Известия НАН Армении, Физика, т. 32, № 5, с. 235—241 (1997)

УДК 539.182

АСИММЕТРИЧНАЯ ДИФРАКЦИЯ ТРЕХУРОВНЕВЫХ АТОМОВ В ПОЛЕ ДВУХ СТОЯЧИХ ВОЛН

А. М. ИШХАНЯН

Инженерный центр НАН Армении

(Поступила в редакцию 15 ноября 1996 г.)

Проведен анализ особенностей аномального когерентного рассеяния трехуровневых атомов в поле стоячих волн. Показано, что в аномальном режиме рассеяния, реализующемся в сильных полях, происходят качественные изменения картины дифракции (появляется асимметрия и происходит частичное пленение населенностей), которые следует учитывать при выборе эффективных схем атомной селекции и расщепления пучков.

1. В экспериментах [1, 2] по рассеянию тепловых атомов натрия в сильном резонансном поле стоячей волны обнаружились неожиданные аномалии, противоречащие установившимся теоретическим представлениям [3, 4] когерентного рассеяния атомов в поле стоячей световой волны: асимметричность диаграммы распределения рассеянных атомов по импульсам и осцилляционный характер частотной зависимости амплитуды рассеяния.

Экспериментально было установлено, что данные эффекты проявляются только в сильных полях и что осцилляции амплитуды и асимметрии диаграммы рассеяния происходят с одинаковой характерной частотой, не являющейся функцией ни напряженности поля, ни угла наблюдения [1, 2]. Был получен довольно неожиданный результат: период осцилляций определяется расстоянием L между атомным пучком и отражающим зеркалом, т. е. определяется задержкой между падающей и отраженной от зеркала волнами (в данном эксперименте рассеивающая стоячая волна создавалась двумя встречными импульсами бегущих волн: падающим и отраженным от зеркала).

Принципиальное объяснение указанных аномалий было дано на базе модели двухуровневого атома в работах [5—7], где было показано, что характер дифракции на стоячей волне существенным образом зависит от начального состояния атомов: для оптико-механически смешанных начальных состояний, для которых основной и возбужденный уровни отличаются по импульсу, дифракция происходит асимметрично [5] и осцилляционно [6—7].

Исходя из того обстоятельства, что время задержки $2L/c$ соответствует времени, когда на атом действует лишь падающая бегущая волна, в работе [5] была выдвинута гипотеза, что возможной причиной наблюдавшихся в рассматриваемом эксперименте [1, 2] особенностей является состояние атома в момент установления стоячей волны, обусловленное предварительным возбуждением атомов падающей бегущей волной. Было показано, что, действительно, при предварительном взаимодействии с бегущей волной (при условии резкого включения взаимодействия) атом оказывается в вышеуказанном специфическом смешанном состоянии. Таким образом, в работах [5—7] была предложена модельная теория аномального рассеяния в поле стоячей волны для двухуровневых атомов.

В настоящей работе мы рассматриваем особенности аномального рассеяния атомов в трехуровневом случае. Следует сказать, что трехуровневая модель в последнее время привлекает большое внимание в связи с разнообразными возможными приложениями в квантовой оптике и в атомной интерферометрии. В частности, эффективное вовлечение во взаимодействие со внешним полем трех атомных уровней открывает большие возможности для создания эффективных расщепителей и отражателей пучков (см., например, [8—10]), а также для достижения сверхнизких температур применением когерентной скоростной селекции [11].

Ниже мы рассмотрим аномальную дифракцию трехуровневых атомов в поле бихроматической стоячей волны при условии предварительного возбуждения атомов бегущими волнами. Как мы убедимся, в аномальном режиме, реализующемся в сильных полях, в картине рассеяния возникает сильная асимметрия, которую следует принимать в расчет при выборе эффективных схем для атомной селекции и расщепления пучков.

