

А. Д. ГАЗАЗЯН

ВЫНУЖДЕННЫЙ β -РАСПАД ПРОТОНА, ИНДУЦИРОВАННЫЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ.

§ 1. Введение

Особый интерес, проявляемый к многофотонным процессам, обусловлен созданием мощных источников электромагнитного излучения. Рассмотрению этих вопросов посвящены несколько работ [1—3], в которых изучается влияние интенсивного поля на различные квантовоэлектродинамические процессы. В работе [4] рассматривается также влияние интенсивного излучения на ход реакций $\pi \rightarrow \mu + \nu$ и $\pi \rightarrow e + \gamma$.

В данной работе мы рассмотрим вынужденный β -распад протона под действием интенсивного электромагнитного излучения как с линейной, так и с круговой поляризацией. Очевидно, что для выполнения закона сохранения энергии число поглощенных квантов s должно удовлетворять соотношению

$$s \geq \min s = \frac{\Delta + m^*}{\omega}, \quad (1.1)$$

где $\Delta = M_n - M_p \approx 2,5 m$, m — обычная масса свободного электрона, m^* — „эффективная“ масса электрона в поле (см. формулы (2.10) и (3.6)). При вычислениях взаимодействие с электромагнитным излучением рассматривалось точно, а слабое взаимодействие учитывалось по теории возмущений.

Пусть электромагнитная волна распространяется по оси z и имеет вид $\vec{A}_\perp = \vec{A}_\perp(t - z)$, где $\vec{A}_\perp$ — вектор с компонентами $(A_x, A_y, 0)$. В таком поле интегралами движения являются поперечные компоненты импульса электрона p_x и p_y , а также некоторая величина λ , являющаяся собственным значением коммутирующего с гамильтонианом оператора $i\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}\right)$. Величину λ можно представить в виде $\lambda = E - p_z$, где E и p_z — некоторые постоянные и связаны друг с другом обычным релятивистским соотношением $E^2 = \vec{p}^2 + m^2$. При выключении электромагнитного поля, E и p_z будут совпадать с энергией

и третьей компонентой импульса электрона. Решение уравнения Дирака для электрона в таком поле имеет вид

$$e^{-\mu}(x) = \frac{v}{2\lambda} \begin{pmatrix} m + \lambda + \sigma_z(\vec{\sigma} \vec{\pi}_\perp) \\ (m - \lambda) \sigma_z + (\vec{\sigma} \vec{\pi}_\perp) \end{pmatrix} g^{\mu} e^{i(\vec{p} \vec{r} - Et) - iS(t-z)} \quad (1.2)$$

(см., напр. [3]), где индексом μ определяются два линейно независимых решения уравнения Дирака, v — нормировочный множитель, равный

$$v = \frac{2\lambda}{\sqrt{2 \int (m^2 + \vec{\pi}_\perp^2 + \lambda^2) dV}} \quad (1.3)$$

$\vec{\pi}_\perp = \vec{p}_\perp - e\vec{A}_\perp$ — поперечный импульс электрона в поле, g^{μ} — нормированный спинор

$$g^{\mu+} g^{\mu} = 1 \quad (1.4)$$

и

$$S(t-z) = \frac{1}{2\lambda} \int_{t-z}^{t+z} [-2e(\vec{p}_\perp \vec{A}_\perp(\xi) + e^2 \vec{A}_\perp^2(\xi))] d\xi \quad (1.5)$$

Таким образом, четыре величины p_x , p_y , λ и μ образуют полный набор квантовых чисел, состояние которых для $\lambda > 0$ дается волновой функцией (1.2).

Рассмотрим β -распад

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu,$$

который энергетически запрещен для свободного протона. Лагранжиан взаимодействия для этого процесса имеет вид [5]

$$L_{int}(x) = \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{n}(x) \gamma_5 (1 + \Lambda \gamma_5) p(x)) (\bar{\nu}(x) \gamma_5 (1 + \gamma_5) e^-(x)), \quad (1.6)$$

где под уничтожением электрона мы будем понимать рождение позитрона, волновую функцию которого можно получить (1.2) заменой $E \rightarrow -E$, $\vec{p} \rightarrow -\vec{p}^+$ и, следовательно, $\lambda \rightarrow -\lambda_+$ ($\lambda_+ > 0$) и $\vec{\pi}_\perp \rightarrow -\vec{\pi}_\perp^+$ ($\vec{\pi}_\perp^+ = \vec{p}_\perp^+ + e\vec{A}_\perp$). Наличие Λ обусловлено сильным взаимодействием между протоном и нейтроном в барионном токе и равно приблизительно 1, 25 [5].

