УДК 539.196+537.56

ФОТОРАЗРУШЕНИЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО ИОНА СИЛЬНЫМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Войткив А. Б., Паздзерский В. А.

Для описания процесса взаимодействия атомной системы с сильным электромагнитным полем предложено использовать уравнения, являющиеся аналогом уравнений Фаддеева стационарной трехтельной задачи в случае потенциалов, зависящих от времени. Рассмотрено фоторазрушение отрицательного иона, найден спектр образующихся фотоэлектронов. Показано, что спектр электронов содержит ряд последовательных пиков, соответствующих поглощению дополнительных фотонов, относительные величины пиков сильно меняются с изменением величины поля, при этом первый пик не обязательно наибольший.

В литературе уделяется большое внимание процессу многофотонной ионизации атомных систем сильным электромагнитным (ЭМ) полем (см., например, [1, 2]). В последние годы получен ряд интересных экспериментальных результатов по надпороговой многофотонной ионизации атомов [3]. Для теоретического описания этого процесса используют либо теорию возмущений [4], либо решаемые сильно упрощенные модели [5]. В данной работе вне рамок теории возмущений рассмотрено фоторазрушение отрицательного иона, имеющего одно связанное состояние при следующих предположениях: процесс фотоотрыва является одноэлектронным, поляризация атомного остова ЭМ полем мала, процесс идет с достаточно большим превышением над порогом. Будем считать, что частота ω и напряженность $\mathscr{E}_0$ линейно поляризованного ЭМ поля удовлетворяют условию $\mathscr{E}_0/\omega^{3/2} \ll 1$ $(\hbar=e=m=1)$, кроме того, энергия связанного состояния E_0 такова, что $\mathscr{E}_0/|E_0|^{3/2} \ll 1$. Из последнего условия и короткодействующего характера потенциала атомного остова $V(r)$ следует, что ЭМ поле слабо деформирует волновую функцию связанного состояния иона $\psi_0(\mathbf{r})$ и в то же время существенно искажает функции непрерывного спектра $\varphi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$. В силу этого удобно провести такое разложение волновой функции, в котором автоматически учитываются оба предельных состояния электрона: электрон вблизи атомного остова и свободный электрон в ЭМ поле.

Для этого представим ψ-функцию электрона в виде $\psi=\psi_1+\psi_2$, где ψ_1 и ψ_2 удовлетворяют системе зацепляющихся уравнений

$$\left.\begin{aligned} \left(i\frac{\partial}{\partial t}-\hat{T}-V(r)\right)\psi_1 &= V(r)\,\psi_2, \\ \left(i\frac{\partial}{\partial t}-\hat{T}-\hat{W}(t)\right)\psi_2 &= \hat{W}(t)\,\psi_1. \end{aligned}\right\} \tag{1}$$

Здесь $\hat{W}(t)=\frac{\mathscr{E}_0\hat{\mathbf{p}}}{\omega}\cos\omega t$ — оператор взаимодействия с ЭМ полем, $\hat{T}$ и $\hat{\mathbf{p}}$ — операторы кинетической энергии и импульса электрона.

Система (1) полностью эквивалентна уравнению Шредингера и является простым аналогом уравнений Фаддеева—Хана стационарной трехтельной задачи [6] для случая потенциалов, зависящих от времени. Разлагая ψ_1 и ψ_2 по полным системам функций

$$\left.\begin{aligned} \psi_1(\mathbf{r},\ t) &= \alpha_0(t)\,\varphi_0(\mathbf{r})+\int d^3\mathbf{k}\,\alpha_{\mathbf{k}}(t)\,\varphi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}), \\ \psi_2(\mathbf{r},\ t) &= \int d^3\mathbf{p}\,\beta_{\mathbf{p}}(t)\,\psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r},\ t), \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

где $\psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t)$ — функция свободного электрона в ЭМ поле

$$\psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t) = |\mathbf{p}\rangle e^{-iE_{\mathbf{p}}t + iZ_{\mathbf{p}}\sin\omega t}, \quad Z_{\mathbf{p}} = \frac{\mathcal{E}_0 \mathbf{p}}{\omega^2}, \tag{3}$$

для неизвестных коэффициентов получаем точные уравнения

$$\left.\begin{aligned} i\frac{d\alpha_0}{dt} - E_0\alpha_0 &= \int d^3\mathbf{p} \langle\varphi_0 | V(r) | \psi_{\mathbf{p}}\rangle \beta_{\mathbf{p}}(t), \\ i\frac{d\alpha_{\mathbf{k}}}{dt} - E_{\mathbf{k}}\alpha_{\mathbf{k}} &= \int d^3\mathbf{p} \langle\varphi_{\mathbf{k}} | V(r) | \psi_{\mathbf{p}}\rangle \beta_{\mathbf{p}}(t), \\ i\frac{d\beta_{\mathbf{p}}}{dt} &= \langle\psi_{\mathbf{p}} | \hat{W}(t) | \varphi_0\rangle \alpha_0 + \int d^3\mathbf{k} \langle\psi_{\mathbf{p}} | \hat{W}(t) | \varphi_{\mathbf{k}}\rangle \alpha_{\mathbf{k}}(t). \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

Полагая, что ЭМ поле включается мгновенно в момент $t=0$, когда ион находится в основном состоянии, начальные условия выберем в виде

$$\alpha_0(0) = 1; \quad \alpha_{\mathbf{k}}(0) = \beta_{\mathbf{p}}(0) = 0. \tag{5}$$

