Магнитооптическая ловушка для атомов ^{6}Li, образованная световыми волнами с эллиптической поляризацией

Р.Я.Ильенков, А.А.Кирпичникова, О.Н.Прудников

Проведено исследование модели магнитооптической ловушки (МОЛ) для атомов ^{6}Li в поле $\varepsilon - \theta - \bar{\varepsilon}$-конфигурации, образованном встречными волнами с эллиптическими поляризациями, резонансными оптическому переходу $^2S_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$ (λ = 670.977 нм). В модели учитывается сверхтонкое расщепление уровней, находящихся внутри естественной ширины линии оптического перехода. По сравнению со стандартной МОЛ, образованной встречными волнами с циркулярными поляризациями ($\sigma_+ - \sigma_-$-конфигурация), в МОЛ предлагаемой конфигурации достижимо более глубокое субдоплеровское охлаждение атомов ^{6}Li.

Ключевые слова: *магнитооптическая ловушка, субдоплеровское охлаждение, лазерное охлаждение, эллиптическая поляризация.*

1. Введение

Лазерное охлаждение атомов в настоящее время широко используется в современных научных исследованиях для создания квантовых сенсоров на основе атомных интерферометров (гироскопы, гравиметры и акселерометры); получения бозе-конденсатов [1, 2] и ферми-газов [3]; для разработки квантовых компьютеров [4]; создания современных оптических стандартов частоты [5–7], широко применяющихся как в фундаментальных исследованиях для измерения геопотенциала, измерения фундаментальных констант, проверки общей теории относительности, так и в прикладных задачах, например для построения современных навигационных систем [8]. Решение последних требует развития эффективных методов глубокого лазерного охлаждения атомов.

Несмотря на то что теория лазерного охлаждения хорошо изучена [9, 10], проблема выбора оптимальных параметров и конфигураций светового поля с целью достижения глубокого лазерного охлаждения остается открытой для конкретных условий реализации эксперимента. В рамках квазиклассической теории [9–15] указывается, что температура субдоплеровского лазерного охлаждения в полях малой интенсивности может быть меньше доплеровского предела и составлять несколько энергий отдачи. Однако широкий анализ кинетики атомов, проведенный в работе [16], показал, что известный процесс субдоплеровского охлаждения выполняется только для атомов с предельно малыми параметрами отдачи $\varepsilon_{\text{г}} = \omega_{\text{г}}/\gamma \ll 10^{-3}$ – отношения энергии отдачи $\hbar\omega_{\text{г}} = \hbar k^2/2M$, полученной атомом с массой M в результате единичного акта поглощения или излучения фотона с волновым вектором k, к естественной ширине линии оптического перехода γ, используемого для лазерного охлаждения. При этом для атомов даже в условиях квазиклассического подхода к кинетике субдоплеровские температуры могут быть недостижимы [16–18], а при больших значениях $\varepsilon_{\text{г}}$ (0.01–0.1) эффекты субдоплеровского охлаждения становятся менее действенными [16], особенно в $\sigma_+ - \sigma_-$-конфигурации поля, которую обычно используют в магнитооптических ловушках (МОЛ).

Немаловажно также то, что равновесное распределение охлажденных атомов в световом поле не является гауссовым и, следовательно, не может быть описано в терминах температуры [19], но приближенно его можно описать в рамках двухтемпературного распределения атомов, имеющих холодную и горячую фракции [20].

Среди щелочных металлов атом лития весьма перспективен для исследования квантовых эффектов, возникающих при экстремально низких температурах, т. к. он является наиболее лёгким в этой группе элементов. Литий также идеален для работ с бозе- [21] и ферми-конденсатами [22] атомов, поскольку он имеет стабильные изотопы как с целыми, так и с полуцелыми ядерными спинами: ^{6}Li (I = 1; 7.5%) и ^{7}Li (I = 3/2; 92.5%). Для получения значительной плотности атомов в ловушках охлаждение атомов лития начинается с более высоких температур (вследствие малости их массы), и их захват и охлаждение в МОЛ – сложный для реализации процесс [23]. Можно также отметить работы с прменением симпатического метода охлаждения атомов Li в МОЛ, что накладывает определённые ограничения на использование холодных атомов в дальнейшем из-за трудности полного извлечения буферных атомов из ловушки [24–26].

В рамках теоретического анализа отметим, что литий относится к атомам с недостаточно малым ($\sim 10^{-2}$) значением параметра $\varepsilon_{\text{г}}$, что, согласно работе [16], затрудняет достижение субдоплеровских температур. Кроме того, естественная ширина линии $g \sim 5.8$ МГц [27] превышает сверхтонкое расщепление уровней возбуждённого состо-

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

Поступила в редакцию 19 октября 2021 г.

яния, что не позволяет использовать для анализа классические теории и модели. Анализ лазерного охлаждения атомов лития требует построения более сложной модели, чем рассматриваемые в стандартных классических теориях, что даст возможность определить наиболее оптимальные конфигурации и параметры световых полей для достижения глубокого лазерного охлаждения.

В настоящей работе для достижения субдоплеровских температур лазерного охлаждения атомов ^{6}Li мы предлагаем использовать МОЛ, образованную световыми волнами с эллиптическими поляризациями.

