ЖЭТФ, 2001, том 120, вып. 4 (10), стр. 786–796

ФОТОГЕНЕРАЦИЯ НЕЙТРИНО И АКСИОНОВ ПРИ СТИМУЛИРУЮЩЕМ ВЛИЯНИИ СИЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В. В. Скобелев *

Московский государственный индустриальный университет
109280, Москва, Россия

Поступила в редакцию 3 мая 2001 г.

В рамках развиваемой двумерно-ковариантной теории расчета матричных элементов фейнмановских диаграмм в сильном магнитном поле рассмотрены процессы фотогенерации нейтрино и аксионов на ядрах $\gamma(Ze) \to \gamma(\nu\overline{\nu})$, γa, а также неупругое рассеяние фотона на фотоне $\gamma\gamma \to \gamma(\nu\overline{\nu})$, γa. Поскольку матричные элементы четырехполюсных диаграмм линейно зависят от индукции B магнитного поля, при значениях $B \sim 10^3$–$10^4 B_0$ ($B_0 = m_e^2/|e| = 4.41 \cdot 10^{13}$ Гс) вклад радиационного фоторождения нейтрино на ядрах в светимость магнитных нейтронных звезд на ранних стадиях их эволюции может конкурировать с URCA-процессами. Из условия доминирования нейтринной светимости над аксионной при предположенных значениях температуры и индукции магнитного поля получена оценка верхней границы массы аксиона, согласующаяся с другими независимыми результатами.

PACS: 14.80.-j

1. ВВЕДЕНИЕ

Сейчас является общепризнанным [1, 2], что в экстремальных астрофизических ситуациях типа взрыва сверхновой с образованием нейтронной звезды основным механизмом выброса энергии является нейтринное излучение, что обусловлено его большой проникающей способностью. Разумеется, физика нейтрино и сама по себе является важной составной частью теории элементарных частиц с такими принципиальными ее составляющими, как вопрос о наличии нейтрино с определенными массами [3, 4], вид унитарной матрицы смешивания при образовании нейтринных состояний ν_e, ν_μ, ν_τ, входящих в слабый ток, число ароматов нейтрино и т. д. В этом смысле сколлапсированные астрофизические объекты, а также Вселенная в целом с возможным доминированием массивной нейтринной компоненты как носителя скрытой массы являются гигантскими природными лабораториями, способствующими развитию наших знаний о нейтрино.

Помимо стандартных ядерных реакций (URCA-процессы), в формирование нейтринного излучения упомянутых объектов дают вклад квантовые процессы типа комптоновского механизма $\gamma e^- \to e^-(\nu\overline{\nu})$ [5], тормозного излучения $e^-(Ze) \to e^-(\nu\overline{\nu})$ [6] и др. На возможную генерацию нейтрино с возбуждением вакуумных состояний электрона, по-видимому, впервые было указано Розенбергом [7], рассмотревшим конверсию фотона в пару нейтрино на ядре $\gamma(Ze) \to (\nu\overline{\nu})$ в схеме Ферми, обусловленную вкладом электронного трехполюсника. Заметный вклад такого механизма возможен при высокой температуре $T \sim m$ (m — масса электрона) равновесного фотонного излучения и большой концентрации ядер. Само по себе это достаточно удивительно, поскольку в лабораторных условиях с трудом удалось идентифицировать подобные электродинамические эффекты высшего порядка с электронным четырехполюсником (эффект Дельбрюка [8, 9], расщепление фотона на ядре [10, 11]), а основной нелинейный электродинамический эффект рассеяния света на свете пока не обнаружен вовсе.

