

АСИММЕТРИЯ АМПЛИТУДЫ РАССЕЙНИЯ АТОМОВ В ПОЛЕ КОРОТКИХ ВСТРЕЧНЫХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

В.И.Романенко, Л.П.Яценко¹⁾

Институт физики АН Украины
252650 Киев, Украина

Поступила в редакцию 12 мая 1996 г.

Рассмотрен эффект выпрямления при бипотенциальном рассеянии пучка атомов в поле коротких импульсов бегущей и стоячей волн: благодаря когерентности, наведенной импульсом бегущей волны, переданный атомному пучку импульс при рассеянии на стоячей волне отличен от нуля. Величина и знак асимметрии амплитуды рассеяния при этом осциллирующим образом зависят от длительности импульса бегущей волны и отстройки частоты поля от атомного резонанса.

PACS: 32.80.-t, 32.90.+a

В эксперименте [1, 2] обнаружены неожиданные качественные особенности рассеяния атомов натрия в поле двух коротких встречных лазерных импульсов. Амплитуда рассеяния осциллирующим образом зависит от расстройки $\Delta = \omega - \omega_0$ частоты излучения ω относительно центра ω_0 атомной линии поглощения; диаграмма рассеяния несимметрична и знак асимметрии является осциллирующей функцией расстройки Δ . Как указывают авторы [1, 2], эти особенности не объясняются существующими моделями описания рассеяния резонансных атомов в световом поле [3, 4].

В настоящей работе в качестве возможной причины обнаруженных в [1, 2] особенностей рассматривается эффект выпрямления при бипотенциальном рассеянии полем стоячей световой волны двухуровневого атома, предварительно возбужденного полем бегущей волны. Сущность этого нового эффекта состоит в следующем.

Рассмотрим находящийся в точке $x = x_0$ двухуровневый атом с матричным элементом дипольного момента d и частотой перехода ω_0 , на который в момент времени $t = 0$ начинает воздействовать поле $E = eE_0 \sin kx \exp(-it) + \text{c.c.}$ стоячей волны (e – вектор поляризации, E_0 – амплитуда, k – волновой вектор, ω – частота). Ширину Δx волнового пакета атома считаем достаточно малой по сравнению с длиной волны излучения ($k\Delta x \ll 1$). Рассмотрим вначале простейший случай точной настройки $\Delta = 0$. Импульс поля стоячей волны будем считать настолько коротким, что можно пренебречь как спонтанным излучением, так и движением атома за время действия импульса. Поле предполагается достаточно сильным, так что импульс, полученный атомом от поля, значительно больше импульса отдачи $\hbar k$.

Как известно [4], при точном резонансе специфика взаимодействия атома со стоячей волной проявляется в существовании двух адиабатических состояний $|\phi_+\rangle$ и $|\phi_-\rangle$, представляющих собой суперпозиции состояний $|g\rangle$ и $|e\rangle$ "голового" атома:

$$|\phi_{\pm}\rangle = (|g\rangle \pm |e\rangle)/\sqrt{2}.$$

В состоянии $|\phi_+\rangle$ атом имеет потенциал $\hbar V(x) = \hbar V_0 \sin kx$ ($V_0 = (d \cdot e)E_0/\hbar$), в $|\phi_-\rangle$ – потенциал $-\hbar V(x)$. Таким образом, после включения поля атом оказы-

¹⁾e-mail: yatsenko@phel.ip.kiev.ua

вается в суперпозиции состояний $|\psi\rangle = c_+|\phi_+\rangle + c_-|\phi_-\rangle$, то есть волновой пакет атома расщепляется на два, каждый из которых движется в своем потенциале (оптический аналог эффекта Штерна-Герлаха). В принятых предположениях после взаимодействия с полем функция распределения $W(p, x_0)$ атома по импульсам принимает вид

$$W(p, x_0) = |c_+|^2 W_0(p - \Delta p) + |c_-|^2 W(p + \Delta p), \quad (1)$$

где $W_0(p)$ - начальное распределение по импульсам, симметричное относительно $p = 0$; $\Delta p = -(dV(x)/dx)|_{x=x_0} \hbar \tau_{st}$ - импульс, переданный атому, τ_{st} - длительность импульса стоячей волны.

Очевидно, что необходимым условием асимметрии (1) является неравенство вероятностей заселения адиабатических состояний

$$|c_+|^2 \neq |c_-|^2. \quad (2)$$

Поскольку $c_{\pm} = \langle \phi_{\pm} | \psi \rangle = (\langle g | \psi \rangle \pm \langle e | \psi \rangle) / \sqrt{2}$, то условие (2) может быть выполнено только для атома, находящегося при $t = 0$ в смешанном состоянии $|\psi\rangle = \alpha|g\rangle + \beta|e\rangle$ ($|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$). В этом случае

$$W(p, x_0) = \frac{1}{2} [W_0(p - \Delta p) + W(p + \Delta p)] + \text{Re}(\alpha\beta^*) [W_0(p - \Delta p) - W(p + \Delta p)] \quad (3)$$