2. Сверхтонкая структура атомов лития

Для охлаждения атомов ^{6}Li можно использовать различные оптические переходы, соответствующие линиям D1 и D2, (рис.1). В сверхтонкой структуре атомов нельзя выделить замкнутый переход, поэтому необходимо дополнительное поле накачки, которое будет возвращать атомы в замкнутый цикл охлаждения. Для подробного исследования, исходя из предварительных оценок, нами был выделен переход $^2S_{1/2} \to {}^2P_{3/2}$ (рис.1). Дополнительное поле накачки, резонансное переходу $^2S_{1/2} \to {}^2P_{1/2}$, используется для возвращения атомов в цикл взаимодействия с охлаждающим полем.

Параметры линий D1 и D2 приведены в табл.1 [27]. В отличие от классической двухуровневой модели атомов с вырожденными по проекции углового момента уровнями

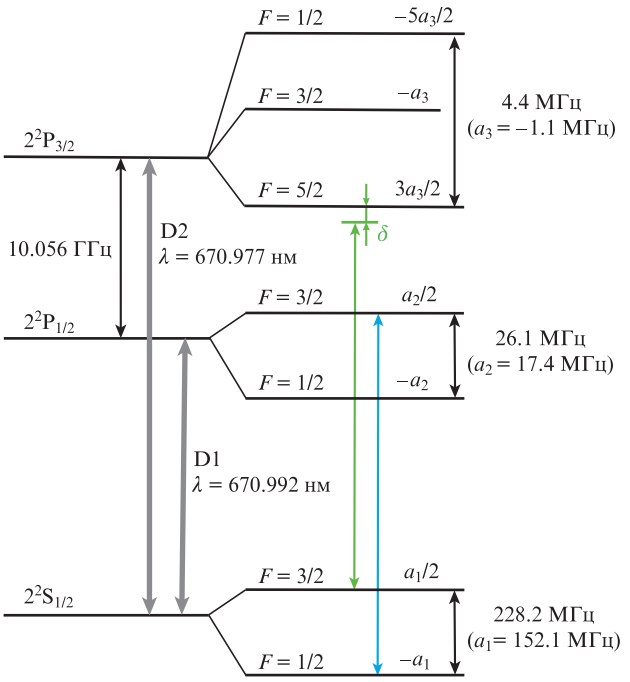

Рис.1. Схема сверхтонкой структуры атома ^{6}Li [27]. Зелёной линией обозначено охлаждающее поле, голубой – поле накачки.

в основном и возбужденном состояниях, в рассматриваемой нами модели мы учитываем все подуровни сверхтонкой структуры, которые взаимодействуют с полем, резонансным переходу $^2S_{1/2} \to {}^2P_{3/2}$.

Для исследования пределов лазерного охлаждения мы воспользуемся квазиклассическим подходом, основанным на решении уравнения Фоккера–Планка (ФП) [28–31]. Кинетическими коэффициентами этого уравнения являются сила, действующая на атом в светом поле, и коэффициент диффузии, возникающий в результате флуктуации сил в процессах излучения и поглощения фотонов поля.

3. Постановка задачи

Рассмотрим одномерную задачу лазерного охлаждения атомов в световом поле, образованном парой встречных волн одинаковой интенсивности вдоль оси z:

$$\boldsymbol{E}(z,t) = E_0(\boldsymbol{e}_1\exp(\mathrm{i}kz) + \boldsymbol{e}_2\exp(-\mathrm{i}kz))\exp(-\mathrm{i}\omega t) + \text{c.c.} \quad (1)$$

Здесь E_0 – комплексная амплитуда светового поля; $\boldsymbol{e}_1$ и $\boldsymbol{e}_2$ – векторы поляризации встречных волн, определяющие пространственную конфигурацию поля. В случае, когда векторы $\boldsymbol{e}_1$ и $\boldsymbol{e}_2$ соответствуют ортогональным линейным поляризациям, формируется так называемая lin⊥lin -конфигурация поля, а когда они отвечают ортогональным круговым поляризациям, формируется $\sigma_+-\sigma_-$-конфигурация, в которой возможно достижение субдоплеровского охлаждения атомов [13].

В квазиклассическом приближении [9–15] одномерная задача лазерного охлаждения атомов описывается уравнением ФП для функции распределения атомов в фазовом пространстве $W(z,p,t)$. Для дальнейшего анализа кинетики мы выбрали следующую форму записи этого уравнения:

$$\frac{\partial}{\partial t}W + \frac{p}{M}\frac{\partial}{\partial z}W = -\frac{\partial}{\partial p}(FW) + \frac{\partial^2}{\partial p^2}(D_{\text{sp}}W) + \frac{\partial}{\partial p}\left(D_{\text{ind}}\frac{\partial}{\partial p}W\right). \quad (2)$$

Данный выбор обусловлен тем, что для атомов с недостаточно малым параметром отдачи ε_r, как у атомов лития, решение уравнение ФП в форме записи (2) приводит к результатам, наиболее близким к получаемым на основе квантовых подходов численным решениями [16].

Кинетическими коэффициентами уравнения ФП являются сила F, действующая на атом в световом поле, и коэффициент диффузии D, который разбивается на сумму вкладов спонтанной (D_{sp}) и вынужденной (D_{ind}) диффузии. Кинетические коэффициенты могут быть непосредственно получены путём редукции квантового кинетического уравнения для матрицы плотности атомов

Табл.1. Параметры линий D1 и D2 для атома ^{6}Li [27].