2. В отсутствие спонтанной релаксации динамика трехуровневого атома в поле двух стоячих волн $E_s = E_{10}\cos(k_1 z)\exp(-i\omega_1 t + \psi_1) + E_{20}\cos(k_2 z)\exp(-i\omega_2 t + \psi_2) +$ к.с. описывается (в приближении вращающейся волны) нестационарными уравнениями Шредингера для амплитуд населенностей уровней $a_{1,2,3}$:

$$ia_{1t} = \frac{\hat{p}^2}{2M\hbar} a_1 + 2U_{10}\cos(k_1 z)e^{-i\Delta_1 t}a_2,$$

$$ia_{2t} = \frac{\hat{p}^2}{2M\hbar} a_2 + 2U_{10}\cos(k_1 z)e^{+i\Delta_1 t}a_1 + 2U_{20}\cos(k_2 z)e^{-i\Delta_2 t}a_3, \quad (1)$$

$$ia_{3t} = \frac{\hat{p}^2}{2M\hbar} a_3 + 2U_{20}\cos(k_2 z)e^{+i\Delta_2 t}a_2,$$

где $\hat{p}$—оператор кинетической энергии, M—масса атома, $\Delta_{1,2}$—расстройки волн от резонанса, $U_{10} = -d_{12}E_{10}/(2\hbar)$, $U_{20} = -d_{23}E_{20}/(2\hbar)$, d_{12}, d_{23}—матричные элементы соответствующих переходов.

Ограничимся рассмотрением задачи в приближении малых времен взаимодействия, когда можно считать атом покоящимся и пренебречь действием оператора кинетической энергии ($kv\tau_s \ll 1$, $(k\tau_s)^2 U_0\hbar/M \ll 1$, v—проекция скорости атома на $\mathbf{k}$, τ_s—время взаимодействия [3,4].

В случае точного резонанса $\Delta_1=\Delta_2=0$ решение (1) имеет вид (для простоты предположим, что $U_{10}=U_{20}=U_0$, $k_1\approx k_2=k$ и $\psi_1-\psi_2=0$)

$$a_1=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[-A(z)e^{2i\sqrt{2}U_0t\cos kz}+(z)+C(z)e^{-2i\sqrt{2}U_0t\cos kz}\right],$$

$$a_2=A(z)e^{2i\sqrt{2}U_0t\cos kz}+C(z)e^{-2i\sqrt{2}U_0t\cos kz}, \tag{2}$$

$$a_3=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[-A(z)e^{2i\sqrt{2}U_0t\cos kz}-B(z)+C(z)e^{-2i\sqrt{2}U_0t\cos kz}\right],$$

где функции $A(z)$, $B(z)$ и $C(z)$ определяются начальными условиями.

Отметим, что в работе [10] рассмотрены различные режимы рассеяния трехуровневых атомов в поле бихроматической стоячей волны при условии, что в начальный момент волновой пакет атома в импульсном пространстве имеет только один максимум атомной плотности: $A=\alpha\delta(p_0)$, $\boldsymbol{B}=\beta\delta(p_0)$, $C=\gamma\delta(p_0)$, α, β, $\gamma=\mathrm{const}$. Во всех случаях рассеяние происходит симметрично по отношению к направлению первоначального импульса атома p_0.

Рассмотрим случай, когда атом приготавливается воздействием двух бегущих волн, распространяющихся в одинаковом направлении: $E_r=(E_{10}/2)\exp(-i\omega_1t-ik_1z+\psi_1)+(E_{20}/2)\exp(-i\omega_2t-ik_2z+\psi_2)+\text{к.с.}$

Соответствующая трехуровневая задача

$$\begin{aligned}ia_{1t}&=U_0e^{-i\Delta t-ikz}a_2,\\ ia_{2t}&=U_0e^{i\Delta t+ikz}a_1+U_0e^{-\Delta t-ikz}a_3,\\ ia_{3t}&=U_0e^{i\Delta t+ikz}a_2\end{aligned} \tag{3}$$

(где вновь считается, что $U_{10}=U_{20}=U_0$, $k_1\approx k_2=k$ и $\psi_1-\psi_2=0$) при точном резонансе, как нетрудно убедиться имеет решение (предполагается быстрое включение бегущей волны)

$$a_1=\frac{1}{2}\left[1+\cos(\sqrt{2}U_0t)\right]\varphi(z)=\alpha(t)\varphi(z),$$

$$a_2=-\frac{i}{\sqrt{2}}\sin(\sqrt{2}U_0t)e^{ikz}\varphi(z)=\beta(t)e^{ikz}\varphi(z), \tag{4}$$

$$a_3=\frac{1}{2}\left[-1+\cos(\sqrt{2}U_0t)\right]e^{2ikz}\varphi(z)=\gamma(t)e^{2ikz}\varphi(z),$$

где предположено, что перед взаимодействием с бегущими волнами атом находился в основном состоянии (здесь функция $\varphi(z)$ задает первоначальное распределение атомной плотности в импульсном пространстве).

