

ЭФФЕКТЫ ВЫСШЕГО ПОРЯДКА ВО ВНЕШНЕМ ПОЛЕ: РОЖДЕНИЕ ПАРЫ ЧАСТИЦЕЙ

В. Н. БАЙЕР, В. М. КАТКОВ, В. М. СТРАХОВЕНКО

НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

(Поступила в редакцию 16 апреля 1971 г.)

Вероятность рождения пары частиц релятивистской частицей во внешнем электромагнитном поле вычислена с использованием обобщения предложенного ранее операторного метода. Рассмотрены случаи спинов 0 и $1/2$. При $\chi = (eh/m^3c^4)\sqrt{|F_{\mu\nu}p^\nu|^2} \ll 1$ вероятность экспоненциально мала. При $\chi \gg 1$ вероятность $\sim \alpha^2 \chi \ln \chi$. Вероятности же процессов низшего порядка $\sim \alpha \chi^2 h$.

Для изучения процессов при движении частиц высокой энергии во внешнем поле использование квазиклассического приближения¹⁾ существенно упрощает рассмотрение и позволяет получить ряд важных результатов в низшем (борновском) приближении по электромагнитному взаимодействию с точным учетом внешнего поля. Естественный интерес представляет анализ высших порядков по электромагнитному взаимодействию (с точным учетом поля), дающий возможность судить об общей структуре квантовой электродинамики во внешних полях. В качестве примера процесса высшего порядка мы рассмотрим в рамках операторного метода [1, 2] процесс рождения пары частиц при движении во внешнем поле. Этот процесс представляется диаграммой (см. рис. 1), на которой двойные линии изображают частицу в поле, цифры означают индексы координат в соответствующих вершинах.

Вероятность процесса может быть представлена (см. также [1]) в виде

$$w = \frac{e^4}{(2\pi)^8} \int \frac{d^4k_1}{k_1^2} \frac{d^4k_2}{k_2^2} \sum_F \langle p | \int dt_3 dt_4 I_e^{*\mu}(k_2, t_4) I_e^\nu(k_1, t_3) | p \rangle \times \\ \times \langle p^- | \int dt_1 dt_2 I_p^{*\mu}(k_2, t_2) I_p^\nu(k_1, t_1) | p^- \rangle, \quad (1)$$

где \sum_F означает суммирование по конечным состояниям (по импульсам излучающей частицы и одной из родившихся частиц суммирование уже проведено [1]),

$$I_e^\mu(t) = \sqrt{\frac{m}{\mathcal{H}}} \psi_{s'}^+(\vec{p}, \mathcal{H}) \{j^\mu(\vec{p}, \mathcal{H}), e^{ikx}\} \psi_s(\vec{p}, \mathcal{H}) \sqrt{\frac{m}{\mathcal{H}}}, \\ I_p^\mu(t) = \sqrt{\frac{\mu}{\mathcal{H}}} \psi_{s-}^+(\vec{p}, \mathcal{H}) \frac{1}{2} [j^\mu(\vec{p}, \mathcal{H}) e^{-ikx} + \\ + e^{-ikx} j^\mu(\vec{p}, -\mathcal{H})] \psi_{s+}(\vec{p}, -\mathcal{H}) \sqrt{\frac{\mu}{\mathcal{H}}} e^{2i\mathcal{H}t}. \quad (2)$$

Здесь использованы обозначения работы [1].

¹⁾ См. работы [1, 2] — операторный метод для произвольного внешнего поля, [3, 4] — использование точных решений соответственно в магнитном и скрещенном полях.

