

ФОРМИРОВАНИЕ УСТОЙЧИВЫХ КОНФИГУРАЦИЙ ГЛУБОКОГО МАКРОСКОПИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА ДЛЯ АТОМОВ ^{171}Yb БИХРОМАТИЧЕСКИМИ СВЕТОВЫМИ ПОЛЯМИ

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

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

^b Новосибирский государственный университет
630090, Новосибирск, Россия

^c Новосибирский государственный технический университет
630073, Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 30 апреля 2026 г.,
после переработки 23 июля 2026 г.
Принята к публикации 23 июля 2026 г.

Рассмотрена задача формирования макроскопического полностью оптического потенциала для лазерного охлаждения и захвата атомов ^{171}Yb бихроматическим световым полем, частотные компоненты которого резонансны замкнутому оптическому переходу $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$. Выбор разности частот компонент бихроматического поля в диапазоне частот 5–30 ГГц приводит к пространственным биениям параметров поля на сантиметровом масштабе, что позволяет формировать глубокую чисто оптическую макроскопическую ловушку (ОМЛ) для захвата и удержания атомов. Показана возможность формирования устойчивой ОМЛ для одномерной, двумерной и трехмерной конфигураций поля. Использование полей, формируемых встречными волнами с ортогональными линейными поляризациями для каждой частотной компоненты, позволяет реализовать субдоплеровские механизмы лазерного охлаждения атомов в такой ловушке. Формируемая бихроматическим полем ОМЛ способна захватывать и охлаждать атомы ^{171}Yb непосредственно из горячей фракции, что позволяет использовать ее как альтернативу стандартной магнитооптической ловушке.

Ключевые слова: оптическая ловушка, лазерное охлаждение, магнитооптическая ловушка

Статья представлена в рамках публикации материалов конференции
«Физика ультрахолодных атомов» (ФУХА-2025), Новосибирск, декабрь 2025 г.

DOI: 10.31857/S0044451026100022

1. ВВЕДЕНИЕ

Эффективное охлаждение атомов достигается в результате действия доплеровских и субдоплеровских механизмов лазерного охлаждения, приводящих к диссипации кинетической энергии атома в полях встречных световых волн [1]. Для работы с

холодными атомами необходимо не только их охлаждение до низких температур, но и надежный захват и локализация атомов в выделенной области пространства, что обеспечивается магнитооптической ловушкой (МОЛ), предложенной в конце 80-х годов [2]. Уникальное сочетание неоднородного магнитного поля и встречных световых волн круговой поляризации формирует глубокий магнитооптический потенциал, позволяющий охлаждать и захватывать атомы. К настоящему времени МОЛ стала основным инструментом физики холодных атомов, что, однако, практически полностью остано-

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

ло альтернативные поисковые исследования в данном направлении.

С другой стороны, при создании современных высокоточных квантовых устройств на основе холодных атомов, таких как атомные часы, элементы квантовой логики, атомные интерферометры, гравиметры, гироскопы и др., в ряде случаев возникают новые требования, которые могут вызывать существенные сложности при использовании стандартной МОЛ. Одним из таких требований является прецизионный контроль магнитного поля в области опроса холодных атомов. Поэтому поиск новых физических механизмов для охлаждения и захвата атомов, не требующих магнитного поля, в настоящее время приобретает особую актуальность, особенно в компактных устройствах. Так, например, для создания ловушки, не использующей магнитное поле, компания AQUARK Technology [3] использует идею супермоласиса, или вихревой ловушки [4–6], создаваемой встречными световыми волнами подобно случаю реализации оптической патоки, но с некоторым относительным смещением волн. Такое поле формально не создает захватывающего потенциала, а эффект удержания возникает за счет динамической стабилизации движения атомов, что увеличивает время, необходимое для диффузии атома из области оптической патоки к краям.

В основе предлагаемого альтернативного варианта чисто оптической макроскопической ловушки (ОМЛ) лежат два основных эффекта. Во-первых, эффект выпрямления дипольной силы в бихроматическом поле, впервые предсказанный в работах [7, 8] и используемый для эффективного замедления атомных пучков [9–11]. Во-вторых, эффект лазерного охлаждения атомов в бихроматическом поле [12, 13]. Пространственные биения амплитуды бихроматического поля приводят к пространственно-неоднородным сдвигам атомных уровней, что в итоге формирует макроскопический потенциал с периодом $\Lambda = \pi/\Delta k$, где $\Delta k = |\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1|$ — разность волновых векторов частотных компонент бихроматического поля. При выборе разности частот в интервале 5–30 ГГц макроскопический период оптического потенциала имеет сантиметровый масштаб, что сравнимо с размером области захвата атомов в стандартной МОЛ. В качестве примера в работе [14] была продемонстрирована возможность реализации такой ловушки для атомов щелочных и щелочноземельных элементов, в которой частотные компоненты светового поля выбирались резонансными различными переходам между уровнями тонкой или сверхтонкой структуры атома. Резонансный

характер взаимодействия атомов с полем позволяет формировать глубокий макроскопический потенциал ловушки полями относительно малой интенсивности. Однако не все элементы обладают подобной структурой уровней для реализации резонансного взаимодействия атомов с частотными компонентами поля с требуемой разностью частот.

В настоящей работе мы развиваем предложенную нами идею формирования макроскопической полностью оптической диссипативной ловушки для атомов, в которых структура энергетических уровней не содержит переходов с разностью частот в диапазоне 5–30 ГГц. В этом случае для создания глубокого макроскопического потенциала мы рассматриваем вариант, когда обе частотные компоненты светового поля взаимодействуют с одним и тем же атомным переходом — одна резонансна ему, другая с большой отстройкой. Такой подход более универсален и может быть реализован для большинства редкоземельных и им подобных атомов (Ca, Sr, Ba, Hg, Mg, Yb), имеющих выделенный дипольно-разрешенный замкнутый оптический переход. Указанные атомы представляют особый интерес для оптических стандартов частоты [15–20], элементов квантовой логики [21] и атомных интерферометров [22–25]. В данной работе на примере нейтрального атома ^{171}Yb мы продемонстрируем возможность реализации ОМЛ для захвата и глубокого лазерного охлаждения атомов.

Дополнительно мы покажем примеры формирования таких ловушек для одно-, дву- и трехмерных конфигураций светового поля, что представляет важный практический интерес.