При взаимодействии заряженной частицы с электромагнитным излучением важную роль играет безразмерная константа $\gamma = \frac{ea}{m}$, где a — амплитуда внешнего поля. При $\gamma \ll 1$ результаты переходят в соответствующие выражения теории возмущений, в которой взаимодействие происходит с отдельными фотонами излучения. Так как

масса нуклонов намного превышает массу позитрона, то влиянием электромагнитного излучения на эти частицы можно пренебречь.

В заключение этого параграфа отметим, что окончательные результаты этой работы можно использовать для изучения влияния электромагнитного излучения на ход реакции β -распада нейтрона.

§ 2. Случай линейной поляризации электромагнитного излучения

Рассмотрим β -распад протона в поле плоской электромагнитной волны с линейной поляризацией

$$\vec{A}_\perp = \vec{e}_\perp a \cos \omega(t - z), \quad (2.1)$$

где $\vec{e}_\perp$ — единичный вектор в плоскости, перпендикулярной распространению электромагнитной волны ($|\vec{k}| = k_z = \omega$). В этом случае решение уравнения Дирака для позитрона можно представить в виде

$$e^{+p}(x) =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{e^2 a^2}{4\lambda_+ E_+}}} \sum_{s=-\infty}^{\infty} (-1)^s V_s^{+p}(\vec{p}_\perp, \lambda_+; x) e^{-i[(\vec{q}^+ - s\vec{k})\vec{r} - (\varepsilon_+ - s\omega)t]}, \quad (2.2)$$

где

$$V_s^{+p}(\vec{p}_\perp, \lambda_+; x) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_{s+2k}(\alpha) J_k(\beta) \left(u_0^{+p} + \frac{s+2k}{\alpha} u_1^{+p} \right); \quad (2.3)$$

$$\alpha = x \cos \varphi, \quad (2.4)$$

φ — угол между поперечными векторами $\vec{e}_\perp$ и $\vec{p}_\perp$,

$$x = \gamma \frac{m}{\omega} \frac{|\vec{p}_\perp|}{\lambda_+}; \quad (2.5)$$

$$\beta = \frac{e^2 a^2}{8\lambda_+ \omega} \quad (2.6)$$

$$u_0^{+p} = \frac{1}{2\lambda_+} \sqrt{\frac{\lambda_+}{E_+}} \left((m - \lambda_+ - \varepsilon_+ (\vec{\sigma} \vec{p}_\perp)) \right) g^{\mu} \quad (2.7)$$

(u_0^{+p} — амплитуда свободного решения уравнения Дирака),

$$u_1^{+p} = \frac{1}{2} \gamma \frac{m}{\lambda_+} \sqrt{\frac{\lambda_+}{E_+}} \left(\begin{matrix} \vec{\sigma}_z (\vec{\sigma} \vec{e}_\perp) \\ (\vec{\sigma} \vec{e}_\perp) \end{matrix} \right) g^{\mu}, \quad (2.8)$$

$q^+ (p_x^+, p_y^+, q_z^+)$ и ε_+ — соответственно средний „эффективный“ импульс и энергия электрона в поле:

$$q_z^+ = p_z^+ + \frac{1}{4} \gamma^2 \frac{m^2}{\lambda_+},$$

$$\varepsilon_+ = E_+ + \frac{1}{4} \gamma^2 \frac{m^2}{\lambda_+} \quad (E_+ > 0, \lambda_+ > 0). \quad (2.9)$$

Исходя из этих соотношений будем считать, что частица во внешнем поле обладает некоторой „эффективной“ массой, которую можно определить как

$$m^* = \sqrt{\varepsilon_+^2 - q^{+2}} = m \sqrt{1 + \frac{\gamma^2}{2}}. \quad (2.10)$$

