

**ДИНАМИКА ЛАЗЕРНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМОВ
В НЕОДНОРОДНО-ПОЛЯРИЗОВАННОМ СВЕТОВОМ ПОЛЕ
В УСЛОВИЯХ КОНЕЧНОГО ВРЕМЕНИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ***

Проведен анализ динамики лазерного охлаждения нейтральных атомов для замкнутых оптических переходов $J_g \rightarrow J_e$ в различных конфигурациях световых полей с пространственно неоднородной поляризацией, образованных встречными волнами с линейной, круговой и эллиптической поляризациями. В условиях ограниченного времени взаимодействия атомов со световым полем одновременно учитываются оба механизма лазерного охлаждения – доплеровское и субдоплеровское, действующие на различные скоростные группы атомного ансамбля. В рамках квазиклассического описания динамики лазерного охлаждения проведен численный анализ и получены качественные соотношения, позволяющие определить оптимальные параметры светового поля, такие как поляризация, отстройка от атомного резонанса и интенсивность световых волн для наиболее быстрого охлаждения с изначально широкого импульсного распределения атомов до субдоплеровских температур в условиях конечного времени взаимодействия атомов с полем.

Ключевые слова: лазерное охлаждение, кинетика нейтральных атомов.

Введение

Лазерное охлаждение и захват нейтральных атомов световыми полями в настоящее время хорошо изучены и описаны во многих работах и обзорах [1–3]. В полях малой интенсивности динамика атомного ансамбля определяется двумя основными квазиклассическими механизмами. Во-первых, это хорошо известный доплеровский механизм трения, являющийся дисбалансом сил светового давления на движущийся атом от встречных волн [1–3]. Во-вторых, субдоплеровский механизм трения, возникающий в полях с неоднородной поляризацией для атомов с вырожденными по проекции углового момента уровнями [1; 2; 4; 5]. Эти два механизма характеризуются как различными температурами стационарного распределения атомов в моласисе, так и различными скоростями эволюции функции распределения атомов в импульсном пространстве. Так,

например, доплеровский предел температуры лазерного охлаждения определяется в рамках простой двухуровневой модели атома $k_B T_D \approx \hbar\gamma$ [1; 2; 4], где k_B – постоянная Больцмана, в то время как для субдоплеровских механизмов трения существенным является перераспределение населенности подуровней основного атомного состояния при движении в неоднородно-поляризованном поле. Для субдоплеровского охлаждения можно выделить несколько хорошо известных механизмов: во-первых, это так называемый «сизифовский» механизм трения, имеющий место в полях $\text{lin} \perp \text{lin}$ конфигурации (образованных встречными линейно-поляризованными волнами с поляризациями ориентированными под прямым углом друг к другу). В этом случае подуровни основного состояния атома испытывают различные оптические сдвиги, определяемые пространственным положением атома и локальным вектором поляризации поля и приводящие

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 10-02-00406, 08-02-01108).

к различным потенциалам для различных подуровней основного состояния. При движении в таком поле в результате пространственно неоднородной оптической накачки происходят переходы между подуровнями основного состояния атома и соответственно переходы между различными потенциалами. Таким образом, при определенном выборе знака отстройки светового поля от частоты атомного резонанса создается ситуация, в которой атомы чаще движутся «в гору», теряя при этом кинетическую энергию [6; 15]. Другой механизм субдоплеровского трения возникает в полях σ_+ - σ_- конфигурации (образованных встречными волнами с противоположными циркулярными поляризациями σ_+ и σ_-). Здесь трение возникает в результате дисбаланса сил светового давления от встречных волн на движущийся атом, что отчасти напоминает доплеровское трение. Однако в данном случае дисбаланс светового давления вызван тем, что движение атома в неоднородно-поляризованном поле приводит к анизотропии ориентации основного состояния и, как следствие, к различной степени взаимодействия с σ_+ и σ_- фотонами встречных волн [6]. Также можно отметить «смешанные» механизмы трения, возникающие в полях, образованных волнами с эллиптической поляризацией [11; 12]. В условиях субдоплеровского трения температура атомного ансамбля убывает с уменьшением интенсивности светового поля и может быть значительно ниже доплеровского предела. Однако область действия субдоплеровских сил в пространстве скоростей также уменьшается с уменьшением интенсивности светового поля, что делает субдоплеровские механизмы малоэффективными при достаточно широком импульсном распределении атомов на начальном этапе охлаждения.

В настоящей работе рассматривается динамическая задача лазерного охлаждения нейтральных атомов с вырожденными по проекции углового момента уровнями в полях, где имеют место оба механизма – доплеровское и субдоплеровское трение. Проводится сравнительный анализ динамики лазерного охлаждения в полях, образованных волнами с линейной, циркулярной и эллиптической поляризацией. Данная постановка задачи интересна с точки зрения оптимизации параметров светового поля в

задачах лазерного охлаждения нейтральных атомов с изначально широкого импульсного распределения к наиболее узкому в условиях конечного времени взаимодействия атомов с полем. Такая ситуация, в частности, возникает при поперечном охлаждении (коллимации) атомных пучков для задач атомной литографии и подобных, где необходимо получить хорошо сколламированный пучок атомов, а время взаимодействия атомов с охлаждающим полем ограничено пространственными размерами конфигурации световых полей. С другой стороны, данная постановка задачи позволяет рассмотреть вопрос о том, какая поляризационная конфигурация светового поля обеспечивает наиболее быструю динамику охлаждения атомного ансамбля до заданной субдоплеровской температуры.

Рассмотрены различные конфигурации световых полей и для ряда замкнутых оптических переходов $J_g = J \rightarrow J_e = J + 1$ (где J_g и J_e – угловые моменты основного и возбужденного состояний атома), найдены соотношения, позволяющие определить оптимальные параметры световых полей для наиболее эффективного лазерного охлаждения в условиях квазиклассического охлаждения при конечном времени взаимодействия атомов с полем.