Решение системы (4) в пределе слабого поля соответствует обычной теории возмущений. Рассмотрим случай сильного поля. Поскольку изменение импульса электрона δp в непрерывном спектре под действием ЭМ поля в силу $\delta p/p \sim \sim \mathcal{E}_0/\omega^{3/2} \ll 1$ мало, будем пренебрегать в (4) переходами между континуумами под действием ЭМ поля (см. также [7]). Тогда систему (4) можно решить стандартным методом, используя преобразование Лапласа. Для неизвестных коэффициентов найдем

$$\left.\begin{aligned} \alpha_0(t) &= e^{-i(E_0+\Delta_0)t - \Gamma_0 t}, \\ \beta_{\mathbf{p}}(t) &= \sum_{N=-\infty}^{+\infty} \frac{N\omega J_N(Z_{\mathbf{p}}) \langle\mathbf{p} | \varphi_0\rangle e^{-iE_{\mathbf{p}}t}}{E_{\mathbf{p}} - N\omega - E_0 - \Delta_0 + i\Gamma_0}, \quad t \gg \Gamma_0^{-1}, \\ \alpha_{\mathbf{k}}(t) &= \sum_{N=-\infty}^{+\infty} \int d^3\mathbf{p} N\omega J_N(Z_{\mathbf{p}}) \langle\varphi_{\mathbf{k}} | \mathbf{p}\rangle \langle\mathbf{p} | \varphi_0\rangle \times \\ &\times \left\{ \frac{e^{-iE_{\mathbf{k}}t}}{E_{\mathbf{k}} - N\omega - E_0 - \Delta_0 + i\Gamma_0} - \frac{e^{-iE_{\mathbf{p}}t}}{E_{\mathbf{p}} - N\omega - E_0 - \Delta_0 + i\Gamma_0} \right\}, \quad t \gg \Gamma_0^{-1}, \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

где $J_N(Z)$ — функции Бесселя, а Δ_0 и Γ_0 определяются соотношением

$$\Delta_0 - i\Gamma_0 = \sum_{N=-\infty}^{+\infty} \int d^3\mathbf{p} \frac{N\omega (E_{\mathbf{p}} - E_0) |\langle\varphi_0 | \mathbf{p}\rangle|^2 J_N^2(Z_{\mathbf{p}})}{E_0 + N\omega - E_{\mathbf{p}} + i0}. \tag{7}$$

Для амплитуды нахождения иона в основном состоянии к моменту $t > 0$ легко получить $A_0(t) = \langle\varphi_0 | \psi(t)\rangle \approx \alpha_0$, т. е. Δ_0 и Γ_0 имеют смысл сдвига и уширения основного состояния. Рассмотрим спектр образующихся фотоэлектронов. Пусть ЭМ поле выключается в момент $t = \tau$ ($\tau\Gamma_0 \gg 1$). Вероятность обнаружить электрон в состоянии $\varphi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ имеет вид

$$|\langle\varphi_{\mathbf{k}} | \psi(t)\rangle|^2 = \left| \sum_{N=-\infty}^{\infty} \frac{N\omega}{|N|!} \left(\frac{N}{|N|}\right)^{|N|} \frac{\left\langle \varphi_{\mathbf{k}} \left| \frac{\mathcal{E}_0 \hat{\mathbf{p}}}{2\omega^2} \right| \varphi_0 \right\rangle e^{-iE_{\mathbf{k}}t}}{E_{\mathbf{k}} - N\omega - E_0 - \Delta_0 + i\Gamma_0} \right|^2, \tag{8}$$

Из (8) следует, что спектр фотоэлектронов помимо резонансных пиков шириной Γ_0 (без учета пондеромоторного ускорения) включает в себя фон, определяемый нерезонансными членами.

Нетрудно получить относительную величину резонансных пиков. Например, отношение второго максимума в спектре к первому равно

$$\gamma_{21} = \varkappa \frac{\mathcal{E}_0^2}{N_0^2 \omega^3} \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{2N_0}, \quad \varkappa \sim 1, \tag{9}$$

где p_1, p_2 — импульсы фотоэлектрона, поглотившего N_0, N_0+1, фотонов (N_0 — минимально необходимое для фоторазрушения число квантов). Из (9) видно, что величина γ_{21} пропорциональна интенсивности поля и в зависимости от параметров задачи может быть как меньше, так и больше единицы.

Таким образом, наблюдавшийся в экспериментах [3] по ионизации благородных газов спектр фотоэлектронов, содержащий ряд последовательных пиков, соответствующих поглощению дополнительных фотонов, причем относительные величины этих пиков сильно менялись с изменением поля и при этом первый пик не обязательно являлся максимальным, можно наблюдать и при фоторазрушении отрицательного иона.

В заключение отметим, что аналогично можно рассмотреть более сложный случай фотораспада иона с двумя дискретными уровнями. Рассмотрение таким же способом ионизации атомов требует некоторого изменения метода и будет рассмотрено отдельно.

Литература

[1] Делоне Н. В., Крайнов В. П. Атом в сильном световом поле. М., 1984.
[2] Рапопорт Л. П., Зон Б. А., Манаков Н. Л. Теория многофотонных процессов в атомах. М., 1978.
[3] Agostini P., Fabre F., Petite G. — In: Multiphoton ionization of atoms. Canada, Academic Press, 1984.
[4] Delone N. B., Goreslavsky S. F., Krainov V. P. — J. Phys. B, 1983, v. 16, p. 2369.
[5] Deng Z., Eberly J. H. — JOSA, 1985, v. B2, p. 486.
[6] Hahn Y. — Nucl. Phys., 1969, v. A132, p. 353.
[7] Андрюшин А. И., Казаков А. Е., Федоров М. В. — ЖЭТФ, 1982, т. 82, с. 91.

Поступило в Редакцию 7 мая 1986 г.