В соответствии с этим, начальные условия задачи рассеяния атомов на стоячих волнах (т.е. амплитуды населенностей атомных уровней в конце интервала взаимодействия с бегущими волнами) имеют вид

$$a_1=\alpha(\tau_r)\varphi(z),\ a_2=\beta(\tau_r)e^{ikz}\varphi(z),\ a_3=\gamma(\tau_r)e^{2ikz}\varphi(z), \tag{5}$$

ны, обусловленное предварительным возбуждением атомов падающей бегущей волной. Было показано, что, действительно, при предварительном взаимодействии с бегущей волной (при условии резкого включения взаимодействия) атом оказывается в вышеуказанном специфическом смешанном состоянии. Таким образом, в работах [5—7] была предложена модельная теория аномального рассеяния в поле стоячей волны для двухуровневых атомов.

В настоящей работе мы рассматриваем особенности аномального рассеяния атомов в трехуровневом случае. Следует сказать, что трехуровневая модель в последнее время привлекает большое внимание в связи с разнообразными возможными приложениями в квантовой оптике и в атомной интерферометрии. В частности, эффективное вовлечение во взаимодействие со внешним полем трех атомных уровней открывает большие возможности для создания эффективных расщепителей и отражателей пучков (см., например, [8—10]), а также для достижения сверхнизких температур применением когерентной скоростной селекции [11].

Ниже мы рассмотрим аномальную дифракцию трехуровневых атомов в поле бихроматической стоячей волны при условии предварительного возбуждения атомов бегущими волнами. Как мы убедимся, в аномальном режиме, реализующемся в сильных полях, в картине рассеяния возникает сильная асимметрия, которую следует принимать в расчет при выборе эффективных схем для атомной селекции и расщепления пучков.

2. В отсутствие спонтанной релаксации динамика трехуровневого атома в поле двух стоячих волн $E_s = E_{10}\cos(k_1 z)\exp(-i\omega_1 t + \psi_1) + E_{20}\cos(k_2 z)\exp(-i\omega_2 t + \psi_2) +$ к.с. описывается (в приближении вращающейся волны) нестационарными уравнениями Шредингера для амплитуд населенностей уровней $a_{1,2,3}$:

$$ia_{1t} = \frac{\hat{p}^2}{2M\hbar} a_1 + 2U_{10}\cos(k_1 z)e^{-i\Delta_1 t}a_2,$$

$$ia_{2t} = \frac{\hat{p}^2}{2M\hbar} a_2 + 2U_{10}\cos(k_1 z)e^{+i\Delta_1 t}a_1 + 2U_{20}\cos(k_2 z)e^{-i\Delta_2 t}a_3, \qquad (1)$$

$$ia_{3t} = \frac{\hat{p}^2}{2M\hbar} a_3 + 2U_{20}\cos(k_2 z)e^{+i\Delta_2 t}a_2,$$

где $\hat{p}$—оператор кинетической энергии, M—масса атома, $\Delta_{1,2}$—расстройки волн от резонанса, $U_{10} = -d_{12}E_{10}/(2\hbar)$, $U_{20} = -d_{23}E_{20}/(2\hbar)$, d_{12}, d_{23}—матричные элементы соответствующих переходов.

Ограничимся рассмотрением задачи в приближении малых времен взаимодействия, когда можно считать атом покоящимся и пренебречь действием оператора кинетической энергии ($kv\tau_s \ll 1$, $(k\tau_s)^2 U_0 \hbar/M \ll 1$, v—проекция скорости атома на $\mathbf{k}$, τ_s—время взаимодействия [3,4].