2. КИНЕТИКА АТОМОВ В БИХРОМАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТОВ ОТДАЧИ

Рассмотрим задачу взаимодействия атомов с лазерным полем, имеющим две частотные компоненты ω_1 и ω_2 :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \left\{ \sum_{\alpha=1,2} \mathbf{E}_{\alpha}(\mathbf{r}) e^{-i\omega_{\alpha}t} \right\}. \quad (1)$$

Для лазерного охлаждения атомов ^{171}Yb в поле (1) предлагается использовать переход $6^1S_0 \rightarrow 6^1P_1$ с длиной волны $\lambda = 398.9$ нм, естественная ширина линии $\gamma/2\pi \simeq 29$ МГц (интенсивность насыщения $I_s = 2\pi^2\hbar c\gamma/\lambda \simeq 60$ мВт/см²). Схема взаимодействия с компонентами бихроматического поля пред-

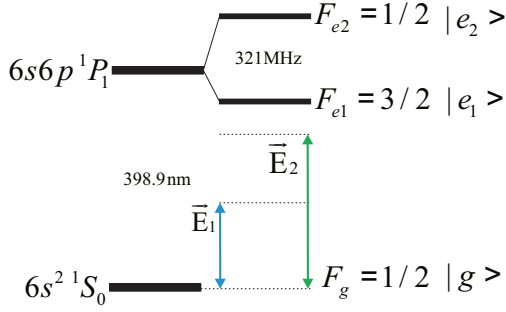


Рис. 1. Схема уровней ^{171}Yb для лазерного охлаждения и захвата в бихроматическом поле. Стрелками обозначены вынужденные переходы, индуцированные компонентами $\mathbf{E}_1$ и $\mathbf{E}_2$ бихроматического поля

ставлена на рис. 1. Гамильтониан атома, взаимодействующего с полем (1), имеет вид

$$\hat{H} = \frac{\hat{P}^2}{2M} + \hat{H}_0 + \hat{W}(t), \quad (2)$$

где первое слагаемое — оператор кинетической энергии (M — масса атома), второе — гамильтониан атома в системе покоя. Последнее слагаемое определяет взаимодействие атома с полем (1). Гамильтониан в системе покоя $\hat{H}_0 = \hat{H}_0^{ee} + \hat{H}_0^{gg}$ имеет блочную структуру. Блоки для основного и возбужденного состояний определяются проекционными операторами $\hat{P}^{e_n}$ и $\hat{P}^g$

$$\begin{aligned} \hat{H}_0^{ee} &= \sum_{e_n} \mathcal{E}_{e_n} \hat{P}^{e_n}, \\ \hat{P}^{e_n} &= \sum_{M_{e_n}} |F_{e_n}, M_{e_n}\rangle \langle F_{e_n}, M_{e_n}|, \\ \hat{H}_0^{gg} &= \mathcal{E}_g \hat{P}^g, \hat{P}^g = \sum_{M_g} |F_g, M_g\rangle \langle F_g, M_g|. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\mathcal{E}_{e_n}$ и $\mathcal{E}_g$ — энергии n -го возбужденного и основного состояний, $|F_{e_n}, M_{e_n}\rangle$ и $|F_g, M_g\rangle$ — волновые функции зеемановских подуровней в возбужденном и основном состояниях соответственно, M_{e_n} и M_g — проекции соответствующих полных угловых моментов на ось квантования,

$$-F_{e_n} \leq M_{e_n} \leq F_{e_n}, \quad -F_g \leq M_g \leq F_g.$$

Оператор взаимодействия с полем в электродипольном приближении имеет вид

$$\begin{aligned} \hat{W}(\mathbf{r}, t) &= \hbar \sum_{\alpha=1,2} \hat{V}_\alpha(\mathbf{r}) e^{-i\omega_\alpha t} + \text{H. c.}, \\ \hat{V}_\alpha(\mathbf{r}) &= -(\mathbf{E}_\alpha(\mathbf{r}) \cdot \hat{\mathbf{D}}) \bar{d}/2\hbar, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\bar{d}$ — приведенный матричный элемент дипольного перехода, который одинаков для всех переходов

$F_g \rightarrow F_{e_n}$ в рассматриваемом случае электронного перехода $J_g = 0 \rightarrow J_e = 1$, а $\hat{\mathbf{D}}$ — нормированный (безразмерный) оператор дипольного момента атома, компоненты которого в циклическом базисе

$$\{\mathbf{e}_\pm = \mp(\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y)/\sqrt{2}, \quad \mathbf{e}_0 = \mathbf{e}_z\}$$

выражаются через коэффициенты Клебша — Гордана:

$$\hat{D}_s = \sum_{F_{e_n}, M_{e_n}, M_g} |F_{e_n}, M_{e_n}\rangle C_{F_g, M_g; 1, s}^{F_{e_n}, M_{e_n}} \langle F_g, M_g|. \quad (5)$$

Квантовое кинетическое уравнение, описывающее эволюцию атомной матрицы плотности в поле (1) с полным учетом эффектов отдачи, в координатном представлении имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \hat{\rho}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) &= -\frac{i}{\hbar} \left[\hat{H}(\mathbf{r}_1) \hat{\rho}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) - \hat{\rho}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \hat{H}(\mathbf{r}_2) \right] - \\ &\quad - \hat{\Gamma} \{ \hat{\rho}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \}. \end{aligned} \quad (6)$$

Последнее слагаемое описывает негамильтонову эволюцию квантовой системы в результате спонтанной релаксации с учетом эффектов отдачи (см., например, [26]):

$$\begin{aligned} \hat{\Gamma} \{ \hat{\rho} \} &= \frac{\gamma}{2} \left(\hat{P}_e \hat{\rho} + \hat{\rho} \hat{P}_e \right) - \hat{\gamma} \{ \hat{\rho} \}, \\ \hat{\gamma} \{ \hat{\rho} \} &= \frac{3}{2} \gamma \left\langle \sum_{\xi=1,2} (\hat{\mathbf{D}} \cdot \mathbf{e}_\xi(\mathbf{k}))^\dagger \exp(-i\mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{r}}) \times \right. \\ &\quad \left. \times \rho \exp(i\mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{r}}) (\hat{\mathbf{D}} \cdot \mathbf{e}_\xi(\mathbf{k})) \right\rangle_{\Omega_k}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $\hat{P}_e = \sum_{e_n} \hat{P}^{e_n}$ — проектор на все возбужденные состояния. Оператор $\hat{\gamma} \{ \hat{\rho} \}$ описывает приход в основное состояние из возбужденных состояний за счет спонтанной релаксации, где $\langle \dots \rangle_{\Omega_k}$ означает усреднение по направлениям вылета спонтанных фотонов с импульсом $\hbar\mathbf{k}$ и с двумя взаимно ортогональными поляризациями $\mathbf{e}_\xi(\mathbf{k})$.

