

Дипольные ловушки для нейтральных атомов из неоднородно поляризованных лаггерровских мод

А.В.Безвербный, В.Г.Низьев, А.М.Тумайкин

Предложены полевые конфигурации из двух встречных неоднородно поляризованных лаггерровских мод, образующие трехмерные дипольные ловушки для нейтральных атомов. Рассмотрены особенности стохастической динамики атомов в таких ловушках, обусловленные анизотропией дипольных сил и проявлением различных механизмов радиационного трения. Исследуется проблема увеличения времени удержания атомов в данных полевых конфигурациях.

Ключевые слова: механическое действие света на атомы, молекулы и ионы; оптическое охлаждение и захват атомов.

1. Введение

Световые пучки с кольцеобразным распределением интенсивности $I(r)$ в поперечном сечении (hollow-like beams) используются в качестве оптических дипольных ловушек [1] для захвата атомов в центре пучка при отстройках поля $\delta > 0$ от резонансной частоты атомного дипольного перехода, когда захват осуществляется составляющей дипольной силы, направленной по радиальному градиенту $I(r)$ (аналогичная сила приводит при $\delta < 0$ к захвату атомов в поперечном направлении в гауссовом световом пучке; этот эффект используется в нерезонансных ловушках (far-off resonance traps (FORT) [2]). Примером являются ловушки с использованием резонаторных мод, обозначаемых как TEM_{0l} [3] (l – азимутальный индекс), с кольцеобразным распределением интенсивности в поперечном сечении моды (так называемые doughnut modes).

Строго говоря, данные кольцеобразные моды не являются модами в общепринятом понимании. В конкретный момент времени генерируется чистая мода Лагерра – Гаусса TEM_{0l} (либо мода Эрмита – Гаусса, трансформирующаяся в TEM_{0l} -моду с помощью астигматического модового конвертера), однако она поворачивается вокруг оси случайным образом, так что наблюдаемое аксиально-симметричное распределение поля является результатом усреднения во времени [4]. Вследствие случайного характера такого поворота гарантировать строгую осевую симметрию распределения $I(r)$ трудно, и на практике результирующее распределение оказывается средним между TEM_{0l} и идеальным осесимметричным распределением. Другой особенностью таких кольцеоб-

разных мод является их однородная поляризация, определяемая ориентацией поляризационно-селективного элемента в резонаторе.

В настоящей работе предлагается использовать конфигурации из резонаторных неоднородно поляризованных мод (НПМ) в качестве анизотропных трехмерных ловушек при отстройках $\delta < 0$, когда помимо захвата одновременно по всем направлениям имеет место охлаждение (вплоть до субдоплеровских температур) атомов с резонансным дипольным переходом типа $J \rightarrow J + 1$. Рассмотрены особенности динамики атомов в таких полевых конфигурациях.

2. Неоднородно поляризованные моды Лагерра – Гаусса

Хорошо известно, что за счет градиентов поляризации возникают дополнительные силы, действие которых сравнимо по порядку величины со вкладом градиента интенсивности, способные качественно изменить динамику атома в ловушке. Известно также, что неоднородной поляризации в поперечном сечении светового пучка можно добиться, например, при когерентной внрезонаторной суперпозиции двух мод TEM_{01} со взаимно перпендикулярными линейными поляризациями и взаимно перпендикулярными осями мод [5]; при этом одновременно формируется идеальное аксиально-симметричное распределение амплитуды поля. Однако оптические моды с аксиально-симметричным распределением поляризации (рис.1,а) могут формироваться непосредственно в резонаторе, если в качестве одного из зеркал использовать поляризационный селективный дифракционный элемент [6]. Такие неоднородно поляризованные моды Лагерра – Гаусса (далее для простоты рассмотрен случай $l = 1$) являются *автомодельными решениями векторного волнового уравнения* [7] для параксиальных линейно поляризованных световых пучков в виде бегущей волны и в пренебрежении продольной составляющей поля имеют следующий вид:

$$\mathbf{E} = \tilde{E}(r, z) \exp[i\Phi(r, z)] \mathbf{e}_\alpha(\varphi), \quad (1)$$

$$\mathbf{e}_\alpha(\varphi) = \mathbf{e}_\alpha^*(\varphi) = \cos \alpha \mathbf{n}_r + \sin \alpha \mathbf{n}_\varphi,$$

