Краткие сообщения по физике № 2 — 1991 г.

УДК 539.186.2

СЕЧЕНИЕ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ КВАНТОВОЙ СИСТЕМЫ, ИМЕЮЩЕЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЗАРЯД, С УЧЕТОМ ЕЕ ВНЕШНЕГО ДВИЖЕНИЯ В ОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В.И. Крылов

На примере дейтрона показано, что в первом порядке теории возмущений сечение фоторасщепления квантовой системы, имеющей электрический заряд и находящейся в однородном электрическом поле, отлично от нуля только для фотона с перпендикулярным к однородному полю волновым вектором. Получено сечение фоторасщепления дейтрона, которое имеет осциллирующий характер, как и подобные сечения атомов и молекул.

В работах /1, 2/ исследованы процессы фоторасщепления и фотоионизации ионов и атомов, находящихся в однородном электрическом поле, причем при расчете их сечений пренебрегалось внешним движением физической системы. Этого, как будет показано далее, нельзя делать, если ее электрический заряд не равен нулю.

Для определенности будем говорить о фоторасщеплении дейтрона, находящегося в однородном электрическом поле с напряженностью ϵ направленной вдоль оси z декартовой системы координат: $\epsilon = (0, 0, \epsilon)$. Ограничимся нерелятивистским борновским приближением, считая, что скорости протона и нейтрона, появившихся после фоторасщепления дейтрона, значительно меньше скорости света. В соответствии с известной методикой определения сечения $d\sigma$ какого-либо процесса /3/, имеем

$$d\sigma = (2\pi/\hbar)\,|<2|\hat{V}|1>|^2\delta(E_2 - E_1)d\Gamma, \tag{1}$$

где цифры 1 и 2 обозначают начальное и конечное состояния физической системы, $d\Gamma$ — интервал конечных состояний, матричный элемент $< 2|\hat{V}|1 >$ оператора возмущения системы фотоном определяется по волновым функциям $\psi = \psi_R(\mathbf{R})\psi_r(\mathbf{r})$* (где $\mathbf{r} = \mathbf{r}_p - \mathbf{r}_n$, $\mathbf{R} = (m_p\mathbf{r}_p + m_n\mathbf{r}_n)/M$ —

---

* Асимптотика при больших r выбранной таким образом ψ, не является произведением волновых функций свободного нейтрона с определенным значением импульса и невзаимодействующего с ним протона в однородном электрическом поле. Однако и для конечных состояний непрерывного спектра ψ надо выбирать в виде $\psi_r\psi_R$, иначе в матричном элементе $<2|0|1>$ не появится нужное число δ-функций, обеспечивающих его конечность.

векторы с компонентами x, y, z и X, У, Z), причем $\psi_R(\mathbf{R})$ и $\psi_r(\mathbf{r})$ удовлетворяют уравнениям, которые получаются из уравнения Шредингера для двух частиц при разделении переменных:

$$-(\hbar^2/2M)\Delta_R\psi_R - e\epsilon Z\psi_R = E_R\psi_R, \tag{2}$$

$$-(\hbar^2/2\mu)\Delta_r\psi_r + [U(r) - e\epsilon(m_n/M)Z]\psi_r = E_r\psi_r. \tag{3}$$

Здесь $\mathbf{r}_n$, $\mathbf{r}_p$ и m_n, m_p — радиусы–векторы и массы нейтрона и протона; $M = m_n + m_p$; $\mu = m_n m_p/M$; e — заряд протона, U(r) — потенциальная энергия взаимодействия протона и нейтрона, E_R, E_r — энергии внешнего и внутреннего движения системы.