Входящие в выражение для вероятности тензоры излучающей и родившейся частиц разобьем на две части:

$$\langle p | \int dt_3 dt_4 I_e^{*\mu}(k_2, t_4) I_e^\nu(k_1, t_3) | p \rangle = i^{\mu\nu} = i^{\mu\nu F} + i^{\mu\nu 0}, \quad (3)$$

$$\langle p^- | \int dt_1 dt_2 I_p^{*\mu}(k_2, t_2) I_p^\nu(k_1, t_1) | p^- \rangle = \pi^{\mu\nu} = \pi^{\mu\nu F} + \pi^{\mu\nu 0},$$

где зависящие от поля части $i^{\mu\nu F}$, $\pi^{\mu\nu F}$ обращаются в нуль, когда внешнее поле $F_{\mu\nu} = 0$. Тогда полная вероятность

$$w = w_{FF} + w_{F0} + w_{0F}. \quad (4)$$

При вычислении вероятностей w_{F0} и w_{0F} , где одна из вершин рассматривается свободной, основная в нашем подходе операция распутывания производится известным способом (см. [1]).

Новым обстоятельством при проведении распутывания экспоненциальных операторных выражений при вычислении w_{FF} является появление экспоненциальных множителей, зависящих от разных импульсов:

$$\exp(-ik_1 x_1) \exp[-2i\mathcal{H}(t_2 - t_1)] \exp(ik_2 x_2).$$

В формуле для вероятности (1) запишем эту комбинацию в виде

$$e^{-i(k_1 - k_2, x_1)} e^{-ik_2 x_2} e^{-2i\mathcal{H}(t_2 - t_1)} e^{ik_2 x_2}. \quad (5)$$

Мы разбили экспоненциальный оператор в силу коммутативности компонент x_1 . Для достаточно больших времен интегрирования по t_1 и $t_1 - t_2$ можно выполнять независимо. Проводя интегрирование по t_1 (t_1 есть s -число), убеждаемся, что $\omega_1 = \omega_2$. Основной вклад дает область, где $k_{1(2)}^2 \sim m^2$; векторы $k_{1(2)}$ лежат в узком конусе вдоль направления p , так что $|k_1 - k_2| \ll m$. По этой причине оператор $e^{-i(k_1 - k_2, x_1)}$ с точностью до членов $\sim m/\varepsilon$ коммутирует со всеми операторными комбинациями, входящими в выражение для вероятности. Распутывание комбинации $e^{-ik_2 x_2} e^{-2i\mathcal{H}(t_2 - t_1)} e^{ik_2 x_2}$ проводится так же, как в задаче магнитотормозного излучения [1], но с учетом того, что $k^2 \neq 0$; в результате получаем для вершины рождения пары

$$e^{-ikx_1} e^{-2i\mathcal{H}\tau} e^{ikx_2} = \exp\left\{-\frac{i\mathcal{H}}{\omega - \mathcal{H}}(k, x_2 - x_1) + \frac{ik^2\tau}{2(\omega - \mathcal{H})}\right\}, \quad (6)$$

где $\tau = t_2 - t_1$, $k = k(\omega, \mathbf{k})$. Для вершины излучения фотона аналогично получаем

$$e^{-ikx_4} e^{ikx_3} = \exp\left\{-\frac{i\mathcal{H}}{\mathcal{H} - \omega}(k, x_4 - x_3) + \frac{ik^2\sigma}{2(\mathcal{H} - \omega)}\right\}, \quad (7)$$

где $\sigma = t_4 - t_3$. После этого можно, используя те же аргументы, что в [1], перейти от операторов к классическим средним.

При суммировании по конечным состояниям необходимо проинтегрировать по всем возможным траекториям родившейся частицы (по ее фазовому объему), т. е. взять интеграл

$$\sum_F \rightarrow \sum_{\text{спин}} \int \frac{d^3x_1 d^3p_-}{(2\pi)^3}, \quad (8)$$

причем предполагается, что на пространственно-временных интервалах, существенных для процесса, поле можно считать однородным (см. [1]).