Принципиально новые особенности в формирование нейтринного излучения в процессе коллапса вносит наличие сверхсильных магнитных полей, об-

*E-mail: SKOBELEV@mail.msiv.ru

разующихся за счет сжатия первичной магнитосферы при сохранении магнитного потока. По оценкам индукция магнитного поля может достигать характерного швингеровского значения

$$B_0 = \frac{m^2}{|e|} = 4.41 \cdot 10^{13} \text{ Гс}$$

($e < 0$ — заряд электрона) и более, вплоть до величины $B \sim 10^4 B_0$ [12]. Это ведет к открытию других каналов генерации нейтрино, таких, например, как $\gamma \to (\nu\overline{\nu})$ [13, 14] или синхротронного механизма излучения нейтрино $e^- \to e^-(\nu\overline{\nu})$ [15–18]. Отметим, в частности, что в работе [18] было указано на новую возможность регистрации массы нейтрино на основе анализа пороговых эффектов при синхротронном излучении массивных нейтрино. Далее будем исходить из среднего ограничения на массу электронного нейтрино, приведенного в работе [19],

$$m_{\nu_e} < 15 \text{ эВ}. \qquad (1)$$

Более сильное ограничение не влияет на наши результаты, которые получены в пренебрежении массой нейтрино по сравнению с характерными энергиями, фигурирующими в работе.

Для каналов, открытых и в отсутствие внешнего магнитного поля, влияние поля наиболее существенно, если реальные и виртуальные электроны находятся на основном уровне Ландау. Это ведет к переходу к двумерному случаю теории в подпространстве (0, 3) (ось 3 направлена вдоль поля). Соответствующий математический аппарат был предложен в работах [14, 20] и развит в других, ссылки на которые можно найти в цитируемых здесь публикациях. Поскольку это обстоятельство систематически игнорируется некоторыми авторами (см., например, [21]), то в разд. 2 мы кратко излагаем основные принципы этого подхода и наиболее важные его следствия при выполнении соответствующих ограничений на импульсы внешних линий.

В частности, матричные элементы диаграмм без возбуждения вакуума (например, диаграмма комптон-эффекта) не содержат зависимости от поля, его роль сводится к зависимости «движения» электрона только от временной и одной пространственной координат. Однако в этом случае зависимость от поля, приводящая в ряде случаев к стимулированному усилению эффектов, может появиться при интегрировании по квазиимпульсам внешних электронных линий, а также при учете температурных

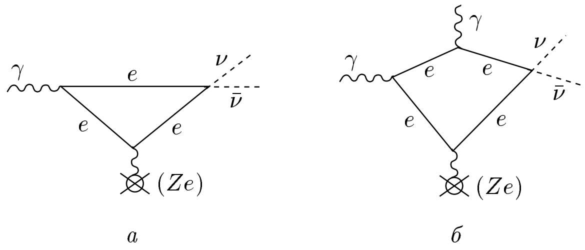

Рис. 1.

функций распределения электронного газа со значением импульса Ферми [22]

$$p_F = \frac{2\pi^2 n}{\gamma}, \qquad (2)$$

где $\gamma = |eB|$, n — концентрация электронов. Например, это показано в работе [23], в которой рассмотрен комптоновский механизм излучения нейтрино и аксионов $\gamma e^- \to e^-(\nu\overline{\nu})$, $e^- a$ на двумерном замагниченном ферми-газе.

Стимулирующее влияние внешнего магнитного поля с индукцией $B \gg B_0$ проявляется и в диаграммах без внешних электронных линий. При четном числе векторных и (или) псевдовекторных вершин в электронной петле матричный элемент линейно зависит от поля, а при нечетном — становится постоянным. Таким образом, сечения, вероятности и мощность излучения, соответствующие процессам первого типа, содержат фактор $(B/B_0)^2 \gg 1$, в отличие от характеристик процессов второго типа, и могут превосходить их, даже являясь величинами большего порядка по формальной теории возмущений. В этом нет никакого противоречия, так как и в обычной квантовой электродинамике (КЭД) вклад петлевой диаграммы порядка n с четным числом векторных вершин превосходит вклад диаграммы порядка $n-1$, который равен нулю (теорема Фарри). Характеристики процесса фоторождения нейтрино на ядре $\gamma(Ze) \to (\nu\overline{\nu})$ с учетом вклада треугольной диаграммы в сильном магнитном поле $B \gg B_0$ (рис. 1*a*) исследовались в работе [24] в рамках схемы Ферми. Как видно, есть прямой смысл рассмотреть радиационное рождение пары нейтрино $\gamma \to \gamma(\nu\overline{\nu})$, индуцируемое электронным четырехполюсником (рис. 1*б*). Заметим, что аналогичные каналы неупругого рассеяния «света на свете» $\gamma\gamma \to \gamma(\nu\overline{\nu})$ и слияния фотонов на ядре $\gamma\gamma(Ze) \to (\nu\overline{\nu})$ и их вклады в светимость изучались нами ранее [25, 26].