А.В.Безвербный. Морской государственный университет, Россия, 690059 Владивосток, ул. Верхнепортовая, 50а; e-mail: alexb@mail.vntc.ru

В.Г.Низьев. Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Россия, 140700 Шатура, Московская обл., Святоозерская ул., 1; e-mail: niziev@laser.ru

А.М.Тумайкин. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Лаврентьева, 13/3; e-mail: tum@nsu.ru

Поступила в редакцию 16 сентября 2003 г., после доработки – 5 февраля 2004 г.

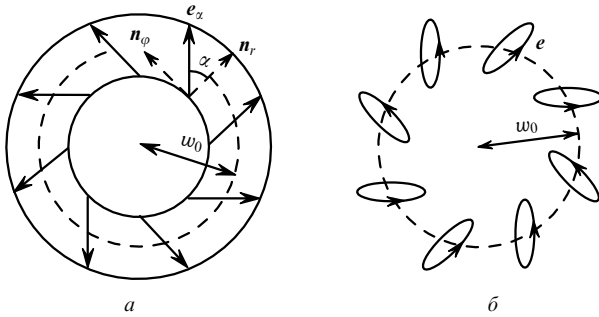


Рис.1. Распределение поляризации e_z в поперечном сечении НПМ (а) и пример распределения поляризации e для некоторого z при суперпозиции встречных НПМ (б).

где $\{n_r, n_\phi, n_z\}$ – орты цилиндрической системы координат; α – угол между n_r и локальным вектором поляризации. Здесь амплитуда поля имеет кольцеобразное распределение, а фаза поля (1), в отличие от мод ТЕМ₀₁ [8], не содержит азимутальной зависимости:

$$\tilde{E}(r, z) = [N/w(z)]\rho \exp(-\rho^2), \quad (2)$$

$$\Phi(r, z) = 2\arctan\psi - \psi\rho^2 - 2\psi(z_0/w_0)^2,$$

где $\rho = r/w(z)$; $w^2(z) = w_0^2(1 + \psi^2)$; $\psi = z/z_0$; $z_0 = \pi w_0^2/\lambda$; w_0 – радиус перетяжки; N – нормировочный множитель.

Принципиально, что распределение поля E в НПМ строго осесимметрично в любой момент времени. Это позволяет при внерезонаторной когерентной суперпозиции таких волн формировать новые полевые конфигурации. Рассмотрим простейший вариант двух встречных НПМ одинаковой интенсивности с поляризациями e_{z_1} и e_{z_2} и амплитудой суммарного поля

$$\mathcal{E}(r, z) = (\mathbf{E}\mathbf{E}^*)^{1/2} = \tilde{E}(r, z) \times \{2[1 + \cos(2\Phi(r, z)) \cos \theta]\}^{1/2}, \quad (3)$$

где $\theta = \alpha_1 - \alpha_2$ есть угол между поляризациями встречных волн. Распределение поляризации

$$\mathbf{e}(r) = \frac{\exp(i\Phi(r, z))\mathbf{e}_{z_1} + \exp(-i\Phi(r, z))\mathbf{e}_{z_2}}{\{2[1 + \cos(2\Phi(r, z)) \cos \theta]\}^{1/2}} \quad (4)$$

в нулевом приближении по дифракционному параметру $b = (kw_0)^{-1} \ll 1$ (k – волновое число) аналогично конфигурации lin- θ -lin [9], образуемой двумя встречными линейно поляризованными плоскими волнами с углом θ между поляризациями. У параметра эллиптичности

$$\ell(r, z) = \mathbf{e}(r)\mathbf{e}(r) = \frac{\cos(2\Phi(r, z)) + \cos \theta}{1 + \cos(2\Phi(r, z)) \cos \theta} \quad (5)$$