Подставляя волновую функцию (2.2) в выражение лагранжиана (1.6) и пренебрегая взаимодействием электромагнитного излучения в барийном токе, в первом приближении теории возмущений по отношению к слабому взаимодействию, легко получить матричный элемент вынужденного β -распада протона с поглощением s фотонов электромагнитного излучения:

$$(S_f^{(1)})_i = -\frac{iG}{\sqrt{2}} \frac{(2\pi)^4}{\sqrt{1 + \frac{e^2 a^2}{4\lambda_+ E_+}}} (-1)^s \delta(\vec{p}_p + s\vec{k} - \vec{p}_n - \vec{p}_e - \vec{q}^+) \times$$

$$\times \delta(E_p + s\omega - E_n - E_e - \varepsilon_+) \times \quad (2.11)$$

$$\times (\bar{u}_{p'}(p_n) \gamma_\mu (1 + \Lambda \gamma_5) u_p(p_p)) (\bar{v}_{\mu'}(p_e) \gamma_\nu (1 + \gamma_5) V_s^{+\mu}(\vec{p}_e^+, \lambda_+; x)),$$

где индексами p' , p , p' и μ обозначаются поляризационные состояния соответствующих частиц.

Рассмотрим для простоты лабораторную систему, где протон покоится ($\vec{p}_p = 0$) и предположим, что нейтрон получает очень малый

импульс ($\frac{|\vec{p}_n|}{M_n} \ll 1$). Определяя число конечных состояний как

$$d\Gamma = \frac{d\vec{p}_n}{(2\pi)^3} \frac{d\vec{p}_e}{(2\pi)^3} \frac{d\vec{q}^+}{(2\pi)^3}, \quad (2.12)$$

для дифференциальной вероятности β -распада протона с поглощением s фотонов получим следующее выражение:

$$d\omega_s = \frac{G^2}{(2\pi)^5} (1 + 3\Lambda^2) (s\omega - \Delta - \varepsilon_+)^2 d\vec{p}^+ dO_e \times$$

$$\times \left| \sum_{k,l=-\infty}^{\infty} J_{s-2k}(\alpha) J_k(\beta) J_{s+2l}(\alpha) J_l(\beta) \left(f_0 - \frac{(s+2k)\omega}{\alpha} \frac{\omega}{E_+} \left(\alpha f_1 - \frac{s+2l}{\alpha} \beta f_2 \right) \right) \right|^2, \quad (2.13)$$

где

$$f_0 = 1 + \chi \vec{v}_v \cdot \vec{v}^+,$$

$$f_1 = 1 + \frac{\chi}{2} \left[\frac{m - E_+}{(\vec{e}_\perp \cdot \vec{p}^+)} \left(\frac{(\vec{p}_\perp^+ \cdot \vec{e}_\perp)(\vec{p}^+ \cdot \vec{n})}{(m - E_+)^2} (\vec{v}_v \cdot \vec{n}) - \frac{2\lambda_+}{m - E_+} (\vec{v}_v \cdot \vec{e}_\perp) \right) - \left(1 + \frac{m - \lambda_+}{m - E_+} \right) (\vec{v}_v \cdot \vec{n}) \right], \quad (2.14)$$

$$f_2 = 4\chi \vec{v}_v \cdot \vec{n},$$

$$\chi = \frac{1 - \Lambda^2}{1 + 3\Lambda^2}, \quad \vec{v}_v = \frac{\vec{p}_v}{E_v}, \quad \vec{v}^+ = \frac{\vec{p}^+}{E_+},$$

$\vec{n} = \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|}$ — единичный вектор по направлению оси z .

После интегрирования по углам вылета нейтрино, окончательно получим

$$d\omega_s = \frac{2G^2}{(2\pi)^4} (1 + 3\Lambda^2) (s\omega - \Delta - \varepsilon_+)^2 d\vec{p}^+ \times \left| \sum_{k, l=-\infty}^{\infty} J_{s+2k}(x) J_k(\beta) J_{s+2l}(x) J_l(\beta) \left(1 - \frac{\omega}{E_+} (s + 2k) \right) \right|. \quad (2.15)$$

§ 3. Случай круговой поляризации электромагнитного излучения

Рассмотрим вынужденный β -распад протона в поле плоской электромагнитной волны с круговой поляризацией, которую удобно написать по компонентам:

$$\begin{aligned} A_x &= a \cos \omega(t - z), \\ A_y &= a \sin \omega(t - z). \end{aligned} \quad (3.1)$$

