

Исследование возможности сверхглубокого лазерного охлаждения с использованием квадрупольного перехода

А.А.Кирпичникова, О.Н.Прудников, Д.Вилковский

Рассмотрена кинетика атомов в световых полях с неоднородной пространственной поляризацией, резонансных квадрупольному оптическому переходу с $F_g \rightarrow F_e = F_g + 2$ ($F_{g,e}$ – полный угловой момент в основном и возбужденном состояниях). Проведены численный анализ минимально возможных температур лазерного охлаждения атомов и сопоставление результатов с данными, полученными при субдоплеровском охлаждении с использованием световых волн, резонансных электродипольным оптическим переходам.

Ключевые слова: сверхглубокое лазерное охлаждение, световые поля, субдоплеровское охлаждение.

1. Введение

С середины 1980-х годов лазерное охлаждение атомов является быстро развивающимся направлением на стыке лазерной и атомной физики. В настоящее время лазерно охлажденные атомы находят широкое применение в прецизионной спектроскопии и при реализации квантовых стандартов частоты [1–3], для достижения конденсации Бозе–Эйнштейна [4, 5], для моделирования квантовых эффектов в конденсированных средах, при изучении межатомных столкновений и в других исследованиях [6, 7].

В настоящее время существуют различные методы и подходы для описания лазерного охлаждения. На начальном этапе исследований широкое распространение получили квазиклассические подходы, которые позволяют описывать кинетику атомов в терминах сил, действующих на атомы со стороны резонансного электромагнитного поля, и диффузии в результате процессов скачкообразного поглощения/излучения фотонов поля [8–15]. Основными причинами, ограничивающими применение квазиклассической теории, является малость передаваемого атомам импульса Δp при взаимодействии с фотонами поля по сравнению с импульсом фотонов $\hbar k/\Delta p \ll 1$, а также малость параметра квазиклассичности $\epsilon_r = \omega_r \gamma \ll 1$ – отношение энергии отдачи $\hbar \omega_r = \hbar^2 k^2/(2M)$, получаемой неподвижным атомом с массой M в результате поглощения/излучения фотонов поля, к естественной ширине уровня γ . Наличие этих параметров позволяет разделить эволюцию внутренних и поступательных степеней свобо-

ды атомов и свести решение сложной квантово-механической задачи к квазиклассическому уравнению Фоккера–Планка для функции распределения атомов в фазовом пространстве с выделением сил и коэффициентов диффузии для атомов в световых полях [11–14]. Стоит отметить важность развития квазиклассических подходов, поскольку они позволили описать основные механизмы лазерного охлаждения атомов, включая доплеровские [8–10, 16] и субдоплеровские механизмы лазерного охлаждения [10, 17–19] в оптической патоке (molasses), т.е. в поле встречных световых волн.

Альтернативным подходом к описанию задач лазерного охлаждения в оптической патоке являлось развитие квантовых подходов (см., напр., [20–23, 25]), что для атомов с оптическими переходами, характеризующимися предельно малыми параметрами квазиклассичности ($\epsilon_r \ll 1$), приводит к результатам, сопоставимым с данными квазиклассической теории [21, 25]. Для атомов с узкими оптическими переходами при недостаточно малом параметре ϵ_r большую роль играют эффекты отдачи, приводящие к значительному различию результатов квазиклассических и квантовых подходов [26–30]. Так, например, для атомов с невырожденным по проекции углового момента основным состоянием квантовые подходы предсказывают лазерное охлаждение атомов до энергий, сравнимых с энергией отдачи атома $E \sim \hbar \omega_r$ [26, 28], в отличие от квазиклассических подходов, где минимальная температура лазерного охлаждения определяется естественной шириной $k_B T \sim \hbar \gamma/2$ [8–10, 16], т.е. доплеровским пределом.

Отметим, что для атомов с вырожденными по проекции углового момента уровнями при недостаточно малом параметре ϵ_r наблюдается уменьшение эффективности субдоплеровских механизмов трения и рост более горячей фракции атомов с температурой порядка доплеровского предела [29, 30], что в итоге может приводить к невозможности достижения субдоплеровских температур, т.е. к охлаждению не ниже доплеровского предела [29].

Перспективы достижения сверхглубоких температур (в несколько энергий отдачи) делают актуальным вопрос о возможности лазерного охлаждения атомов с использованием узких оптических переходов. В настоящей работе мы исследовали возможность сверхглубокого ла-

А.А.Кирпичникова. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3; e-mail: kirpichnikovaaa@gmail.com

О.Н.Прудников. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; e-mail: oleg.nsu@gmail.com

D.Wilkowski. School of Physical and Mathematical Sciences, Nanyang Technological University, 637371 Singapore, Singapore; Centre for Quantum Technologies, National University of Singapore, 117543 Singapore, Singapore; MajuLab, CNRS-UCA-SU-NUS-NTU International Joint Research Unit, Singapore

Поступила в редакцию 12 марта 2019 г.

зерного охлаждения атомов щелочных элементов с использованием узкого квадрупольного оптического перехода ${}^2S_{1/2} - {}^2D_{5/2}$ между уровнями сверхтонкой структуры $F_g = F \rightarrow F_e = F + 2$ с полными угловыми моментами F_g и F_e в основном и возбужденном состояниях. Также было проведено сравнение полученных предельных температур лазерного охлаждения с температурами, получаемыми стандартными методами субдоплеровского лазерного охлаждения (на примере атомов Cs с использованием дипольного оптического перехода ${}^2S_{1/2} - {}^2P_{3/2}$ в полях с неоднородной пространственной поляризацией).

