

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 539.12.01; 539.123.17

ФОТОРОЖДЕНИЕ НЕЙТРИНО-АНТИНЕЙТРИННОЙ ПАРЫ НА ЭЛЕКТРОНЕ С УЧЕТОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СВОЙСТВ НЕЙТРИНО И ЕГО АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ

Б. К. Керимов, С. М. Зейналов

(кафедра теоретической физики)

Рассмотрен фотонейтринный процесс $\gamma_{L,R} e^{\pm} \bar{\nu}_{L,R} \rightarrow e^{\mp} \bar{\nu} \nu$, обусловленный взаимодействием электромагнитных дипольных моментов (μ_ν, d_ν) нейтрино с электроном. Получены выражения для полного сечения процесса и фотонейтринной светимости фермиевского газа электронов.

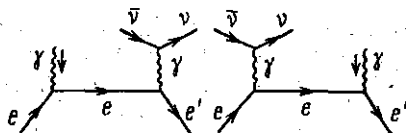
1. В последние годы в нейтринной физике возрос интерес к различного рода процессам, приводящим к образованию пары нейтрино—антинейтрино. Исследование этих процессов с точки зрения астрофизики давно обсуждается в литературе. В этом плане целесообразно изучение таких реакций, как: а) фоторождение нейтринной пары на электроном: $\gamma + e^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$; б) нейтринная аннигиляция электрон-позитронной пары: $e^- + e^+ \rightarrow \nu + \bar{\nu}$; в) плазма-нейтринный процесс $\Gamma \rightarrow \nu + \bar{\nu}$. Эти процессы — одного порядка, они играют важную роль в энерговыделении звезд за счет нейтринного механизма излучения [1].

В последнее время все большее внимание уделяется выявлению эффектов, связанных с возможными электромагнитными моментами (ЭММ) нейтрино, т. е. магнитным и электрическим дипольными моментами μ_ν и d_ν в различных электрослабых процессах. Сюда относится, в частности, эффект переворота спиральности дираковского нейтрино ($\nu_L \leftrightarrow \nu_R$) за счет его магнитного и электрического дипольных моментов во внешних полях [2, 3] и в нейтрино-электронном рассеянии [4, 5].

В стандартной теории электрослабого взаимодействия магнитный дипольный момент (МДМ) массивного дираковского нейтрино μ_ν в одноплетевом приближении имеет величину [3] $\mu_\nu^{\text{стан}} = 3eG_F m_\nu / (8\pi^2 \sqrt{2}) \approx \approx 3 \cdot 10^{-19} \mu_B (m_\nu / \text{эВ})$, где $\mu_B = e\hbar / (2m_e c)$ — магнитный момент электрона, G_F — константа Ферми. При массе покоя нейтрино $m_\nu = 30$ эВ для МДМ нейтрино получаем $\mu_\nu^{\text{стан}} \approx 10^{-17} \mu_B$. В лево-правосимметричных моделях электрослабого взаимодействия, в частности в $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$ -модели [6], для МДМ нейтрино может быть получено большее значение $\mu_\nu \sim 10^{-14} \div 10^{-12} \mu_B$. В [7] приведены верхние пределы для МДМ: $\mu_\nu < (1 \div 2) \cdot 10^{-11} \mu_B$ и электрического дипольного момента (ЭДМ): $d_\nu < 1,3 \cdot 10^{-18} \mu_B$ нейтрино, полученные из космологических данных. Существуют также лабораторные ограничения на ЭММ нейтрино. В частности, из анализа данных эксперимента [8, 9] по рассеянию реакторных антинейтрино $\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^-$ получено $\mu_\nu < 1,4 \cdot 10^{-9} \mu_B$ [8], $\sqrt{\mu_\nu^2 + d_\nu^2} < 1,5 \cdot 10^{-10} \mu_B$ [4, 5], а из данных по $\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-$ -рассеянию — предел $\mu_\nu < 0,95 \cdot 10^{-9} \mu_B$ [10].

