

но связать с наличием глубокого уровня, отстоящего на величину E_2 от дна зоны проводимости и соответствующего центрам захвата электронов. Заполнение этого уровня электронами в процессе облучения приводит к эффективному уменьшению концентрации центров безызлучательного захвата. После прекращения возбуждения освобождение захваченных электронов и вследствие этого рост концентрации безызлучательных центров будет происходить по экспоненциальному закону с характерным временем τ_2 , определенным энергией рассматриваемого уровня.

Время хранения активированного состояния

β	T, °C					
	0	20	40	60	80	100
4	35 лет	2 года	70 сут	6 сут	20 ч	3,5 ч
3	40 лет	2,2 года	75 сут	7 сут	22 ч	4 ч
2	50 лет	2,7 года	80 сут	8,5 сут	1 сут	5 ч
1	65 лет	3,4 года	100 сут	10 сут	1,5 сут	6 ч

Так как акцепторный и ловушечный уровни находятся на большой глубине в запрещенной зоне, то активированное состояние может сохраняться очень долго. В таблице приводятся времена хранения активированного состояния, рассчитанные для различных конечных значений уровня активации в интервале температур $0 \div 100^\circ \text{C}$. Расчет проводился на основании измеренных значений τ_1^{300} , τ_2^{300} , E_1 , E_2 . Экспериментально было подтверждено сохранение активированного состояния в течение 25 мес с момента активации при комнатной температуре.

В заключение выражаем благодарность М. В. Чукичеву и И. Ф. Четвериковой за предоставленные образцы и полезные замечания по интерпретации результатов экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Сапарин Г. В. и др. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1983, 24, № 3, с. 56. [2] Сапарин Г. В. и др. Препринт № 06/1983, физ. фак. МГУ. М., 1983. [3] Гурвич А. М. Введение в физическую химию кристаллофосфоров. М.: Высшая школа, 1971, с. 31.

Поступила в редакцию
06.09.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 3

УДК 539.129

РОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОЙ ПАРЫ НЕЙТРИНО В ПОСТОЯННОМ ВНЕШНЕМ ПОЛЕ

М. Ю. Книжников, А. В. Татаринцев

(кафедра теоретической физики)

Рассмотрение вопросов влияния внешних полей на характер взаимодействия элементарных частиц является важным аспектом квантовой электродинамики. Лептонные процессы, запрещенные в вакууме, но протекающие под действием внешних полей, вызывают сей-

час большой интерес. Подобные реакции, имеющие место, вероятно, в недрах звезд, ответственны за потерю звездами энергии и также за некоторые другие процессы, изучаемые астрофизикой. В данной работе рассматривается реакция $\nu_e \rightarrow \nu_e + e^- + e^+$ в низкоэнергетическом приближении модели Вайнберга—Салама с учетом нейтральных токов (стандартный $V-A$ вариант взаимодействия). Внешнее постоянное (магнитное) поле аппроксимируется скрещенным электромагнитным. Обоснованность такой аппроксимации для случая малых полей ($H \ll H_0 = m^2 c^3 / (e\hbar) \sim 10^{14}$ Гс) и высоких энергий начального нейтрино и анализ лептонных процессов рассматриваются в работах [1—3]. Расчет будем проводить на основе точных решений уравнения Дирака для волновой функции электрона во внешнем скрещенном поле [4]. Возможен также другой подход, развитый в [5].

Для описания процесса рождения электрон-позитронной пары выберем эффективный лагранжиан взаимодействия в виде

$$\mathcal{L} = (G/\sqrt{2}) \bar{\psi}(p') \gamma_\mu (g_V + \gamma^5 g_A) \psi(-p) \bar{\nu}(q') \gamma^\mu (1 + \gamma^5) \nu(q), \quad (1)$$

что соответствует диаграммам Фейнмана данной реакции (рисунок), где $G = 10^{-5}/M_p^2$ — константа Ферми слабого взаимодействия, $g_A = -1/2$, $g_V = 1/2 + 2 \sin^2 \theta_W$, а θ_W — угол Вайнберга. Постоянное скрещенное внешнее поле $A_\mu = a_\mu(kx) = a_\mu \varphi$. Предположим, что потенциал A_μ удовлетворяет условию калибровки Лоренца $A_\mu k^\mu = 0$. Тогда волновая функция электрона может быть записана в стандартном виде (см., например, [3, (101.20)]).