2. Постановка задачи

Рассмотрим одномерное движение атомов (вдоль оси z) с замкнутым оптическим переходом с $F_g \rightarrow F_e$ в резонансном монохроматическом поле, образованном встречными световыми волнами равной интенсивности:

$$E(z, t) = E_0[e_1 \exp(ikz) + e_2 \exp(-ikz)] \exp(-i\omega t) + \text{с.с.}, \quad (1)$$

где E_0 – комплексная амплитуда световых волн; ω – частота поля; $k = \omega/c$ – волновой вектор. Поляризации встречных волн e_1 и e_2 в декартовом базисе e_x, e_y, e_z можно выразить через компоненты векторов $e_{x,y,z}$ в циклическом базисе

$$e_n = \sum_{\sigma=0,\pm 1} e_n^\sigma e_\sigma, \quad n = 1, 2. \quad (2)$$

Здесь $e_{\pm 1} = \mp(e_x \pm e_y)/\sqrt{2}$, $e_0 = e_z$ – единичные векторы в циклическом базисе. Отметим, что компоненты $e_n^0 = 0$ в силу ортогональности векторов e_n и k . В частности, встречные волны с ортогональными поляризациями образуют хорошо известные конфигурации световых полей: конфигурацию $\text{lin} \perp \text{lin}$ светового поля с $e_1 = e_x, e_2 = e_y$; конфигурацию $\sigma_+ - \sigma_-$ светового поля с $e_1 = e_+, e_2 = e_-$.

Эволюция ансамбля атомов малой плотности, когда межатомным взаимодействием можно пренебречь, определяется квантовым кинетическим уравнением для атомной матрицы плотности

$$\frac{\partial}{\partial t} \hat{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] - \hat{\Gamma}\{\hat{\rho}\}, \quad (3)$$

где \hat{H} – гамильтониан, а $\hat{\Gamma}\{\hat{\rho}\}$ описывает релаксацию атомных уровней в процессе спонтанного распада. Гамильтониан атома \hat{H} разбивается на сумму вкладов:

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2M} + \hat{H}_0 + \hat{V}, \quad (4)$$

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

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

– проекционный оператор на уровни 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 взаимо-

действие атома с полем (1). Отметим, что при взаимодействии атома с полем, резонансным электродипольному переходу E1, оператор взаимодействия принимает вид

$$\hat{V} = \hat{V}_1 \exp(ikz) + \hat{V}_2 \exp(-ikz), \quad (6)$$

$$\hat{V}_n = \hbar\Omega(\hat{D}e_n) = \hbar\Omega \sum \hat{D}_\sigma e_n^\sigma, \quad n = 1, 2$$

(Ω – частота Раби электродипольного перехода) и определяется векторами поляризации встречных волн и векторным оператором \hat{D} . Его матричные компоненты \hat{D}_σ в циркулярном базисе выражаются через коэффициенты Клебша – Гордана:

$$\hat{D}_\sigma = \sum_{\mu, m} C_{1, \sigma; F_g, m}^{F_e, \mu} |F_e, \mu\rangle \langle F_g, m|. \quad (7)$$

Оператор \hat{V} задает вынужденные переходы с изменением проекции углового момента $\sigma = \pm 1$ для рассматриваемой конфигурации поля (рис.1.а). Последний член кинетического уравнения (3), описывающий релаксацию атомной матрицы плотности, имеет известный вид (см., напр., [25]):

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

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

Спонтанные распады в электродипольных переходах приводят к релаксации атомной матрицы плотности с изменением проекции углового момента $\Delta\mu = 0, \pm 1$ (рис.1.а). Для одномерной задачи оператор релаксации (8) сводится к виду

$$\hat{\Gamma}\{\hat{\rho}\} = \frac{\gamma}{2} (\hat{P}_e \hat{\rho} + \hat{\rho} \hat{P}_e) - \gamma \sum_{\sigma=0,\pm 1} \int_{-1}^1 \hat{D}_\sigma^\dagger \exp(-iks\hat{z}) \hat{\rho} \exp(iks\hat{z}) \hat{D}_\sigma K_\sigma(s) ds, \quad (9)$$

где функции

$$K_{\pm 1}(s) = \frac{3}{8}(1 + s^2), \quad K_0 = \frac{3}{4}(1 - s^2) \quad (10)$$

определяются вероятностью спонтанной эмиссии фотона в направлении, составляющем угол θ с осью z ; $s = \cos\theta$. Для решения кинетической задачи лазерного охлаждения удобно воспользоваться координатным представлением для атомной матрицы плотности [25], в котором опера-

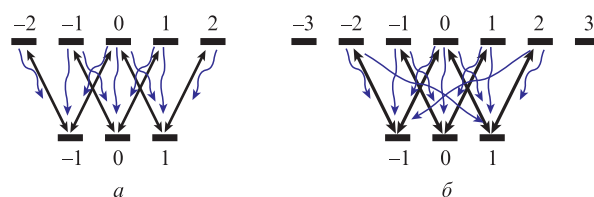


Рис.1. Схема спонтанных (волнистые стрелки) и светоиндуцированных (прямые стрелки) переходов для электродипольного перехода с $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$ (а) и квадрупольного перехода с $F_g = 1 \rightarrow F_e = 3$ (б).