Хорошо известно [27–29], что в условиях, когда ширина Δp импульсного распределения атомов существенно превышает величину импульса, передаваемого фотонами поля, $\Delta p \gg \hbar k$, а также для предельной малости параметра

$$\varepsilon_R = \hbar k^2 / 2M\gamma \ll 1,$$

уравнение для атомной матрицы плотности в Вигнеровском представлении, $\hat{\rho}(\mathbf{r}, \mathbf{p})$, может быть сведено к уравнению Фоккера — Планка для функции распределения атомов в фазовом пространстве,

$\mathcal{F}(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \text{Tr}\{\hat{\rho}(\mathbf{r}, \mathbf{p})\}$, посредством разложения по параметру $\hbar k/\Delta p \ll 1$:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{M} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}\right) \mathcal{F}(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = - \sum_j \frac{\partial}{\partial p_j} F_j(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \mathcal{F}(\mathbf{r}, \mathbf{p}) + \sum_{jj'} \frac{\partial}{\partial p_j} \frac{\partial}{\partial p_{j'}} D_{jj'}(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \mathcal{F}(\mathbf{r}, \mathbf{p}), \quad (8)$$

с коэффициентами, соответствующими силе $\mathbf{F}(\mathbf{r}, \mathbf{p})$, действующей на атом, и тензору диффузии $D_{jj'}(\mathbf{r}, \mathbf{p})$. Данные коэффициенты могут быть найдены согласно подходам работ [30, 31] для описания кинетики атомов в монохроматических и бихроматических полях [12, 13]. Для рассматриваемой задачи параметр $\varepsilon_R \simeq 2.5 \cdot 10^{-4}$ предельно мал, что позволяет использовать квазиклассическое приближение для описания лазерного охлаждения атомов [32, 33]. Для вывода выражений диссипативной силы, действующей на атомы ^{171}Yb , и тензора диффузии в бихроматическом поле (1) мы воспользуемся процедурой, детально описанной нами ранее [34].

3. ЛАЗЕРНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ И ЗАХВАТ АТОМОВ В МАКРОСКОПИЧЕСКОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ

Уровни атома ^{171}Yb вырождены по проекции углового момента (рис. 2), что является необходимым условием для реализации субдоплеровских механизмов лазерного охлаждения [35]. Другим необходимым условием является наличие пространственно-неоднородной поляризации светового поля. Поэтому для реализации ОМЛ для захвата и глубокого лазерного охлаждения атомов ^{171}Yb рассмотрим конфигурацию, где обе частотные компоненты поля, $\mathbf{E}_1$ и $\mathbf{E}_2$, см. уравнение (1), формируются встречными

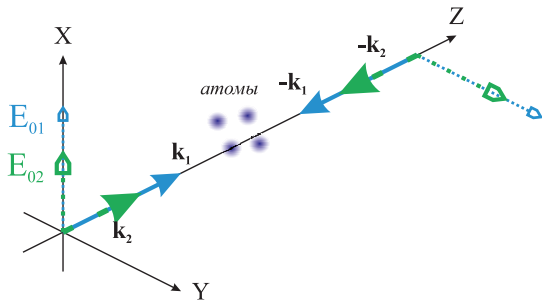


Рис. 2. Одномерная конфигурация бихроматического поля, формируемая встречными волнами с ортогональными линейными поляризациями. Двойная $\text{lin} \perp \text{lin}$ конфигурация

волнами с ортогональными линейными поляризациями, так называемую двойную $\text{lin} \perp \text{lin}$ конфигурацию светового поля:

$$\mathbf{E}_\alpha(z) = E_{0\alpha} (\mathbf{e}_x e^{ik_\alpha z} + \mathbf{e}_y e^{-ik_\alpha z}), \quad \alpha = 1, 2. \quad (9)$$

Здесь $k_\alpha = \omega_\alpha/c$ (c — скорость света) — волновые векторы полей, $E_{0\alpha}$ — амплитуды встречных волн для каждой из частотных компонент. В рассматриваемой схеме взаимодействия (см. рис. 1) примем за ω_0 частоту оптического перехода $F_g = 1/2 \rightarrow F_e = 3/2$. Соответственно, взаимодействие атома с полем (1) характеризуется отстройками $\delta_1 = \omega_1 - \omega_0$ и $\delta_2 = \omega_2 - \omega_0$. Для обеспечения сантиметрового масштаба пространственных биений частотных компонент выберем компоненту поля с частотой ω_1 далеко отстроенной от частоты атомного перехода ω_0 (с отстройкой в диапазоне 5–30 ГГц), а компоненту с частотой ω_2 возьмем резонансной атомному переходу, т.е. $|\delta_1| \gg |\delta_2|$. При этом оба поля имеют близкие по модулю волновые векторы $k_2 \simeq k_1 = k$, $\Delta k = k_2 - k_1 \ll k$, а относительная фаза $\Delta\phi = \Delta k z = (\delta_2 - \delta_1)z/c$ является медленной функцией координаты и определяет макроскопический период бихроматического потенциала [12–14]

$$\Lambda = \frac{\pi c}{|\omega_2 - \omega_1|} = \frac{\pi c}{|\delta_2 - \delta_1|}. \quad (10)$$

На рис. 3 представлена характерная пространственная зависимость чисто оптического макроскопического потенциала, формируемого бихроматическим полем двойной $\text{lin} \perp \text{lin}$ конфигурации (9). При выборе отстроек $\delta_1 = -346\gamma$, $\delta_2 = -2\gamma$, соответствующих разнице частот $|\omega_1 - \omega_2| \simeq 10$ ГГц, макроскопический период потенциала составляет $\Lambda \simeq 1.5$ см (красная линия на рис. 3), а при $|\omega_1 - \omega_2| \simeq 5$ ГГц — $\Lambda \simeq 3$ см (черная линия на рис. 3). При заданных параметрах глубина оптического потенциала составляет $\Delta U_{\text{opt}} \simeq 7100\hbar\gamma$ ($\simeq 9.9$ К в температурных единицах) и $\Delta U_{\text{opt}} \simeq 9200\hbar\gamma \simeq 12.8$ К соответственно, что, как будет показано ниже, много больше температуры лазерного охлаждения атомов, достигаемой в таких полях.

Зависимости силы, действующей на атом, от его скорости в центре оптического потенциала (черная линия) и на склоне (синяя линия) представлены на рис. 4а. Заметим, что в области малых скоростей $kv \ll \gamma$ сила имеет характерную для субдоплеровских механизмов лазерного охлаждения зависимость [35]. Также для скоростей $v_{01} = \pm|\delta_2|/k$ наблюдаются максимумы, обусловленные резонансным взаимодействием атомов данной скоростной

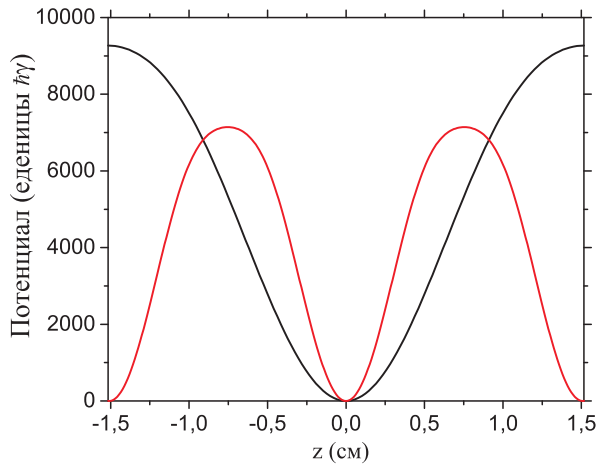


Рис. 3. Макроскопический оптический потенциал $U(z)$ в единицах $\hbar\gamma$. Черная линия соответствует следующим параметрам: отстройки полей $\delta_1 = -173\gamma$ (≈ 5 ГГц), $\delta_2 = -2\gamma$ (≈ 58 МГц); интенсивности волн частотных компонент $I_1 \approx 28.5$ Вт/см² ($\Omega_{01} \approx 15.5\gamma$) и $I_2 \approx 0.2$ Вт/см² ($\Omega_{02} \approx 1.3\gamma$). Красная линия — отстройки полей $\delta_1 = -346\gamma$ (≈ 10 ГГц), $\delta_2 = -2\gamma$ (≈ 58 МГц); интенсивности волн частотных компонент $I_1 \approx 114$ Вт/см² ($\Omega_{01} \approx 15.5\gamma$) и $I_2 \approx 0.2$ Вт/см² ($\Omega_{02} \approx 1.3\gamma$)