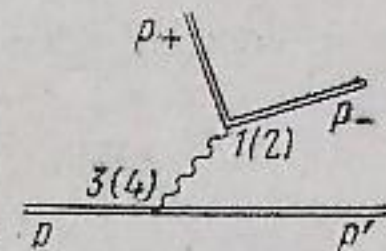


Рис. 1

Тогда имеем

$$\int d^4x_1 \exp [i(k_1 - k_2, x_1)] = (2\pi)^4 \delta(k_1 - k_2). \quad (9)$$

Блок родившихся частиц в W_{FF} (4) связан с зависящей от поля частью поляризацонного оператора $\Pi^{\mu\nu F}$:

$$2 \operatorname{Im} \Pi^{\mu\nu F}(k) = ie^2 \int \frac{d^3p_-}{(2\pi)^3} \sum_{s_+, s_-} \langle p^- | \int_{-\infty}^{\infty} d\tau I_p^{*\mu\nu}(k) I_p^\nu(k) | p^- \rangle, \quad (10)$$

где в соответствии с (3) мы представили поляризацонный оператор в виде

$$\Pi_{\mu\nu}(k) = \Pi_{\mu\nu}^{0R}(k) + \Pi_{\mu\nu}^F(k). \quad (11)$$

Здесь $\Pi_{\mu\nu}^{0R}(k)$ — перенормированный поляризацонный оператор в отсутствие поля в порядке e^2 . Вероятность рождения пары фотоном во внешнем поле в единицу времени есть

$$W_{ph} = - \frac{g^{\mu\nu} \operatorname{Im} \Pi_{\mu\nu}^F(k)}{2\omega}. \quad (12)$$

Прямое вычисление дает следующий явный вид $\Pi_{\mu\nu}^F$:

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\nu}^F = & G_1 \left(g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{k^2} \right) + G_2 \frac{\tilde{k}_\mu \tilde{k}_\nu}{\tilde{k}^2} + G_3 \frac{k^2 e^2 F^{\alpha\beta} F_\alpha^\gamma}{\tilde{k}^2} \times \\ & \times \left(g_{\mu\sigma} - \frac{k_\mu k_\sigma}{k^2} \right) \left(g_{\nu\gamma} - \frac{k_\nu k_\gamma}{k^2} \right). \end{aligned} \quad (13)$$

Мы используем обозначения $\tilde{k}^\mu = eF^{\mu\nu}k_\nu$, $\kappa^2(\mu) = -\tilde{k}^2/\mu^2$; μ — масса частиц пары,

$$G_i^{(s)} = - \frac{\alpha\mu^2}{4\pi} \int_0^\infty d\tau \int_0^\infty \frac{d\xi}{\operatorname{ch}^2 \xi} B_\tau g_i^{(s)} \frac{1}{\tau} \exp \left\{ - \frac{i4 \operatorname{ch}^2 \xi}{\kappa(\mu)} \left(\tau + \frac{\tau^3}{3} \right) + \frac{ik^2\tau}{\mu^2\kappa(\mu)} \right\}. \quad (14)$$

Здесь функции $g_i^{(s)}$ для частиц со спином 0 и $1/2$ имеют вид

$$\begin{aligned} g_1^{(1/2)} = & \frac{2k^2}{\mu^2} \frac{1}{\operatorname{ch}^2 \xi} - \frac{16}{3} \tau^2 (2 \operatorname{ch}^2 \xi + 1), \quad g_2^{(1/2)} = 8\tau^2; \quad g_3^{(1/2)} = \frac{16}{3} (2 \operatorname{ch}^2 \xi + 1) \tau^2, \\ g_1^{(0)} = & \operatorname{sh}^2 \xi \left(\frac{k^2}{\mu^2} \frac{1}{\operatorname{ch}^2 \xi} - \frac{8}{3} \tau^2 \right), \quad g_2^{(0)} = -4\tau^2, \quad g_3^{(0)} = \frac{8}{3} \tau^2 \operatorname{sh}^2 \xi. \end{aligned} \quad (15)$$

В формуле (14) введен оператор B_τ , определенный следующим образом:

$$B_\tau \tau^n e^{a\tau^3} = \begin{cases} \tau^n e^{a\tau^3}, & n \geq 0 \\ \tau^n (e^{a\tau^3} - 1), & n = -1 \end{cases} \quad (16)$$

и позволяющий существенно упростить запись результатов. Поляризацонный оператор $\Pi_{\mu\nu}^F$ для спина $s=1/2$ совпадает с полученным в работе [5].