Как видно, возможность наличия у нейтрино МДМ и ЭДМ не исключается. С этой точки зрения интересно рассмотреть электромагнит-

ный аспект процесса фоторождения нейтринной пары на электро-
 $\gamma e \rightarrow e \nu \bar{\nu}$. Он описывается двумя диаграммами Фейнмана, показанными
 на рисунке. Процесс идет за счет взаимодействия МДМ μ_ν и ЭДМ d_ν
 нейтрино с электромагнитным полем электрона (вершина $\gamma \nu \bar{\nu}$). Изуче-
 ние электромагнитного механизма фоторождения $\nu \bar{\nu}$ -пары дает воз-



можность сравнить результаты, полученные в рамках модели, в кото-
 рой нейтрино имеет магнитный и электрический дипольные моменты, с
 результатами других моделей (механизм слабого четырехфермионного
 контактного взаимодействия, модель Вайнберга—Салама и др.).

В настоящей работе исследуется электромагнитный механизм фо-
 торождения нейтринной пары на электро-не:

$$\gamma_{L,R}(\kappa) + e_{L,R}^-(k) \rightarrow e^-(k') + \nu(p_1) + \bar{\nu}(p_2), \quad (1)$$

возникающий за счет магнитного и электрического дипольных момен-
 тов нейтрино. При ультрарелятивистской энергии ($E_\nu, E \gg m_e$) сталки-
 вающихся продольно поляризованных фотона и электрона получено
 простое аналитическое выражение для полного сечения процесса (1) в
 с. п. м. На основе найденной формулы для сечения вычислена фотоней-
 тринная светимость $Q_{\nu\bar{\nu}}^{em}$ (эрг·см⁻³·с⁻¹) звезды как функция температу-
 ры T и проведено сравнение с формулами для фотонейтринной светимо-
 сти, полученными ранее в моделях слабого локального четырехферми-
 онного взаимодействия [11—13] и Вайнберга—Салама [14].

2. Взаимодействие дираковского нейтрино с электромагнитным по-
 лем за счет его ЭММ может быть описано вершинным оператором

$$\Gamma_\alpha(p, p') = \bar{u}(p') \mu_B \sigma_{\alpha\beta} q^\beta [f_{2\nu}(q^2) + i g_{2\nu}(q^2) \gamma_5] u(p). \quad (2)$$

Здесь p и p' — 4-импульсы начального и конечного нейтрино; $q = p - p'$ — 4-импульс виртуального фотона; $\sigma_{\alpha\beta} = (\gamma_\alpha \gamma_\beta - \gamma_\beta \gamma_\alpha)/2$; γ_α, γ_5 — матрицы Дирака; $f_{2\nu}(q^2)$ и $g_{2\nu}(q^2)$ — формфакторы распределений магнитного и электрического дипольных моментов нейтрино, значения которых при $q^2 = 0$ определяют статические величины моментов дираковского нейтрино: $\mu_\nu = f_{2\nu}(0) \mu_B$, $d_\nu = g_{2\nu}(0) \mu_B$.

Матричный элемент процесса (1), соответствующий двум фейнмановским диаграммам на рисунке, имеет вид

$$M = M_1 + M_2 = \frac{(4\pi)^{3/2} \alpha \mu_B}{q^2} \bar{u}(k') \left[\gamma_\alpha \frac{2(k\varepsilon) + \widehat{\kappa}\varepsilon}{2\Delta_1} - \frac{2(k'\varepsilon) - \widehat{\varepsilon}\widehat{\kappa}}{2\Delta_2} \gamma_\alpha \right] u(k, s) \bar{u}(p_1) (f_{2\nu} + i g_{2\nu} \gamma_5) \sigma_{\alpha\beta} q^\beta \nu(p_2), \quad (3)$$

где $\alpha = e^2/4\pi = 1/137$ — постоянная тонкой структуры; $k = (k, E)$ и $k' = (k', E')$ — 4-импульсы начального и конечного электрона; s — 4-вектор поляризации начального электрона; $p_1 = (p_1, E_1)$ и $p_2 = (p_2, E_2)$ — 4-импульсы нейтрино и антинейтрино; $\kappa = (\kappa, E_\gamma)$ и ε — 4-векторы импульса и поляризации фотона; $\Delta_1 = (k\kappa)$, $\Delta_2 = (k'\kappa)$, $\widehat{a} = \gamma_\mu a_\mu$.