Постановка задачи

Рассмотрим одномерное движение атомов с замкнутым оптическим переходом $J_g \rightarrow J_e$ (где J_g, J_e – угловые моменты основного и возбужденного уровней) в резонансном монохроматическом поле:

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{r}, t) &= E(\vec{r}) \vec{e}(\vec{r}) \exp(-i\omega t) + \text{c.c.}, \\ \vec{e}(\vec{r}) &= \sum_{q=0, \pm 1} e^q(\vec{r}) \vec{e}_q \end{aligned}$$

где $E(\vec{r})$ – локальная амплитуда, $\vec{e}(\vec{r})$ – локальный комплексный вектор поляризации светового поля, $e^q(\vec{r})$ – его компоненты в циклическом базисе

$$\{ \vec{e}_0 = \vec{e}_z, \vec{e}_{\pm 1} = \mp (\vec{e}_x \pm i \vec{e}_y) / \sqrt{2} \}.$$

В квазиклассическом приближении [1; 2; 8–10] динамика атомов в световом поле описывается уравнением Фоккера – Планка (ФП) для функции распределения атомов в импульсном пространстве $W(\vec{r}, \vec{p}, t)$:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \sum_i \frac{p_i}{m} \nabla_i \right) W =$$

$$= - \sum_i \frac{\partial}{\partial p_i} F_i(\vec{r}, \vec{p}) W + \sum_{ij} \frac{\partial^2}{\partial p_i \partial p_j} D_{ij}(\vec{r}, \vec{p}) W.$$

Кинетическими коэффициентами уравнения ФП являются декартовы компоненты силы F_i , действующей на атом, и тензора диффузии D_{ij} в точке фазового пространства (\vec{r}, \vec{p}) . Кинетические коэффициенты могут быть получены посредством редукции квантового кинетического уравнения для матрицы плотности атомов:

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

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., например: [1; 10; 12]). Выражения для силы и коэффициента диффузии для атомов с замкнутыми оптическими переходами $J_g \rightarrow J_e$ могут быть получены аналитически в ряде конкретных случаев [11–13] либо численно [14; 15].

Для большинства задач лазерного охлаждения атомов в световом поле для корректного учета диссипативных процессов достаточно ограничиться линейным приближением для силы как функции скорости атомов

$$F(r, v) \approx F_0(r) + \xi(r)v \quad (1)$$

и нулевым приближением для коэффициента диффузии

$$D(r, v) \approx D_0(r). \quad (2)$$

Данное приближение справедливо для атомов с малыми скоростями – когда за характерное время упорядочения по внутренним степеням свободы атом смещается на расстояние, значительно меньшее длины световой волны. Нулевой порядок силы по скорости F_0 определяет силу светового давления на неподвижный атом, а ξ – коэффициент трения. Коэффициент трения задает диссипацию кинетической энергии атомов в случае $\xi < 0$, либо нагрев для $\xi > 0$. В частности, это можно увидеть при анализе одномерного уравнения ФП со средними по пространственному периоду силой \bar{F} и коэффициентом диффузии \bar{D} :

$$\frac{\partial}{\partial t} W = \left[-\frac{\partial}{\partial p} \bar{F} + \frac{\partial^2}{\partial p^2} \bar{D} \right] W, \quad (3)$$

которое описывает кинетическую эволюцию атомной функции распределения в пренебрежении эффектами локализации атомов в оптическом потенциале. Эволюция среднего квадрата атомного импульса

$$\langle p^2 \rangle = \int p^2 W(p) dp$$

в приближении малых скоростей (1), (2) описывается следующим выражением:

$$\frac{d}{dt} \langle p^2 \rangle = \frac{2\bar{\xi}}{m} + 2\bar{D}_0,$$

решением которого является

$$\langle p^2 \rangle = -m \frac{\bar{D}_0}{\bar{\xi}} +$$

$$+ \exp\left(\frac{2\bar{\xi}}{m} t\right) \left[\langle p^2 \rangle_0 + m \frac{\bar{D}_0}{\bar{\xi}} \right]. \quad (4)$$

Таким образом, скорость эволюции кинетической энергии атомов определяется наклоном силы $\bar{\xi}$ вблизи нулевых скоростей. В условиях, когда коэффициент трения отрицательный, со временем эволюция функция атомного распределения становится уже и достигает некоего стационарного распределения (которое ограничивается коэффициентом диффузии), определяющего стационарную температуру лазерного охлаждения [1; 2; 4]:

$$k_B T = \frac{\langle p^2 \rangle_{t \rightarrow \infty}}{m} = -\frac{\bar{D}_0}{\bar{\xi}}. \quad (5)$$

Выражение (4) также позволяет оценить характерное время эволюции атомной функции распределения в импульсном пространстве:

$$\tau_c = -\frac{m}{2\bar{\xi}} = \kappa_c^{-1} \omega_R^{-1},$$

где $\kappa_c = -2\bar{\xi}/m$ является безразмерной величиной, определяющей скорость эволюции в единицах ω_R (где $\hbar\omega_R = \hbar^2 k^2 / 2m$ – так называемая энергия отдачи, получаемая атомом в процессе излучения фотона с импульсом $\hbar k$).

В условиях, выходящих за рамки приближения малых скоростей (1), (2), стационарное решение для атомной функции распределения уравнения (3) может быть найдено в интегральной форме с учетом полной зависимости силы трения и диффузии от скорости

$$W(v) = \frac{\text{const}}{\bar{D}(v)} \exp \int_0^v dv' \frac{m\bar{F}(v')}{\bar{D}(v')},$$

которое в квазиклассическом приближении $\epsilon_R = \omega_R / \gamma \ll 1$ также сводится к распределению Максвелла

$$W(v) = \text{const} \exp \left[-\frac{mv^2}{2k_B T} \right]$$

с температурой, определяемой выражением (5). Однако скорость кинетической эволюции в данном случае задается нелинейной зависимостью силы $\bar{F}(v)$ от скорости атомов и требует более детального анализа.