группы со встречными бегущими волнами компоненты $\mathbf{E}_2$ в результате эффекта Доплера. Отметим, что наличие другой сверхтонкой компоненты $F_{e2} = 1/2$ приводит к дополнительным экстремумам, отстоящим на величину $\delta v = \Delta_{hf}/k$. В силу того, что сверхтонкое расщепление Δ_{hf} между подуровнями F_{e1} и F_{e2} возбужденного состояния составляет ≈ 320 МГц, дополнительный экстремум находится в области скоростей $v_{02} \approx 13\gamma/k$, т.е. вне рассматриваемого диапазона рис. 4а. Таким образом, сила имеет диссипативный характер как для предельно малых скоростей, где имеют место субдоплеровские механизмы лазерного охлаждения, так и для больших скоростей, где доплеровские механизмы лазерного охлаждения обеспечивают замедление атомов из горячей фракции и захват их в ОМЛ.

При смещении от центра оптической ловушки (см. синюю линию на рис. 4а) ярко выражен эффект «выпрямления» дипольной силы, т.е. наличие дополнительного вклада в силу, направленного в центр ловушки, что и приводит к возникновению макроскопического оптического потенциала.

Импульсное распределение атомов в минимуме оптического потенциала, полученное в рамках численного стационарного решения уравнения Фоккера–Планка (8), представлено на рис. 4б. Представленная зависимость хорошо аппроксимируется гауссовым распределением, что позволяет определить

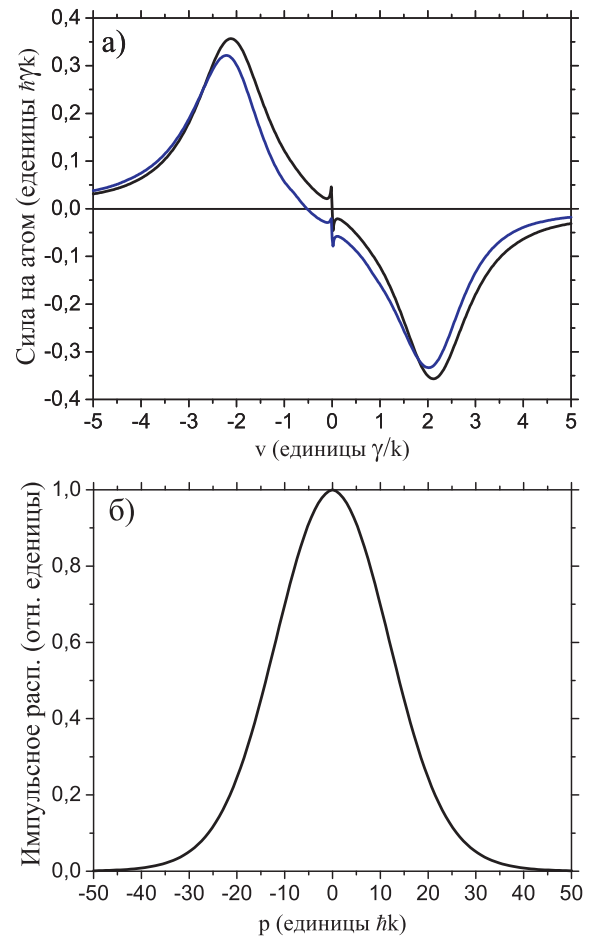


Рис. 4. а — Сила, действующая на движущийся со скоростью v атом в бихроматическом поле в области глобального минимума оптического потенциала $z = 0$ (черная линия) и на склоне оптического потенциала $z = 0.75$ см (синяя линия). б — Импульсное распределение атомов в бихроматическом поле в центре ловушки. Параметры: отстройки полей $\delta_1 = -173\gamma$ (≈ 5 ГГц), $\delta_2 = -2\gamma$ (≈ 58 МГц); интенсивности волн частотных компонент $I_1 \approx 28.5$ Вт/см² ($\Omega_{01} \approx 15.5\gamma$) и $I_2 \approx 0.2$ Вт/см² ($\Omega_{02} \approx 1.3\gamma$)

температуру холодных атомов. Для рассматриваемых параметров поля температура лазерного охлаждения атомов достигает субдоплеровских значений $T \approx 0.09\hbar\gamma/k_B \approx 110$ мК (k_B — постоянная Больцмана), а размер облака атомов в макроскопической ловушке ≈ 28 мкм. Отметим, что полученные значения много меньше температуры доплеровского предела лазерного охлаждения, который для рассматриваемого оптического перехода атомов ^{171}Yb составляет $T_D \approx 0.5\hbar\gamma/k_B \approx 700$ мК. Область параметров, при которых достигается субдоплеровское охлаждение атомов в макроскопической оптической ловушке, достаточно широка (рис. 5).

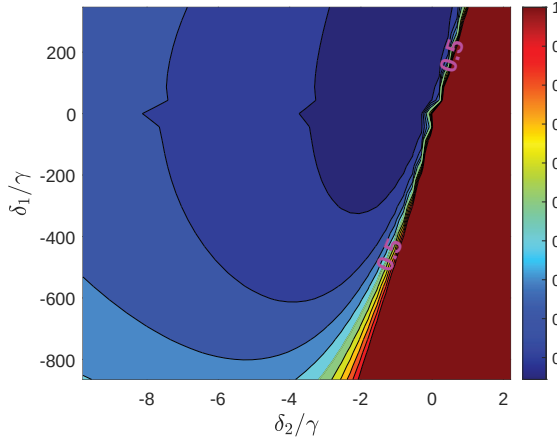


Рис. 5. Зависимость эффективной температуры лазерного охлаждения атомов ^{171}Yb $k_B T_{eff} = \langle p^2/M \rangle$ в единицах $\hbar\gamma$ в поле (9) для широкого диапазона отстроек δ_1 и δ_2 частотных компонент поля. Параметры насыщения компонент светового поля соответственно равны $S_1 = 0.002$ и $S_2 = 0.1$

Для малых параметров насыщения частотных компонент $S_1 \ll 1$ и $S_2 \ll 1$

$$S_i = \frac{\Omega_i^2}{4\delta_i^2 + \gamma^2}, \quad (11)$$

где $\Omega_\alpha = E_{0\alpha}\bar{d}/\hbar$ — частоты Раби для каждой частотной компоненты поля (9), температуры ниже доплеровского предела достигаются в диапазоне отстроек, удовлетворяющих требованию создания бихроматического потенциала сантиметрового макроскопического периода (10).