Вероятность процесса в единицу времени представим в виде

$$W = \frac{dw}{dt} = \int \frac{d^4k}{k^4} J^{\mu\nu} 2 \operatorname{Im} \Pi_{\mu\nu} = W_{FF} + W_{F0} + W_{0F}, \quad (17)$$

где тензор $J^{\mu\nu}$, описывающий излучение (в единицу времени) начальной частицей поляризованного фотона с массой k^2 , разбит в соответствии с (3).

Приступим к рассмотрению W_{FF} :

$$W_{FF}^{(s_i, s_f)} = \frac{i\alpha m^2}{(2\pi)^2 \epsilon} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk^2}{k^4} \int_0^\infty \frac{du}{(1+u)^2} \sum_i (F_i^{(s_i)} 2 \operatorname{Im} G_i^{(s_f)}). \quad (18)$$

Здесь m — масса начальной частицы,

$$F_i^{(s)} = \int_{-\infty}^{\infty} d\sigma B_\sigma \frac{f_i^{(s)}}{\sigma} \exp \left\{ - \frac{i u}{\chi} \left(\sigma + \frac{\sigma^3}{3} \right) - \frac{ik^2\sigma}{m^2\chi(m)} \right\} \quad (19)$$

и

$$\begin{aligned} f_1^{1/2} = & 1 + \frac{k^2}{2m^2} + 2\sigma^2 \left(1 + \frac{u^2}{2(1+u)} \right), \quad f_1^{(0)} = 1 - \frac{k^2}{4m^2} + 2\sigma^2, \\ f_2^{(1/2)} = & \frac{1}{2} \left[\left(3 + \frac{u^2}{1+u} \right) \sigma^2 + \frac{k^2}{2m^2} \left(\frac{2(1+u)}{u^2} + 1 \right) \right] + \frac{1}{2}, \quad (20) \\ f_2^{(0)} = & \frac{1}{2} \left[1 + 3\sigma^2 + \frac{k^2}{m^2} \frac{1+u}{u^2} \right], \\ f_3^{(1/2)} = & - \frac{k^2}{m^2} \frac{1+u}{u^2}, \quad f_3^{(0)} = - \frac{k^2}{m^2} \frac{(2+u)^2}{4u^2}. \end{aligned}$$

Интеграл по k^2 в (18) математически не определен. Учитывая фейнмановские правила обхода, имеем

$$\begin{aligned} \frac{1}{k^4} \rightarrow \frac{1}{k^2 + i\epsilon} \frac{1}{k^2 - i\epsilon} &= \left[\frac{P}{k^2} - i\pi\delta(k^2) \right] \left[\frac{P}{k^2} + i\pi\delta(k^2) \right] = \\ &= \frac{P}{k^2} \frac{P}{k^2} + \pi^2\delta^2(k^2). \end{aligned} \quad (21)$$

Члены в правой части этой формулы имеют разный физический смысл. Член $\pi^2\delta^2(k^2)$ приводит к линейно расходящейся по времени величине dw/dt . Это связано с тем, что излученный во внешнем поле реальный фотон является нестабильным и в поле достаточной протяженности обязательно образует пару. Для рассмотрения этого вопроса нельзя пользоваться теорией возмущений. Эта ситуация аналогична случаю прохождения электрона большой энергии через материальную среду (для расстояний, много больших радиационной длины) и хорошо описывается в терминах каскадной теории при известных вероятностях излучения фотона и рождения фотоном пары. Поэтому мы ограничимся здесь рассмотрением вклада первого члена в (21), для которого величина dw/dt конечна. Мы будем вычислять его согласно правилу

$$\int dk^2 \frac{P}{k^2} \frac{P}{k^2} f(k^2) = \lim_{a^2 \rightarrow 0} \int dk^2 \frac{P}{k^2 + a^2} \frac{P}{k^2} f(k^2) = \int dk^2 \frac{P}{k^4} [f(k^2) - f(0)], \quad (22)$$

которое основывается на том, что появление $\delta(k_1 - k_2)$ в (9) является следствием однородности внешнего поля. Для реальных полей всегда имеются неоднородности, «размазывающие» δ -функцию, что эквивалентно правилу (22).