тор спонтанной релаксации в электродипольном приближении (9) принимает наиболее простой вид:

$$\hat{F}\{\hat{\rho}(z_1, z_2)\} = \frac{\gamma}{2}(\hat{P}_e\hat{\rho}(z_1, z_2) + \hat{\rho}(z_1, z_2)\hat{P}_e) - \gamma \sum_{\sigma=0, \pm 1} \kappa_{\sigma}(kq) \hat{D}_{\sigma}^{\dagger} \hat{\rho}(z_1, z_2) \hat{D}_{\sigma}, \quad (11)$$

где $q = z_1 - z_2$;

$$\kappa_0 = 3 \left(\frac{\sin(kq)}{(kq)^3} - \frac{\cos(kq)}{(kq)^2} \right); \quad (12)$$

$$\kappa_{\pm 1} = \frac{3}{2} \left(\frac{\cos(kq)}{(kq)^2} + \frac{\sin(kq)}{kq} - \frac{\sin(kq)}{(kq)^3} \right).$$

Для квадрупольного оптического перехода E2 оператора взаимодействия с полем (1) имеет схожий с (6) вид,

$$\hat{V} = \hat{V}_1 \exp(ikz) + \hat{V}_2 \exp(-ikz), \quad (13)$$

$$\hat{V}_n = \hbar \Omega^{(2)} (\hat{Q} \mathcal{E}_n), \quad n = 1, 2,$$

но задается тензорным оператором \hat{Q} и тензором второго ранга

$$\mathcal{E}_n = \{k_n \otimes e_n\}_2. \quad (14)$$

Матричные компоненты оператора \hat{Q}_{σ} в циркулярном базисе выражаются через коэффициенты Клебша–Гордана:

$$\hat{Q}_{\sigma} = \sum_{\mu, m} C_{2, \sigma; F_g, m}^{F_e, \mu} |F_e, \mu\rangle \langle F_g, m|. \quad (15)$$

Несмотря на то что в общем виде оператор квадрупольного перехода разрешает переходы из основного в возбужденное состояние с изменением проекции углового момента на $\Delta\mu = 0, \pm 1, \pm 2$, в рассматриваемой конфигурации светового поля, образованного встречными световыми волнами (1), возможны лишь вынужденные переходы с $\Delta\mu = \pm 1$ (рис.1,б), что позволяет реализовать механизмы лазерного охлаждения атомов, аналогичные известным в полях, резонансных электродипольным переходам. Для оператора спонтанной релаксации можно получить выражение, схожее с (11):

$$\hat{F}\{\hat{\rho}(z_1, z_2)\} = \frac{\gamma}{2}(\hat{P}_e\hat{\rho}(z_1, z_2) + \hat{\rho}(z_1, z_2)\hat{P}_e) - \gamma \sum_{\sigma=0, \pm 1, \pm 2} \tilde{\kappa}_{\sigma}(kq) \hat{D}_{\sigma}^{\dagger} \hat{\rho}(z_1, z_2) \hat{D}_{\sigma}, \quad (16)$$

где функции

$$\tilde{\kappa}_0 = 15 \left(5 \frac{\sin(kq)}{(kq)^3} - \frac{\cos(kq)}{(kq)^2} + 12 \frac{\cos(kq)}{(kq)^4} - 12 \frac{\sin(kq)}{(kq)^5} \right),$$

$$\tilde{\kappa}_{\pm 1} = 5 \left(\frac{1}{2} \frac{\sin(kq)}{kq} + \frac{5}{2} \frac{\cos(kq)}{(kq)^2} - \frac{21}{2} \frac{\sin(kq)}{(kq)^3} - 24 \frac{\cos(kq)}{(kq)^4} + 24 \frac{\sin(kq)}{(kq)^5} \right),$$

$$\tilde{\kappa}_{\pm 2} = 5 \left(3 \frac{\sin(kq)}{(kq)^3} - \frac{\cos(kq)}{(kq)^2} + 6 \frac{\cos(kq)}{(kq)^4} - 6 \frac{\sin(kq)}{(kq)^5} \right)$$

описывают скорость спонтанных распадов с учетом эффектов отдачи при изменении проекции углового момента $\Delta\mu = 0, \pm 1, \pm 2$ (рис.1,б).

3. Результаты

Анализ задачи лазерного охлаждения атомов в световом поле (1), резонансном электродипольном (6) либо квадрупольном (13) переходам, может быть проведен на основе численного решения квантово-кинетического уравнения для атомной матрицы плотности (3) методами, предложенными в работах [23–25]. В качестве конкретного примера рассмотрим лазерное охлаждение атомов Cs в поле, резонансном квадрупольному переходу $6^2S_{1/2} (F=4) \rightarrow 5^2D_{5/2} (F=6)$ ($\lambda = 685$ нм) с естественной шириной $\gamma/2\pi \approx 124$ кГц [31]. Спонтанный распад уровня $5^2D_{5/2} (F=6)$ происходит преимущественно по каскадной схеме $5^2D_{5/2} (F=6) \rightarrow 6^2P_{3/2} (F=5) \rightarrow 6^2S_{1/2} (F=4)$ (рис.2), что несколько модифицирует оператор релаксации в уравнении (3), но, тем не менее, так же как и (16) приводит к переходам с изменением проекции углового момента $\Delta\mu = 0, \pm 1, \pm 2$.