и, следовательно, средний переданный атому импульс

$$\overline{\Delta p} = 2\text{Re}(\alpha\beta^*) \Delta p. \quad (4)$$

Как видно из (4), наличие начальной когерентности $\text{Re}(\alpha\beta^*) \neq 0$ приводит к тому, что отдельный атом может рассеиваться асимметрично. Однако в обычных экспериментальных условиях поперечные размеры атомного пучка значительно превышают длину волны поля $2\pi/k$, и поэтому для получения функции распределения $W(p)$ атомов в рассеянном пучке необходимо усреднить (3) по начальной координате x_0 , которая является случайной величиной с однородным распределением. В результате такого усреднения, если только $\text{Re}(\alpha\beta^*)$ не зависит от x_0 , получим симметричную функцию распределения $W(p)$ и $\overline{\Delta p} = 0$ (поскольку $\int_0^{2\pi/k} \Delta p dx_0 = 0$).

Необходимая зависимость когерентности $\text{Re}(\alpha\beta^*)$ от x_0 возникает в случае, если она наводится импульсом бегущей волны

$$E_r = -\frac{1}{2i} e E_0 \exp(-ikx) \exp(-i\omega t) + \text{к.с.} \quad (5)$$

непосредственно перед действием импульса стоячей волны. Отметим, что такая последовательность импульсов характерна для эксперимента [1, 2], где импульс стоячей волны образуется в результате отражения лазерного импульса от зеркала, расположенного на некотором расстоянии l от пучка. Подчеркнем, что при этом на атом всегда вначале воздействует импульс бегущей волны (5) с длительностью $\tau_r = 2l/c$.

После взаимодействия импульса (5) с атомным пучком для атома в точке x_0 имеем

$$\alpha = \cos(V_0 \tau_r / 2), \quad \beta = -\exp(-ikx_0) \sin(V_0 \tau_r / 2). \quad (6)$$

В результате получаем средний переданный импульс

$$\overline{\Delta p} = \frac{1}{2} \hbar k V_0 \tau_{st} \sin(V_0 \tau_r). \quad (7)$$

Таким образом, после усреднения по координате x_0 средний переданный импульс отличен от нуля (эффект выпрямления), при этом величина и знак переданного атому механического импульса зависят от площади $V_0\tau_r$ импульса бегущей волны. Отметим, что роль бегущей волны состоит в наведении когерентности. Переданный атому в процессе взаимодействия с бегущей волной импульс не превышает $\hbar k$ и может быть противоположным по знаку импульсу Δp .

Наличие отстройки $\Delta \neq 0$ качественно не изменяет ситуацию. В тех же предположениях для достаточно монохроматического атомного пучка с начальной шириной $\delta p_0 \ll \hbar k V_0 \tau_{st}$, но $\delta p_0 \gg \hbar k$, решение уравнения Шредингера приводит к следующему выражению для функции распределения $W(p)$ рассеянного пучка:

$$W(p) = \frac{1}{\pi p_0} F\left(\frac{p}{p_0}\right) \left[1 - \frac{p}{p_0} \frac{\sin(V_0 \tau_r \sqrt{1 + \delta^2})}{\sqrt{1 + \delta^2}} \right], \quad (8)$$

где

$$F(\xi) = \frac{\{1 - \xi^2 + \delta^2/2 + [(1 - \xi^2)^2 - \delta^2 \xi^2]^{1/2}\}^{1/2}}{\sqrt{2}[(1 - \xi^2)^2 - \delta^2 \xi^2]^{1/2}}, \quad (9)$$

$\delta = \Delta/V_0$ - безразмерная отстройка, $p_0 = \hbar k V_0 \tau_{st}$ - максимальный переданный импульс при $\Delta = 0$.

Функция распределения (8) асимметрична, причем из-за наличия множителя $\sqrt{1 + \delta^2}$ в аргументе синуса величина и знак асимметрии являются осциллирующими функциями отстройки. При $V_0 \tau_r \sim 1$ характерный период осцилляций составляет $\Delta \sim \pi/\tau_r = \pi c/2l$. Аналогично влияет и изменение расстояния от пучка к зеркалу, то есть длительности импульса бегущей волны. Характерный период осцилляций составляет $\delta l \sim \pi c/V_0$ и при $V_0 = 10^{10} \text{ c}^{-1}$ $\delta l \sim 10 \text{ см}$.

