Известия НАН Армении, Физика, т. 32, № 1, с. 3-7 (1997)

УДК 539.182

АСИММЕТРИЧНОЕ РАССЕЯНИЕ АТОМОВ В ПОЛЕ СТОЯЧЕЙ ВОЛНЫ

А. М. ИШХАНЯН

Инженерный центр НАН Армении

(Поступила в редакцию 25 ноября 1995 г.)

Показано, что характер дифракции на стоячей волне существенным образом зависит от начального состояния атома: для определенных типов смешанных состояний дифракция происходит асимметрично. Показано, что ранее обнаруженные в эксперименте осцилляции величины асимметрии диаграммы рассеяния при точном резонансе обусловлены предварительным возбуждением атомов бегущей волной.

1. Квантовомеханическая теория [1,2] когерентного рассеяния атомов в поле стоячей световой волны предсказывает образование симметричной дифракционной картины распределения по импульсам. Однако эксперименты [3,4] по рассеянию тепловых нейтральных атомов натрия в поле двух сильных встречных световых импульсов резонансного лазерного излучения выявили неожиданные аномалии: диаграмма распределения рассеянных атомов по импульсам оказалась асимметричной, а зависимость амплитуды рассеяния (под фиксированным углом наблюдения) от расстройки – осциллирующей.

В настоящей работе показывается, что характер дифракции на стоячей волне существенным образом зависит от начального состояния атома: для определенных типов состояний дифракция происходит асимметрично. Показывается, что обнаруженные в эксперименте [3,4] осцилляции величины асимметрии (в зависимости от расстояния от отражающего зеркала) диаграммы рассеяния при точном резонансе обусловлены предварительным возбуждением атомов бегущей волной.

2. В отсутствие спонтанной релаксации динамика двухуровневого атома в поле стоячей волны $E_x = E_0\cos(kz)\exp(-i\omega t) + \text{к.с.}$ описывается (в приближении вращающейся волны) нестационарными

уравнениями Шредингера для амплитуд населенностей уровней $a_{1,2}$:

$$
\begin{aligned}
ia_{1t} &= \frac{\hat{p}^2}{2M\hbar}a_1 + 2U_0\cos(kz)e^{-i\Delta t}a_2\,, \\
ia_{2t} &= \frac{\hat{p}^2}{2M\hbar}a_2 + 2U_0\cos(kz)e^{+i\Delta t}a_1\,,
\end{aligned}
\tag{1}
$$

где $\hat{p}$ – оператор кинетической энергии, M – масса атома, Δ – расстройка резонанса, $U_0=-dE_0/(2\hbar)$, d – матричный элемент дипольного момента перехода.

При малых временах взаимодействия, когда атом можно считать покоящимся и пренебречь действием оператора кинетической энергии ($kv\tau_s \ll 1$, $(k\tau_s)^2U_0\hbar/M \ll 1$, v – скорость атома, τ_s – время взаимодействия), система (1) имеет элементарное "квазиэнергетическое" решение.

Рассмотрим случай точного резонанса $\Delta=0$ (наличие ненулевой расстройки качественно не меняет анализа). Тогда решение (1) принимает особенно простой вид:

$$
a_{1,2} = \pm A(z)e^{2iU_0t\cos kz} + B(z)e^{-2iU_0t\cos kz}
\tag{2}
$$

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

Применив разложение экспоненты по функциям Бесселя

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

и переходя к импульсному представлению

$$
a_{1,2}(p,t) = \int_{-\infty}^{+\infty} a_{1,2}(z,t)e^{-ipz/\hbar}dz\,,
$$

получим:

$$
a_{1,2}(p,t) = \sum_{-\infty}^{+\infty} i^n J_n(2U_0t)\int_{-\infty}^{+\infty}\left[\pm A(z) + (-1)^n B(z)\right]e^{-i(p-n\hbar k)z/\hbar}dz\,.
\tag{3}
$$

Если в момент установления стоячей волны $t=0$ атом находился в основном состоянии и имел точно определенный импульс p_0, то для функций $A(z)$ и $B(z)$ имеем:

$$
A(z)=\varphi(z)/2, \quad B(z)=\varphi(z)/2,
$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(z) e^{-ipz/\hbar} dz = \delta(p - p_0) . \tag{4}$$

В соответствии с этим решение (3) принимает хорошо известный вид [1,2,5]:

$$a_{1,2}(p,t) = \sum_{-\infty}^{+\infty} i^n \left[\frac{\pm 1 + (-1)^n}{2} \right] J_n(2U_0 t) \delta(p - p_0 - n\hbar k) , \tag{5}$$

который описывает симметричную (относительно начального импульса p_0) картину дифракции атома. Очевидно, дифракция будет симметрична и в том случае, когда атом первоначально находится в произвольном суперпозиционном состоянии вида $A = \alpha\varphi(z)$, $B = \beta\varphi(z)$.

Ситуация совершенно меняется для таких смешанных начальных условий, для которых основное и возбужденное состояния отличаются по импульсу. Если, например, атом предварительно подвергался воздействию бегущей волны $E_r = (E_0/2)\exp(-i\omega t - ikz) + \text{к.с.}$ (ситуация эксперимента [3,4]), то начальные условия принимают качественно иной вид:

$$\begin{aligned} A(z) &= (\alpha - \beta e^{ikz}) \varphi(z) / 2 , \\ B(z) &= (\alpha + \beta e^{ikz}) \varphi(z) / 2 , \end{aligned} \tag{6}$$

где функция φ по-прежнему удовлетворяет соотношению (4), а величины α и β задаются соотношениями (предполагается быстрое включение бегущей волны)

$$\alpha = \cos(U_0 \tau_r), \ \beta = -i \sin(U_0 \tau_r), \tag{7}$$

где τ_r – время взаимодействия с бегущей волной.