Для рассматриваемой схемы с использованием E2-перехода параметр квазиклассичности $\epsilon_r \approx 0.026$, что на несколько порядков превышает параметр квазиклассичности для стандартной схемы лазерного охлаждения с использованием E1-перехода $6^2S_{1/2} (F=4) \rightarrow 6^2P_{3/2} (F=5)$ ($\epsilon_r \approx 0.0004$, естественная ширина $\gamma_0/2\pi \approx 5.2$ МГц). Следует отметить, что решение квантово-механического уравнения для атомной матрицы плотности в случае атомов с вырожденными по проекции углового момента уровнями с полным учетом эффектов отдачи – весьма ресурсоемкая задача. Поэтому в настоящей работе мы ограничились моделью атома с угловым моментом $F=1$ в основном состоянии и, соответственно, переходами с $F_g = 1 \rightarrow F_e = 3$ для квадрупольного и с $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$ для электродипольного оптических переходов.

Прежде чем перейти к результатам анализа лазерного охлаждения атомов, отметим, что задача лазерного охлаждения в полях с неоднородной поляризацией, резонансных оптическим переходам E1, рассматривалась многими авторами, что позволило описать основные механизмы субдоплеровского лазерного охлаждения [12–14, 17, 19, 20, 22–25].

Для исследования пределов лазерного охлаждения требуется проанализировать данную задачу в рамках квантовых подходов. Отметим также, что стационарное ре-

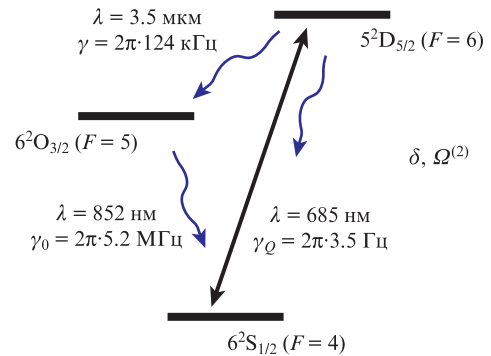


Рис.2. Схема уровней, участвующих в лазерном охлаждении атомов Cs, в поле, резонансном квадрупольному оптическому переходу $6^2S_{1/2} (F=4) \rightarrow 5^2D_{5/2} (F=6)$. Прямой линией обозначены вынужденные переходы, волнистыми – спонтанные.

шение для атомной матрицы плотности (3) определяется выбранной пространственной конфигурацией светового поля и зависит от его параметров – отстройки δ и интенсивности поля (частоты Раби Ω). В пределе малой интенсивности охлаждающего поля и рассматриваемого в работе [20] секулярного приближения, стационарное решение уравнения (3) характеризуется лишь одним параметром – глубиной оптического сдвига уровней U ,

$$\frac{U}{\hbar\omega_r} \sim u = \frac{|\delta|}{\omega_r} \frac{|\Omega|^2}{\delta^2 + \gamma^2/4}, \tag{18}$$

пропорционального безразмерному параметру u . Анализ субдоплеровского охлаждения в работе [20] проводился в рамках модели атома с вырожденными по проекции углового момента уровнями $F_g = 1/2 \rightarrow F_e = 3/2$ в поле конфигурации $\text{lin} \perp \text{lin}$, а минимальная кинетическая энергия лазерного охлаждения атомов составила $E_{\text{kin}} \approx 30\hbar\omega_r$. Вне рамок секулярного приближения $\sqrt{u} \ll |\delta|/\gamma$ работы [20] лазерное охлаждение зависит также от отстройки светового поля и от параметра квазиклассичности ϵ_r [25]. Однако при предельно малых значениях $\epsilon_r \ll 1$ и достаточно больших «красных» отстройках, когда кинетическая энергия холодных атомов достигает минимальных значений, результаты достаточно хорошо согласуются с результатами, полученными в работе [20].

Следуя определениям работ [20, 25], мы привели анализ лазерного охлаждения атомов, рассматривая параметр светового сдвига u (18) при различных отстройках δ . Результаты приведены для двух поляризационных конфигураций светового поля, $\sigma_+ - \sigma_-$ и $\text{lin} \perp \text{lin}$.

3.1. Лазерное охлаждение с использованием E2-перехода в поле конфигурации $\sigma_+ - \sigma_-$

На рис.3 приведены результаты расчета кинетической энергии холодных атомов в поле пространственной конфигурации $\sigma_+ - \sigma_-$ при различных отстройках светового поля δ в зависимости от безразмерного параметра u (18). Достижимая кинетическая энергия атомов представлена в единицах энергии отдачи. Отметим, что взаимодействие атомов с фотонами поля, резонансного переходу E1 либо E2, характеризуется различными энергиями отдачи: $\hbar\omega_{0r} = 0.1$ мкК для E1-перехода и 0.15 мкК для E2-перехода (см. рис.2). Для E1-перехода в поле конфигурации $\sigma_+ - \sigma_-$ (рис.3,б) минимальное значение кинетической энергии холодных атомов достигается при больших красных отстройках, $|\delta| \geq 10\gamma_0$, когда решение стремится к универсальной зависимости от одного параметра u , так же как это наблюдалось при лазерном охлаждении в поле конфигурации $\text{lin} \perp \text{lin}$ [20, 25]. При этом минимальное значение кинетической энергии холодных атомов $E_{\text{kin}} \approx 100\hbar\omega_{0r}$ (что соответствует ~ 10 мкК в температурных единицах).