Отметим, что для формирования стандартной МОЛ используется $\sigma_+ - \sigma_-$ -конфигурация светового поля. В таком поле в одномерной конфигурации отсутствуют субдоплеровские механизмы лазерного охлаждения для рассматриваемого перехода $F_g = 1/2 \rightarrow F_e = 3/2$ [35]. При этом экспериментально достигнутая температура атомов ^{171}Yb в МОЛ, оказывается еще на порядок выше доплеровского предела $\simeq 12.3$ мК [36]. В отличие от МОЛ, охлаждение и захват атомов ^{171}Yb в предложенной нами ОМЛ осуществляется полем двойной $\text{lin} \perp \text{lin}$ конфигурации (9), что способствует реализации субдоплеровских механизмов лазерного охлаждения и, соответственно, позволяет достигать существенно меньших температур, чем в стандартной МОЛ.

Одной из важных характеристик диссипативной ловушки является возможность захвата атомов непосредственно из паров горячей фракции. При этом число захваченных атомов может быть оценено из соотношения, представленного в работах [37, 38]:

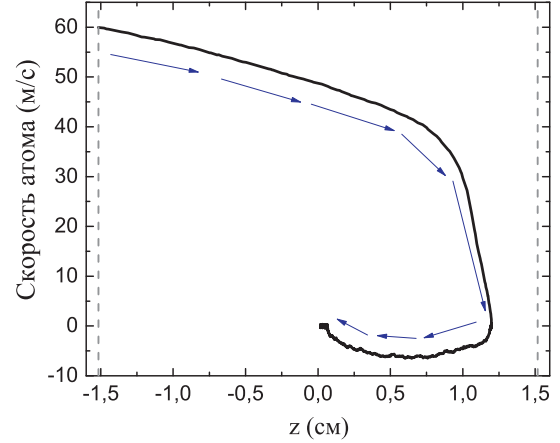


Рис. 6. Фазовая траектория атома, влетающего в макроскопическую ловушку, сформированную бихроматическим полем двойной $\text{lin} \perp \text{lin}$ поляризационной конфигурации. Параметры полей соответствуют рис. 4. Начальная скорость атома, захватываемого в ловушку, на ее границе $v_{ini} \simeq 60$ м/с. Синие стрелочки указывают направление движения атома

$$N_c = \frac{L^2}{\sigma_c} \left(\frac{v_c}{u} \right)^4, \quad (12)$$

где v_c — скорость, при которой атомы захватываются в ловушку, $u = \sqrt{2k_B T/M}$ — наиболее вероятная скорость атомов (170 м/с для атомов ^{171}Yb при $T = 300$ К), L — размер ловушки, σ_c — эффективное сечение атома для выброса их из ловушки. На рис. 6 представлена траектория атома в фазовом пространстве (z, v) , влетающего в ловушку. Расчет выполнен на основе уравнения Ланжевена (см., например, [39, 40]), описывающего траекторию атома под действием квазиклассической силы на атомы и добавки к ней, определяемой случайностью процессов взаимодействия атомов с фотонами поля. Представленные зависимости рис. 6 позволяют сделать оценку для скорости атомов, захватываемых в оптическую ловушку, $v_c \simeq 59$ м/с для параметров рис. 4, что приводит к достаточно высокой теоретической оценке числа захваченных атомов ($N_c \simeq 2 \cdot 10^{11}$), на порядки превосходящей число атомов, захватываемых в МОЛ в эксперименте [36].

4. МНОГОМЕРНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ УСТОЙЧИВОГО ПОТЕНЦИАЛА ОМЛ

Рассмотрим варианты формирования ОМЛ двумя и трехмерных пространственных конфигураций. В

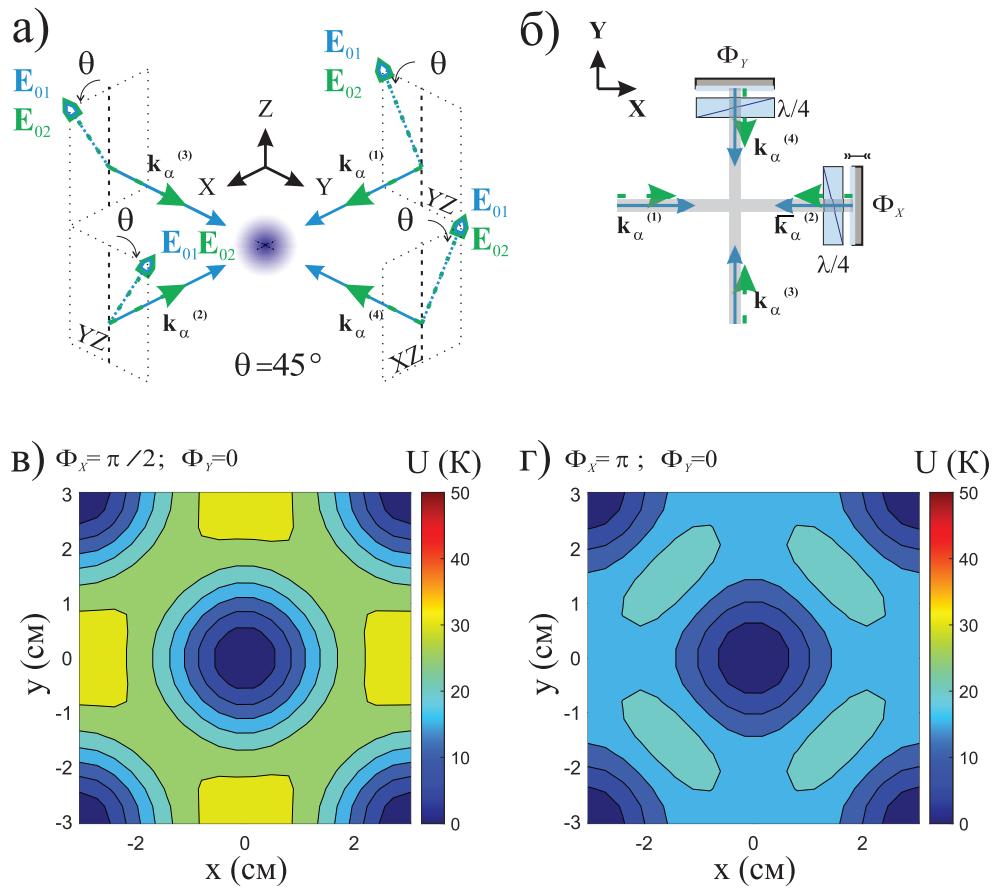


Рис. 7. Двумерная двойная $\text{lin} \perp \text{lin}$ поляризационная конфигурация бихроматических ортогональных стоячих волн для формирования ОМЛ (а), практическая реализация данной конфигурации (б), а также двумерные макроскопические оптические потенциалы для различных относительных сдвигов фаз встречных волн $\Phi_Y = 0$, $\Phi_X = \pi/2$ (в), $\Phi_Y = \pi$ (г). Параметры полей по каждой оси соответствуют рис. 4