имеется значительный продольный градиент $\partial_z \ell \sim 1/\lambda$ при несущественном градиенте в радиальном направлении ($\partial_r \ell / \partial_z \ell \sim b^3$), возникающем за счет искривления волновых поверхностей мод. Это отношение можно увеличить ($\partial_r \ell / \partial_z \ell \sim b$), если, например, хотя бы одну из волн сначала пропустить через нелинейный кристалл с показателем преломления $n \sim I(r)$. Возникающую за счет преломления задержку по фазе в области максимальной интенсивности I_{\max} обозначим далее через β . При $\beta \ll \pi/2$ явлением пространственной фазовой самомодуляции

пучка можно пренебречь. В этом случае амплитуда и поляризация конфигурации соответствуют (3) и (4) с заменой $\Phi(r, z) \rightarrow \Phi(r, z) \pm \beta G(r)$, где $G(r) = I(r)/I_{\max}$ – поперечный профиль интенсивности пучка.

В отличие от одномерной конфигурации lin- θ -lin здесь также имеется градиент угла поворота ϕ большой оси эллипса поляризации в плоскости $\{r, \phi\}$ (рис.1,б) с компонентами [10]

$$(g_4)_j = \nabla_j \phi = \frac{\text{Im}(\mathbf{e} \nabla_j \mathbf{e}^*)}{(1 - \ell^2)^{1/2}} = \frac{(n_\phi)_j}{r}, \quad (6)$$

где $j = 1, 2, 3$ – индексы декартовых координат. Обозначим далее такие конфигурации с учетом общего случая $\beta \neq 0$ как НПМ- θ -НПМ

3. Динамика атомов в НПМ

Характер динамики атома в конфигурации НПМ- θ -НПМ определяется временем взаимодействия t_{int} . В случае $t_{\text{int}} \gg \gamma^{-1}$ (γ – скорость радиационного распада возбужденного состояния) взаимодействие атома с полем некогерентно за счет вклада спонтанного излучения. Для ансамбля атомов этот режим соответствует кинетическому этапу эволюции по поступательным степеням свободы, а динамика отдельного атома имеет стохастический характер вследствие флуктуаций дипольной силы при спонтанном и вынужденном излучении атома. В квазиклассическом приближении для медленных атомов ($kv \ll \gamma$) векторная и тензорная структуры дипольной силы $\langle \hat{F} \rangle = \mathbf{F} = \mathbf{F}_0(\mathbf{r}) + \hat{X}(\mathbf{r})\mathbf{v}$ и структура тензора диффузии в импульсном пространстве $\hat{\mathcal{D}}(\mathbf{r}) = \hat{\mathcal{D}}^{(\text{sp})} + \hat{\mathcal{D}}^{(\text{ind})}$, определяющего интенсивность флуктуаций оператора силы \hat{F} , приведены в [10] для произвольных конфигураций монохроматического поля. В случае НПМ- θ -НПМ их структуры таковы:

$$\mathbf{F}_0 = \sum_{i=1}^4 F_i \mathbf{g}_i, \quad \hat{X} = \hbar \sum_{l,n=1}^4 X_{ln} \mathbf{g}_l \otimes \mathbf{g}_n, \quad (7)$$

$$\hat{\mathcal{D}}^{(\text{ind})} = \hbar^2 \gamma S \sum_{l,n=1}^4 D_{ln} \mathbf{g}_l \otimes \mathbf{g}_n,$$

где в соответствии с [10] $\mathbf{g}_1 = \nabla \ln \mathcal{E}$ – относительный градиент амплитуды поля; $\mathbf{g}_3 = -(\nabla \ell) / [2(1 - \ell^2)^{1/2}]$ – градиент эллиптичности; $\mathbf{g}_l \otimes \mathbf{g}_n$ – прямое произведение векторов; $S = |\Omega|^2 / (\gamma^2/4 + \delta^2)$ – параметр насыщения дипольного перехода, определенный через частоту Раби $\Omega(\mathbf{r})$ и отстройку δ ; градиент общей фазы поля ($\mathbf{g}_2 = 0$) отсутствует. Вклад $\hat{\mathcal{D}}^{(\text{ind})}$ обусловлен вынужденными переходами, а структура вклада $\hat{\mathcal{D}}^{(\text{sp})}$ спонтанных переходов определяется через вектор поляризации \mathbf{e} и комплексно-сопряженный ему вектор \mathbf{e}^* . Явный вид тензора $\hat{\mathcal{D}}^{(\text{sp})}$ и коэффициентов F_l, X_{ln}, D_{ln} для переходов $J \rightarrow J + 1$ ($J = 0, 1/2, 1$) приведен в [10].