Следуя [1], введем функцию

$$A(s, \alpha, \beta) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\varphi \exp \{ i (\alpha \varphi^2 / 2 - 4\beta \varphi^3 / 3 + s\varphi) \},$$

которая пропорциональна функции Эйри с аргументом

$$y = -(4\beta)^{2/3} \left(\frac{s}{4\beta} + \left(\frac{\alpha}{8\beta} \right)^2 \right).$$

Тогда

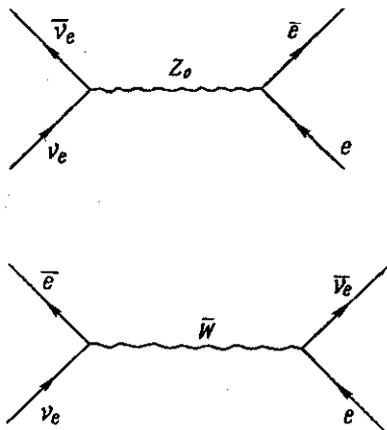
$$\varphi^n \exp \{ i (\alpha \varphi^2 / 2 - 4\beta \varphi^3 / 3) \} = (-i)^n \int_{-\infty}^{+\infty} ds \cdot e^{-is\varphi} \frac{\partial^n A}{\partial s^n}, \quad (2)$$

где коэффициенты α и β выражаются следующим образом через 4-импульсы электрона и позитрона p и p' :

$$\alpha = e \left(\frac{ap'}{kp'} - \frac{ap}{kp} \right), \quad \beta = \frac{e^2 a^2}{8} \left(\frac{1}{kp'} + \frac{1}{kp} \right).$$

После подстановки выражений для волновых функций электрона и нейтрино в (1) и соответствующих преобразований по формуле (2) матричный элемент процесса примет вид

$$M = (G/\sqrt{2}) (2\pi)^4 \int_{-\infty}^{+\infty} ds \delta(sk + q - q' - p - p') \bar{u}(p') \{ \gamma_\mu A +$$



$$\begin{aligned}
& + \gamma^{\nu} (F_{\mu\nu}^* \gamma^{\beta} \nu_1 - i \nu_2 F_{\mu\nu}) A' + \nu_3 \gamma_{\nu} F_{\mu\alpha} F^{\nu\alpha} A'' (g_{\nu} + \\
& + g_A \gamma^{\beta}) u(-p) \bar{v}(q') \gamma^{\mu} (1 + \gamma^{\beta}) v(q). \quad (3)
\end{aligned}$$

Здесь $F_{\alpha\beta} = k_{\alpha} a_{\beta} - k_{\beta} a_{\alpha}$ и $F^*_{\alpha\beta}$ соответственно тензор и дуальный тензор электромагнитного поля. Коэффициенты ν_i ($i=1, 2, 3$) определяются соотношениями

$$\begin{aligned}
\nu_{1,2} &= \frac{e}{2} \left(\frac{1}{kp'} \pm \frac{1}{kp} \right), \\
\nu_3 &= -\frac{e^2}{2} \frac{1}{kp' \cdot kp}.
\end{aligned}$$

Квадрирование матричного элемента (3), усреднение по спину начального нейтрино и суммирование по спином конечных частиц (нейтрино, электрона и позитрона) приводят к такому выражению для дифференциальной вероятности рождения e^+e^- пары:

$$\begin{aligned}
\omega &= \frac{|M|^2}{VT} = \frac{G^2}{2} \frac{(2\pi)^5}{L_{\varphi}} \int_{-\infty}^{+\infty} ds \cdot \delta(sk + q - q' - p - p') \times \\
&\times \text{Tr} \{ (\hat{p}' + m) \gamma^{\alpha} \Lambda_{\mu\alpha} (g_{\nu} + g_A \gamma^{\beta}) (\hat{p} - m) \times \\
&\times \gamma^{\beta} \Lambda_{\nu\beta}^* (g_{\nu} + g_A \gamma^{\beta}) \} \text{Tr} \{ (1 + \gamma^{\beta}) \hat{q}' \gamma^{\mu} \hat{q} \gamma^{\nu} \}, \quad (4)
\end{aligned}$$

где

$$\Lambda_{\alpha\beta} = A g_{\alpha\beta} + A' (F^*_{\alpha\beta} \nu_1 \gamma^{\beta} - i \nu_2 F_{\alpha\beta}) + \nu_3 F_{\alpha\mu} F^{\mu}_{\beta} A''.$$