Взяв интеграл по k^2 в (18) согласно правилу (22), получаем вероятность рождения W_{FF} пары частицей во внешнем поле в единицу времени:

$$W_{FF}^{(s_i, s_f)} = - \frac{\alpha^2 \mu^2}{8\pi^2 \epsilon} \int_0^\infty \frac{du}{(1+u)^2} \int_0^\infty \frac{d\xi}{\operatorname{ch}^2 \xi} \int_{-\infty}^{\infty} d\sigma \int_{-\infty}^{\infty} d\tau B_\sigma B_\tau \frac{1}{\tau\sigma} \times$$

$$\times \left[a_1^{(s_i, s_f)} \delta\left(\sigma - \frac{\mu}{m} \tau\right) + a_2^{(s_i, s_f)} \in\left(\sigma - \frac{\mu}{m} \tau\right) \right] \times \exp\left\{-i\beta\left(\sigma + \frac{\sigma^3}{3}\right) - i\gamma\left(\tau + \frac{\tau^3}{3}\right)\right\}, \quad (23)$$

где ε — энергия начальной частицы, $u = \omega / (\varepsilon - \omega)$, $\text{ch}^2 \xi = \omega^2 / 4\varepsilon_+ \varepsilon_-$,

$$\in(x) = \vartheta(x) - \vartheta(-x), \quad \beta = \frac{u}{\chi}, \quad \gamma = \left(\frac{\mu}{m}\right)^3 \frac{4 \text{ch}^2 \xi (1+u)}{u\chi},$$

$$\chi^2 = -\frac{\tilde{p}^2}{m^6}, \quad \tilde{p}^\nu = eF^{\nu\alpha} p_\alpha,$$

$$a_1^{(1/2, 1/2)} = \frac{2}{\text{sh}^2 \xi} a^{(1/2, 0)} = -2a^{(0, 1/2)} = -\frac{4}{\text{sh}^2 \xi} a^{(0, 0)} = \frac{u\chi}{(1+u)\text{ch}^2 \xi} \frac{m^2}{\mu^2},$$

$$a_2^{(s_i, s_f)} = (1 + 2s_f) \left\{ \frac{i}{2} \left[\frac{\tau^2}{3} \frac{1}{u^2} b^{(s_f)} d^{(s_i)} - \frac{m^2}{\mu^2 \text{ch}^2 \xi} \left(1 + \frac{\sigma^2 d^{(s_i)}}{1+u}\right) \right] + \frac{\left(\sigma - \frac{\mu}{m} \tau\right)(1+u)}{3u\chi} \left[\left(\frac{b^{(s_f)} d^{(s_i)}}{1+u} + 3(-1)^{2s_f} \right) \sigma^2 \tau^2 + b^{(s_f)} \tau^2 \right] \right\}, \quad (24)$$

$$b^{(1/2)} = 8 \text{ch}^2 \xi + 1, \quad b^{(0)} = 4 \text{ch}^2 \xi - 1, \\ d^{(1/2)} = 2(1+u) + u^2, \quad d^{(0)} = 2(1+u).$$

Входящий в выражение W_{F0} поляризованный оператор $\Pi_{\mu\nu}^{0R}$ хорошо известен. Подставляя его в (17), получаем

$$W_{F0}^{(s_i, s_f)} = \frac{\alpha^2 m^2}{6 \sqrt{3\pi^2 \varepsilon_0}} \int_0^\infty \frac{du}{(1+u)^2} \int_0^\infty \frac{dz}{z^2} \sqrt{1 - \frac{1}{z}} h^{(s_f)} \times \\ \times \left[r_1^{(s_i)} \left(1 + \frac{4\mu^2 z (1+u)}{m^2 u^2}\right) K_{2s_i}(\eta) - \frac{1}{2} r_2^{(s_i)} \int_\eta^\infty K_{1/2}(x) dx \right], \quad (25)$$