Для лазерного охлаждения с использованием светового поля, резонансного E2-переходу, зависимость достижимой кинетической энергии холодных атомов от параметров светового поля существенно меняется. Минимальная энергия достижима при малых отстройках ($\delta \approx -\gamma$) и составляет $E_{\text{kin}} \approx 10\hbar\omega_r$ (~ 1.5 мкК в температурных единицах). Отметим, что при отстройках $|\delta| < \gamma$ можно достичь чуть меньших энергий в пределе малых интенсивностей (малых u), но при данных малых отстройках энергия холодных атомов с увеличением интенсивности светового поля быстро возрастает (рис.3,а).

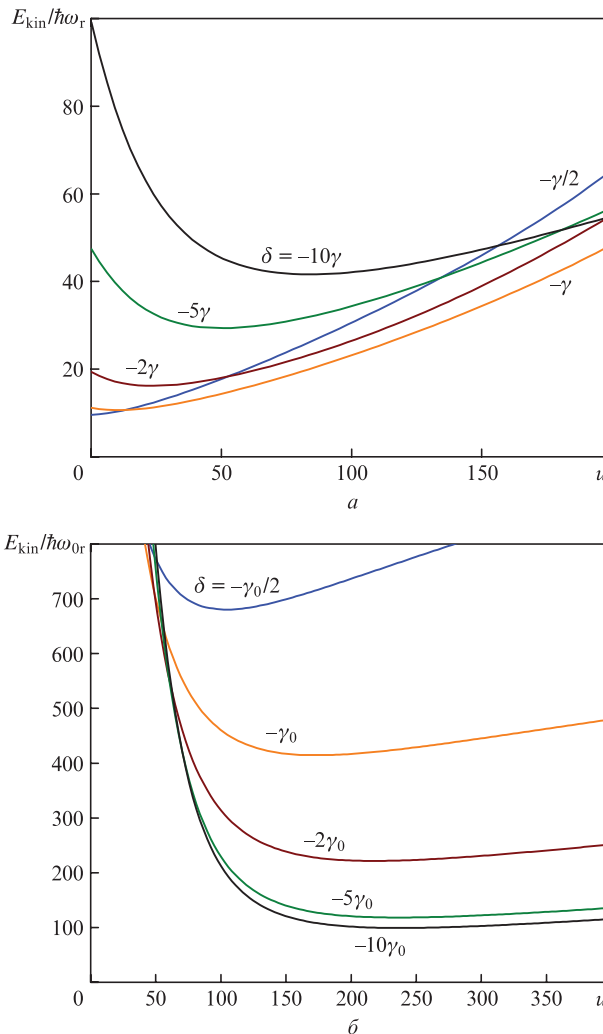


Рис.3. Кинетическая энергия холодных атомов в единицах энергии отдачи в поле конфигурации $\sigma_+ - \sigma_-$, резонансном квадрупольному (а) и электродипольному (б) переходам, в зависимости от безразмерного параметра u (18).

На рис.4 представлено импульсное распределение холодных атомов при параметрах световых полей, соответствующих минимальным значениям кинетической энергии: $E_{\text{kin}} \approx 10\hbar\omega_r$ для лазерного охлаждения полем, резонансным E2-переходу, и $E_{\text{kin}} \approx 100\hbar\omega_{0r}$ для лазерного охлаждения полем, резонансным E1-переходу. Импульсное распределение холодных атомов является неравновесным, поэтому не может быть охарактеризовано в терминах температуры. Штриховыми линиями приведена оптимальная аппроксимация импульсного распределения гауссовой функцией с $T \approx 2.7$ мкК для E2-перехода и $T \approx 13$ мкК для E1-перехода. В целом использование E2-перехода для лазерного охлаждения в поле пространственной конфигурации $\sigma_+ - \sigma_-$ может приводить к более глубокому охлаждению атомов.

3.2. Лазерное охлаждение с использованием E2-перехода в поле конфигурации $\text{lin} \perp \text{lin}$

На рис.5 приведены результаты расчета кинетической энергии холодных атомов в поле пространственной конфигурации $\text{lin} \perp \text{lin}$ при различных отстройках светового поля в зависимости от безразмерного параметра u (18). В соответствии с результатами работ [20, 25] можно ви-