Таким образом, при рассеянии атомного пучка в поле последовательных импульсов бегущей и стоячей волн могут наблюдаться качественные особенности, аналогичные обнаруженным в эксперименте [1, 2]. Отметим, что в эксперименте с задержанными импульсами на атом действует после окончания импульса стоячей волны еще один импульс бегущей волны, однако очевидно, что он незначительно изменяет функцию распределения. Более существенным является то, что в экспериментах обычно наблюдается диаграмма рассеяния, усредненная по большому количеству импульсов различной длительности и амплитуды; поле в области взаимодействия пространственно неоднородно и на детектор попадают атомы из областей с различной частотой Раби V_0 ; реальные атомы не являются двухуровневыми, и из-за наличия сверхтонкой структуры и магнитных подуровней в действительности существует целый ряд переходов с матричными дипольными моментами и, следовательно, с частотами Раби, изменяющимися в широких пределах. Усреднение по всем этим параметрам должно приводить к существенному изменению картины рассеяния и, казалось бы, к полному исчезновению эффекта выпрямления из-за усреднения осциллирующей функции $\sin V_0 \tau_r \sqrt{1 + \delta^2}$ в (8).

Тем не менее, оказывается, что и после усреднения асимметрия из-за эффекта выпрямления сохраняется. Это связано со специфическими свойствами функции распределения (8), а именно, с наличием корневой расходимости при $p = p_{max} = p_0(\sqrt{1 + \delta^2/4} - |\delta|/2)$ и отсутствием рассеянных атомов при $p > p_{max}$. Поэтому среди атомов, получивших импульс p , в определяющем количестве находятся те атомы, для которых частоты Раби близки к частоте V_0 , определяющейся условием $p = p_{max}$. На рис.1 представлена диаграмма рассеяния,

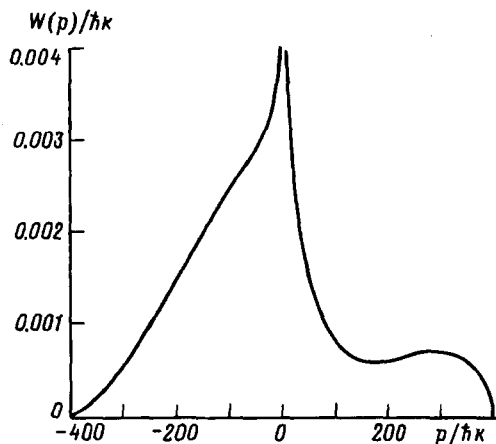


Рис.1. Функция распределения атомного пучка по импульсам при точной настройке

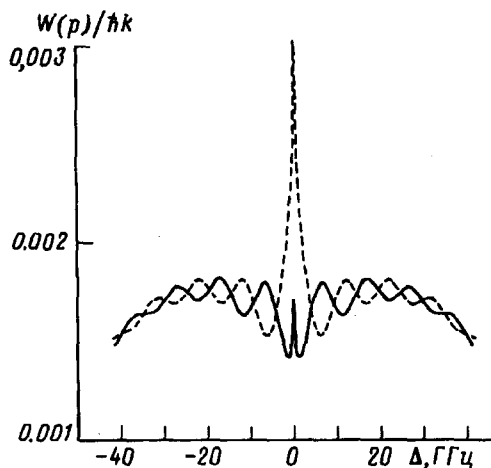


Рис.2. Зависимость вероятности рассеяния $W(p)$ при $p = +40\hbar\kappa$ (сплошная кривая) и $p = -40\hbar\kappa$ (штриховая кривая) от отстройки Δ

полученная в результате усреднения распределения (8) при $\Delta = 0$ в предположении однородного распределения частоты Раби V_0 в диапазоне $0 < V_0 < V_{max}$. Зависимость усредненной по V_0 вероятности рассеяния от отстройки Δ для $p = \pm 40\hbar\kappa$ представлена на рис.2. В расчете использовались параметры, близкие к параметрам эксперимента [1, 2]: $V_{max} = 4 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $\tau_{st} = 10^{-8} \text{ с}$, $\tau_r = 10^{-10} \text{ с}$. Сравнение рис.1 и рис.2 с соответствующими экспериментальными зависимостями [1, 2] показывает, что их принципиальные качественные особенности совпадают. В области относительно небольших переданных импульсов p вероятность рассеяния монотонно убывает, внутри полевого уширения наблюдается осциллирующая структура в зависимости величины $W(p)$ при определенном p от отстройки Δ . Следует отметить, что в эксперименте амплитуда осцилляций значительно больше расчетной и поведение $W(p)$ при больших p отличается от экспериментального. Возможно, эти различия связаны частично с выбором однородного распределения частоты Раби V_0 и использованием приближения прямоугольных импульсов. Для количественного описания эксперимента (особенно при малых расстояниях от пучка к возвратному зеркалу $l \leq 1 \text{ см}$) необходимо рассмотрение более реального случая импульсов с конечным временем нарастания переднего фронта, когда процессы формирования когерентности и потенциального рассеяния происходят одновременно.

1. В.А.Гринчук, Е.Ф.Кузин, М.Л.Нагаева и др., Письма в ЖЭТФ 57, 534 (1993).
2. G.A.Ryabenko, V.A.Grinchuk, I.A.Grishina et al., Laser Physics 6, 150 (1996).
3. А.П.Казанцев, УФН 124, 113 (1978).
4. А.П.Казанцев, Г.И.Сурдутович, В.П.Яковлев, Механическое действие света на атомы, М.: Наука, 1991.