Динамика лазерного охлаждения

Рассмотрим движение атомов в поле, образованном встречными волнами равной амплитуды:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}_1 + \vec{E}_2, \\ \vec{E}_1 &= E_0 \vec{e}_1 \exp(ikz - i\omega t) + \text{c.c.}, \\ \vec{E}_2 &= E_0 \vec{e}_2 \exp(ikz - i\omega t) + \text{c.c.} \end{aligned}$$

Соответственно комплексные вектора \vec{e}_1 и \vec{e}_2 определяют поляризации встречных волн. В простейшем случае $\vec{e}_1 = \vec{e}_2$ встречные волны образуют стоячую волну с однородной поляризацией. И наоборот, при $\vec{e}_1 \neq \vec{e}_2$ встречные волны формируют световое поле с пространственно неоднородной поляризацией. Взаимодействие атома с резонансным полем характеризуется параметром насыщения

$$S = \Omega_0^2 / (\delta^2 + \gamma^2 / 4),$$

где $\Omega_0 = -E_0 d / \hbar$ – частота Раби в расчете на одну волну, $\delta = \omega - \omega_0$ – отстройка частоты поля от частоты атомного перехода ω_0 , d – дипольный момент атомного перехода. В неоднородно-поляризованном световом поле малой интенсивности $S \ll 1$ для атомов с вырожденными по проекции углового момента энергетическими уровнями возникают субдоплеровские механизмы охлаждения. При этом наклон силы трения $\bar{\xi}_s$ в области малых скоростей $v < \Delta v_s = \gamma S / k$ обусловлен поляризационными особенностями взаимодействия движущихся атомов со световым полем [6; 11; 15] (рис. 1).

Отметим, что для большего диапазона скоростей сила трения имеет меньший наклон $\bar{\xi}_D$, обусловленный известным доплеровским механизмом трения. Выражение для наклона $\bar{\xi}_D$ в поле, образованном волнами с произвольной эллиптической поляризацией, можно получить, вычисляя дисбаланс сил спонтанного светового давления от встречных волн на движущийся атом:

$$\bar{\xi}_D = \hbar k^2 \frac{4\delta\gamma}{\delta^2 + \gamma^2 / 4} S_{\text{eff}}. \quad (6)$$

Данное выражение имеет вид коэффициента трения для двухуровневой модели атома, с отличием лишь в эффективном параметре насыщения $S_{\text{eff}} = \alpha S$. Это различие возникает в результате того, что все магнитные подуровни основного и возбужденного со-

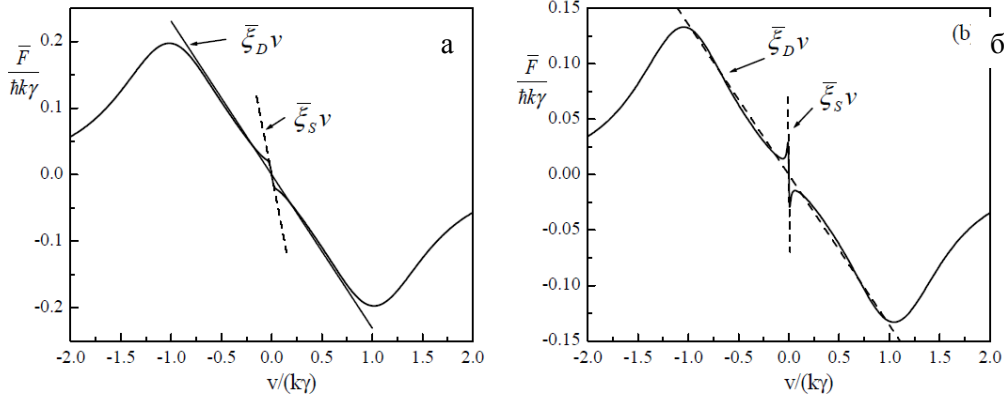


Рис. 1. Зависимость силы от скорости для атомов с замкнутым оптическим переходом $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$ в полях $\sigma_+ - \sigma_-$ конфигурации (а) и $\text{lin} \perp \text{lin}$ конфигурации (б). Частота Раби $\Omega_0 = 0,3\gamma$ ($S = 0,072$) отстройка $\delta = -\gamma$

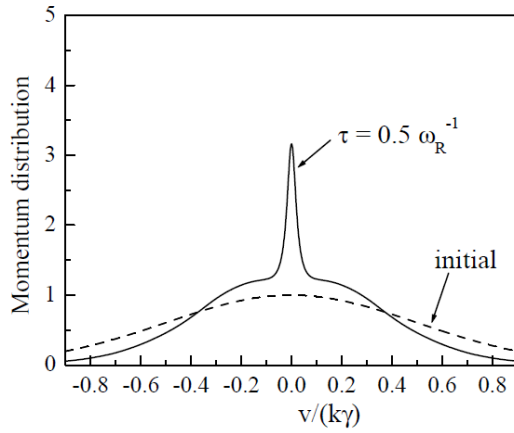


Рис. 2. Эволюция атомной функции распределения за время охлаждения $\tau = 0,5\omega_R^{-1}$ с изначально широкого распределения $v_{\text{ini}} = 0,5\gamma/k$ для атомов с оптическим переходом $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$ ($\epsilon_R = 10^{-4}$) в поле $\sigma_+ - \sigma_-$ конфигурации $\Omega_0 = 0,3\gamma$ ($S = 0,072$) и отстройка $\delta = -\gamma$

стояний атома в различной степени взаимодействуют со световым полем. В частности, это взаимодействие определяется поляризацией встречных волн [10–12]. Величина γS_{eff} характеризует число спонтанно рассеянных фотонов светового поля в единицу времени. В пределе малых насыщений S_{eff} определяется населенностью всех магнитных подуровней возбужденного состояния атома:

$$S_{\text{eff}} = \text{Tr}\{\hat{\rho}^{ee}\}.$$

Так, для простой модели двухуровневого атома имеем $S_{\text{eff}} = S$ (где S считается на одну волну). Аналогичный результат получим в поле с пространственно однородной поляризацией, образованного встречными световыми волнами круговой поляризации, когда в эффективном взаимодействии с полем участвуют лишь крайние магнитные подуровни атома. В общем случае отличие S_{eff} от S определяется множителем α , который зависит от типа оптического перехода и поляризации встречных волн. Выражение для α может быть получено исходя из решения для стационарной матрицы плотности атомов [16]. Так, например, для атомов с оптическим переходом $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$ получим

$$\alpha_{1 \rightarrow 2} = \frac{5 \cos(4\epsilon) - 7}{2 \cos(4\epsilon) - 21},$$

где ϵ – параметр эллиптичности световых волн ($|\tan(\epsilon)|$ равен отношению малой полуоси эллипса поляризации к большой). Параметр эллиптичности изменяется в пределах $-\pi/4 < \epsilon < \pi/4$, при этом крайние значения $\epsilon = \pm\pi/4$ соответствуют левой и правой циркулярной поляризации светового поля, а $\epsilon = 0$ – линейной. В частности, для линейно-поляризованных встречных волн $\alpha = 10/17$, а для циркулярной поляризации, соответственно, $\alpha = 1$.