В случае точного резонанса $\Delta_1=\Delta_2=0$ решение (1) имеет вид (для простоты предположим, что $U_{10}=U_{20}=U_0$, $k_1\approx k_2=k$ и $\psi_1-\psi_2=0$)

$$a_1=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[-A(z)e^{2i\sqrt{2}U_0t\cos kz}+(z)+C(z)e^{-2i\sqrt{2}U_0t\cos kz}\right],$$

$$a_2=A(z)e^{2i\sqrt{2}U_0t\cos kz}+C(z)e^{-2i\sqrt{2}U_0t\cos kz}, \qquad (2)$$

$$a_3=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[-A(z)e^{2i\sqrt{2}U_0t\cos kz}-B(z)+C(z)e^{-2i\sqrt{2}U_0t\cos kz}\right],$$

где функции $A(z)$, $B(z)$ и $C(z)$ определяются начальными условиями.

Отметим, что в работе [10] рассмотрены различные режимы рассеяния трехуровневых атомов в поле бихроматической стоячей волны при условии, что в начальный момент волновой пакет атома в импульсном пространстве имеет только один максимум атомной плотности: $A=\alpha\delta(p_0)$, $\boldsymbol{B}=\beta\delta(p_0)$, $C=\gamma\delta(p_0)$, α, β, $\gamma=\mathrm{const}$. Во всех случаях рассеяние происходит симметрично по отношению к направлению первоначального импульса атома p_0.

Рассмотрим случай, когда атом приготавливается воздействием двух бегущих волн, распространяющихся в одинаковом направлении: $E_r=(E_{10}/2)\exp(-i\omega_1t-ik_1z+\psi_1)+(E_{20}/2)\exp(-i\omega_2t-ik_2z+\psi_2)+\text{к.с.}$

Соответствующая трехуровневая задача

$$\begin{aligned} ia_{1t}&=U_0e^{-i\Delta t-ikz}a_2,\\ ia_{2t}&=U_0e^{i\Delta t+ikz}a_1+U_0e^{-\Delta t-ikz}a_3, \qquad (3)\\ ia_{3t}&=U_0e^{i\Delta t+ikz}a_2 \end{aligned}$$

(где вновь считается, что $U_{10}=U_{20}=U_0$, $k_1\approx k_2=k$ и $\psi_1-\psi_2=0$) при точном резонансе, как нетрудно убедиться имеет решение (предполагается быстрое включение бегущей волны)

$$a_1=\frac{1}{2}\left[1+\cos(\sqrt{2}U_0t)\right]\varphi(z)=\alpha(t)\varphi(z),$$

$$a_2=-\frac{i}{\sqrt{2}}\sin(\sqrt{2}U_0t)e^{ikz}\varphi(z)=\beta(t)e^{ikz}\varphi(z), \qquad (4)$$

$$a_3=\frac{1}{2}\left[-1+\cos(\sqrt{2}U_0t)\right]e^{2ikz}\varphi(z)=\gamma(t)e^{2ikz}\varphi(z),$$

где предположено, что перед взаимодействием с бегущими волнами атом находился в основном состоянии (здесь функция $\varphi(z)$ задает первоначальное распределение атомной плотности в импульсном пространстве).

В соответствии с этим, начальные условия задачи рассеяния атомов на стоячих волнах (т. е. амплитуды населенностей атомных уровней в конце интервала взаимодействия с бегущими волнами) имеют вид

$$a_1=\alpha(\tau_r)\varphi(z),\quad a_2=\beta(\tau_r)e^{ikz}\varphi(z),\quad a_3=\gamma(\tau_r)e^{2ikz}\varphi(z), \qquad (5)$$

где τ_r—время взаимодействия с бегущей волной.

Как видим, предварительное воздействие на атом бегущих волн приводит к образованию оптико-механически смешанного состояния, когда основное и возбужденные состояния отличаются по импульсу. Если $\varphi(z)$ задает один пик, то в данном конкретном случае волновой пакет атома перед рассеянием на стоячих волнах имеет три пика атомной плотности, соответствующих импульсам p_0, $p_0+\hbar k$, $p_0+2\hbar k$.

