УДК 530.145

# НЕЙТРИННОЕ СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

**А. В. Борисов, И. А. Келехсаева**

*(кафедра теоретической физики)*

**В рамках стандартной теории электрослабых взаимодействий вычислена вероятность испускания пары мюонных нейтрино электроном, движущимся в постоянном магнитном поле. Исследована зависимость вероятности от энергии электрона и напряженности внешнего поля.**

Процесс испускания нейтрино-антинейтринной пары $\nu\bar{\nu}$ электроном в магнитном поле ($e\to e\nu\bar{\nu}$) естественно назвать нейтринным синхротронным излучением (НСИ), в котором пара $\nu\bar{\nu}$ играет роль фотона. Излучение $\nu\bar{\nu}$-пар имеет большое значение для астрофизических приложений, на что было впервые указано в [1]. Различные механизмы нейтринного излучения рассматривались в [2]. НСИ релятивистских электронов в рамках четырехфермионной $V$—$A$-теории слабых взаимодействий в сравнительно слабом магнитном поле $H\ll H_0=m^2c^3/\hbar e=4{,}41\cdot10^{13}$ Гс исследовалось в [3]. Астрофизические аспекты НСИ обсуждались в [4, 5]. Обобщение теории НСИ на случай сверхсильных полей $H\gtrsim H_0$ было дано в [6] ($V$—$A$-вариант) и [7] (низкоэнергетический предел стандартной теории Вайнберга—Салама (ВС) электрослабых взаимодействий [8]). Поляризационные эффекты в НСИ в том же контактном пределе теории ВС, что и в [7], исследовались в работах [9].

В указанных работах [3—9] процесс НСИ исследовался в области сравнительно низких энергий, когда слабое взаимодействие эффективно сводится к точечному четырехфермионному взаимодействию. В настоящей работе рассматривается случай высоких энергий, когда слабое взаимодействие перестает быть контактным и осуществляется посредством обмена массивными векторными бозонами $W^\pm$ и $Z$, что приводит к существенному изменению энергетической зависимости вероятности процесса. Ограничимся случаем излучения электроном пары мюонных нейтрино, когда вклад в амплитуду НСИ дает лишь одна диаграмма с обменом нейтральным $Z$-бозоном (его масса $m_Z\simeq93$ ГэВ [8]): электрон излучает виртуальный $Z$-бозон, который распадается на $\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$-пару (нейтрино считаются безмассовыми).

Амплитуда процесса $e\to e\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$ имеет вид*

$$M=\frac{G}{\sqrt{2}}m_Z^2\int d^4q\delta^{(4)}(k+k'-q)\,[\bar{u}(k')\gamma^\mu(1+\gamma^5)u(-k)]\times$$
$$\times\frac{g_{\mu\nu}-q_\mu q_\nu/m_Z^2}{q^2-m_Z^2+im_Z\Gamma_Z}\cdot2\pi\delta(\varepsilon'+q_0-\varepsilon)\,j^\nu, \qquad (1)$$

где $G=1{,}17\cdot10^{-5}$ ГэВ$^{-2}$ — постоянная Ферми, $q$ — 4-импульс $Z$-бозона,

* Используется система единиц, в которой $\hbar=c=1$; выбрана псевдоевклидова метрика с сигнатурой $(+\,-\,-\,-)$.

$\Gamma_Z \simeq 2{,}5$ ГэВ — полная ширина распада $Z$-бозона [8], $k$ и $k'$ — 4-импульсы $\nu_\mu$ и $\nu_\mu$, $u$ — их биспинорные амплитуды; электронный ток

$$j^\mu = \int \bar{\psi}_{n'}(\mathbf{r})\,\gamma^\mu (g_V + g_A\gamma^5)\,\psi_n(\mathbf{r})\,e^{-i\mathbf{qr}}\,d^3x$$

определяется точными волновыми функциями электрона $\psi_n$ и $\psi_{n'}$ в начальном и конечном состояниях (с энергиями $\varepsilon$ и $\varepsilon'$) в постоянном однородном магнитном поле (их явный вид см., напр., в [10]); векторная и аксиальная константы в токе выражаются через угол Вайнберга $\theta_W (\sin^2\theta_W \simeq 0{,}225)$:

$$g_V = -1/2 + 2\sin^2\theta_W, \qquad g_A = -1/2.$$

Используя (1), получаем вероятность процесса:

$$w = \frac{G^2 m_Z^4}{3(2\pi)^4} \sum_f \int d^3q \frac{[(qj^*)(qj) - q^2(j^*j)]}{(q^2 - m_Z^2)^2 + (m_Z\Gamma_Z)^2}, \tag{2}$$

где $f$ — набор квантовых чисел конечного электрона; область интегрирования по $\mathbf{q}$ имеет вид $|\mathbf{q}| \leqslant q_0 = \varepsilon - \varepsilon'$.