Линия	Параметры					
	Длина волны λ (нм)	Волновое число $k/2\pi$ (см$^{-1}$)	Частота ν (ТГц)	Время жизни τ (нс)	Естественная ширина линии γ (с$^{-1}$/МГц)	Скорость атомной релаксации v_{rel} (см/с$^{-1}$)
D1	670.992421	14903.298	446.789634	27.102	$36.898 \times 10^6/5.8724$	9.886554
D2	670.977338	14903.633	446.799677	27.102	$36.898 \times 10^6/5.8724$	9.886776

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

Здесь $\hat{H}$ – гамильтониан рассматриваемой системы; $\hat{\Gamma}\{\hat{\rho}\}$ – оператор спонтанной релаксации, описывающий изменение внутренних и поступательных степеней свободы матрицы плотности при спонтанном излучении фотонов поля (см., напр., [9, 15, 31]). Выражения для силы и коэффициента диффузии в рассматриваемой нами модели атомов лития, в силу использования более сложной модели атома, учитывающей несколько сверхтонких компонент уровня возбуждённого состояния, могут отличаться от рассматриваемых ранее выражений для простых моделей и могут быть получены на основе подходов, представленных в работах [15, 29, 32, 33].

4. Пределы лазерного охлаждения ^{6}Li. Сравнение «упрощённой» и «более полной» моделей

Проведём сравнительный анализ кинетики атомов лития в световом поле на основе упрощённой модели – вырожденной двухуровневой модели с полным угловым моментом $F_g = 3/2$ в основном состоянии и $F_e = 5/2$ – в возбуждённом (рис.2,*а*), а также в рамках более полной модели, учитывающей взаимодействие лазерного поля с несколькими уровнями сверхтонкого расщепления возбуждённого состояния $2^2P_{3/2}$ ($F_{e1} = 5/2$, $F_{e2} = 3/2$, $F_{e3} = 1/2$), находящихся внутри резонансного контура взаимодействия шириной γ (рис.2,*б*).

Сравнительный анализ в рамках упрощенной и более полной моделей (рис.2) позволит выявить влияние сложной структуры уровней возбуждённого состояний. А именно, влияние нескольких сверхтонких компонент внутри контура линии взаимодействия, определяемой естественной шириной γ, на достижимые пределы лазерного охлаждения атомов лития по сравнению с пределами, определяемыми классическими двухуровневыми моделями, где уровни основного и возбуждённого состояний вырождены по проекции углового момента. В данном анализе мы также пренебрежем влиянием отдачи поля накачки (индуцированные им переходы обозначены синей линией на рис.1), ставя основной целью поиск оптимальных конфигураций и параметров охлаждающего поля для глубокого лазерного охлаждения. Отдача, вызываемая полем накачки, в точном резонансе перехода $^2S_{1/2}$ ($F = 1/2$) → $^2P_{1/2}$ ($F = 1/2$) приводит к дополнительному нагреву атомов, который можно минимизировать подбором интенсивности поля накачки. Кроме того, реализуя конфигурацию поля накачки в виде стоячей волны в общем случае с неоднородной эллиптической поляризацией, можно добиться дополнительного увеличения охлаждения атомов лития. Однако исследование данных вопросов мы вынесем за рамки настоящей работы, сфокусировав основное внимание на эффектах лазерного охлаждения «охлаждающим» полем, резонансным переходу $^2S_{1/2}$ ($F = 3/2$) → $^2P_{3/2}$ ($F = 1/2$, $F = 3/2$, $F = 5/2$) и влиянию на кинетику атомов со сложной структурой уровней возбужденного состояния $^2P_{3/2}$.

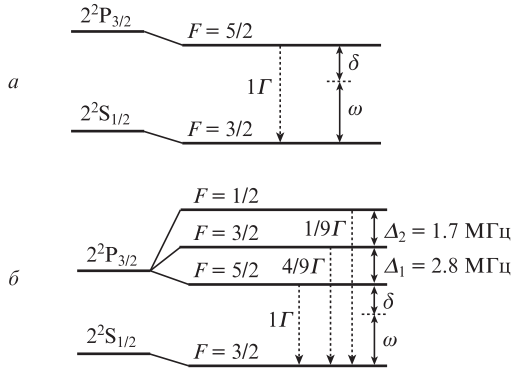

Рис.2. Часть схемы энергетических уровней атома ^{6}Li: упрощённая (*а*) и более полная (*б*) модели; Γ – обратная величина времени жизни возбужденного состояния атома.

Другим важным приближением рассматриваемой модели является использование одночастичного приближения, в котором пренебрегается эффектами взаимодействия с излучением окружающих холодных атомов лития. Исследование режимов работы МОЛ с небольшой плотностью атомов в ловушке n, для которых справедливо соотношение $n\lambda^3 < 1$, когда данными кинетическими эффектами можно пренебречь, представляет отдельный интерес и позволяет выявить достижимые пределы лазерного охлаждения атомов в МОЛ. При этом увеличение плотности атомов в МОЛ вследствие различных эффектов, связанных со взаимодействием атомов с излучением окружающих холодных атомов и с поглощением излучения в оптически плотной среде, приводит к увеличению температуры атомного облака с ростом его плотности [34]. Поскольку основной целью нашего анализа является сравнение различных полевых конфигураций светового поля и определение оптимальных параметров для достижения минимальных температур лазерного охлаждения атомов лития, в настоящей работе представляется уместным использование общепринятого одночастичного приближения модели МОЛ.