С учетом (5) для функций $A(z)$, $B(z)$ и $C(z)$ получаем

$$A=\frac{1}{2}\left[\beta e^{ikz}-\frac{1}{\sqrt{2}}(a+\gamma e^{2ikz})\right]\varphi(z),$$

$$B=\frac{1}{\sqrt{2}}(a-\gamma e^{2ikz})\varphi(z), \tag{6}$$

$$C=\frac{1}{2}\left[\beta e^{ikz}+\frac{1}{\sqrt{2}}(a+\gamma e^{2ikz})\right]\varphi(z).$$

Вернемся теперь к решению (2) исходной задачи рассеяния на стоячих волнах .Переходя к импульсному представлению и учитывая разложение экспоненты по функциям Бесселя

$$e^{\pm ix\cos\theta}=\sum_{n=-\infty}^{+\infty}(\pm i)^n J_n(x)e^{in\theta},$$

имеем:

$$a_{1,3}=\frac{1}{\sqrt{2}}\sum_{-\infty}^{+\infty} i^n J_n(2\sqrt{2}\,U_0 t)\int_{-\infty}^{+\infty}[-A+(-1)^n C]\,e^{-i(p-nhk)z/h}dz\pm$$

$$\pm\frac{1}{\sqrt{2}}\int_{-\infty}^{+\infty} Be^{-ipz/h}dz,$$

$$a_2=\sum_{-\infty}^{+\infty} i^n J_n(2\sqrt{2}\,U_0 t)\int_{-\infty}^{+\infty}[A+(-1)^n C]e^{-i(p-nhk)z/h}dz. \tag{7}$$

Если перед взаимодействием с бегущей волной атом имел точно определенный импульс:

$$\int_{-\infty}^{-\infty}\varphi(z)e^{-ipz/h}dz=\delta(p-p_0),$$

то, подставив выражения (6) в (7), окончательно получаем

$$a_{1,3}=\frac{1}{2}\sum_{-\infty}^{+\infty} i^n\left[\frac{+1+(-1)^n}{2}\right][aJ_n+i\sqrt{2}\beta J_{n-1}-\gamma J_{n-2}]\cdot\delta(n)\pm\frac{1}{2}\{a\delta(0)-\gamma\delta(2)\}, \tag{9}$$

$$a_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{-\infty}^{+\infty} i^n \left[\frac{-1+(-1)^n}{2} \right] [\alpha J_n + i\sqrt{3}\beta J_{n-1} - \gamma J_{n-2}] \cdot \delta(n),$$

где $J_n = J_n(2\sqrt{2}U_0 t)$, $\delta(n) = \delta(p - p_0 - n\hbar k)$.

Обратим внимание, что отличительной чертой рассеяния в трехуровневом случае является то, что имеет место определенное пленение населенностей. А именно, половина первоначальной населенности уровней 1 и 3 не рассеивается стоячими волнами. Об этом свидетельствует слагаемое в фигурных скобках в полученных выражениях для $a_{1,3}$. Нетрудно показать (см. содержащий $B(z)$ интеграл в (7)), что в общем случае число не испытывающих рассеяние атомов задается выражением $W_{ns} = \sum_n |a_1^0(n) - a_3^0(n)|^2/2$, где $a_1^0(n)$ и $a_3^0(n)$—амплитуды населенностей состояний с трансляционным числом n уровней 1 и 3 в начальный момент установления стоячих волн.

Из соотношений (9) видно также, что вследствие смешения в начальных условиях (5) внутренних и трансляционных степеней свободы, при дифракции на стоячих волнах трехуровневых атомов, как и в двухуровневом случае [5], происходит вторичная интерференция в импульсном пространстве амплитуд населенностей уровней (т. е. наложение трех наборов вторичных пиков $\{J_n\}$, $\{J_{n-1}\}$ и $\{J_{n-2}\}$, расщепленных от трех первичных пиков атомного волнового пакета).

Покажем, что вследствие указанной интерференции в картине рассеяния возникает сильная асимметрия (в отличие от решения [8], не учитывающего, как отмечалось, начального перемешивания оптико-механических степеней свободы атома).