Для квадрата матричного элемента, просуммированного по спиновым состояниям конечных частиц, получено выражение

$$\begin{aligned} \langle |M|^2 \rangle = & \frac{(4\pi)^3}{q^2} \alpha^2 \mu_B^2 \text{Sp} \left\{ (\hat{k}' + m_e) \left[\gamma_\alpha \frac{2k_\mu + \hat{\kappa}\gamma_\mu}{2\Delta_1} - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{2k'_\mu - \gamma_\mu \hat{\kappa}}{2\Delta_2} \gamma_\alpha \right] \frac{1}{2} (\hat{k} + m_e) (1 - \gamma_5 \hat{s}) \left[\frac{2k_\delta + \gamma_\delta \hat{\kappa}}{2\Delta_1} \gamma_\beta - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{2k'_\delta - \hat{\kappa}\gamma_\delta}{2\Delta_2} \gamma_\beta \right] \rho^{\mu\delta} \right\} \text{Sp} \left\{ (\hat{p}_1 + m_\nu) (\gamma_\alpha \hat{q} - q_\alpha) [f_{2\nu} + i g_{2\nu} \gamma_5] \times \right. \\ & \left. \times (\hat{p}_2 - m_\nu) (q_\beta - \hat{q}\gamma_\beta) [f_{2\nu} + i g_{2\nu} \gamma_5] \right\}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $\rho^{\mu\delta} = \epsilon^\mu \epsilon^{*\delta}$ — поляризационная матрица плотности фотона, для которой будем использовать представление, полученное в [15].

Дифференциальное сечение процесса (1) определится выражением

$$d\sigma = \frac{1}{8(2\pi)^5 (kx)} \int \langle |M|^2 \rangle \delta^4(q - p_1 - p_2) \frac{d^3 p_1 d^3 p_2 d^3 k'}{E_1 E_2 E'}. \quad (5)$$

Для упрощения дальнейших вычислений перейдем к случаю ультрарелятивистских нейтрино и антинейтрино, когда $E_{1,2} \gg m_\nu$. В указанном приближении нами получены энергетическое распределение рассеянных электронов $d\sigma/dE'$ и полное сечение $\sigma(E, E_\gamma, s_e, s_\gamma, \mu_\nu, d_\nu)$ процесса (1) в с.ц.м. начальных частиц, которые ввиду их громоздкости мы здесь не приводим.

Рассмотрим далее случай ультрарелятивистских энергий сталкивающихся электрона и фотона: $E, E_\gamma \gg m_e$. В этом приближении $E \approx E_\gamma$ и для полного сечения реакции (1) получаем следующее выражение:

$$\begin{aligned} \sigma(E_\gamma, s_e, s_\gamma, \mu_\nu, d_\nu) = & \frac{2}{3} \alpha^2 \mu_B^2 (f_{2\nu}^2 + g_{2\nu}^2) \left\{ 7 \ln \frac{2E_\gamma}{m_e} + \right. \\ & \left. + \frac{3}{2} + s_e s_\gamma \left(\ln \frac{2E_\gamma}{m_e} + \frac{97}{12} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $s_e = \pm 1$ и $s_\gamma = \pm 1$ — спиральности начального электрона и фотона соответственно.

Усреднив (6) по спиновым состояниям фотона и начального электрона, получим формулу для полного сечения реакции (1) в случае неполяризованных начальных частиц:

$$\sigma(E_\gamma, \mu_\nu, d_\nu) = \frac{14}{3} \alpha^2 \mu_B^2 (f_{2\nu}^2 + g_{2\nu}^2) \left\{ \ln \frac{2E_\gamma}{m_e} + \frac{3}{14} \right\}. \quad (7)$$

Приведем также отношение сечений в случае, когда спиральности сталкивающихся электрона и фотона совпадают и когда они противоположны: $\sigma(s_e = s_\gamma) / \sigma(s_e = -s_\gamma) \approx 1,33$.

3. Как уже указывалось, процесс фоторождения нейтринной пары на электроне $\gamma e \rightarrow e \bar{\nu} \nu$ может сыграть существенную роль в механизме излучения энергии звездами при высокой температуре. Здесь мы вычислим мощность фотонейтринного излучения единицы объема звезды за счет электромагнитного взаимодействия нейтрино с моментами μ_ν и d_ν с электроном.