Дополнительно отметим, что импульсное распределение атомов в охлаждающем лазерном поле существенно неравновесное [17] и, следовательно, строго говоря, не может быть описано в терминах температуры. Поэтому в качестве количественной оценки лазерного охлаждения мы будем приводить данные для средней кинетической энергии холодных атомов. На рис.3 представлены результаты для средней кинетической энергии атомов ^{6}Li, достижимой при лазерном охлаждении с использованием светового поля, резонансного оптическому переходу $^2S_{1/2}$ → $^2P_{3/2}$, в поле σ_+–σ_--конфигурации, полученные в рамках упрощенной и более полной моделей (рис.2). Результаты получены для различных отстроек светового поля $\delta = \omega - \omega_0$ (здесь ω – частота светового поля, а ω_0 – оптического перехода (рис.2)) в зависимости от определяющего световой сдвиг уровней параметра

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

где

$$\Omega = \gamma\sqrt{\frac{I}{2I_s}} \qquad (5)$$

– частота Раби оптического перехода, которая может быть выражена через интенсивность насыщения оптического перехода [35] и интенсивность лазерного поля; I –

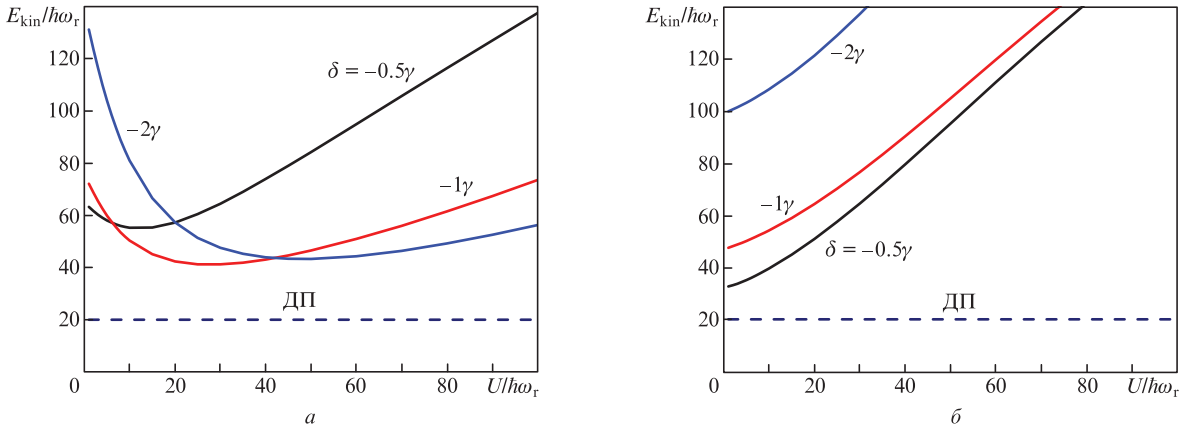

Рис.3. Кинетическая энергия холодных атомов ^{6}Li как функция параметра U при различных отстройках δ в поле σ_+–σ_--конфигурации для упрощенной (*а*) и более полной (*б*) моделей (рис.2); ДП – доплеровский предел.

интенсивность поля каждой из встречных волн; $I_s \approx$ 2.56 мВт/см^2 – интенсивность насыщения для используемого оптического перехода атомов лития [35].

Из рис.3 следует, что кинетическая энергия атомов не достигает доплеровского предела лазерного охлаждения $k_B T_D \sim \hbar\gamma/2$ (~140 мкК для атомов лития), который соответствует средней кинетической энергии холодных атомов $E_{kin} \sim \hbar\omega_r$ (предел показан горизонтальной штриховой линией). Данный факт качественно подтверждается экспериментальными данными: в работе [36] при отстройке $\delta = -3\gamma$ на первом этапе охлаждения была достигнута температура лазерного охлаждения ~500 мкК (что соответствует средней кинетической энергии $E_{kin} \sim 1.8\hbar\gamma \sim 70\hbar\omega_r$). Несколько более низкая температура, ~410 мкК ($E_{kin} \sim 1.5\hbar\gamma \sim 60\hbar\omega_r$), была получена в [37] при отстройке $\delta = -0.5\gamma$. В работе [38] была предложена нестандартная модель ловушки с температурой ~1000 мкК ($E_{kin} \sim 3.6\hbar\gamma \sim 140\hbar\omega_r$) при отстройке $\delta = -3.4\gamma$.

Отметим также существенные различия результатов, получаемых с помощью упрощенной и более полной моделей (рис.3). В слабых полях вторая модель, учитывающая сложную структуру уровней атомов лития в возбуждённом состоянии, предсказывает достижение более глубокого лазерного охлаждения, чем даёт упрощенная, однако в сильных полях оптимум по интенсивности светового поля не наблюдается – средняя кинетическая энергия монотонно возрастает с ростом интенсивности.

Использование lin⊥lin-конфигурации светового поля, сформированного встречными световыми волнами с ортогональными линейными поляризациями, позволяет достичь более глубокого лазерного охлаждения, чем для σ_+–σ_--конфигурации (рис.4). При этом наблюдаются лишь количественные различия в результатах для обеих моделей, проявляющиеся в режиме больших отстроек. Однако важно отметить, что эту конфигурацию светового поля, несмотря на возможность достижения более глубокого лазерного охлаждения, нельзя использовать для реализации МОЛ, поскольку не создается удерживающий магнитооптический потенциал.