Решение уравнения (2), описывающее внешнее движение физической системы, известно:

$$\psi_R = [2/\ell_R L_Z (L_x L_y)^2]^{1/4}\Phi[-(Z + Z_{ER||})/\ell_R]\exp(i\mathbf{k}_{R\perp}\mathbf{R}), \tag{4}$$

где L_x, L_y, L_z — длины сторон параллелепипеда, на объем которого нормирована ψ_R; Φ — функция Эйри /3/; $\ell_R = [\hbar^2/2Me\epsilon]^{1/3}$; $Z_{ER||} = E_{R||}/e\epsilon$; $E_{R||}$ — энергия внешнего движения системы вдоль ϵ; $\mathbf{k}_{R\perp}$ — волновой вектор поперечного относительно однородного поля движения системы; $E_R = E_{R||} + \hbar^2 k^2_{R\perp}/2M$.

Волновую функцию начального состояния, описывающую внутреннее движение системы, в приближении потенциала нулевого радиуса и пренебрегая влиянием однородного поля на начальное состояние системы, выберем в виде /4/: $\psi_r = (1/r)\sqrt{\kappa/2\pi}\exp(-\kappa r)$, $E_{r0} = \hbar^2\kappa^2/2\mu$. В конечном состоянии пренебрежем взаимодействием между частицами системы. Тогда из (3) получим:

$$\psi_r = [2/\ell_r L_z (L_x L_y)^2]^{1/4}\Phi(-(z + z_{Er||})/\ell_r)\exp(i\mathbf{k}_{r\perp}\mathbf{r}),$$

где $\ell_r = M\ell_R/(m_p^2 m_n)^{1/3}$; $z_{Er||} = E_{r||}/e\epsilon$; $E_{r||} = E_r - \hbar^2 k^2_{r\perp}/2\mu$; $\mathbf{k}_{r\perp}$ — волновой вектор, описывающий поперечное движение невзаимодействующих нейтрона и протона.

Подставляя полученные функции в (1) и учитывая, что

$$d\Gamma = [(L_x L_y)^2 L_z M/2^5\pi^6(\ell_R\ell_r)^{3/2}(e\epsilon)^2 m_n]dE_{R||}dE_{r||}d^2\mathbf{k}_{R\perp}d^2\mathbf{k}_{r\perp},$$

найдем: $d\sigma = [\hbar^2\kappa|\mathbf{e}_k D|^2\delta(E_2 - E_1)/2^{5/2}\pi^5 k m_p \mu c^2\epsilon^2\ell_R^{5/2}\ell_r^2 L_x L_y\sqrt{L_z}]dE_{R||}dE_{r||}d^2K_{R\perp}d^2k_{r\perp}$, где $\mathbf{e}_k$ — вектор поляризации фотона, имеющего волновой вектор $\mathbf{k}$; D — некоторые выражения, представляющие произведения интегралов по переменным $\mathbf{r}$ и $\mathbf{R}$ (что имело бы место и при точном решении (3)), причем интегралы J по переменной $\mathbf{R}$ во всех D одинаковые:

$$J = 2\pi\sqrt{L_x L_y \delta(\mathbf{k}_\perp + \mathbf{k}_{R0\perp} - \mathbf{k}_{R\perp})} \int_{-L_z/2}^{L_z/2} \Phi\left(-\frac{Z + Z_{ER\|}}{\ell_R}\right) \Phi\left(-\frac{Z + Z_{ER0\|}}{\ell_R}\right) e^{ik_z Z} dZ,$$ где $\mathbf{k}_{R0\perp}, E_{R0\|}$ — квантовые числа начального состояния. Сечение будет конечным, когда в последнем выражении интегрирование по Z даст δ-функцию. Это возможно, если только $k_z = 0$. Тогда

$$J = 2\pi\ell_R(\ell_R L_z/2)^{1/4}\sqrt{\pi L_x L_y e\epsilon\delta(\mathbf{k}_\perp + \mathbf{k}_{R0\perp} - \mathbf{k}_{R\perp})\delta(E_{R\|} - E_{R0\|})}$$