Аналогично случаю линейной поляризации, решение уравнения Дирака для позитрона в таком поле можно написать в виде

$$\begin{aligned} e^{+\mu}(x) &= \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{e^2 a^2}{2\lambda_+ E_+}}} \sum_{s=-\infty}^{\infty} (-1)^s e^{is\Phi} V_s^{+\mu}(\vec{p}_\perp^+, \lambda_+; x) \times \\ &\times e^{-i[(\vec{q}^+ - s\vec{k}) \cdot \vec{r} - (z - s\omega)t]}, \end{aligned} \quad (3.2)$$

где

$$V_s^{+\mu}(\vec{p}_\perp^+, \lambda_+; x) = u_0^{+\mu} J_s(x) + v_1^{+\mu} J_{s-1}(x) e^{-i\Phi} + v_2^{+\mu} J_{s+1}(x) e^{i\Phi}, \quad (3.3)$$

$$\begin{aligned}
 u_0^{+\mu} &= \frac{1}{2\lambda_+} \sqrt{\frac{\lambda_+}{E_+}} \begin{pmatrix} m - \lambda_+ - \sigma_z (\vec{\sigma} \vec{p}_+^+) \\ (m + \lambda_+) \sigma_z - (\vec{\sigma} \vec{p}_+^+) \end{pmatrix} g^\mu, \\
 v_1^{+\mu} &= \frac{1}{4} \gamma \frac{m}{\lambda_+} \sqrt{\frac{\lambda_+}{E_+}} \begin{pmatrix} \sigma_x + i\sigma_y \\ \sigma_x + i\sigma_y \end{pmatrix} g^\mu, \\
 v_2^{+\mu} &= \frac{1}{4} \gamma \frac{m}{\lambda_+} \sqrt{\frac{\lambda_+}{E_+}} \begin{pmatrix} -(\sigma_x - i\sigma_y) \\ \sigma_x - i\sigma_y \end{pmatrix} g^\mu, \\
 x &= \gamma \frac{m}{\omega} \frac{|\vec{p}_+^+|}{\lambda_+} \quad (E_+ > 0, \quad \lambda_+ > 0),
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

а Φ угол, который составляет поперечный вектор $\vec{p}_+^+$ с осью x .

Вектор $\vec{q}^+ (p_x^+, p_y^+, q_z^+)$ и ε_+ , как и в случае линейной поляризации, представляют соответственно средний „эффективный“ импульс и энергию частицы в поле

$$\begin{aligned}
 q_z^+ &= p_z^+ + \frac{1}{2} \gamma^2 \frac{m^2}{\lambda_+}, \\
 \varepsilon_+ &= E_+ + \frac{1}{2} \gamma^2 \frac{m^2}{\lambda_+}.
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

Соответственно, „эффективная“ масса частицы во внешнем поле будет равна

$$m^* = \sqrt{\varepsilon_+^2 - \vec{q}^{+2}} = m \sqrt{1 + \gamma^2}. \tag{3.6}$$

Подставляя волновую функцию позитрона (3.2) в выражение лагранжиана (1.6) и пренебрегая взаимодействием электромагнитного излучения в барионном токе, аналогично первому случаю, для матричного элемента вынужденного β -распада протона с поглощением s фотонов излучения, в первом приближении теории возмущений по отношению к слабому взаимодействию, получим

$$\begin{aligned}
 (S_{if}^{(1)})_s &= \frac{-iG}{V^2} \frac{(2\pi)^4}{\sqrt{1 + \frac{e^2 a^2}{2\lambda_+ E_+}}} (-1)^s e^{is\Phi} \delta(\vec{p}_p + s\vec{k} - \vec{p}_n - \vec{p}_s - \vec{q}^+) \times \\
 &\quad \times \delta(E_p + s\omega - E_n - E_s - \varepsilon_+) \times \\
 &\quad \times (\bar{u}_p(p_n) \gamma_5 (1 + A\gamma_5) \rho_p(p_p)) (\bar{v}_n(p_s) \gamma_5 (1 + \gamma_5) V_s^{+u}(\vec{p}_+^+, \lambda_+; x)).
 \end{aligned} \tag{3.7}$$