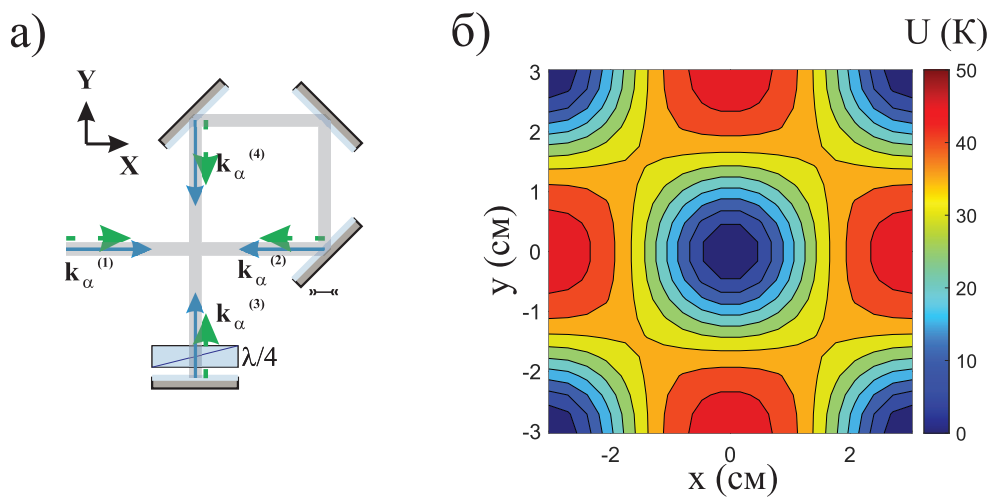


Рис. 8. Макроскопический оптический потенциал, формируемый двумерной конфигурацией «свернутой» стоячей волны двойной $\text{lin} \perp \text{lin}$ конфигурации: а — двумерная конфигурация световых волн, формируемая «свернутой» стоячей волной; б — двумерный макроскопический оптический потенциал. Параметры волн соответствуют рис. 4

общем случае потенциал таких ловушек формируется комбинацией бегущих бихроматических волн. Так, например, двумерный потенциал может быть создан двумя ортогональными стоячими световыми волнами для каждой компоненты поля ($\alpha = 1, 2$):

$$\mathbf{E}_\alpha(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_{0\alpha}(e^{i\mathbf{k}_\alpha^{(1)} \cdot \mathbf{r}} + e^{i\mathbf{k}_\alpha^{(2)} \cdot \mathbf{r}} e^{i\Phi_X}) + \\ + \mathbf{E}_{0\alpha}(e^{i\mathbf{k}_\alpha^{(3)} \cdot \mathbf{r}} + e^{i\mathbf{k}_\alpha^{(4)} \cdot \mathbf{r}} e^{i\Phi_Y}), \quad (13)$$

Здесь $\mathbf{k}_\alpha^{(1)}, \mathbf{k}_\alpha^{(2)}$ — волновые векторы встречных волн вдоль оси X и $\mathbf{k}_\alpha^{(3)}, \mathbf{k}_\alpha^{(4)}$ — вдоль оси Y соответственно (см. рис. 7), Φ_X и Φ_Y — относительные фазы бегущих волн. Для реализации субдоплеровского охлаждения рассмотрим бихроматическую решетку, формируемую встречными волнами с ортогональными поляризациями (рис. 7 а). На практике такая конфигурация может быть сформирована двумя ортогональными бихроматическими стоячими волнами (рис. 7 б). При этом пространственная форма оптического потенциала ОМЛ, так же как и для потенциала оптической решетки, формируемой комбинацией монохроматических волн [14, 41, 42], может существенно зависеть от их относительных фаз Φ для дву- и трехмерных конфигураций. Изменение относительной фазы, возникающее, в частности, в результате малого, в масштабе длины волны, сдвига зеркал, формирующих поле стоячей волны, приводит к изменению топологии потенциала [41, 42]. Аналогичная проблема имеется для двумерной ОМЛ, формируемой бихроматическим полем (13). Так, на рис. 7 в, г показана топология двумерного потенциала при изменении фазы Φ_X на $\pi/4$ и $\pi/2$ (при неизменной фазе Φ_Y). Заметны изменения топологии и глубины потенциала ОМЛ. Такие искажения формы оптической ловушки могут приводить к дополнительному нагреву холодных атомов при дрожании зеркал. Для рассмотренного случая, несмотря на изменение формы, точка минимума потенциала остается неизменной. Однако в общем случае такие сдвиги в фазе могут приводить к искажению области минимума потенциала, что делает невозможным локализацию атомов в выделенной точке.

Среди всего многообразия полевых конфигураций наибольший практический интерес представляют фазово-независимые конфигурации. Такие конфигурации могут формироваться числом M бегущих волн для каждой из частотных компонент, не превышающим размерность пространства N на единицу, $M \leq N + 1$ [42], для дву- и трехмерных конфигураций такие ловушки могут быть созданы числами $M = 3$ и $M = 4$ бегущих бихроматических волн

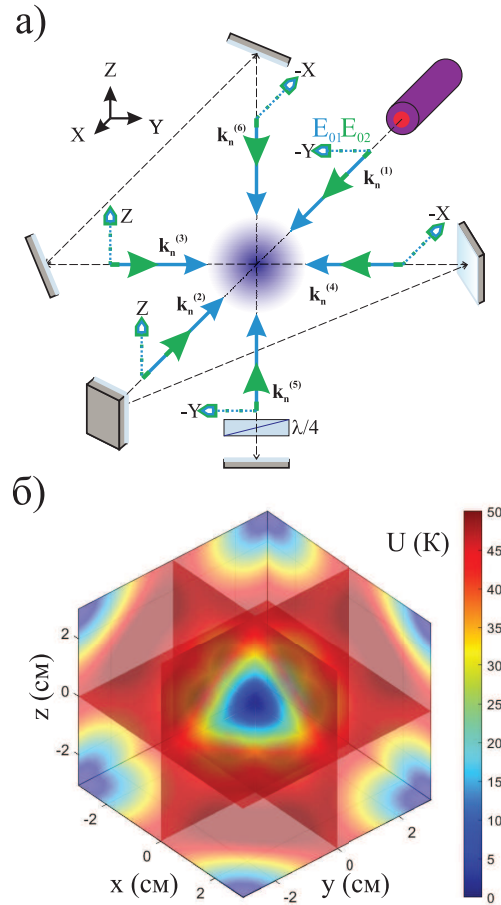


Рис. 9. Макроскопический оптический потенциал, формируемый трехмерной конфигурацией «свернутой» стоячей волны двойной $\text{lin} \perp \text{lin}$ конфигурации: а — трехмерная конфигурация световых волн, формируемая «свернутой» стоячей волной с указанием направлений векторов поляризации бегущих бихроматических волн; б — трехмерный макроскопический оптический потенциал. Параметры волн соответствуют рис. 4

соответственно [14]. Однако на практике формирование таких конфигураций может представлять определенные технические сложности.