Динамика одиночного атома описывается уравнением Ланжевена в безразмерной форме:

$$\frac{d\mathbf{P}}{d\tau} = \mathbf{f}_0 + \mu \hat{X} \mathbf{P} + \mathbf{f}, \quad \langle \mathbf{f}(0) \otimes \mathbf{f}(\tau) \rangle = \mu \hat{\mathcal{D}} \delta(\tau), \quad (8)$$

где $\langle \mathbf{f}(0) \otimes \mathbf{f}(\tau) \rangle$ – коррелятор случайной силы; $\mu = (2\omega_r \times t_{\text{оп}})^{1/2}$ – малый параметр квазиклассичности; $\hbar\omega_r = (\hbar k)^2 / (2m)$ – энергия отдачи при испускании фотона; m –

масса атома; $t_{\text{оп}} = (\gamma S)^{-1}$ – время оптической накачки основного состояния атома при насыщении $S < 1$. Характерный масштаб времени $t_0 = t_{\text{оп}}/\mu$ ($t = t_0\tau$); характерные масштабы для поперечных ($\mathbf{R} = \mathbf{r}_\perp/w_0$) и продольных ($Z = kz$) размеров различны и их отношение $b = (kw_0)^{-1}$; масштаб импульса $p_0 = \hbar k/\mu$ ($\mathbf{p} = p_0\mathbf{P}$). Безразмерные величины \mathbf{f}_0 , $\hat{\mathbf{X}}$, $\hat{\mathbf{D}}$ соответствуют \mathbf{F}_0 , $\hat{\mathbf{X}}$, $\hat{\mathbf{D}}$. Компоненты вектора \mathbf{f}_0 и тензора $\hat{\mathbf{X}}$ по каждому из поперечных индексов r, φ имеют порядок малости b по сравнению с продольным индексом z , так что $(\mathbf{f}_0)_r \sim (\mathbf{f}_0)_\varphi \sim b(\mathbf{f}_0)_z$ и $(\hat{\mathbf{X}})_{r,r} \sim (\hat{\mathbf{X}})_{\varphi,\varphi} \sim b(\hat{\mathbf{X}})_{r,z} \sim b(\hat{\mathbf{X}})_{\varphi,z} \sim b^2(\hat{\mathbf{X}})_{z,z}$. Однако порядок всех компонент тензора диффузии $\hat{\mathbf{D}}$ тот же, что и у $(\mathbf{f}_0)_z$ и $(\hat{\mathbf{X}})_{z,z}$, поскольку вклад от спонтанных переходов $\hat{\mathcal{D}}^{(\text{sp})}$ определяется не через градиенты поля.

Помимо сильной анизотропии кинетика атомарного ансамбля в конфигурации НПМ- θ -НПМ имеет следующие особенности. Захват атомов за счет силы \mathbf{f}_0 происходит при наличии градиента интенсивности \mathbf{g}_1 либо эллиптичности \mathbf{g}_3 , причем для переходов $J \rightarrow J+1$ при отстройках поля $\delta < 0$ центры локализации будут определяться максимумами интенсивности и областями циркулярной поляризации ($\ell = 0$) [11]. Сила светового давления $\mathbf{F}_{0,\varphi} = F_4\mathbf{g}_4$, пропорциональная степени циркулярной поляризации ($F_4 \sim \mathcal{A} = (1 - \ell^2)^{1/2}$), имеет качественно иной – вихревой – характер, т. к. направлена вдоль \mathbf{n}_φ , и препятствует захвату атомов. Компонента $\mu\hat{\mathbf{X}}^s\mathbf{P}$ регулярной силы, где $\hat{\mathbf{X}}^s$ – симметричная часть тензора, определяет радиационное трение, и при оптимальном выборе параметров ее вклад должен способствовать образованию устойчивых локализованных состояний в атомарном ансамбле (по аналогии с формированием диссипативных оптических решеток [12]). Однако длительная локализация атомов в конфигурации НПМ- θ -НПМ кажется проблематичной из-за малости этого вклада по поперечным степеням свободы. Также следует учесть, что возникающий под действием случайной силы \mathbf{f} поперечный импульс способен просто вывести атом из области эффективного действия светового поля, тогда как продольный импульс приводит к перескоку атома между центрами локализации.