Таким образом, в общей нелинейной зависимости силы от скорости можно выделить два линейных по скорости участка функции $F(v)$. Как было отмечено выше, скорость кинетической эволюции атомной функции распределения в импульсном пространстве будет определяться наклонами $\bar{\xi}_s$ и $\bar{\xi}_D$. Однако в условиях субдоплеровского охлаждения $\bar{\xi}_s \gg \bar{\xi}_D$, что приводит к быстрой термализации атомов с малыми скоростями $v < \Delta v_s$ и более медленной эволюции оставшейся части атомов со скоростями $v < v_c \approx \gamma/k$. При этом, как показывает численное моделирование динамики уравнения (3) (рис. 2) с учетом нелинейной зависимости силы трения и диффузии от скорости, импульсное распределение центрального пика хорошо описывается выражением для субдоплеровской температуры, т. е. определяемой наклоном силы трения $\bar{\xi}_s$:

$$k_B T_s = -\frac{\bar{D}_0}{\bar{\xi}_s} = \hbar\gamma\beta(\delta/\gamma)S, \quad (7)$$

где $\beta(\delta/\gamma)$ – некая функция отстройки, определяемая поляризационной конфигурацией светового поля и типом оптического перехода атомов. Отметим, что температура T_s пропорциональна параметру насыщения S , и выражение (7) справедливо до тех пор, пока температура выше энергии отдачи $k_B T_s > \hbar\omega_R$, т. е. в рамках квазиклассического приближения. Возникает своего рода двухтемпературное распределение атомов, при этом скорость перераспределения атомов из более горячей фракции в холодную определяется доплеровским наклоном силы трения, и соответственно характерное время эволюции $\tau_D = \kappa_D^{-1}\omega_R^{-1}$ атомного ансамбля может быть определено исходя из выражения для коэффициента трения (6):

$$\kappa_D = -16 \frac{\delta \gamma \alpha S}{\delta^2 + \gamma^2 / 4}. \quad (8)$$

Отметим, что фактическое время охлаждения к стационарному распределению $\langle p^2 \rangle_f$ с изначально широкого импульсного распределения $\langle p^2 \rangle_{ini}$ отличается от τ_D на логарифмический множитель

$$\tau = \ln \left(\frac{\langle p^2 \rangle_{ini}}{\langle p^2 \rangle_f} \right) \tau_D. \quad (9)$$

Анализ выражений (7) и (8) позволяет найти оптимальные параметры поля (поляризации, отстройки, интенсивности) для достижения субдоплеровской температуры за время взаимодействия атомов с полем τ (9). Действительно, выражение для характерной скорости эволюции (8) задает связь между параметром насыщения и отстройкой поля для данной скорости κ_D . Исключая параметр насыщения в выражении (7) его выражением из (8), получим соотношение для конечной температуры и временем τ_D :

$$\tau_D T_s = \hbar \gamma \chi(\delta / \gamma) \omega_R^{-1}, \quad (10)$$

где функция

$$\chi(\delta / \gamma) = -\beta(\delta / \gamma) \frac{(\delta / \gamma)^2 + 1/4}{16 \alpha \delta / \gamma}.$$

Экстремум функции $\chi(\delta / \gamma)$ определяет оптимальную отстройку δ^* , и соответственно из (8) оптимальную интенсивность световых полей

$$\tau_D S^* = -\frac{(\delta^* / \gamma)^2 + 1/4}{16 \alpha \delta^* / \gamma} \omega_R^{-1}. \quad (11)$$

Отметим, как видно из выражения (11), для отстроек в интервале

$$0,016 < |\delta| / \gamma < 15,9$$

мы не выходим из условия $S_{eff} < 1$ для характерных времен охлаждения $\tau_D > \omega_R^{-1}$.

Итак, полученные соотношения (10), (11) универсальным образом позволяют определить оптимальные параметры для динамики лазерного охлаждения для различных типов оптических переходов, для различных поляризационных конфигураций охлаждающих полей. Так, конечная температура определяет характерное время охлаждения τ_D или τ с изначально широкого импульсного распределения $\langle p^2 \rangle_{ini}$, а экстремум функции $\chi(\delta / \gamma)$ определяет оптимальную отстройку и соответственно посредством (11) интенсивность световых полей для наиболее высокой скорости эволюции κ_D . Рассмотрим далее несколько конкретных примеров.

Динамика лазерного охлаждения в σ_+ - σ_- поле

Простейшим примером поля с пространственно неоднородной поляризацией является поле, образованное встречными волнами с противоположными круговыми σ_+ и σ_- поляризациями, так называемая σ_+ - σ_- конфигурация. Амплитуда вектора \vec{E} суммарного поля не зависит от координаты, а направление меняется, описывая винтовую линию с шагом $\lambda / 2$ (рис. 3).

Как было отмечено выше, для ряда оптических переходов с $J_g \rightarrow J_e$ с малыми значе-

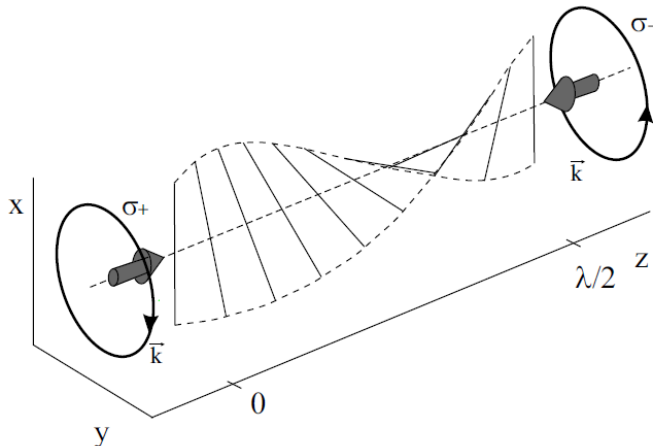


Рис. 3. Поле σ_+ - σ_- конфигурации

ниями углового момента можно получить аналитические выражения для коэффициентов трения и диффузии и соответственно функций $\chi(\delta/\gamma)$ и $\beta(\delta/\gamma)$. Так, например, для атомов с оптическим переходом $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$ [6] охлаждение имеет место в области красных отстроек $\delta < 0$, и соответственно для температуры (7) имеем:

$$k_B T_S = -\hbar\gamma \frac{116 (\delta/\gamma)^2 + 1045}{300 \delta/\gamma} S.$$