Альтернативный способ реализации фазово-независимой конфигурации световых волн был предложен в работе [43] и представляет так называемую «свернутую» бегущую волну, которая, отражаясь от зеркал, пересекает сама себя (см. рис. 8 а). Фазы волн, формирующих такое поле, связаны. При этом сдвиг любого из зеркал приводит к взаимозависимым изменениям относительных фаз, не приводящим к изменению топологии оптического потенциала, а изменяет лишь его общий сдвиг в масштабе сдвига зеркала [43]. Подобные двумерные и трехмерные конфигурации полей позволяют

создавать фазово-независимый потенциал ОМЛ, формируемый бихроматическими волнами. Пример двумерной конфигурации потенциала ОМЛ для атомов ^{171}Yb , формируемого «свернутой» стоячей волной, представлен на рис. 8 б. Его глубина составляет $\simeq 45$ К, что в десятки тысяч раз превосходит температуру холодных атомов в ловушке (см. рис. 8 а). При этом ни глубина, ни форма потенциала не зависят от сдвига зеркал.

Пример трехмерной конфигурации ОМЛ, формируемой полями «свернутой» бихроматической волны, представлен на рис. 9. Глубина такого потенциала по порядку величины соответствует значениям для одно- и двумерного случаев и составляет $\simeq 50$ К. Топология такого потенциала, так же как для одно- и двумерного случаев, является нечувствительной к сдвигам зеркал.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показана возможность создания глубокого чисто оптического диссипативного макроскопического потенциала для атомов ^{171}Yb , формируемого бихроматическим полем двойной $\text{lin} \perp \text{lin}$ конфигурации. В предложенной схеме одна из компонент бихроматической световой волны резонансна оптическому переходу, а вторая отстроена от перехода на 5–30 ГГц, что в результате пространственных биений между частотными компонентами позволяет формировать сантиметровый оптический потенциал с глубиной порядка десятка кельвинов. В такой ловушке возможность захвата и охлаждения атомов напрямую из горячей фракции обеспечивается доплеровскими механизмами лазерного охлаждения, а предельные температуры атомного облака в минимуме потенциала — субдоплеровскими механизмами. Совместно это позволяет получить субмиллиметровое облако ультрахолодных атомов, по количеству не уступающих атомам в магнитооптической ловушке (МОЛ) и при этом охлажденных до температур $T \simeq 110$ мК, что ниже доплеровского предела и не достигается в МОЛ для атомов ^{171}Yb . В отличие от МОЛ, где ловушка формируется монохроматическими полями, использование бихроматических волн в чисто оптической макроскопической ловушке (ОМЛ) дает дополнительные степени свободы для оптимизации параметров ловушки с целью как достижения предельно низких температур ансамбля атомов, так и увеличения количества захваченных атомов.

Нами рассмотрены конфигурации бихроматических световых волн для создания дву- и трехмерных макроскопических оптических ловушек. Показано, что использование одной бихроматической «свернутой» световой волны позволяет создавать глубокую макроскопическую ловушку в дву- и трехмерных конфигурациях с топологией, нечувствительной к сдвигу зеркал. Это позволяет избежать необходимости контроля относительных фаз стоячих волн в каждом из ортогональных направлений, когда данные волны формируются независимо.

Представленную ОМЛ можно рассматривать как альтернативу МОЛ для квантовых сенсоров, элементов квантовой логики и оптических стандартов частоты, для которых необходим прецизионный контроль магнитного поля в области опроса холодных атомов.

Финансирование. Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 25-22-00314, <https://rscf.ru/project/25-22-00314>).

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Вклад авторов. Вклад авторов равноценен.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. P. Kazantsev, G. I. Surdutovich, and V. P. Yakovlev, *Mechanical Action of Light on Atoms*, World Scientific, Singapore (1990) [А. П. Казанцев, Г. И. Сурдутович, В. П. Яковлев, *Механическое действие света на атомы*, Москва, Наука (1991)].
2. E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1997).
3. A.A. Dragomir and M. D. Himsforth, *Atomic Cooling and Trapping Methods and Apparatus* (2024), U.S. Patent No. 12,080,442 B2.
4. T. Walker, D. Hoffmann, P. Feng, and R. S. Williamson, *Phys. Lett. A* **163**, 309 (1992).
5. V. S. Bagnato, N. P. Bigelow, S. C. Zilio, and G. I. Surdutovich, *Opt. Lett.* **19**, 1568 (1994).
6. S. Sharma, B. P. Acharya, A. H. De Silva, N. W. Parrish, B. J. Ramsey, K. L. Romans, A. Dorn, V. L. De Jesus, and D. Fischer, *Phys. Rev. A* **97**, 043427 (2018).
7. A. P. Kazantsev and I. V. Krasnov, *JETP Lett.* **46**, 332 (1987) [А. П. Казанцев, И. В. Краснов, *Письма в ЖЭТФ* **46**, 264 (1987)].