Для достижения глубокого лазерного охлаждения в присутствии удерживающего магнитооптического потенциала рассмотрим более общую конфигурацию светового поля, реализуемую встречными волнами с эллиптическими поляризациями (рис.5). В системе координат, где ось z направлена вдоль волновых векторов встречных волн (1), векторы поляризации $\boldsymbol{e}_1$ и $\boldsymbol{e}_2$ можно представить в виде следующего разложения по циркулярным компонентам:

$$\begin{aligned} \boldsymbol{e}_1 &= -\cos(\varepsilon_0 - \pi/4)\boldsymbol{e}_+ + \cos(\varepsilon_0 + \pi/4)\boldsymbol{e}_-, \\ \boldsymbol{e}_2 &= -\cos(\varepsilon_0 + \pi/4)\exp(-i\theta)\boldsymbol{e}_+ + \cos(\varepsilon_0 - \pi/4)\exp(i\theta)\boldsymbol{e}_-. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь θ – относительный угол взаимной ориентации между главными полуосями эллипсов поляризации встреч-

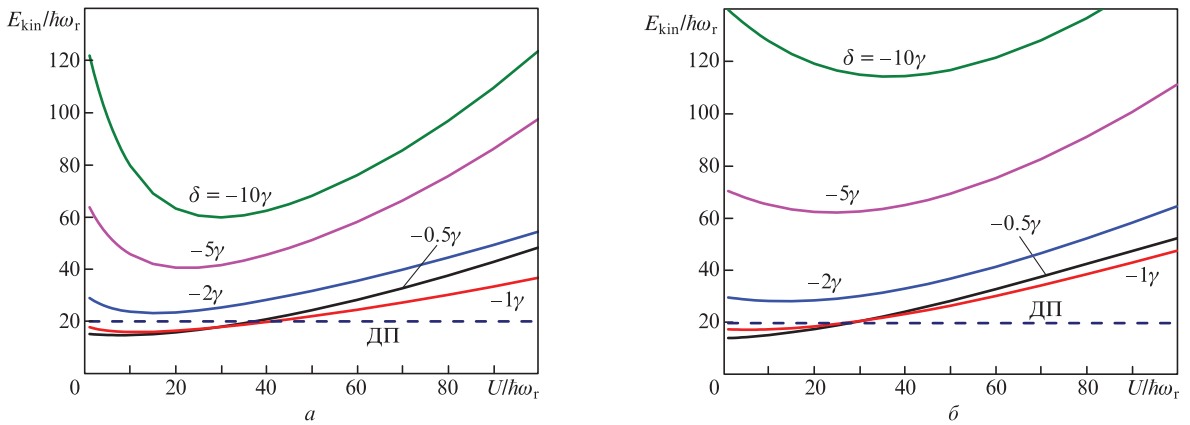

Рис.4. Кинетическая энергия холодных атомов ^{6}Li как функция параметра U при различных отстройках δ в поле lin⊥lin-конфигурации для упрощенной (*а*) и более полной (*б*) моделей (рис.2).

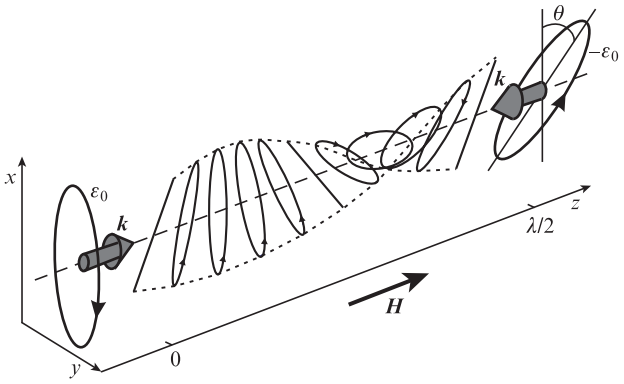

Рис.5. Конфигурация $\varepsilon-\theta-\bar{\varepsilon}$ светового поля, образованного встречными волнами с противоположными эллиптическими поляризациями, определяющаяся параметрами эллиптичности встречных волн ε_0 и $-\varepsilon_0$.

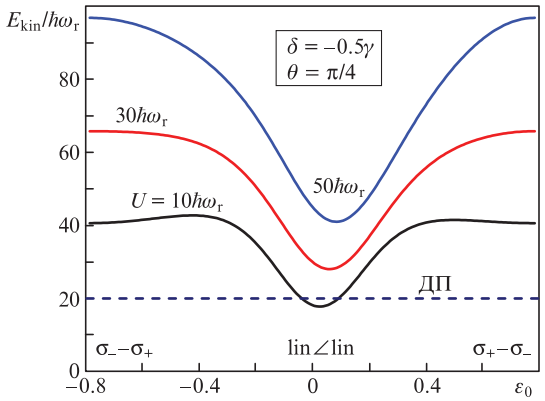

Рис.7. Зависимости кинетической энергии холодных атомов ^{6}Li в поле $\varepsilon-\theta-\bar{\varepsilon}$-конфигурации ($\theta = \pi/4$) от параметра эллиптичности световых волн ε_0.

ных волн; параметр ε_0, характеризующий степень эллиптичности встречных волн, равен тангенсу угла отношения главных полуосей эллипса поляризации, $-\pi/4 < \varepsilon_0 < \pi/4$. Такую конфигурацию поля обозначим как $\varepsilon-\theta-\bar{\varepsilon}$ [39, 40]. Известные конфигурации светового поля lin⊥lin ($\varepsilon_0 = 0$, $\theta = \pi/2$) и $\sigma_+-\sigma_-$ ($\varepsilon_0 = \pi/4$) являются частными случаями рассматриваемой $\varepsilon-\theta-\bar{\varepsilon}$-конфигурации. Параметр эллиптичности встречных волн $\varepsilon_0 = 0$ соответствует линейной поляризации, а $\varepsilon_0 = \pm\pi/4$ – левой или правой циркулярной поляризации.