4. Результаты численного моделирования

Численное моделирование стохастической динамики одиночного атома с помощью пошагового интегрирования уравнения Ланжевена (8) действительно показало, что при $\theta = 0$ и $\theta = \pi/2$ времена удержания атома в полевой конфигурации незначительны.

Рассмотрим переход $0 \rightarrow 1$ и конфигурацию НПМ- θ -НПМ при условии $\beta = 0$, когда отсутствует задержка по фазе за счет преломления в нелинейном кристалле. Ненулевые значения коэффициентов в (7) в этом случае имеют следующий вид:

$$F_1 = -\frac{2\hbar\delta S}{1+2S}, \quad \tilde{\delta} = \frac{\delta}{\gamma}, \quad v = \frac{i}{2} + \tilde{\delta}, \quad (9)$$

$$X_{11} = \frac{2\tilde{\delta}S(1-2S-8|v|^2S^2)}{|v|^2(1+2S)^3}, \quad (10)$$

$$X_{44} = \frac{2\tilde{\delta}S}{|v|^2(|v|^2S^2+1+S)(1+2S)},$$

$$D_{11} = \frac{[S(|v|^2(1+12S^2+32|v|^2S^3)+2(1-|v|^2)S)]}{2|v|^2(1+2S)^3}, \quad (11)$$

$$D_{44} = \frac{S}{2(1+2S)}.$$

Таким образом, охлаждение в азимутальном направлении ($X_{44} < 0$) имеет место для произвольных S при $\tilde{\delta} < 0$, тогда как X_{11} меняет знак при $S_0 = [(3+8\tilde{\delta}^2)^{1/2}-1]/(8\tilde{\delta}^2+2)$. Смена знака объясняется тем, что при $S \ll 1$ преобладает доплеровский механизм, для которого охлаждение происходит при отстройке $\tilde{\delta} < 0$, а при $S > S_0$ главную роль играет сизифов эффект* [14], приводящий для данного перехода к охлаждению при $\tilde{\delta} > 0$. Следовательно, при $S > S_0$ независимо от знака отстройки в направлениях \mathbf{g}_1 и \mathbf{n}_φ одновременно сосуществуют радиационные охлаждение и разогрев. Однако, как показывает численный эксперимент, в роли главного разрушающего фактора выступает спонтанное излучение: интенсивность случайной силы \mathbf{f} остается значительной благодаря вкладу $\hat{\mathcal{D}}^{(\text{sp})}$ при любом выборе параметров $\tilde{\delta}$ и S , в результате чего со временем из светового пучка выбрасываются атомы в поперечном направлении. Например, при оптимальном выборе параметров $S(w_0) = 3$, $\tilde{\delta} = -6.5$ время t_{loc} локализации атомов в поле не превышает $\sim 10^3 t_0$.