Энергия, уносимая парой нейтрино—антинейтрино в отдельном акте фоторождения, равна $E_1 + E_2 = E + E_\nu - E'$. Поэтому энергия, уносимая нейтринной парой из единицы объема звезды в единицу времени, т. е. мощность фотонейтринного излучения единицы объема среды, определяется выражением [13]

$$Q_{\nu\bar{\nu}} = \iint \frac{2d^3x}{(2\pi)^3} \frac{2d^3k}{(2\pi)^3} n(x) n(k) V_{\text{rel}} \int (1 - n(k')) (E + E_\nu - E') d\sigma, \quad (8)$$

где $V_{\text{rel}} = 1 - (kx)/(EE_\nu)$ — относительная скорость фотона и электрона; $n(x) = (\exp\{E_\nu/kT\} - 1)^{-1}$, $n(k) = (\exp\{(E - \mu)/kT\} + 1)^{-1}$, $n(k') = (\exp\{(E' - \mu)/kT\} + 1)^{-1}$ — соответственно распределения фотонов, начальных и конечных электронов по импульсам; μ — химический потенциал электронного газа среды.

Отметим, что проинтегрировать (8) с весовым множителем $(1 - n(k'))$, выделяющим часть фазового пространства, занятого при энергии конечного электрона E' , в аналитическом виде практически невозможно; поэтому обратимся к случаю невырожденного ($\mu/kT \ll 1$) ультрарелятивистского электронного газа. Здесь возможны два предельных случая.

1) $E/kT \gg 1$, тогда $n(k') \ll 1$ и $10^9 \text{ K} \leq T \leq 10^{10} \text{ K}$. Для чисто слабого механизма контактного взаимодействия этот случай исследован в [11], и для мощности излучения получено выражение

$$Q_{\nu\bar{\nu}}^w (E/kT \gg 1) = 2 \cdot 10^{20} T_{10}^6 (\lg T_{10} + 1,6) \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (9)$$

где $T_{10} = T/10^{10} \text{ K}$.

Мощность фотонейтринного излучения за счет чисто электромагнитного взаимодействия нейтрино с моментами μ_ν и d_ν равна

$$Q_{\nu\bar{\nu}}^{em} (E/kT \gg 1) = 1,26 \cdot 10^{41} (f_{2\nu}^2 + g_{2\nu}^2) T_{10}^7 (1,89 \lg T_{10} + 2,01) \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (10)$$

2) $E/kT \ll 1$, тогда $n(k') \approx 1/2$ и $T \geq 10^{11} \text{ K}$. В чисто слабом механизме взаимодействия частиц в рассматриваемом температурном интервале мощность фотонейтринного излучения дается выражением [12]

$$Q_{\nu\bar{\nu}}^w (E/kT \ll 1) = 1,477 \cdot 10^{13} T_9^9 (\lg T_9 - 0,536) \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (11)$$

где $T_9 = T/(10^9 \text{ K})$. Отметим, что в рамках модели Вайнберга—Салама получена аналогичная формула, которая отличается от (11) лишь множителем $(C_{\nu}^2 + C_A^2)/2$ [14].

В случае чисто электромагнитного механизма фоторождения нейтринных пар получаем

$$Q_{\nu\bar{\nu}}^{em} (E/kT \ll 1) = 8 \cdot 10^{31} (f_{2\nu}^2 + g_{2\nu}^2) T_9^7 (2,15 \lg T_9 - 1,28) \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (12)$$

В заключение приведем таблицу, в которой указана величина мощности энерговыделения звезд в единицах $\text{эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ за счет фотонейтринного процесса $\gamma e \rightarrow e \nu \bar{\nu}$ при различных температурах для слабого и электромагнитного механизмов взаимодействия.