Ограничимся ниже случаем ультрарелятивистских энергий электрона ($\varepsilon \gg m$) и сравнительно слабых магнитных полей $H \ll H_0$, когда начальное и конечное состояния электрона квазиклассичны. В этом случае зависимость полной вероятности процесса от энергии электрона и напряженности магнитного поля определяется единственным инвариантным параметром (в соответствии с общей теорией [10, 11]):

$$\chi = \frac{p_\perp}{m}\frac{H}{H_0} = \frac{e}{m^3}\left[-(F_{\mu\nu}p^\nu)^2\right]^{1/2}, \tag{3}$$

$p_\perp$ — поперечный (по отношению к $\mathbf{H}$) импульс электрона, $F_{\mu\nu}$ — тензор внешнего поля. Используя известные квазиклассические асимптотики матричных элементов из теории СИ [12], получаем для вероятности (2) интегральное представление:

$$w = \frac{\sqrt{\pi}\,G^2 m_Z^4}{3(2\pi)^4}\frac{m^2}{\varepsilon}\int_0^\infty \frac{du}{(1+u)^3}\int_0^\infty \frac{dx}{(x-\Delta)^2+\delta^2}\left[a\Phi_1 - 2b\left(\frac{\chi}{u}\right)^{2/3}\Phi'\right]. \tag{4}$$

Здесь $\Phi'(t) = d\Phi(t)/dt$, $\Phi_1(t) = \int_t^\infty dx\cdot\Phi(x)$, $\Phi(t) = (2\sqrt{\pi})^{-1}\int_{-\infty}^\infty dx \times$ $\times \exp[-i(tx + x^3/3)]$ — функция Эйри; аргумент

$$t = (u/\chi)^{2/3}(1+x); \tag{5}$$

функции

$$a = -\frac{1}{2}(g_V^2 + g_A^2)u^2x^2 + (2g_A^2 - g_V^2)(1+u)\,x,$$

$$b = \frac{1}{2}(g_V^2 + g_A^2)(2 + 2u + u^2)\,x + g_A^2(1+u); \tag{6}$$

$$\Delta = (m_Z/m)^2(1+u)/u^2, \qquad \delta = (\Gamma_Z/m_Z)\Delta;$$

спектральные переменные

$$u=\frac{\varepsilon-\varepsilon'}{\varepsilon'},\quad x=\frac{q^2}{m^2}\frac{1+u}{u^2},$$

т. е. $u$ та же, что и в теории СИ, а $x$ связана с инвариантной массой нейтринной пары $(q^2)^{1/2}$. При высоких энергиях, когда $\chi\gg1$, основной вклад в интеграл (4) вносит область $u\leqslant1$, $x\leqslant\chi^{1/3}$ (см. (5)). Поэтому при $1\ll\chi\ll(m_Z/m)^3$ в существенной области $x\ll\Delta\sim(m_Z/m)^2$, т. е. $q^2\ll m_Z^2$, и с учетом $\delta/\Delta=\Gamma_Z/m_Z\ll1$ получаем, что множитель

$$R=[(x-\Delta)^2+\delta^2]^{-1},\tag{7}$$

определяющий вклад пропагатора $Z$-бозона в (4), можно положить равным $R\simeq\Delta^{-2}$. В результате (4) переходит в известное выражение, полученное в эффективной четырехфермионной теории (см., напр. [9, 11]).

При $q^2\sim m_Z^2$ дифференциальная вероятность $dw/dudx$ имеет, как видно из (4), резонансный характер в области $|x-\Delta|\leqslant\delta$, т. е. $|q_2-m_Z^2|\leqslant m_Z\Gamma_Z$. Поэтому при $\chi\sim(m_Z/m)^3$ можно найти представление для вероятности в виде однократного интеграла, используя резонансное приближение для пропагаторного множителя (7):

$$R\simeq\frac{\pi}{\delta}\delta(x-\Delta),\tag{8}$$

а также учитывая, что при $\chi\gg1$ основной вклад дают $u\sim1$. Подставляя (8) в (4), получим вероятность $w_R$ процесса в резонансной области ($\tilde\chi=(m_Z/m)^3\chi\sim1$):

$$w_R=\frac{\pi^{3/2}}{6(2\pi)^4}(g_V^2+g_A^2)\frac{G^2m_Z^7}{\varepsilon\Gamma_Z}F(\tilde\chi),$$

$$F(\tilde\chi)=\int\limits_0^\infty\frac{du}{(1+u)^2}\left[-\Phi_1(y)-2\left(1+2\frac{1+u}{u^2}\right)\frac{1}{y}\Phi'(y)\right],\tag{9}$$

$$y=\left(\frac{u}{\tilde\chi}\right)^{2/3}\frac{1+u}{u^2},$$

причем при $\tilde\chi\sim1$ интеграл $F(\tilde\chi)\sim1$.