Анализ пределов лазерного охлаждения в поле $\varepsilon-\theta-\bar{\varepsilon}$-конфигурации показывает, что для обеих моделей при переходе от линейной поляризации к круговой (с ростом $|\varepsilon_0|$) происходит резкий рост минимально достижимой средней кинетической энергии (рис.6). Поэтому для достижения глубокого субдоплеровского лазерного охлаждения атомов ^{6}Li в условиях работы МОЛ мы предлагаем использовать $\varepsilon-\theta-\bar{\varepsilon}$-конфигурацию светового поля с малыми параметрами эллиптичности ε_0. При этом, в отличие от lin⊥lin-конфигурации, в поле $\varepsilon-\theta-\bar{\varepsilon}$- конфигурации возникает удерживающая атомы магнитооптическая сила [39], которая содержит поляризационные вклады, не возникающие в полях, образованных волнами с линейной и круговой поляризациями встречных волн.

Зависимости средней кинетической энергии холодных атомов ^{6}Li от параметра эллиптичности встречных волн ε_0 при $\theta = \pi/4$ приведены на рис.7. Крайние точки $\varepsilon_0 = +\pi/4$ и $\varepsilon_0 = -\pi/4$ соответствуют $\sigma_+-\sigma_-$- и $\sigma_-\sigma_+$-конфигурациям световых полей соответственно, а точка $\varepsilon_0 = 0$ – lin∠lin-конфигурации. Наблюдаемая асимметрия по параметру эллиптичности определяется аномальными поляризационными вкладами в силу трения [40].

5. Магнитооптический потенциал в МОЛ с конфигурацией поля $\varepsilon-\theta-\bar{\varepsilon}$

На рис. 8,*а* приведены результаты расчёта нелинейной зависимости магнитооптической силы в МОЛ при различных параметрах эллиптичности световых волн, формирующих ловушку, включая для сравнения $\sigma_+-\sigma_-$- ($\varepsilon_0 = \pi/4$) и lin∠lin- ($\varepsilon_0 = 0$) конфигурации. Отрицательный знак угла $\theta = -\pi/4$ выбран для того, чтобы при отклонении атомов из точки равновесия в область $z > 0$ с ненулевым магнитным полем, направленным вдоль оси z, магнитооптическая сила была возвращающей, т. е. формировала захватывающий магнитооптический потенциал МОЛ.

Зависимости глубины магнитооптического потенциала от величины магнитного поля приведены на рис.8,*б* для $\sigma_+-\sigma_-$- и $\varepsilon-\theta-\bar{\varepsilon}$-конфигураций светового поля. Следует отметить, что хотя глубина магнитооптического потенциала в поле $\varepsilon-\theta-\bar{\varepsilon}$-конфигурации при рассмотренных параметрах эллиптичности светового поля примерно в 6–10 раз меньше глубины стандартной МОЛ, сформированной $\sigma_+-\sigma_-$-конфигурацией световых полей, тем не менее соответствующая ей температура остаётся

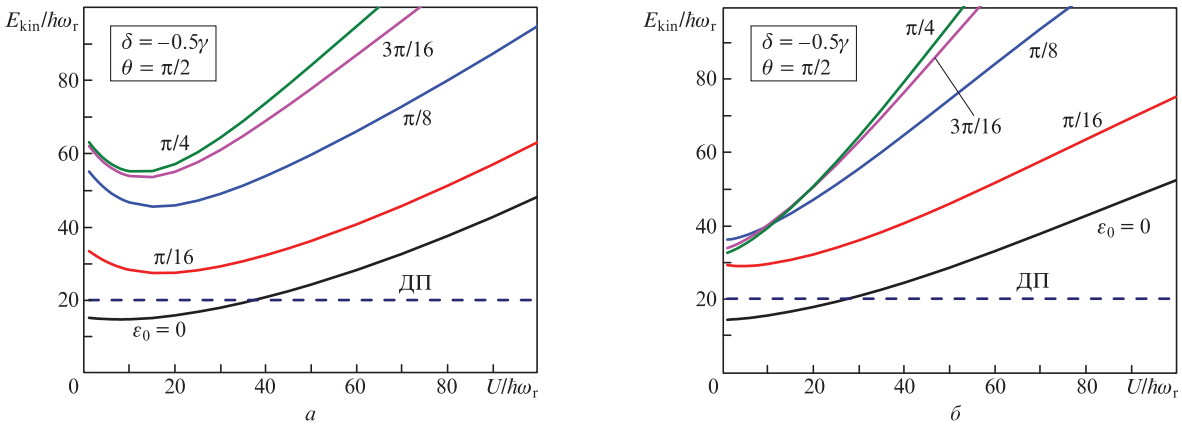

Рис.6. Кинетическая энергия холодных атомов ^{6}Li как функция U в поле $\varepsilon-\theta-\bar{\varepsilon}$-конфигурации при различных параметрах эллиптичности встречных волн ε_0; угол $\theta = \pi/2$ для упрощенной (*а*) и более полной (*б*) моделей.