Соответственно экстремум функции $\chi(\delta/\gamma)$ достигается при $\delta^* \approx -1,23\gamma$, что дает следующее соотношение между T_S и τ_D :

$$\tau_D T_S^* \approx 0,296 \hbar\gamma \omega_R^{-1}. \quad (12)$$

Таким образом, для характерных времен $\tau_D > \omega_R^{-1}$ температура T_S меньше доплеровского предела, и динамика медленных атомов определяется поляризационными (субдоплеровскими) механизмами трения. Оптимальные параметры интенсивности встречных волн соответственно определяются следующими выражениями:

$$\tau_D S^* = -\frac{(\delta^*)^2 + \gamma^2 / 4}{16 \delta\gamma} \omega_R^{-1} \approx 0,089 \omega_R^{-1},$$

для параметра насыщения

$$\tau_D I^* / I_S = -\frac{\left((\delta^* / \gamma)^2 + 1/4 \right)^2}{2 \delta^* / \gamma} \omega_R^{-1} \approx 1,25 \omega_R^{-1},$$

и для интенсивности на одну волну. Здесь $I_S = 2\pi^2 \hbar\gamma c / (3\lambda^3)$ – интенсивность насыщения атомного перехода (здесь используется стандартное обозначение для интенсивности насыщения, см., например, обзор [18]). Отметим, что для $\tau_D > \omega_R^{-1}$ мы не выходим из принятого нами условия малого насыщения $S < 1$.

На рис. 4 показана эволюция среднеквадратичного момента импульса (rms) для характерных скоростей $\kappa_D = 1$ (рис. 4, а) и $\kappa_D = 0,5$ (рис. 4, б), что согласно (12) при оптимальных параметрах соответствует достижению температур $k_B T_S = 0,296 \hbar\gamma$ и $k_B T_S = 0,148 \hbar\gamma$. Данные зависимости получены посредством динамического решения уравнения Фоккера – Планка (3) для функции распределения атомов с учетом нелинейной по скорости зависимости силы трения и коэффициента диффузии. Так, например, для достижения температуры $k_B T_S = 0,296 \hbar\gamma$ (рис. 4, а), с изначально широким импульсным распределением $p^{(rms)}_{ini} = 1000 \hbar k$ требуется время $\tau_D = \omega_R^{-1}$ (или, согласно (9), фактическое время охлаждения $\tau \approx 6,9 \omega_R^{-1}$) при оптимальных параметрах отстройки $\delta^* = -1,23\gamma$ и интенсивности светового поля $I^* = 1,25 I_S$. Действительно, при отстройках отличных от опти-

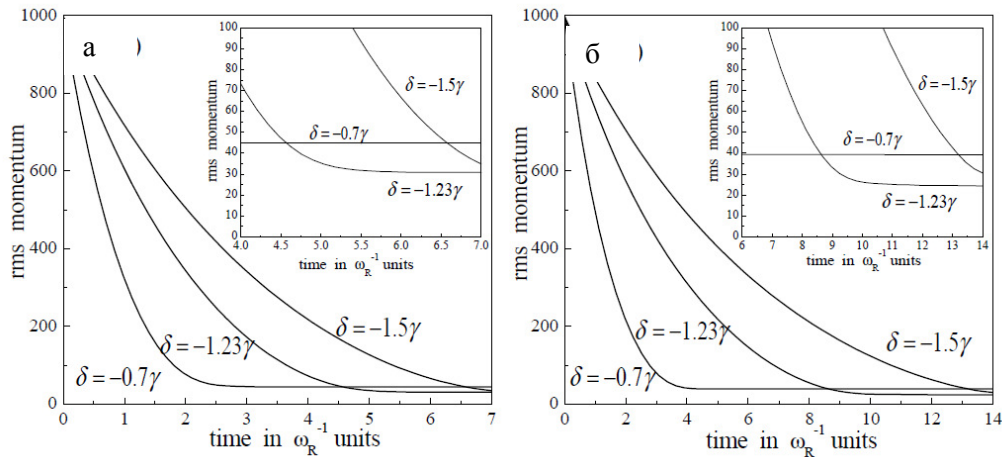


Рис. 4. Эволюция среднеквадратичного момента импульса в единицах $\hbar k$ для атомов с оптическим переходом $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$ ($\epsilon_R = 10^{-4}$) в поле $\sigma_+ - \sigma_-$ конфигурации: (а) $I = 1,25 I_S$ для $\tau_D = \omega_R^{-1}$ ($\tau \approx 7 \omega_R^{-1}$), (б) $I = 0,625 I_S$ для $\tau_D = 2 \omega_R^{-1}$ ($\tau \approx 14 \omega_R^{-1}$)

Таблица 1

Параметры светового поля для оптимального лазерного охлаждения
в поле $\sigma_+ - \sigma_-$ конфигурации

$J_g \rightarrow J_e$	$-\delta^*/\gamma$	$\tau_D T^* / (\hbar\gamma\omega_R^{-1})$	$\tau_D S^* / \omega_R^{-1}$	$\tau_D I^* / (I_S \omega_R^{-1})$
1 \rightarrow 2	1,23	0,296	0,089	1,25
2 \rightarrow 3	0,87	0,107	0,072	0,58
3 \rightarrow 4	0,89	0,076	0,073	0,62
4 \rightarrow 5	0,95	0,064	0,076	0,71
5 \rightarrow 6	1,0	0,057	0,079	0,81

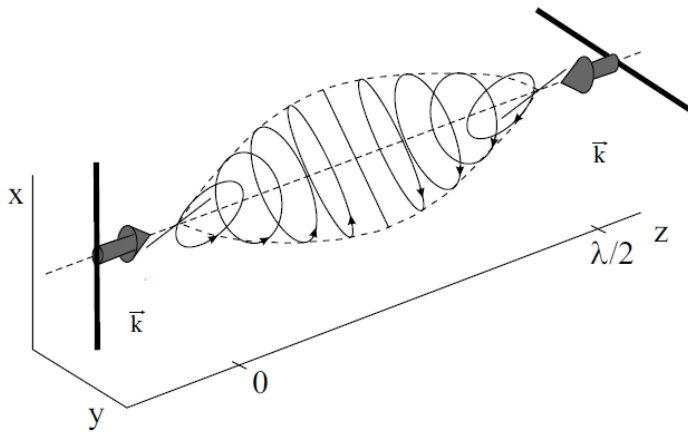


Рис. 5. Поле lin ⊥ lin конфигурации

мальной данная температура достигается за большее время либо не достигается вовсе.