Как видно из таблицы, при $T = 10^9 \div 10^{10} \text{ K}$ вклад электромагнитного механизма в мощность фотонейтринного излучения звезд при значении ЭММ $\mu_\nu \sim d_\nu \sim 10^{-10} \mu\text{B}$ больше вклада слабого механизма взаимодействия, тогда как при значении ЭММ $\mu_\nu \sim d_\nu \sim 10^{-17} \mu\text{B}$, соответствующем однопетлевому приближению стандартной модели, вкладом элек-

T, К	$Q_{\nu\nu}^w, \text{эрг}\cdot\text{см}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$	$Q_{\nu\nu}^{em}, \text{эрг}\cdot\text{см}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$	
		$\mu_\nu \sim d_\nu \sim 10^{-17} \mu_B$	$\mu_\nu \sim d_\nu \sim 10^{-10} \mu_B$
10^9	$1,2 \cdot 10^{14}$	7,5	$7,5 \cdot 10^{14}$
10^{10}	$3,2 \cdot 10^{20}$	$6,8 \cdot 10^7$	$6,8 \cdot 10^{21}$
10^{11}	$2,3 \cdot 10^{31}$	$5,6 \cdot 10^{12}$	$5,6 \cdot 10^{26}$
10^{12}	$3,8 \cdot 10^{40}$	$9,0 \cdot 10^{19}$	$9,0 \cdot 10^{28}$

тромагнитного механизма можно пренебречь. При значении $\mu_\nu \sim d_\nu \sim 10^{-10} \mu_B$ и $T = 10^9 \div 10^{10}$ К величина $Q_{\nu\nu}^{em}$ более чем на порядок превышает $Q_{\nu\nu}^w$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Рудерман М. А. // Нейтрино. М., 1970. С. 168. [2] Керимов Б. К., Халилов Э. Н., Цветков В. П. // Тр. 2-го Междунар. семинара по спиновым явлениям в физике высоких энергий, Протвино, 1984. Серпухов, 1985. С. 265; Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1985. 26, № 6. С. 21; Волошин М. Б., Высоцкий М. И., Окунь Л. Б. // ЖЭТФ. 1986. 91. С. 754. [3] Fujikawa K., Shrok R. E. // Phys. Rev. Lett. 1980. 45. P. 963. [4] Kerimov B. K., Safin M. Yu., Haidar N., Tikhomirov A. M. // VII Intern. Symp. on High Energy Spin Physics, Protvino, 1986. Serpukhov, 1987. V. 2. P. 51. [5] Керимов Б. К., Сафин М. Я., Хайдар Назих // Изв. АН СССР, сер. физ. 1988. 52. С. 136. [6] Mohapatra R. N., Marshak R. E. // Phys. Lett. 1980. 91B. P. 222; Kim J. E. // Phys. Rev. 1976. D14. P. 3000. [7] Morgan J. A. // Phys. Lett. 1981. 102B. P. 247; Morgan J. A., Farrant D. B. // Phys. Lett. 1983. 128B. P. 431. [8] Cowan C. L., Reines F. // Phys. Rev. 1957. 107. P. 528. [9] Reines F., Gurr H. S., Sobel H. W. // Phys. Rev. Lett. 1976. 37. P. 315. [10] Abe K. et al. // Phys. Rev. Lett. 1987. 58. P. 636. [11] Chiu H.-Y., Stabler R. C. // Phys. Rev. 1961. 122. P. 1317. [12] Petrosian V., Beaudet G., Salpeter E. E. // Phys. Rev. 1967. 154. P. 1445. [13] Ригус В. И. // ЖЭТФ. 1961. 41. С. 1285. [14] Dicus D. A. // Phys. Rev. 1972. D6. P. 941. [15] Керимов Б. К., Рыжиков В. Н., Цветков В. П. // Ядерная физика. 1981. 33. С. 766.

Поступила в редакцию
29.09.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 1

УДК 530.145

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЭФФЕКТЕ ААРОНОВА—БОМА

Д. В. Гальцов, С. А. Воропаев

(кафедра теоретической физики)

Рассматривается процесс радиационного рассеяния квантовой релятивистской бесспиновой частицы на постоянном магнитном потоке тонкого соленоида. Анализируется влияние эффекта Ааронова—Бома на круговую поляризацию излучения.

В 1959 году Ааронов и Бом [1] показали, что в квантовой теории при движении заряженной частицы в области пространства, где напряженности внешнего электромагнитного поля \mathbf{E} и \mathbf{H} равны нулю, но вектор-потенциал A_\parallel отличен от нуля, возможно своеобразное нелокальное взаимодействие частицы с полем. Одним из проявлений эффекта Ааронова—Бома является тормозное излучение, сопровождающее рассеяние электрона на магнитном поле, заключенном внутри тонкого длинного соленоида [2]. Рассеяние здесь является чисто квантовым процессом и