где $K_\nu(x)$ — функции Макдональда,

$$h^{(1/2)} = 2(1+2z), \quad h^{(0)} = (z-1), \quad r_1^{(0)} = 1, \\ r_1^{(1/2)} = 1 + \frac{u^2}{2(1+u)}, \quad r_2^{(0)} = 1 - \left(\frac{\mu}{m}\right)^2 z, \quad r_2^{(1/2)} = 1 + 2\left(\frac{\mu}{m}\right)^2 z, \quad (26) \\ \eta = \frac{2u}{3\chi} \left[1 + \frac{4\mu^2 (1+u)z}{m^2 u^2}\right]^{3/2}.$$

Подставляя в (17) известное выражение для токового тензора, получаем для вероятности W_{0F}

$$W_{0F}^{(s_i, s_f)} = \frac{\alpha^2 m^2}{\sqrt{3\pi^2 \varepsilon_0}} \int_0^\infty \frac{du}{(1+u)^2} \int_0^\infty \frac{d\xi}{\text{ch}^2 \xi} \int_{u/(1+u)}^\infty \frac{dy}{y^2} \times \\ \times \left[c_1^{(s_i, s_f)} \left(\frac{\mu^2}{m^2} + \frac{y}{4 \text{ch}^2 \xi}\right) K_{2s_i}(\lambda) - c_2^{(s_i, s_f)} y \int_\lambda^\infty K_{1/2}(x) dx \right], \quad (27)$$

где

$$\lambda = \frac{8 \text{ch}^2 \xi (1+u)}{3u\chi} \left(\frac{\mu^2}{m^2} + \frac{y}{4 \text{ch}^2 \xi}\right)^{3/2}, \quad (28) \\ c_1^{(s_i, s_f)} = \frac{1 + 2s_f}{12} b^{(s_f)} \left(y \frac{d^{(s_i)}}{u^2} - 2\right),$$

$$c_2^{(1/2, 1/2)} = \frac{2c_2^{(1/2, 0)}}{\text{sh}^2 \xi} = \frac{1}{4 \text{ch}^2 \xi} (y-2), \\ c_2^{(0, 1/2)} = \frac{2}{\text{sh}^2 \xi} c_2^{(0, 0)} = -\frac{1}{8 \text{ch}^2 \xi} (y+4),$$

а $b^{(s_f)}$, $d^{(s_i)}$ даются формулой (24). Полное выражение для вероятности дается формулой (17).

Рассмотрим асимптотические значения вероятности W при $\chi \ll 1$. В этом случае интеграл по σ, τ может быть взят с помощью метода перевала (по существу мы имеем дело с туннельным эффектом), а оставшиеся интегралы вычисляются методом Лапласа. При достаточном различии между массами μ и m основной вклад дают вероятности W_{F0} или W_{0F} (17), когда в поле берется блок для легких частиц, а в случае равных масс основной вклад дает вероятность W_{FF} . Это связано с тем, что импульс передается полю в основном легкими частицами. При $\mu = m$ в экстремальной точке $u = 2$, $\xi = 0$; это означает, что энергия делится поровну между тремя конечными частицами. При $\mu \ll m$, $u \sim \mu/m$, $\xi = 0$ (энергия конечных частиц много меньше начальной энергии), а при $\mu \gg m$, $u \sim \mu/m$, $\xi = 0$ (родившаяся пара уносит почти всю энергию). В случае $\mu = m$ имеем

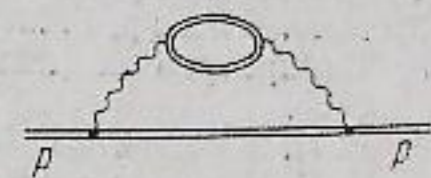


Рис. 2

$$W^{(s_i, s_f)} = W_{FF}^{(s_i, s_f)}, \quad W_{FF}^{(1/2, 1/2)} = 6W_{FF}^{(0, 0)} = \frac{\alpha^2 m^2 \chi^{3/2}}{16 \sqrt{6\pi\varepsilon}} e^{-u/\chi}, \quad (29)$$