Интегрируя по конечным состояниям частиц, получим вероятность рождения пары

$$W = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3 2p_0} \cdot \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3 2p'_0} \cdot \frac{d^3 q'}{(2\pi)^3 2q'_0} \omega. \quad (4a)$$

Интегрируя по четырем переменным (из десяти) с помощью δ -функции, перейдем к инвариантным переменным $\psi, \psi^*, \varphi, \varphi^*, x, x'$, которые выражаются через тензор скрещенного поля $F_{\alpha\beta}$ и дуальный тензор следующим образом:

$$\begin{aligned}
\chi &= \frac{e}{m^3} \sqrt{-(F_{\mu\nu} p^{\nu})^2}, \quad \chi' = \frac{e}{m^3} \sqrt{-(F_{\mu\nu} p'^{\nu})^2}, \\
\kappa &= \frac{e}{m^3} \sqrt{-(F_{\mu\nu} q^{\nu})^2}, \quad \kappa' = \frac{e}{m^3} \sqrt{-(F_{\mu\nu} q'^{\nu})^2}, \\
\psi &= \frac{F_{\alpha\beta} p^{\alpha} p'^{\beta}}{am^3 (\chi + \chi')}, \quad \psi^* = \frac{F^*_{\alpha\beta} p^{\alpha} p'^{\beta}}{am^3 (\chi + \chi')}, \\
\varphi &= \frac{F_{\alpha\beta} q^{\alpha} q'^{\beta}}{am^3 (\chi + \chi')} \left(\frac{\chi\chi'}{\kappa\kappa'} \right)^{1/2}, \quad x = \frac{\chi}{\kappa}, \\
\varphi^* &= \frac{F^*_{\alpha\beta} q^{\alpha} q'^{\beta}}{am^3 (\chi + \chi')} \left(\frac{\chi\chi'}{\kappa\kappa'} \right)^{1/2}, \quad x' = \frac{\chi'}{\kappa}, \quad (5) \\
a &= \sqrt{-a_{\mu}^2}.
\end{aligned}$$

Подынтегральное выражение в (4a), в котором производные

функции A выражены через функцию Эйри и ее производную, имеет следующую структуру:

$$P = f_1 \Phi^2(y) + f_2 (\Phi'(y))^2.$$

Заметим, что аргумент функции Эйри и коэффициенты f_i ($i=1, 2$) не зависят от переменной ψ . Следовательно, интегрирование по ней даст бесконечно большой фазовый объем L_ψ , который сократится с такой же величиной в знаменателе вероятности W (см. (4)). Интегрирование по переменным ψ^* , φ^* , φ после перехода к сферическим координатам производится с помощью рекуррентных формул для функции Эйри (см., например, [1]).

В результате для вероятности рождения нейтрино электрон-позитронной пары в скрещенном поле получим выражение в виде двойного интеграла по переменным x и x' . Произведя замену переменных $x=uv$, $x'=u(1-v)$; $u, v \in [0, 1]$, приходим к следующему значению вероятности:

$$W = \frac{1}{2} \frac{G^2}{(2\pi)^4} m^5 \kappa^2 \int_0^1 \frac{du}{u^2} \int_0^1 \frac{dv}{v(1-v)} \left\{ (g_V^2 + g_A^2) \times \right. \\ \times \left[\Phi\tau \left(\frac{1}{3} u^4 - \frac{2}{3} u^3 + \frac{2}{3} u^2 + v(1-v) \left(-\frac{2}{3} u^4 - 6u^3 + 6u^2 \right) \right) + \right. \\ \left. + \Phi_1 \left(\frac{4}{3} u^4 - \frac{8}{3} u^3 + \frac{8}{3} u^2 + v(1-v) \left(-\frac{8}{3} u^4 \right) \right) + \right. \\ \left. + (\tau^2 \Phi' + \tau^3 \Phi_1) \left(\frac{1}{3} u^4 - \frac{2}{3} u^3 + \frac{2}{3} u^2 + v(1-v) \left(-\frac{2}{3} u^4 + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + 2u^3 - 2u^2 \right) \right) \right] + (g_V^2 - g_A^2) v(1-v) [\Phi\tau (u^4 + 8u^3 - 8u^2) + (\tau^2 \Phi' + \tau^3 \Phi_1) u^4] \left. \right\} \quad (6)$$

$$\tau = \arg(\Phi, \Phi', \Phi_1) = (\kappa uv(1-v))^{-2/3}.$$

Формула (6) является точной, но из нее сравнительно просто получить и соответствующий приближенный результат. Используя асимптотики функции Эйри, ее производной и функции $\Phi_1(z) = \int_z^\infty du \Phi(u)$ и интегрируя методом перевала по переменной v , для вероятности W при малых $\kappa (\rightarrow 0)$ получим выражение

$$W = 3 \sqrt{6} \frac{G^2}{(16\pi)^3} m^5 \kappa^4 e^{-\frac{8}{3}\kappa} [3g_V^2 + 13g_A^2 + O(\kappa)] \quad (\kappa \ll 1).$$