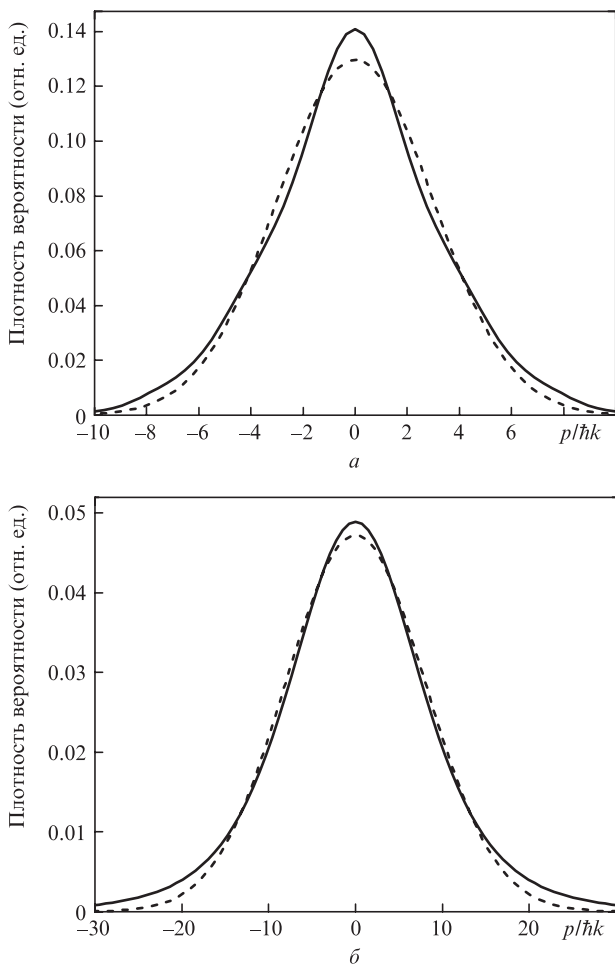


Рис.4. Импульсное распределение холодных атомов в поле конфигурации $\sigma_+ - \sigma_-$ в единицах импульса отдачи $\hbar k$ в полях, резонансных квадрупольному (а) и электродипольному (б) переходам, при параметрах световых полей, соответствующих минимальным значениям кинетической энергии атомов (рис.3): $\delta = -\gamma$, $\Omega^{(2)} \approx 0.7\gamma$ для охлаждения с использованием E2-перехода и $\delta = -10 \approx \gamma_0$, $\Omega \approx \gamma_0$ для охлаждения с использованием E1-перехода (сплошные кривые), а также аппроксимация гауссовой функцией (штриховые кривые).

деть, что для рассматриваемого E1-перехода с $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$ при больших отстройках лазерное охлаждение характеризуется только параметром u (18) и мало зависит от отстройки при выполнении условия секулярного приближения $\sqrt{u} \ll |\delta|/\gamma_0$ [20]. Минимальная кинетическая энергия холодных атомов $E_{kin} \approx 20\hbar\omega_{or}$, а импульсное распределение (рис.6,б) хорошо аппроксимируется гауссовой функцией с $T \approx 3.5$ мК.

Зависимость кинетической энергии холодных атомов с использованием E2-перехода в поле конфигурации $\text{lin} \perp \text{lin}$ (рис.5,а) схожа с результатами, полученными в поле конфигурации $\sigma_+ - \sigma_-$ (рис.3,а). Минимальная кинетическая энергия холодных атомов $E_{kin} \approx 7.6\hbar\omega_{or}$ достигается в области малых отстроек ($\delta = -\gamma$). При этом температура, получаемая аппроксимацией импульсного распределения гауссовой функцией (рис.6,а), составляет ~ 2 мК, что лишь немного меньше, чем для E1-перехода.

4. Заключение

В работе исследована возможность лазерного охлаждения атомов щелочных элементов с использованием узкого квадрупольного оптического перехода $^2S_{1/2} - ^2D_{5/2}$ меж-

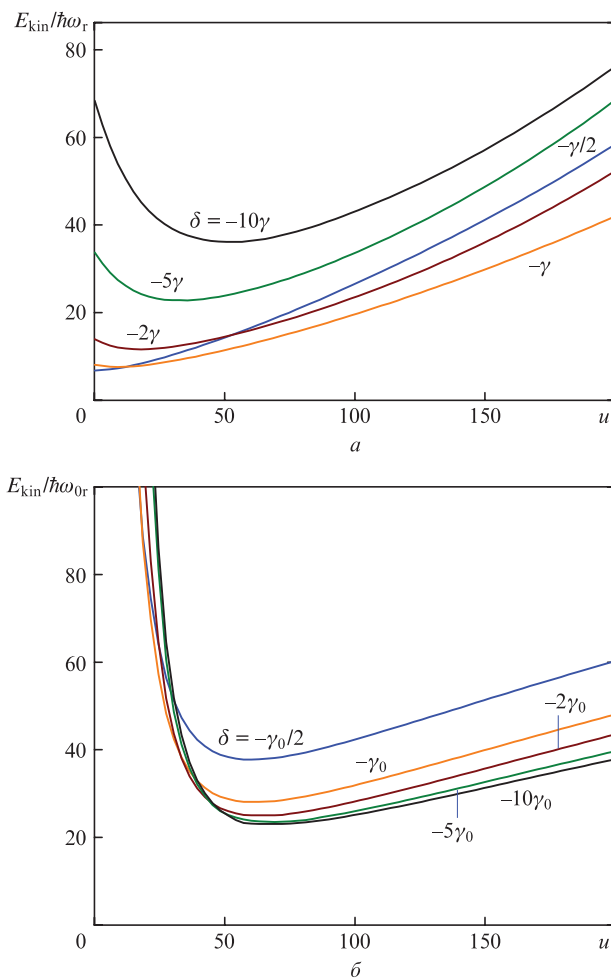


Рис.5. Кинетическая энергия холодных атомов в единицах энергии отдачи в поле конфигурации $\text{lin} \perp \text{lin}$, резонансном квадрупольному (а) и электродипольному (б) переходам, в зависимости от безразмерного параметра u (18).