в случае $\mu \gg m$

$$W^{(s_i, s_f)} = W_{F0}^{(s_i, s_f)}, \quad W_{F0}^{(1/2, 1/2)} = 4W_{F0}^{(0, 1/2)} = \frac{16 \sqrt{3}}{\chi} \left(\frac{\mu}{m}\right)^2 W_{F0}^{(1/2, 0)} = \\ = \frac{64 \sqrt{3}}{\chi} \left(\frac{\mu}{m}\right)^2 W_{F0}^{(0, 0)} = \frac{\alpha^2 m^2 \chi^{1/2}}{\varepsilon \cdot 2^6 \cdot 3^{3/4} \sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{\mu}\right)^5 \exp\left[-\frac{4 \sqrt{3}}{\chi} \left(\frac{\mu}{m}\right)^2\right]. \quad (30)$$

При $\chi \gg 1$, $\chi(m/\mu)^3 \gg 1$ основной вклад дают вероятности W_{FF} и W_{0F} ; это обусловлено тем, что существенны только малые передачи импульса. По этой причине для вычисления W_{0F} можно воспользоваться методом эквивалентных фотонов²⁾. Основной вклад дает область³⁾ $u \sim \chi^{-1} (\mu/m)^3 \ll 1$, причем для W_{FF}

$$\beta \sim \frac{1}{\chi^2} \left(\frac{\mu}{m}\right)^3, \quad \gamma \sim 1, \quad \text{т. е. } \sigma \sim \frac{\mu^2}{m^2} \chi^{2/3}, \quad \tau \sim 1,$$

так что в квадратных скобках в формуле (23) вклад дают только члены $\in(\sigma - (\mu/m)\tau) \rightarrow \in(\sigma)$. С учетом этого проводя вычисления, получаем для $\chi(m/\mu)^3 \gg 1$, $\chi \gg 1$ при любом соотношении между массами μ , m

$$W^{(s_i, s_f)} = W_{FF}^{(s_i, s_f)} + W_{0F}^{(s_i, s_f)}, \quad W_{FF}^{(1/2, s_f)} = W_{FF}^{(0, s_f)}, \\ W_{FF}^{(1/2, 1/2)} = \frac{26}{5} W_{FF}^{(1/2, 0)} = \frac{13 \alpha^2 m^2}{9 \sqrt{3\pi\varepsilon}} \chi \frac{m}{\mu} \ln \left[\chi \left(\frac{m}{\mu}\right)^{3/2} \right], \quad (31) \\ W_{0F}^{(1/2, 1/2)} = \frac{26}{5} W_{0F}^{(1/2, 0)} = \frac{13}{6 \sqrt{3}} \frac{\alpha^2 m^2}{\pi\varepsilon} \chi \frac{m}{\mu} \ln \left[\chi \left(\frac{m}{\mu}\right)^2 \right].$$

²⁾ Такого рода оценки делались в работе [6].

³⁾ Поскольку $u \ll 1$, то интерференционные эффекты в случае тождественных частиц с принятой точностью несущественны.

Зная вероятность W , можно вычислить вклад диаграммы рис. 2, причем для восстановления ее вещественной части нужно использовать дисперсионные соотношения⁴⁾.

Заметим также, что полученные результаты позволяют решить задачу о деградации энергии частицы высокой энергии, попавшей в сильное внешнее поле.

Авторы благодарны В. С. Фадину за полезные обсуждения.

Литература

- [1] В. Н. Байер, В. М. Катков. ЖЭТФ, 53, 1478, 1967.
- [2] В. Н. Байер, В. М. Катков. ЖЭТФ, 55, 1542, 1968.
- [3] Синхротронное излучение, под ред. А. А. Соколова, И. М. Тернова, «Наука», 1966.
- [4] А. И. Никишов, В. И. Ритус. ЖЭТФ, 46, 776, 1768, 1964.
- [5] Н. В. Нарожный. ЖЭТФ, 55, 714, 1968.
- [6] T. Egber. Rev. Mod. Phys., 38, 626, 1966.
- [7] В. Н. Байер, В. М. Катков, В. М. Страховенко. ДАН СССР, 197, 66, 1971.

