

СРЕДНЯЯ ПОТЕРЯ ЭНЕРГИИ НЕЙТРИНО С МАГНИТНЫМ МОМЕНТОМ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ С УЧЕТОМ ВКЛАДА ПОЗИТРОНИЯ В ДИСПЕРСИЮ ФОТОНА

А. Ф. Мосичкин *

Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова, Ярославль, Россия

Исследован процесс радиационного распада нейтрино с магнитным моментом в сильном магнитном поле с учетом вклада позитрония в дисперсию фотона. Вклад позитрония в поляризационный оператор фотона приводит к существенному изменению закона дисперсии фотона и амплитуды процесса радиационного распада нейтрино. Показано, что учет вклада позитрония в дисперсию фотона существенно увеличивает средние потери энергии нейтрино, обладающего магнитным моментом.

We study the process of the neutrino radiative decay with a magnetic moment in strong magnetic field, taking into account the influence of positronium on the photon dispersion. The positronium contribution into the photon polarization operator leads to an essential modification of the photon dispersion law and of the neutrino radiative decay amplitude. It has been shown that the average energy losses of neutrinos with a magnetic moment essentially increase under the influence of positronium on the photon dispersion.

PACS: 13.35.Nb

Фотонейтринные процессы, такие как радиационный распад нейтрино $\nu \rightarrow \nu + \gamma$, называемый также черенковским нейтринным процессом, вызывают большой интерес уже в течение длительного времени. Процесс $\nu \rightarrow \nu + \gamma$ в магнитном поле был исследован в случаях относительно слабого поля [1], сильного поля [2] и для поля произвольной интенсивности [3]. Во всех этих работах рассматривались ситуации с малыми энергиями нейтрино по сравнению с массой электрона. В свете возможных астрофизических приложений интересен случай более значительных энергий нейтрино. При этом становятся

*E-mail: anatoly_mosichkin@mail.ru

существенными большие радиационные поправки, приводящие к перенормировке волновой функции фотона, и значительное отклонение закона дисперсии от вакуумного. Впервые эти факторы были учтены в работе [4]. И в [4], и в других работах при расчете процесса радиационного распада нейтрино в поляризованном операторе фотона учитывался только петлевой вклад свободных электронов и позитронов. При расчетах также не учитывался тот факт, что нейтрино может обладать магнитным моментом. Влияние связанной электрон-позитронной пары было учтено в работе [5]. В данной работе исследуется процесс радиационного распада нейтрино $\nu \rightarrow \nu + \gamma$, обладающего магнитным моментом, с учетом вклада позитрония в поляризованный оператор фотона.

Лагранжиан взаимодействия, соответствующий процессу $\nu \rightarrow \nu + \gamma$, при учете, что нейтрино обладает магнитным моментом, имеет вид

$$L = -\frac{i\mu_\nu}{2}(\bar{\nu}(x)\sigma_{\alpha\beta}\nu(x))F^{\alpha\beta}, \quad (1)$$

где $\sigma_{\alpha\beta} = (1/2)(\gamma_\alpha\gamma_\beta - \gamma_\beta\gamma_\alpha)$, $F^{\alpha\beta} = \partial^\alpha A^\beta - \partial^\beta A^\alpha$, μ_ν — магнитный момент нейтрино.

Закон сохранения 4-импульса для данного процесса имеет вид $p = p' + q$. Поляризованный оператор фотона в магнитном поле имеет четыре собственных вектора, только два из которых соответствуют векторам поляризации физических фотонов [6]. Известно, что в пределе сильного магнитного поля в процессе радиационного распада нейтрино могут рождаться только фотоны второй моды. Вектор поляризации фотона второй моды имеет вид

$$\varepsilon_\alpha^{(2)} = \sqrt{Z} \frac{(q\tilde{\varphi})_\alpha}{\sqrt{q_\parallel^2}}. \quad (2)$$

Здесь множитель $Z = (1 - \partial\Pi/\partial q_\parallel^2)^{-1}$ учитывает эффект перенормировки волновой функции фотона, где Π — собственное значение поляризованного оператора фотона второй моды, $\varphi^{\alpha\beta} = F^{\alpha\beta}/B$ — безразмерный тензор внешнего электромагнитного поля, $\tilde{\varphi}^{\alpha\beta} = (1/2)\varepsilon^{\alpha\beta\mu\nu}\varphi_{\mu\nu}$ — дуальный ему тензор. Для проведения дальнейших вычислений 4-импульс фотона удобно разбить на две компоненты. В случае, когда ось z направлена вдоль внешнего магнитного поля, это будет вектор в подпространстве Минковского (0; 3): $q_\parallel^\alpha = (\omega; 0; 0; k_3)$ и вектор в плоскости, перпендикулярной внешнему магнитному полю (1; 2): $q_\perp^\alpha = (0; k_1; k_2; 0)$.