Для случая больших κ

$$W \approx \frac{1}{6} \frac{G^2}{(2\pi)^3} m^5 (g_V^2 + g_A^2) \kappa^2 (\ln \kappa + C) \quad (\kappa \gg 1),$$

где C — постоянная, зависящая только от g_V^2 , g_A^2 . Однако следует заметить, что при напряженности внешнего поля порядка критического ($H \sim H_0$) концепция скрещенного поля становится неприемлемой и необходимо использовать иные методы учета внешнего поля, как это сделано в [6].

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность В. Ч. Жуковскому, А. В. Борисову, обративших наше внимание на данную проблему, за их большую помощь и постоянную поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Никишов А. И., Ритус В. И. Тр. ФИАН, 1979, т. 111. [2] Жуковский В. Ч., Херрманн И. Ядерная физика, 1971, 14, с. 150. [3] Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Пятаевский Л. П. Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1980. [4] Волков Д. М. ЖЭТФ, 1937, 7, с. 1286. [5] Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. М.: Наука, 1974. [6] Соколов А. А., Борисов А. В., Жуковский В. Ч. Изв. вузов. Физика, 1975, 10, с. 51.

Поступила в редакцию
07.09.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 3

УДК 539.23

СТРУКТУРА И СОСТАВ ПЛЕНОК Gd—Fe, ПОЛУЧЕННЫХ В РАЗРЯДЕ С ОСЦИЛЛИРУЮЩИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Г. В. Смирницкая, Э. М. Рейхрудель, Н. Н. Кононкова

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

В последние годы аморфные пленки редкоземельных-переходных металлов привлекли внимание ученых в связи с использованием их в термомагнитных записывающих устройствах. В работе [1] аморфные пленки Gd—Co, Gd—Co—Mo толщиной 80—600 Å получались распылением в высокочастотном разряде на подложках из NaCl. Пленки имели периодическую структуру, состоящую из стержней и тонких пластинок; содержание кислорода в пленках равнялось 0,15—0,20. В работе [2] установлено, что столбчатая структура пленок Gd—Co, Gd—Fe зависит от p_{Ag} и от напряжения смещения на пленке (V) и пропадает при увеличении p_{Ag} и при $V \geq 50$ В. Показано [3], что пленки Gd—Fe толщиной 0,7—12 мкм, полученные распылением в Ar, аморфные при содержании Gd больше 20 ат. % и аморфно-кристаллические при содержании Gd меньше 15 ат. %. В работе [4] установлено, что присутствие O_2 увеличивает перпендикулярную анизотропию пленок Gd—Co, а присутствие N_2 уменьшает ее. Обнаружено [5], что взаимодействие воздуха с пленкой Gd—Fe уничтожает перпендикулярную анизотропию. Для защиты пленок от воздействия воздуха на них наносился слой Si—O. В работе [6] аморфные пленки GdFe, GdCo получались методом взрывного испарения. Температура Кюри зависела от содержания Ag и O_2 в пленках. В работе [7] установлено, что пленки Gd—Fe толщиной больше 10^4 Å, полученные в высокочастотном разряде при остаточном давлении $5 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст. и $p_{\text{Ag}} = 10^{-2}$ мм рт. ст., имели окисленный слой толщиной ~ 1000 Å. Большое проникновение O_2 в глубину указывало на пористость пленок. Наблюдалось образование кристаллической фазы окислов в виде звезд.

В настоящей работе пленки Gd—Fe получались в разряде с осциллирующими электронами. Описание метода и установки дано в работе [8]. В качестве подложек использовался ситалл и полированное стекло К8, подложки находились при потенциале анода (земля). Перед нанесением пленок подложки прогревались в вакууме при $T = 300^\circ\text{C}$ в течение часа. Нагрев производился тепловым излучением прямонакаливаемых Ta-лент. Катоды состояли из поликристаллического сплава GdFe₂. Дифрактограмма с поверхности катода обнаружила также присутствие окислов Gd и Fe. Химический состав, полученный на рентгеновском микроанализаторе ХМА-5В, показал неоди-