В области сверхвысоких энергий ($\chi\gg(m_Z/m)^3$) основной вклад в интеграл (4) вносит слагаемое, пропорциональное $\Phi'(t)$. Соответствующую асимптотику вероятности получим, полагая, что $t=0$, множитель (7) $R\simeq x^{-2}$, и интегрируя по $x$ в логарифмическом приближении ($x\leqslant x_{\max}\sim\chi^{2/3}$), после чего интеграл по $u$ вычисляется точно. В результате находим

$$w=\frac{14\Gamma(2/3)}{9(6\pi)^3}(g_V^2+g_A^2)G^2m_Z^4\frac{m^2}{\varepsilon}(3\chi)^{2/3}\ln\chi,\tag{10}$$

что существенно отличается от известного результата при $1\ll\chi\ll\ll(m_Z/m)^3$ [9, 11]: $w\sim\chi^2\ln\chi$. Это отличие обусловлено пропагаторным эффектом: из (5) и (6) следует, что в существенной области $q^2\sim\chi^{2/3}m^2$, т. е. множитель (7) $R\sim R_e\sim\chi^{-4/3}$ и $\chi^2$ следует заменить на $R_e\chi^2\sim\chi^{2/3}$, что согласуется с (10): $w\sim\chi^{2/3}\ln\chi$.

Сравним интенсивности излучения нейтринных пар $I_\nu$ и электромагнитного излучения $I_\gamma$ электроном в магнитном поле в области сверхвысоких энергий. $I_\nu$ находим из (4), умножив подынтегральное выражение на энергию нейтринной пары $q_0 = u\varepsilon/(1+u)$:

$$I_\nu = \frac{4}{3}\,\frac{\Gamma(2/3)}{(9\pi)^3}\,(g_V^2 + g_A^2)\,G^2 m_Z^4 m^2 (3\chi)^{2/3} \ln \chi. \tag{11}$$

Для $I_\gamma$ при $\chi \gg 1$ имеем [10]:

$$I_\gamma = (2^4/3^5)\,\Gamma(2/3)\,\alpha m^2 (3\chi)^{2/3}.$$

Отсюда и из (11) получаем отношение интенсивностей:

$$r = \frac{I_\nu}{I_\gamma} = \frac{g_V^2 + g_A^2}{36\pi^3\alpha}\,G^2 m_Z^4 \ln \chi \simeq 4\cdot 10^{-4} \ln \chi, \tag{12}$$

где использованы известные численные значения констант электрослабого взаимодействия. Таким образом, отношение (12) растет с энергией частицы логарифмически, тогда как при $1 \ll \chi \ll (m_Z/m)^3$ это отношение $r \simeq 2\cdot 10^{-24}\cdot \chi^{4/3} \ln \chi$.

Авторы благодарят В. Ч. Жуковского, В. Р. Халилова и А. И. Студеникина за полезное обсуждение результатов работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Понтекорво Б. М.//ЖЭТФ. 1959. **36**. С. 1615—1616. [2] Фаулер У., Хойл Ф. Нейтринные процессы и образование пар в массивных звездах и Сверхновых. М., 1967. [3] Байер В. Н., Катков В. М.//ДАН СССР. 1966. **171**. С. 313—316. [4] Landstreet J. D.//Phys. Rev. 1967. **153**. P. 1372—1377. [5] Canuto V., Chiu H. Y., Chou C. K., Fassio-Canuto L.//Phys. Rev. 1970. **D2**. P. 281—287. [6] Борисов А. В., Жуковский В. Ч., Эминов П. А.//Изв. вузов. Физика. 1978. № 3. С. 110—114. [7] Вшивцев А. С.//Там же. 1982. № 9. С. 39—41. [8] Соколов А. А., Тернов И. М., Жуковский В. Ч., Борисов А. В. Калибровочные поля. М., 1986. [9] Тернов И. М., Родионов В. Н., Студеникин А. И.// //Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физ. Астрон. 1982. **23**, № 5. С. 104—107; Ядерная физика. 1983. **37**. С. 1270—1278; Изв. вузов. Физика. 1984. № 8. С. 115—117. [10] Соколов А. А., Тернов И. М., Жуковский В. Ч., Борисов А. В. Квантовая электродинамика. М., 1983. [11] Ритус В. И.//Тр. ФИАН. Т. 111. М., 1979. С. 5—151. [12] Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. М., 1983.

Поступила в редакцию
16.06.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 6

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.123.17;124.17;524.834

## ПОВЕДЕНИЕ СПИРАЛЬНОСТИ МАССИВНЫХ ДИРАКОВСКИХ НЕЙТРИНО СРЕДНИХ ЭНЕРГИЙ ПРИ РАССЕЯНИИ НА НУКЛОНЕ И ЕГО АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ

**Б. К. Керимов, А. М. Моурао (Португалия), В. П. Цветков**

*(кафедра теоретической физики)*

**Вычислены дифференциальное и полное сечения процесса упругого рассеяния массивных дираковских нейтрино средних энергий ($E_\nu \ll M_N$) нуклоном с учетом спиральности нейтрино до и после рассеяния. Исследовано поведение спиральности нейтрино в условиях нейтронной звезды.**

1. Экспериментальное открытие слабых нейтральных токов [1, 2], предсказанных теорией электрослабого взаимодействия Глэшоу—Вайнберга—Салама (ГВС), оказало большое влияние на развитие наших