Действительно, поскольку выражение для $a_{1,3}$ содержит только четные порядки, а для a_2—нечетные, то вероятность приобрести атому импульс $n\hbar k$ в момент времени t есть

$$\begin{aligned} W_0 &= \frac{1}{2} |\alpha J_0 + i\sqrt{2}\beta J_{-1} - \gamma J_{-2}|^2 + \frac{\alpha^2}{2}, \\ W_2 &= \frac{1}{2} |\alpha J_2 + i\sqrt{2}\beta J_1 - \gamma J_0|^2 + \frac{\gamma^2}{2}, \\ W_n &= \frac{1}{2} |\alpha J_n + i\sqrt{2}\beta J_{n-1} - \gamma J_{n-2}|^2, \quad n \neq 0,2. \end{aligned} \tag{10}$$

Отсюда, с учетом равенства $J_{-n} = (-1)^n J_n$ имеем ($N > 0$):

$$\begin{aligned} W_{+N} &= \frac{1}{2} [\alpha J_N + i\sqrt{2}\beta J_{N-1} - \gamma J_{N-2}]^2 + \frac{\gamma^2}{2}\delta_{N2}, \\ W_{-N} &= \frac{1}{2} [\alpha J_N - i\sqrt{2}\beta J_{N+1} - \gamma J_{N+2}]^2, \end{aligned} \tag{11}$$

где δ_{N2}—символ Кронекера.

Таким образом, $W_{+N} \neq W_{-N}$. Асимметрия диаграммы рассеяния (за вычетом плененной населенности) при больших временах взаимодействия со стоячими волнами ($U_0t\gg 1$), как легко можно показать, дается выражением

$$\Delta W\pm(t)=\sum_{N=1}^{+\infty}(W_{+N}-W_{-N})-\frac{\gamma^2}{2}\approx i\sqrt{2}\beta(\alpha-\gamma).C_0, \qquad (12)$$

где $C_0=\int\limits_0^{u=2\sqrt{2}U_0t}(J_2^0(u)-J_1^2(u))du\to 0.64$ при $U_0t\to\infty$.

Видно, что асимметрия отсутствует в двух случаях: либо $\alpha-\gamma=0$, либо $\beta=0$. Так как при начальных условиях (4) $\alpha-\gamma=1$, то асимметрия отсутствует только когда в начальный момент времени второй уровень не заселен: $\beta=-i\sin(\sqrt{2}U_0\tau_r)/\sqrt{2}=\Leftrightarrow\sqrt{2}U_0\tau_r=\pi k$, $k=1,2\ldots$. Однако в других физических ситуациях реализуемо также и условие $\alpha-\gamma=0$. Например, это имеет место, когда атом предварительно взаимодействует только с одной бегущей волной, резонансной переходу $1\to 2$, если при этом достигается полное опустошение первого уровня и вся атомная населенность оказывается на втором уровне.

Для начальных условий (4) имеем ($t\to\infty$):

$$\Delta W\pm\approx C_0\sin(\sqrt{2}U_0\tau_r),\quad C_0\approx 0.64. \qquad (13)$$

Как видим, асимметрия диаграммы рассеяния является знакопеременной осциллирующей величиной. Частота осцилляций определяется (как и в двухуровневом случае) площадью огибающей бегущей волны $U'_0\tau_r$.

Несложные выкладки показывают, что средний обретенный атомом импульс отличен от нуля (заметим, что ненулевой средний обретенный импульс означает преломление атомного пучка в целом):

$$\langle p\rangle=\hbar k[2\gamma^2+(i\beta)^2]+\hbar k\sqrt{2}U_0\tau_s(\alpha-\gamma)(i\sqrt{2}\beta), \qquad (14)$$

где τ_s—время взаимодействия со стоячей волной. Первое слагаемое полученного выражения обязано своим происхождением, очевидно, взаимодействию атома с бегущими волнами. Последнее же слагаемое является результатом воздействия стоячей волны. Отметим, что поскольку это слагаемое пропорционально амплитуде поля, то аномалии могут заметно проявиться только в сильных полях. При больших временах взаимодействия средний обретенный импульс может достигнуть значительных величин. Так как при начальных условиях (4)

$$\langle p\rangle\approx\hbar k\sqrt{2}U_0\tau_s\cdot\sin(\sqrt{2}U'_0\tau_r),$$

то $\langle p\rangle_{max}\approx p_{max}$, где $p_{max}=\hbar k\sqrt{2}U_0\tau_s$—максимальный обретенный атомом импульс. Следовательно, максимально возможный угол преломления атомного пучка как целого составляет примерно p_{max}/p_0.