Оптимальные параметры лазерного охлаждения для атомов с различными оптическими переходами $J_g = J \rightarrow J_e = J + 1$ в поле $\sigma_+ - \sigma_-$ конфигурации приведены в табл. 1.

Динамика лазерного охлаждения в lin ⊥ lin поле

В данном разделе мы рассмотрим динамику атомов в поле lin ⊥ lin конфигурации, образованного встречными волнами с ортогональными линейными поляризациями (рис. 5).

Данное поле также является одним из частных примеров полей с пространственно неоднородным вектором поляризации, в котором имеет место субдоплеровское охлаждение атомов. В отличие от $\sigma_+ - \sigma_-$ конфигурации здесь, при перемещении вдоль оси z, изменяется лишь эллиптичность электромагнитного поля, в то время как интенсивность также не зависит от координаты.

В полях с малой интенсивностью, образованных волнами с линейной поляризацией,

параметр α , определяющий наклон силы трения для атомов с доплеровскими скоростями $v \approx \gamma/k$ (6), может быть найден аналитически, исходя из стационарного решения для матрицы плотности атомов, полученной в [19]. Для атомов с оптическими переходами $J_g = J \rightarrow J_e = J + 1$ для произвольных значений углового момента J имеем:

$$\alpha_{J \rightarrow J+1} = \frac{2(4J+4)!(J+1)}{(4J+3)\left((4J+4)! - 2[(2J+2)!]^2\right)}.$$

С ростом J параметр α монотонно убывает и стремится к $1/2$. Оптимальные параметры для лазерного охлаждения атомов с различными оптическими переходами $J_g = J \rightarrow J_e = J + 1$ в поле lin ⊥ lin конфигурации отражены в табл. 2.

Пример динамики лазерного охлаждения, эволюция среднеквадратичного импульса атомов с оптическим переходом $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$ в поле lin ⊥ lin конфигурации при различных значениях отстроек показана на рис. 6. В частности, при оптимальной отстройке $\delta = -0,45\gamma$ достигается наиболее быстрая динамика к минимальной температуре.

Динамика лазерного охлаждения в $\epsilon \perp \bar{\epsilon}$ поле

Рассмотрим динамику лазерного охлаждения атомов в поле $\epsilon \perp \bar{\epsilon}$ конфигурации, образованном встречными волнами с эллиптической поляризацией, с параметрами ϵ и

$-\epsilon$ и эллипсами, ориентированными ортогонально друг к другу (рис. 7). Это наиболее общий случай, в частности при $\epsilon = \pi/4$ конфигурация переходит в $\sigma_+ - \sigma_-$, а при $\epsilon = 0$ – в $\text{lin} \perp \text{lin}$ конфигурацию светового поля. Отметим, что так же, как и в предыдущих полях, поле $\epsilon \perp \bar{\epsilon}$ имеет пространст-

Таблица 2

Параметры светового поля для оптимального лазерного охлаждения
в поле $\text{lin} \perp \text{lin}$ конфигурации

$J_g \rightarrow J_e$	$-\delta^*/\gamma$	$\tau_D T^*/(\hbar\gamma\omega_R^{-1})$	$\tau_D S^*/\omega_R^{-1}$	$\tau_D I^*/(I_S \omega_R^{-1})$
1 \rightarrow 2	0,45	0,0263	0,107	0,388
2 \rightarrow 3	0,36	0,0129	0,123	0,369
3 \rightarrow 4	0,32	0,0081	0,129	0,364
4 \rightarrow 5	0,29	0,0058	0,136	0,366
5 \rightarrow 6	0,28	0,0045	0,140	0,369

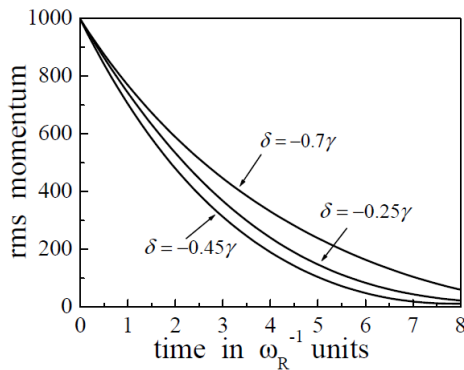


Рис. 6. Эволюция средневекторного момента импульса в единицах $\hbar k$ для атомов с оптическим переходом $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$ ($\epsilon_R = 10^{-4}$) в поле $\text{lin} \perp \text{lin}$ конфигурации: $I = 0,388 I_S$ для $\tau_D = \omega_R^{-1}$ ($\tau \approx 8 \omega_R^{-1}$)

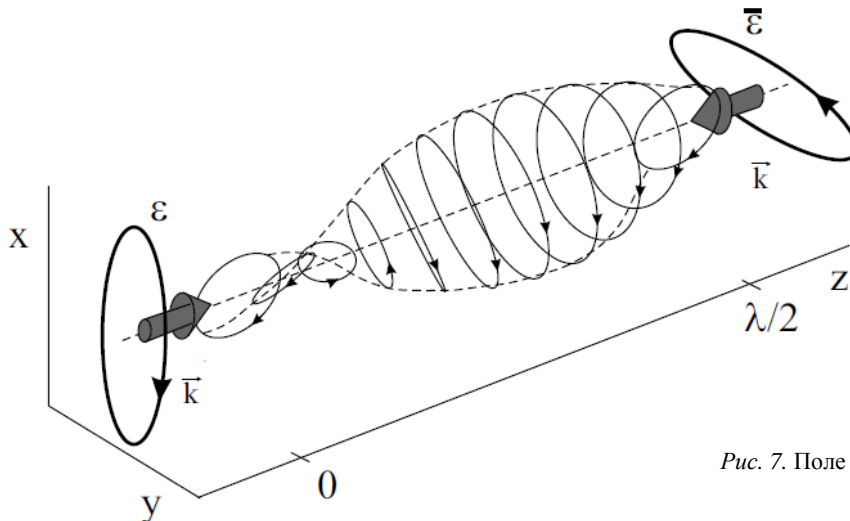


Рис. 7. Поле $\epsilon \perp \bar{\epsilon}$ конфигурации

Таблица 3

Параметры светового поля для оптимального лазерного охлаждения в поле $\epsilon \perp \bar{\epsilon}$ конфигурации при $\epsilon = \pi/8$