Подстановка (6) в (3) приводит к следующему выражению:

$$a_{1,2}(p,t) = \sum_{-\infty}^{+\infty} i^n \left[\frac{\pm 1 + (-1)^n}{2} \right] \left[\alpha J_n(2U_0 t) + i\beta J_{n-1}(2U_0 t) \right] \cdot \delta(p - p_0 - n\hbar k) . \tag{8}$$

В отличие от (5) данное решение асимметрично по импульсам. Действительно, поскольку выражение для a_1 содержит только четные порядки, а для a_2 – нечетные, то вероятность приобрести атому импульс $n\hbar k$ в момент времени t есть

$$W_n = |\alpha J_n + i\beta J_{n-1}|^2.$$

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

$$W_{+N} = |\alpha|^2 J_N^2 + |\beta|^2 J_{N-1}^2 + 2\,\mathrm{Im}(\alpha\beta^*) J_N J_{N-1}\,,$$
$$W_{-N} = |\alpha|^2 J_N^2 + |\beta|^2 J_{N+1}^2 - 2\,\mathrm{Im}(\alpha\beta^*) J_N J_{N+1}\,. \qquad (9)$$

Таким образом, $W_{+N} \neq W_{-N}$. Асимметрия рассеяния характеризуется выражением

$$\Delta W^{\pm}(t) = \sum_{N=1}^{+\infty} (W_{+N} - W_{-N}) = |\beta|^2 (J_0^2 + J_1^2) + 2\,\mathrm{Im}(\alpha\beta^*)(C_0 - J_0 J_1),$$
$$C_0 = \int_0^{u=2U_0 t} \left(J_0^2(u) - J_1^2(u)\right) du. \qquad (10)$$

С учетом (7) окончательно получаем ($t \to \infty$):

$$\Delta W^{\pm} \approx C_0 \sin(2U_0 \tau_r), \quad C_0 \approx 0.64. \qquad (11)$$

Нетрудно показать, что асимметрия диаграммы рассеяния по импульсам есть

$$\Delta p \approx U_0 \tau_s \sin(2U_0 \tau_r) \hbar k\,, \qquad (12)$$

где τ_s – время взаимодействия со стоячей волной.

Видно, что асимметрия является знакопеременной осциллирующей величиной. Частота осцилляций определяется площадью огибающей бегущей волны $U_0 \tau_r$. Заметим, что в эксперименте [3,4] величина τ_r определялась расстоянием L атомного пучка от отражающего зеркала. Следовательно, частота осцилляций в условиях указанного эксперимента, согласно (12), должна быть $c/(2L)$ – что и было зарегистрировано в действительности.

Отметим, что асимметрия пропорциональна амплитуде поля и, следовательно, может заметно проявиться только в сильных полях.

Таким образом, дифракционная картина рассеяния атомов в поле стоячей волны существенным образом зависит от начального состояния атомов. При предварительном возбуждении атомов бегущей волной диаграмма рассеяния оказывается асимметричной.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Г. Миногин, В. С. Летохов. Давление лазерного излучения на атомы. М., Наука, 1986.
2. А. П. Казанцев, Г. И. Сурдутович, В. П. Яковлев. Механическое действие света на атомы. М., Наука, 1991.
3. В. А. Гринчук, Е. Ф. Кузин, М. Л. Нагаева, Г. А. Рябенко, В. П. Яковлев. Письма в ЖЭТФ, 57, 534 (1993).
4. В. А. Гринчук, И. А. Гришина, Е. Ф. Кузин, М. Л. Нагаева, Г. А. Рябенко, В. П. Яковлев. Квантовая электроника, 21, 314 (1994).
5. R.J. Cook, A.F. Bernhardt. Phys. Rev.A, 18, 2533 (1978).

ԱՏՈՄՆԵՐԻ ԱՍԻՄԵՏՐԻԿ ՑՐՈՒՄԸ ԿԱՆԳՈՒՆ ԱԼԻՔԻ ԴԱՇՏՈՒՄ

Ա. Մ. ԻՇԽԱՆՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ կանգուն ալիքի դաշտում ատոմների դիֆրակցիայի բնույթը էապես կախված է ատոմի սկզբնական վիճակից՝ որոշ խառը վիճակների, դեպքում տեղի է ունենում ասիմետրիկ դիֆրակցիա: Ցույց է տրված, որ փորձում հայտնաբերված ցրման դիագրամի ասիմետրիայի մեծության տատանումները ճշգրիտ համալարման դեպքում պայմանավորված են վազող ալիքով ատոմների նախնական գրգռմամբ:

ASYMMETRIC SCATTERING OF ATOMS IN THE FIELD OF STANDING WAVE

A.M. ISHKHANYAN

It is shown that the character of diffraction of atoms by standing wave essentially depends on the initial state of atom: for defined types of mixed states the diffraction occurs asymmetrically. It is shown that the displayed formerly in the experiment oscillations of the asymmetry value of the scattering diagram at the exact resonance are caused by a preliminary excitation of atoms by the running wave.