Таким образом, мы показали, что при предварительном возбуждении атомов бегущими волнами в дифракционной картине рассеяния трехуровневых атомов в сильном поле стоячих волн появляются определенные особенности: происходит частичное пленение населенностей на определенных (заселяемых вследствие взаимодействия с бегущими волнами) оптико-механически смешанных состояниях, а в диаграмме рассеяния возникает сильная асимметрия. Указанные особенности аномального рассеяния на сильных стоячих волнах следует корректно учитывать при выборе эффективных режимов атомной селекции или расщепления пучков по трехуровневой схеме при применении последовательных импульсов бегущих и стоячих волн, как, например, при образовании импульсных стоячих полей с помощью отражающих зеркал.

ЛИТЕРАТУРА

1. **В. А. Гринчук, И. А. Гришина, Е. Ф. Кузин, М. Л. Нагаева, Г. А. Рябенко, В. П. Яковлев.** Квантовая электроника, 21, 314 (1994).
2. **G. A. Ryabenko, V. A. Grinchuk, I. A. Grishina, et al.** Laser Physics, **6**, 150 (1996).
3. **А. П. Казанцев, Г. И. Сурдутович, В. П. Яковлев.** Механическое действие света на атомы. М., Наука, 1991.
4. **В. Г. Миногин, В. С. Летохов.** Давление лазерного излучения на атомы. М., Наука, 1986.
5. **А. М. Ишханян.** Известия НАН Армении, Физика, **32**, 3(1997).
6. **А. М. Ишханян.** Труды конф. «Лазерная физика-96». Аштарак, с. 90, 1996.
7. **A. M. Ishkhanyan.** Laser Physics, 1997 (в печати).
8. **P. Marte, P. Zoller, J. L. Hall.** Phys. Rev. A, **44**, R4118 (1991).
9. **S. Glasgow, P. Meystre, M. Wilkens, E. M. Wright.** Phys. Rev. A, **43**, 2455 (1991).
10. **А. С. Пазгалев, Ю. В. Рождественский.** ЖЭТФ, **109**, 2005(1996).
11. **Е. А. Корсунский, Д. В. Косачев, Б. Г. Матисов, Ю. В. Рождественский.** ЖЭТФ, **10**, 396(1993).

ԵՌԱՄԱԿԱՐԴԱԿ ԱՏՈՄՆԵՐԻ ԱՍԻՄԵՏՐԻԿ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՆ ԵՐԿՈՒ ԿԱՆԳՈՒՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԴԱՇՏՈՒՄ

Ա. Մ. ԻՇԽԱՆՅԱՆ

Կատարված է կանգուն ալիքների դաշտում եռամակարդակ ատոմների անոմալ կոհերենտ ցրման առանձնահատկությունների վերլուծություն։ Ցույց է տրված, որ ուժեղ դաշտերում իրականացվող անոմալ ցրման դեպքում դիֆրակցիոն պատկերում կատարվում են որակական փոփոխություններ (առաջանում է ասիմետրիա և տեղի է ունենում բնակեցվածությունների մասնակի գերում), որոնք պիտի հաշվի առնվեն ատոմների սելեկցիայի կամ ատոմական փնջերի բաժանման արդյունավետ սխեմաների ընտրման ժամանակ։

ASYMMETRIC DIFFRACTION OF THREE-LEVEL ATOMS IN THE FIELD OF TWO STANDING WAVES

A. M. ISHKHANYAN

The analysis of the peculiarities of the anomalous coherent scattering of three-level atoms in the field of standing waves is presented. It is shown that at the anomalous scattering (occuring in strong fields) the diffraction pattern undergoes qualitative changes (an asymmetry occurs and a partial inhibition trapping takes place) which would be taken into account when projecting effective schemes for atomic selection or beam-splitting.