$J_g \rightarrow J_e$	$-\delta^*/\gamma$	$\tau_D T^* / (\hbar\gamma\omega_R^{-1})$	$\tau_D S^* / \omega_R^{-1}$	$\tau_D I^* / (I_S \omega_R^{-1})$
1 \rightarrow 2	0,61	0,0406	0,077	0,385
2 \rightarrow 3	0,54	0,0176	0,074	0,319
3 \rightarrow 4	0,52	0,111	0,074	0,303
4 \rightarrow 5	0,51	0,0082	0,073	0,297
5 \rightarrow 6	0,50	0,0065	0,073	0,292

венно однородную интенсивность, в то время как эллиптичность и ориентация вектора поляризации меняется с координатой z .

Оптимальные параметры для лазерного охлаждения атомов с различными оптическими переходами $J_g = J \rightarrow J_e = J + 1$ в поле $\epsilon \perp \bar{\epsilon}$ конфигурации для эллиптичности встречных волн $\epsilon = \pi/8$ отражены в табл. 3.

Отметим, несмотря на то, что в поле $\epsilon \perp \bar{\epsilon}$ конфигурации возникают качественно новые механизмы лазерного охлаждения [11], отличная от линейной и круговой – эллиптическая поляризация встречных волн не дает качественных изменений в динамике лазерного охлаждения. Соответственно выражения для оптимальных параметров (см. табл. 3) представляют собой промежуточные соотношения для $\sigma_+ - \sigma_-$ и $\text{lin} \perp \text{lin}$ конфигураций световых полей.

Сравнительный анализ динамики лазерного охлаждения для различных полевых конфигураций

Полученные соотношения для оптимальных параметров поля позволяют провести сравнительный анализ динамики лазерного охлаждения в полях различной конфигурации. Рассмотрим пример охлаждения атомов до субдоплеровской температуры $k_B T = 0,1\hbar\gamma$. В квазиклассическом приближении охлаждение с изначально широкого импульсного распределения $p^{(\text{rms})}_{\text{ini}} = 500\hbar k$ до заданной температуры $k_B T = 0,1\hbar\gamma$ (или $p^{(\text{rms})}_f = 22,36\hbar k$ для параметра квазиклассичности $\epsilon_R = 10^{-4}$) согласно (9) требует времени $\tau = 6,24\tau_D$. Исходя из полученных

соотношений для поля $\sigma_+ - \sigma_-$ конфигурации (см. табл. 1) имеем

$$S = 0,03, \delta = -1,2\gamma, \tau_D = 2,69\omega_R^{-1}, \quad (13)$$

что дает время лазерного охлаждения $\tau = 16,78\omega_R^{-1}$. Аналогично для $\text{lin} \perp \text{lin}$ конфигурации (см. табл. 2) получим

$$S = 0,407, \delta = -0,45\gamma, \tau_D = 0,263\omega_R^{-1}, \quad (14)$$

и соответственно время охлаждения до заданной температуры T составит $\tau = 1,64\omega_R^{-1}$, что значительно меньше, чем в поле $\sigma_+ - \sigma_-$ конфигурации (рис. 8).

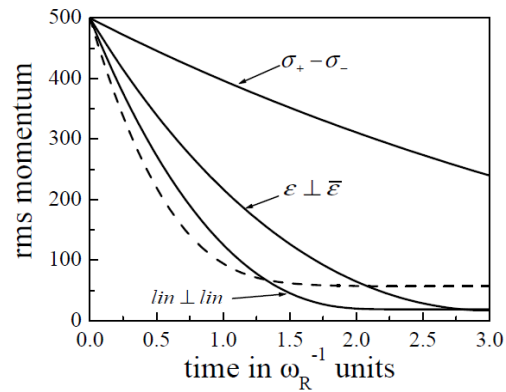


Рис. 8. Динамика лазерного охлаждения атомов с оптическим переходом $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$ ($\epsilon_R = 10^{-4}$) до стационарной температуры $k_B T = 0,1\hbar\gamma$ при оптимальных параметрах светового поля в $\sigma_+ - \sigma_-$ (13), $\text{lin} \perp \text{lin}$ (14) и $\epsilon \perp \bar{\epsilon}$ (при $\epsilon = \pi/8$) конфигурациях световых полей. Пунктирная линия соответствует динамике охлаждения в поле $\sigma_+ - \sigma_-$ конфигурации при параметрах, соответствующих оптимальной динамике в $\text{lin} \perp \text{lin}$ поле

Из приведенных результатов ясно, что охлаждение в полях $\text{lin} \perp \text{lin}$ конфигурации является наиболее эффективным с точки зрения динамики лазерного охлаждения. Однако этот результат не является очевидным, поскольку в полях $\sigma_+ - \sigma_-$, образованных встречными волнами с круговой поляризацией, наклон доплеровской силы больше, чем в полях, образованных волнами с линейной поляризацией, на коэффициент, определяемый параметром α (6). Данный результат вытекает из различия в субдоплеровских механизмах охлаждения, т. е. несмотря на то, что доплеровские механизмы трения в $\sigma_+ - \sigma_-$ поле более эффективны, чем в поле $\text{lin} \perp \text{lin}$, при тех же параметрах лазерное охлаждение в $\sigma_+ - \sigma_-$ поле приводит к более высоким температурам, чем в $\text{lin} \perp \text{lin}$ (пунктирная линия на рис. 8). Поэтому для достижения тех же субдоплеровских температур требуется меньшие интенсивности световых полей, что уменьшает доплеровский вклад силы трения и соответственно приводит к более медленной динамике лазерного охлаждения.