В поле конфигурации НПМ- \perp -НПМ при малых насыщениях для переходов с $J > 0$ главную роль играют механизмы охлаждения, связанные с вырождением основного состояния атома [15]. В анизотропии кинетических процессов возникают новые аспекты: хотя X_{11} в этом пределе остается пропорциональным S , в структуре тензора $\hat{\mathbf{X}}$ появляются не зависящие от S вклады, описывающие эффекты субдоплеровского охлаждения. Например, при $\delta < 0$ в продольном направлении z имеет место сизифов механизм охлаждения, эквивалентный представленному в [15] для конфигурации lin- \perp -lin и обусловленный градиентом эллиптичности \mathbf{g}_3 , а при $\beta \neq 0$ проявляется влияние этого механизма и на радиальное направление. Охлаждение в азимутальном направлении обусловлено компонентой с X_{44} . Не зависящий от S вклад X_{44} , который приводит к субдоплеровскому охлаждению при $\delta < 0$, появляется у переходов с $J \geq 1$, а механизм охлаждения эквивалентен представленному в [15] для конфигурации $\sigma^+ - \sigma^-$ и перехода $1 \rightarrow 2$. Однако численный эксперимент показал, что сила светового давления $F_{0,\varphi}$, максимальная в областях с циркулярной поляризацией поля, в итоге выводит атом из области взаимодействия с полем даже без учета случайной силы.

Для конфигураций НПМ- θ -НПМ при других углах θ результаты численных экспериментов показали, что устойчивость локализованных траекторий атома возрастает с уменьшением θ (оптимальными являются малые углы $\theta \sim 0.1$) и очень чувствительна к выбору параметров b , δ и μ . Параметр b характеризует дифракционную расходимость гауссова светового пучка и является ма-

*Этот эффект отсутствует в направлении \mathbf{n}_φ , т. к. он обусловлен градиентами не зависящих от φ энергетических сдвигов $\hbar\Omega_i$ за счет динамического эффекта Штарка. Здесь вещественные величины $\hbar\Omega_i$ зависят лишь от ℓ , ℓ и являются собственными значениями атомарных состояний $|i\rangle$, диагонализующих оператор дипольного взаимодействия \hat{V} атома с полем в приближении вращающейся волны [13]: $\hat{V}|i\rangle = \hbar\Omega_i|i\rangle$. Соответственно Ω_i имеют для данных состояний смысл частот Раби.

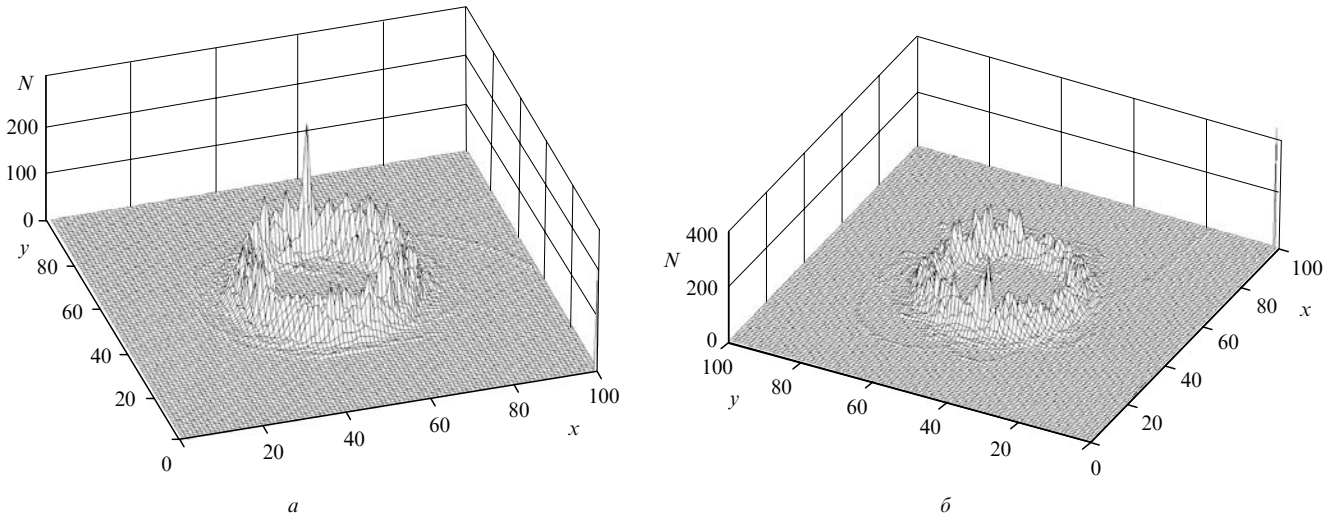


Рис.2. Распределение траектории атома в плоскости $\{r, \varphi\}$ при $b = 0.1, \tilde{\delta} = -10, \mu = 0.08, \beta = 0$ (а) и $b = 0.045, \tilde{\delta} = -20, \mu = 0.1, \beta = 0.7$ (б). По вертикали отложено число посещений ячеек N , участок плоскости с границами $r \leq 2w_0$ разбит на 100×100 ячеек.