HIGHER-ORDER EFFECTS IN EXTERNAL FIELD: PAIR PRODUCTION BY A PARTICLE

V. N. BAYER, V. M. KATKOV, V. M. STRAKHOVENKO.

Probability of pair production by a relativistic particle in an external electromagnetic field is calculated using a generalization of the operator method proposed recently. The cases of spin 0 and $1/2$ are considered. At $\chi = (e\hbar/m^2c^4)\gamma|F_{\mu\nu}p^\nu| \ll 1$ the probability is exponentially small. At $\chi \gg 1$ the probability is $\sim \alpha^2 \chi \ln \chi$. As for the lower-order processes, the probabilities are $\sim \alpha \chi^{2/3}$.

⁴⁾ Такая процедура использована, например, в работе авторов [7] при вычислении показателя преломления во внешнем поле; там же массовый оператор во внешнем поле получен с помощью операторной техники [1].

ФОТООБРАЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННЫХ ПАР НА ЭЛЕКТРОНАХ И АНАЛИЗ ПОЛЯРИЗАЦИИ ФОТОННЫХ ПУЧКОВ

В. Ф. БОЛДЫШЕВ, Ю. П. ПЕРЕСУНЬКО

ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ АН УССР

(Поступила в редакцию 24 апреля 1971 г.)

Вычислено дифференциальное по азимутальному углу импульса электронов отдачи эффективное поперечное сечение образования электрон-позитронных пар линейно поляризованными фотонами в поле электронов. Асимметрия сечения медленно убывает от 30% при энергии фотона 10 Мэв до 14% в далеком асимптотическом пределе. Обсуждается возможность применения эффекта для анализа поляризации фотонных пучков.

1. Применение поляризованных фотонов высокой энергии в экспериментах, например, по фоторождению сильновзаимодействующих частиц предполагает необходимость независимого измерения состояния поляризации фотонных пучков. Для измерения линейной поляризации фотонов обычно используют эффект образования электрон-позитронных пар в поле атомных ядер, в котором положение плоскости разлета частиц пары коррелировано с вектором поляризации падающего фотона [1-4].

Существенным недостатком этого метода является сужение конуса углов θ между импульсами компонент пары с ростом энергии: $\theta \sim \omega^{-1}$, где ω — энергия фотона. Восстановление ориентации плоскости пары по измеренным импульсам частиц возможно, если угол между ними больше минимального θ_{min} , допускаемого ошибками измерений. В работе [4] показано, что эффективное поперечное сечение рождения пар с углом разлета, большим θ_{min} , убывает пропорционально $(\omega\theta_{min})^{-1}$. Это ограничивает применимость метода значениями энергии фотонов (несколько десятков Мэв), лежащими ниже области интересов адронной физики.

В настоящей работе исследуется возможность анализа поляризации фотонных пучков по эффекту образования электрон-позитронных пар на электронах (триплетов, поскольку в конечном состоянии наблюдается также и электрон отдачи). Фотообразование триплетов является чисто электродинамическим процессом и поддается расчету с необходимой точностью.

Исследованию образования триплетов неполяризованными фотонами посвящен ряд теоретических [5-12] и экспериментальных [13, 14] работ, в которых изучены характерные особенности процесса. Эффективное поперечное сечение фоторождения триплетов совпадает по порядку величины с сечением фоторождения пар на ядрах атомов для легких элементов и линейно растет с зарядом ядра атомов мишени [15]. В л.с. электроны и линейно растут с зарядом ядра атомов мишени [15]. В л.с. электроны отдачи испускаются под углом приблизительно 55° по отношению к направлению импульса фотона, практически независимо от энергии фотонов [13, 14]. Распределение по величине импульса отдачи имеет максимум для малых импульсов при сколь угодно большой энергии фотонов. Эти особенности позволяют производить достаточно точные измерения импульсов электронов отдачи с помощью камерной техники [13], в частности измерение распределения по азимутальному углу импульса электронов отдачи.