и проинтегрированное по $E_{R\|}$, $E_{r\|}$, $\mathbf{k}_{R\perp}$ сечение, для $\mathbf{k} = (0, k, 0)$, $\mathbf{e}_k = (1, 0, 0)$, примет вид

$$d\sigma_1 = \frac{8e^2\hbar\kappa\sqrt{2\mu}}{k(m_p c)^2} \frac{k_{rx}^2 \sin^2[(2/3)(z_{Er\|}/\ell_r)^{3/2} + \pi/4]}{[(m_n \mathbf{k}_\perp/M - \mathbf{k}_{r\perp})^2 + \kappa^2]^2\sqrt{E_{r\|}}} d^2k_{r\perp}, \tag{5}$$

а для $\mathbf{e}_k = (0, 0, 1)$, получим:

$$d\sigma_2 = \frac{8e^2\kappa(2\mu)^{3/2}}{k(m_p c)^2\hbar} \frac{\sqrt{E_{r\|}}\cos^2[(2/3)(z_{Er\|}/\ell_r)^{3/2} + \pi/4]}{[(m_n \mathbf{k}_\perp/M - \mathbf{k}_{r\perp})^2 + \kappa^2]^2} d^2k_{r\perp}, \tag{6}$$

где в соответствии с законом сохранения энергии $E_{r\|} = \hbar kc - \hbar^2\kappa^2/2\mu - \hbar^2 k^2/2M - \hbar^2 k_{r\perp}^2/2\mu$; кроме того, при выводе формул (5) и (6) мы положили (не уменьшая общности) $\mathbf{k}_{R0\perp} = 0$ и воспользовались асимптотиками функции Эйри, предполагая, что $z_{Er\|} \gg 1/\kappa$ и $z_{Er\|}/\ell_r \gg 1$.

При произвольной (для $\mathbf{k} = (0, k, 0)$) линейной поляризации фотона $\mathbf{e}_k = (e_{kx}, 0, e_{kz})$ проинтегрированное сечение дается формулой $d\bar{\sigma} = |e_{kx}|^2 d\sigma_1 + |e_{kz}|^2 d\sigma_2$.

Таким образом, в выбранном приближении сечение фоторасщепления дейтрона в однородном электрическом поле может быть отлично от нуля только для фотона с волновым вектором, направленным перпендикулярно однородному электрическому полю (точнее с $k_z \lesssim 1/L_z$)*. Физически это связано с двумя причинами. Первая заключается в том, что фотон с продольной составляющей импульса $\hbar k_z$ через физическую систему, имеющую электрический заряд, должен передать свой импульс однородному электрическому полю, изменяя его состояние. Это проявится в

---

*Поэтому при рассмотрении фоторасщепления иона, применять, как это предлагалось в /2/, результаты, полученные для σ поляризации фотона, к случаю неполяризованного света, волновой вектор которого направлен вдоль ϵ, вообще говоря, нельзя.

рождении нового фотона, но уже как эффект второго порядка. Вторая причина связана с тем, что нет возможности выбора конечных состояний с определенным значением импульса нейтрона (см. первое примечание). Это делает невозможным компенсацию продольной составляющей импульса фотона.

Полученный результат следует из интерференционных свойств частиц рассматриваемой физической системы. Сечения (5) и (6) имеют осциллирующий характер, так же как сечения фоторасщеплений атомов и ионов /1, 2/. Амплитуды сечений (5) и (6) сильно отличаются, если $\hbar kc \gg \hbar^2k^2/2M$, $\hbar^2\kappa^2/2\mu$, $\hbar^2k^2_{r\perp}/2\mu$. При этом их отношение $\approx \hbar^2k^2_{r\perp}/2\mu\hbar kc \ll 1$.

Автор благодарен А.А. Рухадзе за внимание к работе и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кондратович В.Д., Островский В.Н. ЖЭТФ, **79**, 395 (1980).

2. Фабрикант И.И. ЖЭТФ, **83**, 1675 (1982).

3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М., Наука, 1974.

4. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Квантовая электродинамика. М., Наука, 1989.

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 12 декабря 1990 г.