Заключение

В квазиклассическом приближении на основе численного решения уравнения Фоккера – Планка проведено исследование динамики лазерного охлаждения атомов с уровнями, вырожденными по проекции углового момента, в условиях малой интенсивности охлаждающих полей, когда оба механизма – доплеровское и субдоплеровское трение – имеют место. Эволюция функции распределения атомов в импульсном пространстве определяется сложной зависимостью силы трения и коэффициента диффузии от скорости атомов. В полях малой интенсивности можно выделить два линейных участка силы трения. В области малых скоростей наклон силы трения определяется субдоплеровскими (или поляризованными) механизмами трения, приводящими к охлаждению атомов до температур ниже доплеровского предела. Однако на начальном этапе эволюции доля атомов с малыми скоростями незначительна, и основное влияние на динамику оказывают доплеровские механизмы трения, т. е. дисбаланс сил светового давления на движущийся атом, зависящий как от интенсивности, так

и от поляризации встречных волн. Соответственно по мере охлаждения атомного ансамбля все большее влияние начинают оказывать субдоплеровские механизмы охлаждения, определяющие стационарное распределение атомов в поле.

В данной работе на основе численного анализа динамики атомов и анализа нелинейной зависимости от скорости сил трения и коэффициента диффузии удалось выделить простые закономерности и получить аналитические соотношения, описывающие динамику атомов в квазиклассическом приближении. Данные соотношения, в частности, позволяют определить оптимальные параметры световых полей для наиболее быстрой динамики лазерного охлаждения к наименьшей температуре в условиях конечного времени взаимодействия атомов с полем.

Список литературы

1. *Миногин В. Г., Летохов В. С.* Давление лазерного излучения на атомы. М.: Наука, 1986.
2. *Казанцев А. П., Сурдутович Г. И., Яковлев В. П.* Механическое действие света на атомы. М.: Наука, 1991.
3. Laser Cooling and Trapping of Atoms // *J. Opt. Soc. Am. B.* 1989. Vol. 6. Special issue.
4. *Gordon J. P., Ashkin A.* Motion of Atoms in a Radiation Trap // *Phys. Rev. A.* 1980. Vol. 21. P. 1606–1617.
5. *Castin Y., Wallis H., Dalibard J.* Limit of Doppler Cooling // *J. Opt. Soc. Am. B.* 1989. Vol. 6. P. 2046–2057.
6. *Dalibard J., Cohen-Tannoudji C.* Laser Cooling below the Doppler Limit by Polarization Gradients: Simple Theoretical Models // *J. Opt. Soc. Am. B.* 1989. Vol. 6. P. 2023–2045.
7. *Finkelstein V., Berman P. R., Guo J.* One-Dimensional Laser Cooling below the Doppler Limit // *Phys. Rev. A.* 1992. Vol. 45. P. 1829–1842.
8. *Javanainen J.* Density-Matrix Equations and Photon Recoil for Multistate Atoms // *Phys. Rev. A.* 1991. Vol. 44. P. 5857–5880.
9. *Dalibard J., Cohen-Tannoudji C.* Atomic Motion in Laser Light: Connection between Semiclassical and Quantum Descriptions // *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* 1985. Vol. 18. P. 1661–1683.
10. *Прудников О. Н., Тайченачев А. В., Тумайкин А. М. и др.* Кинетика атомов в эл-

липтически поляризованной стоячей волне // ЖЭТФ. 1999. Т. 115, вып. 3. С. 791–804.

11. Безвербный А. В., Прудников О. Н., Тайченачев А. В. и др. Сила светового давления, коэффициенты трения и диффузии для атомов в резонансном неоднородно поляризованном поле // ЖЭТФ. 2003. Т. 123, вып. 3. С. 437–456.

12. Прудников О. Н., Тайченачев А. В., Тумайкин А. М. и др. Кинетика атомов в поле, образованном эллиптически поляризованными волнами // ЖЭТФ. 2004. Т. 125. С. 499–517.

13. Yoo S. M., Javanainen J. Low-Intensity Limit of the Laser Cooling of a Multistate Atom // Phys. Rev. A. 1992. Vol. 45. P. 3071–3083.

14. Nienhuis G., Straten P. van der, Shang S.-Q. Operator Description of Laser Cooling below the Doppler Limit // Phys. Rev. A. 1991. Vol. 44. P. 462–474.

15. Chang S., Minogin V. Density-Matrix Approach to Dynamics of Multilevel Atoms in

Laser Fields // Phys. Rep. 2002. Vol. 365. No. 2. P. 65–143.

16. Тайченачев А. В., Тумайкин А. М., Юдин В. И. Атом в резонансном эллиптически поляризованном поле: точное стационарное решение для замкнутых $J \rightarrow J + 1$ переходов // ЖЭТФ. 1996. Т. 110, вып. 5 (11). С. 1727–1747.

17. Taichenachev A. V., Tumaikin A. M., Yudin V. I. et al. Steady State of Atoms in a Resonant Field with Elliptical Polarization // Phys. Rev. A. 2004. Vol. 69. P. 033410–033428.

18. Adams C. S., Riis E. Laser Cooling and Trapping of Neutral Atoms // Prog. Quant. Electr. 1997. Vol. 21. P. 1–79.

19. Смирнов В. С. Квантовая теория резонансного взаимодействия поляризованного света с вырожденными атомными системами: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Томск, 1983.

Материал поступил в редколлегию 30.11.2010

O. N. Prudnikov

LASER COOLING DYNAMICS OF NEUTRAL ATOMS IN A LIGHT FIELD WITH NONUNIFORM POLARIZATION FOR FIXED INTERACTION TIME

Laser cooling dynamics of neutral atoms with a closed optical transition $J_g \rightarrow J_e$ in light fields with nonuniform polarization formed by counterpropagating waves with linear, circular or elliptical polarization was considered. For the case of finite interaction time of atoms with light field both mechanisms of Doppler and Sub-Doppler laser cooling affected on atoms in ensemble having different velocities were taken into account. We get qualitative relations on a base of numerical analysis in a frame of quasiclassical treatment of laser cooling. These relations allow to define optimal parameters of cooling waves, i.e. polarization, detuning from atomic resonance and intensity of light waves for the most rapid and dip laser cooling from initially wide momentum distribution for finite interaction time of atoms with laser field.

Keywords: laser cooling, kinetics of neutral atoms.