ду уровнями сверхтонкой структуры с $F_g = F \rightarrow F_e = F + 2$ до сверхглубоких температур. Проведен анализ достижимых энергий ансамбля холодных атомов на основе численного решения уравнения для атомной матрицы плотности с полным учетом квантовых эффектов отдачи при взаимодействии атомов с фотонами светового поля. В рамках одномерной задачи в световых полях конфигураций $\text{lin} \perp \text{lin}$ и $\sigma_+ - \sigma_-$, формируемых встречными волнами с ортогональными поляризациями, для атомов цезия с использованием упрощенной модели оптических переходов с $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$ (E1) и $F_g = 1 \rightarrow F_e = 3$ (E2) рассчитаны минимальные достижимые значения кинетических энергий и выполнены оценки температур.

Показано, что использование квадрупольного перехода позволяет охладить атомы до энергий, эквивалентных нескольким энергиям отдачи. Заметим, что энергия отдачи $\hbar\omega_r$, получаемая атомом при поглощении фотонов поля, резонансного E2-переходу, несколько больше энергии отдачи $\hbar\omega_{or}$ в поле, резонансном E1-переходу. Это не позволяет получить существенно более низкие температуры лазерного охлаждения, чем в случае применения стандартных методов с использованием электродипольного перехода E1, в поле конфигурации $\text{lin} \perp \text{lin}$.

Отметим, что достижимая кинетическая энергия холодных атомов при лазерном охлаждении с использованием квадрупольного перехода E2 в полях конфигураций $\text{lin} \perp \text{lin}$

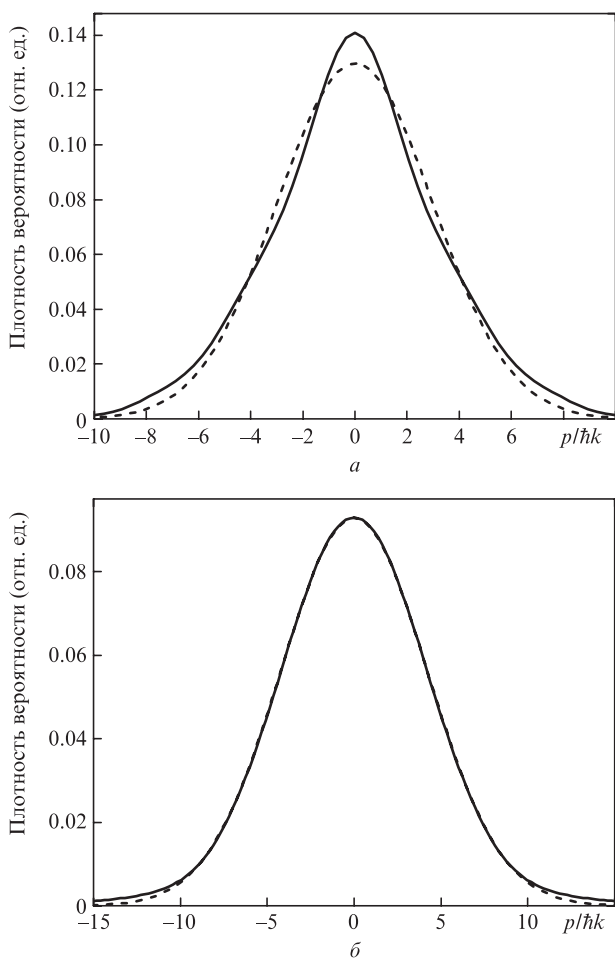


Рис.6. Импульсное распределение холодных атомов в поле конфигурации $\text{lin} \perp \text{lin}$ в единицах импульса отдачи $\hbar k$ в полях, резонансных квадрупольному (а) и электродипольному (б) переходам, при параметрах световых полей, соответствующих минимальным значениям кинетической энергии атомов (рис.5) $\delta = -\gamma$, $\Omega^{(2)} \approx 0.5\gamma$ для охлаждения с использованием E2-перехода и $\delta = -10\gamma_0$, $\Omega \approx 0.5\gamma_0$, для охлаждения с использованием E1-перехода (сплошные кривые), а также аппроксимация гауссовой функцией (штриховые кривые).

и $\sigma_+ - \sigma_-$ имеет схожие зависимости от параметров световых полей. Ее наименьшее значение достигается при малых ($\delta \approx -\gamma$) отстройках, в отличие от лазерного охлаждения в полях, резонансных E1-переходу. Также при охлаждении с использованием E1-перехода наблюдается существенная зависимость результатов от выбранной поляризационной конфигурации светового поля, что объясняется проявлением различных поляризационных механизмов субдоплеровского охлаждения в полях конфигураций $\text{lin} \perp \text{lin}$ и $\sigma_+ - \sigma_-$. Незначительные различия в результатах лазерного охлаждения при использовании E2-перехода в полях с различной поляризационной конфигурацией, а также недостижение температур ниже доплеровского предела (определяемого естественной шириной уровня $^2D_{5/2}$), свидетельствует о малой эффективности субдоплеровских поляризационных механизмов лазерного охлаждения в полях, резонансных квадрупольному переходу E2.