лым ($b \sim 10^{-2}$). Эффект локализации атомов в радиальном направлении заметно усиливается с уменьшением радиуса перетяжки w_0 за счет роста поперечных компонент градиентов g_1 и g_3 (для последнего – при $\beta \neq 0$), но увеличить b до ~ 0.1 за счет фокусировки пучков весьма сложно (это связано с необходимостью согласования продольных осей у таких встречных НПМ), к тому же здесь становится заметным влияние продольной компоненты $E(r)$. От величины δ при фиксированном насыщении линейно зависит потенциальная составляющая силы F_0 , поэтому при малых отстройках ($|\delta| \sim 1$) эффект удержания атомов незначителен. При больших $|\delta|$ существенно возрастает вклад флуктуаций дипольной силы за счет вынужденного излучения. Оптимальным по порядку величины является $\tilde{\delta} \sim -10$.

Параметр μ наиболее критичен для эффективности дипольных ловушек конфигурации НПМ- θ -НПМ. Его можно представить в виде $\mu = [T_{\text{rec}}/(T_D S)]^{1/2}$, где T_{rec} – температурный предел, соответствующий энергии отдачи при излучении одного фотона, а T_D – доплеровский предел охлаждения. Например, для атомов Na имеем $T_{\text{rec}} = 1.2$ мК и $T_D = 240$ мК, поэтому с учетом условия $S < 1$ (важного для субдоплеровского охлаждения) по порядку величины $\mu \sim 0.1$. Численный эксперимент показал, что при $\mu = 0.01$ наблюдается стабильное удержание атома в пространственно локализованных состояниях сколь угодно долгое время, причем вариация параметра β практически не влияет на эффект локализации. Однако уже при $\mu = 0.08$ локализация атомов становится неустойчивой даже при высокой степени фокусировки НПМ. В итоге атом, находящийся некоторое время в окрестности поля максимальной интенсивности на расстоянии $r \sim w_0$ от продольной оси моды, уходит вследствие флуктуаций дипольной среды на расстояния $r \gg w_0$. На рис.2,а приведено поперечное распределение траектории атома за время $2 \times 10^4 t_0 \sim 10^6 \gamma^{-1}$ при $b = 0.1, \tilde{\delta} = -10, \mu = 0.08$ и $\beta = 0$, где атом в конце численного эксперимента безвозвратно отдалается от области взаимодействия с полем.

Тем не менее устойчивые локализованные состояния атомов были обнаружены даже при $\mu = 0.1$; время удержания при этом было значительным ($\sim 10^6 t_0$ и более). Как показал численный эксперимент, для этого требуется

оптимизировать величину отстройки в зависимости от J и увеличить поперечный градиент эллиптичности за счет вклада с $\beta \sim 1$. На рис.2,б приведено поперечное распределение траектории атома с $J = 1$ за время $10^5 t_0$ при $\tilde{\delta} = -20, \beta = 0.7$ и $b = 0.045$. В сравнении с рис.2,а здесь время локализации атома в области $r \sim w_0$ оказывается как минимум на порядок больше при существенно менее жестких требованиях к фокусировке полевых мод в поперечном сечении, характеризуемой параметром b .

5. Обсуждение результатов

Предложенная конфигурация дипольной ловушки обладает сильной пространственной анизотропией: эффект субдоплеровского охлаждения за счет градиента эллиптичности и градиентная дипольная сила приводят к эффективному захвату и удержанию отдельных атомов в продольном направлении в пределах $\Delta z \ll \lambda$, а в поперечном направлении атомы локализуются на расстояниях $r \sim w_0$ от продольной оси конфигурации.