8. R. Grimm, Y. B. Ovchinnikov, A. I. Sidorov, and V. S. Letokhov, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1415 (1990).
9. J. Söding, R. Grimm, Yu. B. Ovchinnikov, Ph. Bouyer, and Ch. Salomon, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1420 (1997).
10. M. A. Chieda and E. E. Eyler, *Phys. Rev. A* **86**, 053415 (2012).
11. Tanaporn Na Narong, TianMin Liu, Nikhil Raghuram, and Leo Hollberg, *Phys. Rev. A* **104**, 053117 (2021).
12. O. N. Prudnikov, A. S. Baklanov, A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, *JETP* **117**, 222 (2013) [О. Н. Прудников, А. С. Бакланов, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, *ЖЭТФ* **144**, 262 (2013)].
13. O. N. Prudnikov, A. V. Taichenachev, and V. I. Yudin, *Quantum Electron.* **47**, 438 (2017) [О. Н. Прудников, А. В. Тайченачев, В. И. Юдин, *Квант. электрон.* **47**, 438 (2017)].
14. O. N. Prudnikov, R. Ya. Ilenkov, A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, and S. N. Bagaev, *Phys. Rev. A* **108**, 043107 (2023).
15. A. D. Ludlow, M. M. Boyd, Jun Ye, E. Peik, and P. O. Schmidt, *Rev. Mod. Phys.* **87**, 637 (2015).
16. St. Falke, H. Schnatz, J. S. R. Vellore Winfred, Th. Middelmann, St. Vogt, S. Weyers, B. Lipphardt, G. Grosche, F. Riehle, U. Sterr, and Ch. Lisdat, *Metrologia* **48**, 399 (2011).
17. N. Poli, C. W. Oates, P. Gill, and G. M. Tino, *Riv. Nuovo Cimento* **36**, 555 (2013).
18. A. P. Kulosa, D. Fim, K. H. Zipfel, S. Rühmann, S. Sauer, N. Jha, K. Gibble, W. Ertmer, E. M. Rasel, M. S. Safronova, U. I. Safronova, and S. G. Porsev, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 240801 (2015).
19. A. N. Goncharov, A. E. Bonert, V. I. Baraulya, M. A. Tropnikov, S. A. Kuznetsov, A. V. Taichenachev, and S. N. Bagayev, *Quantum Electron.* **48**, 410 (2018) [А. Н. Гончаров, А. Э. Бонерт, В. И. Барауля, М. А. Тропников, С. А. Кузнецов, А. В. Тайченачев, С. Н. Багаев, *Квант. электрон.* **48**, 410 (2018)].
20. M. Takamoto, I. Ushijima, N. Ohmae, T. Yahagi, K. Kokado, H. Shinkai, and H. Katori, *Nat. Photonics* **14**, 411 (2020).
21. J. P. Covey, A. Sipahigil, S. Szoke, N. Sinclair, M. Endres, and O. Painter, *Phys. Rev. Appl.* **11**, 034044 (2019).
22. F. Riehle, A. Witte, Th. Kisters, and J. Helmcke, *Appl. Phys. B* **54**, 333 (1992).
23. A. V. Taichenachev, A. N. Goncharov, A. E. Bonert, V. I. Baraulya, M. A. Tropnikov, S. A. Kuznetsov, O. N. Prudnikov, and S. N. Bagayev, *J. Phys. Conf. Ser.* **1508**, 012002 (2020).
24. J. Rudolph, T. Wilkason, M. Nantel, H. Swan, C. M. Holland, Y. Jiang, B. E. Garber, S. P. Carman, and J. M. Hogan, *Phys. Rev. Lett.* **124**, 083604 (2020).
25. L. Hu, E. Wang, L. Salvi, J. N. Tinsley, G. M. Tino, and N. Poli, *Class. Quantum Grav.* **37**, 014001 (2019).
26. O. N. Prudnikov, R. Ya. Ilenkov, A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, *JETP* **112**, 939 (2011) [О. Н. Прудников, Р. Я. Иленков, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, *ЖЭТФ* **139**, 1074 (2011)].
27. J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *J. Phys. B* **18**, 1661 (1985).
28. J. Javanainen, *Phys. Rev. A* **44**, 5857 (1991).
29. S. M. Yoo and J. Javanainen, *Phys. Rev. A* **45**, 3071 (1992).
30. A. V. Bezverbnyi, O. N. Prudnikov, A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, *JETP* **96**, 383 (2003) [А. В. Безвербный, О. Н. Прудников, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, *ЖЭТФ* **123**, 437 (2003)].
31. O. N. Prudnikov, A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, *JETP* **98**, 438 (2004) [О. Н. Прудников, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, *ЖЭТФ* **125**, 499 (2004)].
32. A. A. Kirpichnikova, O. N. Prudnikov, R. Ya. Ilenkov, A. V. Taichenachev, and V. I. Yudin, *Quantum Electron.* **50**, 939 (2020) [А. А. Кирпичникова, О. Н. Прудников, Р. Я. Иленков, А. В. Тайченачев, В. И. Юдин, *Квант. электрон.* **50**, 939 (2020)].
33. A. A. Kirpichnikova, O. N. Prudnikov, A. V. Taichenachev, and V. I. Yudin, *Quantum Electron.* **52**, 130 (2022) [А. А. Кирпичникова, О. Н. Прудников, А. В. Тайченачев, В. И. Юдин, *Квант. электрон.* **52**, 130 (2022)].
34. O. N. Prudnikov, V. I. Yudin, R. Ya. Ilenkov, A. V. Taichenachev, *J. Appl. Phys.* **139**, 114402, (2026).
35. J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2023 (1989).

36. A. P. Vyalykh, P. I. Skakunenko, M. V. Shishova, A. V. Semenko, A. E. Afanasiev, G. S. Belotelov, D. V. Sutyurin, and V. I. Balykin, JETP Lett. **119**, 285 (2024) [А. П. Вялых, П. И. Скакуненко, М. В. Шишова, А. В. Семенко, А. Е. Афанасьев, Г. С. Белотелов, Д. В. Сутырин, В. И. Балыкин, Письма в ЖЭТФ **119**, 273 (2024)].
37. C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **65**, 1571 (1990).
38. K. E. Gibble, S. Kasapi, and S. Chu, Opt. Lett. **17**, 526 (1992).
39. O. N. Prudnikov and E. Arimondo, J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. **6**, 336 (2004).
40. J. Javanainen, Phys. Rev. A **46**, 5819 (1992).
41. A. Hemmerich and T. W. Hänsch, Phys. Rev. Lett. **70**, 410 (1993).
42. P. S. Jessen and I. H. Deutsch, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **37**, 95 (1996).
43. G. Di Domenico, N. Castagna, M. Plimmer, P. Thomann, A. Taichenachev, and V. Yudin, Laser Phys. **15**, 1674 (2005).

Formation of Stable Configurations of a Deep Macroscopic Potential for ^{171}Yb Atoms by Bichromatic Light Fields

O. N. Prudnikov^{a}, R. Ya. Ilenkov^a, V. I. Yudin^{a,b,c}, A. A. Kirpichnikova^a,
A. V. Taichenachev^{a,b}*

^a Institute of Laser Physics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences
630090, Novosibirsk, Russia

^b Novosibirsk State University
630090, Novosibirsk, Russia

^c Novosibirsk State Technical University
630073, Novosibirsk, Russia

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

Received April 30, 2026

Revised July 23, 2026

Accepted July 23, 2026

Abstract

The paper addresses the formation of a macroscopic purely optical potential for laser cooling and trapping of ^{171}Yb atoms using a bichromatic light field whose frequency components are resonant with the closed optical transition $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$. Frequency difference between the bichromatic field components in the range of 5–30 GHz leads to spatial beating of the field parameters on a centimeter scale, enabling the creation of a deep purely optical macroscopic trap (OMT) for trapping and cooling atoms. We demonstrate the possibility of forming a stable OMT for one-, two-, and three-dimensional field configurations. The use of counterpropagating waves with orthogonal linear polarizations for each frequency component allows sub-Doppler laser cooling mechanisms to be implemented for atoms in such a trap. The proposed OMT is capable of capturing and cooling ^{171}Yb atoms directly from a hot fraction, thus offering an alternative to the standard magneto-optical trap.

Keywords: optical trap, laser cooling, magneto-optical trap

Funding. The research was supported by the Russian Science Foundation, grant No.25-22-00314 (<https://rscf.ru/project/25-22-00314/>).

Conflicts of interests. The authors declare that they have no conflict of interests.

Authors' contributions. The contributions of the authors are equal.