Рассмотрим лабораторную систему, где протон покоится ($\vec{p}_p = 0$), и предположим, что нейтрон получает очень малый импульс

($\frac{|\vec{p}_n|}{M_n} \ll 1$). Тогда, определяя число конечных состояний $d\Gamma$ анало-

гично первому случаю, для дифференциальной вероятности вынужденного β -распада протона с поглощением s фотонов получим следующее выражение:

$$dw_s = \frac{G^2}{(2\pi)^5} (1 + 3\lambda^2) (s\omega - \Delta - \varepsilon_+)^2 d\vec{p}^+ dO_+ \left\{ J_s^2(x) (1 + \chi \vec{v}_+ \cdot \vec{v}^+) + \right. \\ \left. + \gamma \frac{m}{E_+} J_{s+1}(x) \left[\frac{|\vec{p}_+^+|}{\lambda_+} \left(\frac{1}{2} \gamma \frac{m}{|\vec{p}_+^+|} J_{s+1}(x) - J_s(x) \right) (1 + \chi \vec{v}_+ \cdot \vec{n}) - \right. \right. \\ \left. \left. - \chi \frac{E_+}{|\vec{p}_+^+|} J_s(x) (\vec{v}_+^+ \cdot \vec{v}_+) \right] \right\}. \quad (3.8)$$

После интегрирования по углам вылета нейтрино окончательно получим

$$dw_s = \frac{2G^2}{(2\pi)^4} (1 + 3\lambda^2) (s\omega - \Delta - \varepsilon_+)^2 d\vec{p}^+ \times \\ \times \left[J_s^2(x) + x J_{s+1}(x) \frac{\omega}{E_+} \left(\frac{1}{2} \frac{\omega}{|\vec{p}_+^+|} \frac{\lambda_+}{|\vec{p}_+^+|} x J_{s+1}(x) - J_s(x) \right) \right]. \quad (3.9)$$

При достижимых в настоящее время полях лазерного излучения ($\sim 10^8$ в/см), эффект вынужденного β -распада протона весьма мал и составляет величину порядка 10^{-6} сек $^{-1}$.

Для нахождения полной дифференциальной вероятности процесса, надо произвести суммирование по s :

$$dW = \sum_{s > \min s}^{\infty} dw_s,$$

где $\min s$ определяется условием (1.1).

В заключение автор выражает благодарность профессору М. Л. Тер-Микаеляну за постоянный интерес и содействие в работе, а также В. И. Ритусу и И. И. Гольдману за дискуссию.

Объединенная радиационная лаборатория
Ереванского государственного университета и
Академии наук Армянской ССР

Поступила 14 VIII 1964

Ա. Դ. ԳԱԶԱՐՅԱՆ

ՊՐՈՏՈՆԻ ՍՏԻՊՈՂԱԿԱՆ β -ՏՐՈՂՈՒՄԸ ԻՆԴՈՒԿՑԻԱՅ
ԷԼԵԿՏՐՈՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ ՀԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԿՈՂՄԻՑ

Ա. մ փ ո փ ո լ մ

Աշխատության մեջ գիտարկված է պրոտոնի ստիպողական β -տրոհումը հարթ էլեկտրամագնիսական ճառագայթման կողմից: Ստացված է նաև արտա-

հարաբերակցություններ արձակված պոդիտրոնի հաճախականությունների անկում-
նախին ու էներգետիկ բաշխման համար՝ էլեկտրամագնիսական ճառագայթ-
ման հարթ և շրջանային բևեռացումների դեպքում:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Reiss H. R. Absorption of Light by Light. J. Math. Phys., 3, 59, 1962.
2. Никишов А. И., Ритус В. И. Квантовые процессы в поле плоской электромагнит-
ной волны и в постоянном поле I. ЖЭТФ, 46, 1964, 776.
3. Гольдман Н. И. Эффекты интенсивности в комптоновском рассеянии. ЖЭТФ, 46,
1964, 1412.
4. Никишов А. И., Ритус В. И. Квантовые процессы в поле плоской электромагнит-
ной волны и в постоянном поле II. ЖЭТФ, 46, 1964, 1768.
5. Окунь Л. Б. Слабое взаимодействие элементарных частиц. Физматгиз, М., 1963.