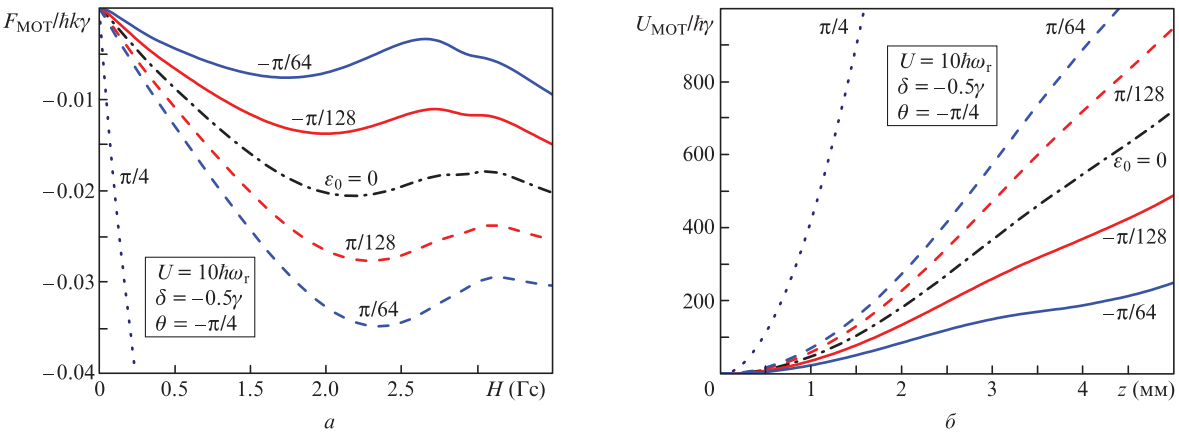

Рис.8. Зависимости магнитооптической силы $F_{МОТ}$ (в единицах $k\gamma$), действующей на атомы ^{6}Li, от величины магнитного поля H (*а*) и глубины магнитооптического потенциала $U_{МОТ}$ (в единицах γ) от размера МОЛ (градиент магнитного поля 6 Гс/см) (*б*) в поле $\varepsilon-\theta-\bar{\varepsilon}$-конфигурации при различных параметрах эллиптичности встречных волн ε_0. Отстройки и интенсивности световых волн соответствуют оптимальным параметрам световых полей, показанным на рис.7.

значительно больше температуры захваченных холодных атомов. Так, например, в образованной полями $\varepsilon-\theta-\bar{\varepsilon}$-конфигурации МОЛ размером z = 0.5 см с градиентом магнитного поля $\partial_z H$ = 6 Гс/см глубина магнитооптического потенциала (рис.8,*б*) $U_{МОТ} = 1000\hbar\gamma \approx 0.3$ K, что более чем на три порядка превышает доплеровский предел для атомов лития (T = 140 мкК) и вполне достаточно для удержания облака холодных атомов. При этом достигаемая температура лазерного охлаждения атомов лития в предлагаемой конфигурации светового поля существенно меньше (ниже доплеровского предела) (см.рис.7), что является неоспоримым преимуществом предлагаемой конфигурации МОЛ для достижения глубокого лазерного охлаждения атомов лития.

6. Заключение

В работе предложена МОЛ, образованная встречными волнами с эллиптическими поляризациями для глубокого охлаждения атомов лития. В рамках упрощенной модели (двухуровневой, с вырожденными по проекции углового момента уровнями) и более полной модели (учитывающей сверхтонкую структуру возбуждённого состояния атома) проведен сравнительный анализ пределов лазерного охлаждения атомов лития в поле с наиболее общей пространственной конфигурацией $\varepsilon-\theta-\bar{\varepsilon}$.

Показано, что МОЛ, сформированная волнами с эллиптическими поляризациями, позволяет достичь более глубокого лазерного охлаждения атомов ^{6}Li, чем стандартная МОЛ на основе волн со встречными круговыми поляризациями. Так, в поле $\varepsilon-\theta-\bar{\varepsilon}$-конфигурации, образованной волнами с эллиптическими поляризациями и ориентированных под углом $\theta = -\pi/4$ с параметрами эллиптичности, близкими к линейной поляризации, возможно достижение средней кинетической энергии холодных атомов $E_{kin} \sim 20\hbar\omega_r$, что для равновесного распределения соответствует температуре лазерного охлаждения $T \approx 140$ мкК. По сравнению с МОЛ, сформированной волнами с циркулярными поляризациями $\sigma_+-\sigma_-$, предложенная нами МОЛ с полем $\varepsilon-\theta-\bar{\varepsilon}$-конфигурации обладает меньшей, но при этом достаточной для захвата, глубиной потенциала и позволяет достичь меньших температур лазерного охлаждения атомов ^{6}Li. Использование МОЛ, образованной волнами с эллиптической поляризацией, представляется перспективным для второй стадии глубокого лазерного охлаждения атомов лития.

Работа Р.Я.Ильенкова и А.А.Кирпичниковой выполнена при поддержке гранта Президента РФ (МК-6295.2021.1.2), работа О.Н.Прудникова поддержана РНФ (грант № 20-12-00081).

