang, Z. Q. Yan, T. H. Yang, J. Gao, J. M. Li, and X. M. Jin, npj Quantum Inf. **7**, 146 (2021).
10. L. Feng, Y.-Y. Huang, Y.-K. Wu, W.-X. Guo, J.-Y. Ma, H.-X. Yang, L. Zhang, Y. Wang, C.-X. Huang, C. Zhang, L. Yao, B.-X. Qi, Y.-F. Pu, Z.-C. Zhou. and L.-M. Duan, Nat. Commun. **15**, 204 (2024).
11. E. A. Cornell and C. E. Wieman, Rev. Mod. Phys. **74**, 875 (2002).
12. W. Ketterle, Rev. Mod. Phys. **74**, 1131 (2002).

13. А. П. Казанцев, Г. И. Сурдутович, В. П. Яковлев *Механическое действие света на атомы*, Наука, Москва (1991).

14. H. J. Metcalf and P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer-Verlag, New York (1999).

15. А. В. Безвербный, О. Н. Прудников, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, ЖЭТФ **123,** 437 (2003) [A. V. Bezverbnyi, O. N. Prudnikov, A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, JETP **96**, 383 (2003)].

16. H. Risken, *The Fokker-Plank Equation Methods of Solution and Appications*, Springer, Berlin (1989).

17. А. А. Кирпичникова, О. Н. Прудников, А. В. Тайченачев, В. И. Юдин, КЭ **52**, 130 (2022) [A. A. Kirpichnikova, O. N. Prudnikov, A. V. Taichenachev, and V. I. Yudin, Quant. Electr. **52**, 130 (2022)].

18. J. Javavainen, Phys. Rev. A **46**, 5819 (1992).

19. O. N. Prudnikov and E. Arimondo, J. Opt. B: Quantum Semiclassical Opt. **6,** 336 (2004).

20. О. Н. Прудников, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, ЖЭТФ **131,** 963 (2007) [O. N. Prudnikov, A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, JETP **104**, 839 (2007)].

21. O. N. Prudnikov, A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, Phys. Rev. A **75**, 023413 (2007).

22. О. Н. Прудников, Р. Я. Ильенков, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, ЖЭТФ **139**, 1074 (2011) [O. N. Prudnikov, R. Ya. Il'enkov, A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, JETP **112**, 939 (2011)].

23. Р. Я. Ильенков, О. Н. Прудников, А. В. Тайченачев, В. И. Юдин, ЖЭТФ **150**, 5 (2016) [R. Ya. Il'enkov, O. N. Prudnikov, A. V. Taichenachev, and V. I. Yudin, JETP **123**, 1 (2016)].

24. O. N. Prudnikov, R. Ya. Il'enkov, A. V. Taichenachev, and V. I. Yudin, Phys. Rev. A **99**, 023427 (2019).

25. O. N. Prudnikov, D. V. Brazhnikov, A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, A. E. Bonert, R. Ya. Il'enkov, and A. N. Goncharov, Phys. Rev. A, **92,** 063413 (2015).

26. А. А. Кирпичникова, О. Н. Прудников, Р. Я. Ильенков, А. В. Тайченачев, В. И. Юдин, **50**, 939 (2020) [A. A. Kirpichnikova, O. N. Prudnikov, R. Ya. Il'enkov, A. V. Taichenachev, and V. I. Yudin, Quan. Electr. **50,** 939 (2020)].

27. 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).

28. D. Dalibard, and C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2023 (1989).

29. C. S. Adams and E. Riis, Prog. Quantum Electron. **21**, 1 (1997).

30. О. Н. Прудников, А. В. Тайченачев, В. И. Юдин, Письма в ЖЭТФ **102**, 660 (2015) [O. N. Prudnikov, A. V. Taichenachev, and V. I. Yudin, JETP Lett. **102**, 576 (2015)].

31. P.S. Jessen, C. Gerz, P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rokston, R. J. C. Spreeuw, and C. I. Westbrook, Phys. Rev. Lett. **69**, 49 (1992).