В ловушке имеются области притяжения двух типов. Первому типу соответствуют максимумы интенсивности с линейной поляризацией поля, где $F_{0,\varphi} \approx 0$, второму – области с циркулярной поляризацией поля, где атомы захватываются и локализуются в продольном направлении компонентой градиентной силы $F_{0,\ell} = F_3 g_3$. Здесь при малых углах $\theta \sim 0.1$ между поляризациями встречных мод совместное действие вихревой силы $F_{0,\varphi}$ и радиационного трения в азимутальном направлении (вклад в \mathcal{X} с коэффициентом X_{44}) приводит к устойчивому циклическому движению атомов в поперечной плоскости. Например, в численном эксперименте (см. рис.2,б) атом, вначале локализованный в области максимума интенсивности (время его нахождения в этой области составляло около 5% от времени эксперимента), затем перемещался в область циркулярной поляризации, где совершал круговое движение, возмущаемое случайной силой. Таким образом, длительная локализация атомов в конфигурации НПМ- θ -НПМ вполне возможна и является результатом комплексного действия существенно анизотропных силовых процессов захвата и радиационного трения, а также диффузионных (по импульсам атомов) процессов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 01-02-17744), Министерства образования РФ (УР.01. 01.060) и Федеральной целевой научно-технической программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники» на 2002–2006 гг. (Гос. контракт № 01-40-01-06-05).

1. Grimm R., Weidemüller M., Ovchinnikov Yu.B. in: *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics*. В. Bederson, Н. Walther (Eds). (Cambridge: Acad. Press, 2000, p.42–95).
2. Boiron D., Michaud A., Fournier J.M., Simard L., et al. *Phys. Rev. A*, **57**, R4106 (1998).
3. Kuga T., Torii Y., Shiokawa N., Hirano T. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 4713 (1997).
4. Солимено С., Крозиныяни Б., Ди Порто П. *Дифракция и волновое распространение оптического излучения* (М.: Мир, 1989).
5. Kogelnik H., Li T. *Appl. Opt.*, **5**, 1550 (1966).
6. Nesterov A.V., Niziev V.G. *J. Opt. B*, **3**, 215 (2001).
7. Nesterov A.V., Niziev V.G. *J. Phys. D*, **33**, 1817 (2000).
8. Allen L., Beijersbergen M.W., Spreeuw R.J.C., Woerdman J.P. *Phys. Rev. A*, **45**, 8185 (1992).
9. Finkelstein V., Berman P., Guo J. *Phys. Rev. A*, **45**, 1829 (1992).
10. Безвербный А.В., Прудников О.Н., Тайченачев А.В., Тумайкин А.М., Юдин В.И. *ЖЭТФ*, **123**, 437 (2003).
11. Bezverbny A.V. *Laser Phys.*, **14**, 57 (2004).
12. Grynberg G., Robilliard C. *Phys. Rep.*, **355**, 335 (2001).
13. Visser P.M., Nienhuis G. *Phys. Rev. A*, **57**, 4581 (1998).
14. Dalibard J., Cohen-Tannoudji C. *J. Opt. Soc. Am. B*, **2**, 1707 (1985).
15. Dalibard J., Cohen-Tannoudji C. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, 2023 (1989).

ПОПРАВКА

Е.А.Бондаренко. Полиномиальная модель частотной характеристики медленно вращающегося вибрирующего лазерного гироскопа с неодинаковым усилением встречных волн («Квантовая электроника», 2004, т. 34, № 4, с. 388–392).

В статье допущены следующие опечатки: на с. 391 в первой формуле (29) вместо $U_{1(-)} = M^2\Omega^2w^2 - r_p^2$ следует читать $U_{1(-)} = M^2\Omega^2 - w^2 - r_p^2$; в первой формуле (30) вместо $U_{1(+)} = M^2\Omega^2w^2 - \alpha_m^2$ следует читать $U_{1(+)} = M^2\Omega^2 - w^2 - \alpha_m^2$.