1. Cornell E.A., Wieman C.E. *Rev. Mod. Phys.*, **74**, 875 (2002).
2. Ketterle W. *Rev. Mod. Phys.*, **74**, 1131 (2002).
3. Турлапов А.В. *Письма в ЖЭТФ*, **95** (2), 104 (2012) [*JETP Lett.*, **95** (2), 96 (2012)].
4. Рябцев И.И., Колачевский Н.Н., Тайченачев А.В. *Квантовая электроника*, **51**, 463 (2021) [*Quantum Electron.*, **51**, 463 (2021)].
5. Ludlow A.D., Boyd M.M., Ye J., et al. *Rev. Mod. Phys.*, **87**, 637 (2015).
6. Тайченачев А.В., Юдин В.И., Багаев С.Н. *УФН*, **186**, 193 (2016) [*Phys. Usp.*, **59**, 184 (2016)].
7. Marti G.E., Hutson R.B., Goban A., Campbell S.L., Poli N., Ye J. *Phys. Rev. Lett.*, **120**, 103201 (2018).
8. Колачевский Н.Н., Хабарова К.Ю., Заливако И.В., Семериков И.А., Борисенко А.С., Шерстов И.В., Багаев С.Н., Луговой А.А., Прудников О.Н., Тайченачев А.В., Чепуров С.В. *Ракетно-космическое приборостроение и информационные системы*, **5**, 13 (2018).
9. Minogin V.G., Letokhov V.S. *Laser Light Pressure on Atoms* (New York: Gordon and Breach Sci. Publi., 1987).
10. Kazantsev A.P., Surdutovich G.I., Yakovlev V.P. *Mechanical Action of Light on Atoms* (Singapore: World Scientific, 1990).
11. Dalibard J., Cohen-Tannoudji C. *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, **18**, 1661 (1985).
12. Javanainen J. *Phys. Rev. A*, **44**, 5857 (1991).
13. Dalibard J., Cohen-Tannoudji C. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, 2023 (1989).
14. Dalibard J., Cohen-Tannoudji C. *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, **18**, 1661 (1985).
15. Прудников О.Н., Тайченачев А.В., Тумайкин А.М. и др., *ЖЭТФ*, **115**, 791 (1999) [*JETP*, **88**, 433 (1999)].
16. Кирпичникова А.А., Прудников О.Н., Ильенков Р.Я., Тайченачев А.В., Юдин В.И. *Квантовая электроника*, **50**, 939 (2020) [*Quantum Electron.*, **50**, 939 (2020)]; Кирпичникова А.А., Прудников О.Н., Тайченачев А.В., Юдин В.И. *Квантовая электроника*, **52**, 130 (2022) [*Quantum Electron.*, **52**, 130 (2022)].
17. Riedmann M., Kelkar H., Wubbena T., Pape A., Kulosa A., Zipfel K., Fim D., Ruhmann S., Friebe J., Ertmer W., Rasel E. *Phys. Rev. A*, **86**, 043416 (2012).
18. Hobson R., Bowden W., Vianello A., Hill I.R., Gill P. *Phys. Rev. A*, **101**, 013420 (2020).
19. Прудников О.Н., Тайченачев А.В., Юдин В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **102**, (9), 576 (2015) [*JETP Lett.*, **102** (9), 660 (2015)].

20. Kalganova E., Prudnikov O., Vishnyakova G., Golovizin A., Tregubov D., Sukachev D., Khabarova K., Sorokin V., Kolachevsky N. *Phys. Rev. A*, **96**, 033418 (2017).
21. Питаевский Л.П. *УФН*, **168** (6), 641 (1998) [*Phys. Usp*., **41**, 569 (1998)].
22. Каган М.Ю., Турлапов А.В. *УФН*, **189**, 225 (2019) [*Phys. Usp*., **62**, 215 (2019)].
23. Lin Zh., Shimizu K., Zhan M., Shimizu F., Takuma H. *Jap. J. Appl. Phys*., **30** (7B), 1324 (1991).
24. Truscott A.G., Strecker K.E., McAlexander W.I., Partridge G., Hulet R.G. *Science*, **291**, 2570 (2001).
25. Schreck F., Khaykovich L., Corwin K.L., Ferrari G., Bourdel T., Cubizolles J., Salomon C. *Phys. Rev. Lett*., **87**, 080403 (2001).
26. Hadzibabic Z., Stan C.A., Dieckmann K., Gupta S., Zwierlein M.W., Gorlitz A., Ketterle W. *Phys. Rev. Lett*., **88**, 160401 (2002).
27. Gehm M.E. PhD Thesis (Durham, Duke Univresity, 2003).
28. Javanainen J. *Phys. Rev. A*, **44**, 5857 (1991).
29. Yoo S.M., Javanainen J. *Phys. Rev. A*, **45**, 3071 (1992).
30. Dalibard J., Cohen-Tannoudji C. *J. Phys. B*, **18**, 1661 (1985).
31. Прудников О.Н., Тумайкин А.М., Тайченачев А.В., Юдин В.И. *ЖЭТФ*, **126**, 1303 (2004) [*JETP*, **98**, 438 (2004)].
32. Безвербный А.В., Прудников О.Н., Тайченачев А.В. и др. *ЖЭТФ*, **123**, 437 (2003) [*JETP*, **96**, 363 (2003)].
33. Chang S., Minogin V. *Phys. Rep*., **365**, 65 (2002).
34. Townsend C.G., Edwards N.H., Cooper C.J., Zetie K.P., Foot C.J., Steane A.M., Szriftgiser P., Perrin H., Dalibard J. *PRA*, **52**, 1423 (1995).
35. Adams C.S., Riis E. *Progr. Quantum Electron*., **21**, 1 (1997).
36. Burchianti A., Valtolina G., Seman J.A., Pace E., De Pas M., Inguscio M., Zaccanti M., Roati G. *Phys. Rev. A*, **90**, 043408 (2014).
37. Serwane F. *The Setup of a Magneto Optical Trap for the Preparation of a Mesoscopic Degenerate Fermi Gas* (Max-Planck-Institute for Nuclear Physics, 2007).
38. Grimm R., Mosk A., Jochim S., Moritz H., Elsässer Th., Weidemüller M. *Opt. Lett*., **26** (23), 1837 (2001).
39. Prudnikov O.N., Taichenachev A.V., Tumaikin A.M., Yudin V.I. *Phys. Rev. A*, **77**, 033420 (2008).
40. Прудников О.Н., Тайченачев А.В., Тумайкин А.М., Юдин В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **115**, 439 (1999) [*JETP Lett*., **70**, 443 (1999)].