Существенное различие между исследуемыми схемами лазерного охлаждения с использованием световых полей,

резонансных E1- или E2-переходам, достигается в полях пространственной конфигурации $\sigma_+ - \sigma_-$. Такие конфигурации световых полей используются для лазерного охлаждения нейтральных атомов в магнитооптической ловушке, где поле конфигурации $\text{lin} \perp \text{lin}$ не приводит к формированию магнитооптического потенциала. В связи с этим лазерное охлаждение атомов щелочных элементов с использованием квадрупольного перехода может быть перспективно как вторая стадия для более глубокого лазерного охлаждения в магнитооптической ловушке.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Новосибирской области (грант № 18-42-540003), а также Минобрнауки РФ (№ 8.1326.2017/4.6).

- Ludlow A.D., Boyd M.M., Ye J., Peik E., Schmidt P.O. *Rev. Mod. Phys.*, **87**, 637 (2015).
- Тайченачев А.В., Юдин В.И., Багаев С.Н. *УФН*, **186**, 193 (2016).
- Marti G.E., Hutson R.B., Goban A., Campbell S.L., Poli N., Ye J. *Phys. Rev. Lett.*, **120**, 103201 (2018).
- Cornell E.A., Wieman C.E. *Rev. Mod. Phys.*, **74**, 875 (2002).
- Ketterle W. *Rev. Mod. Phys.*, **74**, 1131 (2002).
- Garraway V.M., Perrin H. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **49**, 172001 (2016).
- Bloch I., Dalibard J., Zwerger W. *Rev. Mod. Phys.*, **80**, 885 (2008).
- Казанцев А.П., Сурдутович Г.И., Яковлев В.П. *Механическое действие света на атомы* (М.: Наука, 1991).
- Миногин В.Г., Летохов В.С. *Давление лазерного излучения на атомы* (М.: Наука, 1986).
- Metcalf H.J., van der Straten P. *Laser Cooling and Trapping* (New York: Springer-Verlag, 1999).
- Dalibard J., Cohen-Tannoudji C. *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, **18**, 1661 (1985).
- Javanainen J. *Phys. Rev. A*, **44**, 5857 (1991).
- Прудников О.Н., Тайченачев А.В., Тумайкин А.М., Юдин В.И. *ЖЭТФ*, **115**, 791 (1999) [*JETP*, **88**, 433 (1999)].
- Безвербный А.В., Прудников О.Н., Тайченачев А.В., Тумайкин А.М., Юдин В.И. *ЖЭТФ*, **123**, 437 (2003) [*JETP*, **96**, 383 (2003)].
- Prudnikov O.N., Arimondo E. *J. Opt. B: Quant. Semiclass. Opt.*, **6**, 336 (2004).
- Wineland D., Itano W. *Phys. Rev. A*, **20**, 1521 (1979).
- Dalibard J., Cohen-Tannoudji C. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, 2023 (1989).
- Weiss D., Ungar P.J., Chu S. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, 2072 (1989).
- Прудников О.Н., Тайченачев А.В., Тумайкин А.М., Юдин В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **115**, 439 (1999) [*JETP Lett.*, **70**, 443 (1999)].
- Castin Y., Dalibard J. *Europhys. Lett.*, **14**, 761 (1991).
- Castin Y., Dalibard J., Cohen-Tannoudji C., in *Light Induced Kinetic Effects on Atoms, Ions and Molecules* (Pisa: ETS, 1991, p. 5).
- Castin Y., Molmer K. *Phys. Rev. A*, **50**, 5275 (1996).
- Prudnikov O.N., Taichenachev A.V., Tumaikin A.M., Yudin V.I. *Phys. Rev. A*, **75**, 023413 (2007).
- Прудников О.Н., Тайченачев А.В., Тумайкин А.М., Юдин В.И. *ЖЭТФ*, **131**, 963 (2007) [*JETP*, **104**, 839 (2007)].
- Прудников О.Н., Ильенков Р.Я., Тайченачев А.В., Тумайкин А.М., Юдин В.И. *ЖЭТФ*, **139**, 1074 (2011) [*JETP*, **112**, 939 (2011)].
- Castin Y., Wallis H., Dalibard J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, 2046 (1989).
- Chalony M., Kastberg A., Klappauf B., Wilkowski D. *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 243002 (2011).
- Prudnikov O.N., Ilenkov R.Ya., Taichenachev A.V., Yudin V.I. *Phys. Rev. A*, **99**, 023427 (2019).
- Prudnikov O.N., Brazhnikov D.V., Taichenachev A.V., Yudin V.I., Bonert A.E., Ilenkov R.Ya., Goncharov A.N. *Phys. Rev. A*, **92**, 063413 (2015).
- Kalganova E., Prudnikov O., Vishnyakova G., Golovizin A., Tregubov D., Sukachev D., Khabarova K., Sorokin V., Kolachevsky N., *Phys. Rev. A*, **96**, 033418 (2017).
- Chan E.A., Aljunid S.A., Zheludev N.I., Wilkowski D., Ducloy M. *Opt. Lett.*, **41**, 2005 (2016).