Средняя потеря энергии и импульса нейтрино определяется 4-вектором (см., например, [7]):

$$Q^\alpha = E \int q^\alpha dW, \quad (3)$$

где E — энергия начального нейтрино; q — 4-импульс фотона; dW — дифференциальная вероятность радиационного распада нейтрино с магнитным моментом в сильном магнитном поле.

После подстановки выражения для dW в формулу (3) и выполнения интегрирования с учетом закона сохранения энергии и импульса выражение для средней потери энергии нейтрино можно свести к однократному интегралу:

$$Q^0 = \frac{\mu_\nu^2 E^5}{\pi^2 m_e^2} \int_0^1 \frac{x^3 (-\Pi)}{1 - \partial\Pi/\partial q_\parallel^2} \left((1 + 2x^2) \arccos x - 3x\sqrt{1-x^2} \right) dx, \quad (4)$$

где $x = |q_\perp|/(2E)$. Собственное значение поляризационного оператора и его производная зависят от q_\perp^2 и q_\parallel^2 , которые связаны между собой законом дисперсии:

$$q_\parallel^2 - q_\perp^2 = \Pi(q_\perp^2, q_\parallel^2). \quad (5)$$

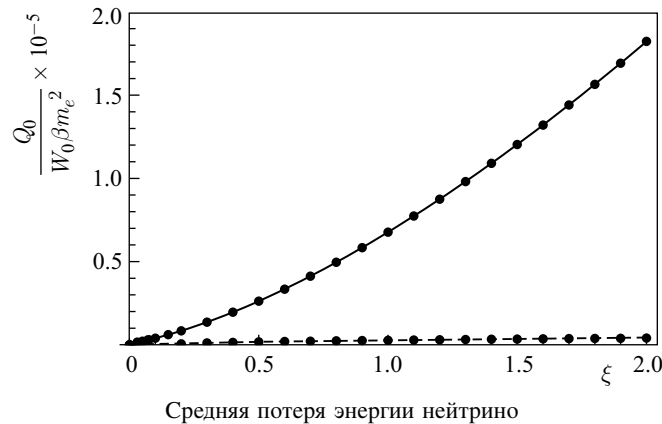
Для дальнейшего интегрирования необходимо собственное значение поляризационного оператора и его производную выразить через q_\perp^2 .

Поляризационный оператор фотона с учетом вклада позитрония можно представить в виде

$$\Pi = -2\alpha(eB) \exp\left(-\frac{q_\perp^2}{2eB}\right) \left[\frac{1}{\pi} H(z) + \frac{\lambda z}{1 - \lambda^2 - z} \right], \quad (6)$$

где $H(z) = \int_0^1 dx/[1 - z(1-x^2) - i0] - 1$, $z = q_\parallel^2/(4m_e^2)$, $\lambda = \alpha/(2\nu)$, α — постоянная тонкой структуры, параметр ν определяет уровни энергии позитрония в сильном магнитном поле: $\varepsilon = \alpha^2 m_e/(4\nu^2)$.

На рисунке показана зависимость средней потери энергии нейтрино с магнитным моментом от полевого параметра. Нижняя кривая соответствует



вероятности распада без учета вклада позитрония, верхняя — с учетом вклада позитрония, где $\xi = E^2/(eB)$, $\beta = B/B_e$, $B_e = 4,41 \cdot 10^{13}$ Гс, $W_0 = 2\alpha\beta^{5/2}\mu_\nu^2 m_e^3/\pi^2$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 14-02-00233-а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Galtsov D. V., Nikitina N. S.* // ЖЭТФ. 1972. V. 35. P. 1047 (ЖЭТФ. 1972. Т. 62. С. 2008).
2. *Skobelev V. V.* // ЖЭТФ. 1976. V. 44. P. 660 (ЖЭТФ. 1976. Т. 71. С. 1263).
3. *Ioannisian A. N., Raffelt G. G.* // Phys. Rev. D. 1997. V. 55. P. 7038.
4. *Gvozdev A. A., Mikheev N. V., Vasilevskaya L. A.* // Phys. Lett. B. 1977. V. 410. P. 211.
5. *Аникин Р. А., Мухеев Н. В.* // ЯФ. 2013. Т. 76, № 12. С. 1610–1614.
6. *Batalin I. A., Shabad A. E.* // ЖЭТФ. 1971. V. 33. P. 483 (ЖЭТФ. 1971. Т. 60. С. 894).
7. *Kuznetsov A. V., Mikheev N. V.* Electroweak Processes in External Active Media. Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 2013.