В последнее время обсуждается идея о существовании псевдоскалярного голдстоуновского бозона — аксиона. Благодаря ей становится возможным объ-

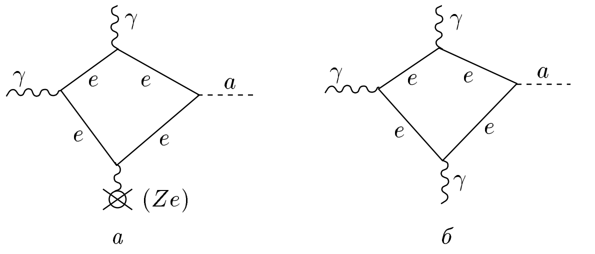

Рис. 2.

яснение наблюдаемой точной CP-инвариантности сильных взаимодействий [27]. Также аксион конкурирует с нейтрино в качестве кандидата на роль носителя скрытой массы и одного из механизмов выброса энергии звезды при ее коллапсе в силу малости постоянной связи $1/f$ аксиона с «обычными» частицами (невидимый аксион). Поэтому вполне естественной выглядит программа по параллельному изучению нейтринной и аксионной светимостей звезд за счет различных механизмов их генерации. Поскольку масса аксиона жестко связана с энергетическим масштабом f нарушения глобальной симметрии Печчеи–Куинн [28]

$$m_a \approx 0.6 \cdot 10^{-3} \text{ эВ} \left(\frac{10^{10} \text{ ГэВ}}{f} \right), \tag{3}$$

сравнение нейтринной светимости с аксионной позволяет уточнить возможный диапазон значений массы аксиона, который пока достаточно широк

$$10^{-5} \text{ эВ} \lesssim m_a \lesssim 10^{-2} \text{ эВ}. \tag{4}$$

В этой связи в работе рассмотрены канал радиационного фоторождения аксиона на ядре $\gamma(Ze) \to \gamma a$ (рис. 2*а*) и канал неупругого рассеяния $\gamma\gamma \to \gamma a$ (рис. 2*б*), которым также соответствует четырехполюсная диаграмма.

Порядок изложения материала следующий. В разд. 2 формулируются основные принципы развиваемого нами метода расчета фейнмановских диаграмм в сильных магнитных полях. В разд. 3 определены матричные элементы процессов радиационного фоторождения аксиона на ядре $\gamma(Ze) \to \gamma a$ и пары нейтрино на ядре $\gamma(Ze) \to \gamma(\nu\overline{\nu})$ и рассчитаны соответствующие мощности излучения в предположении равновесного распределения фотонов. В разд. 4 аналогичное исследование проведено для неупругого рассеяния $\gamma\gamma \to \gamma a$ с приведением полученного ранее результата для процесса $\gamma\gamma \to \gamma(\nu\overline{\nu})$. В разд. 5 характеристики рассмотренных эффектов анализируются с точки зрения их вклада в аксионную и нейтринную светимости сколлапсированных объектов и возможных ограничений на массу аксиона.

2. ПРИНЦИПЫ РАСЧЕТА МАТРИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ФЕЙНМАНОВСКИХ ДИАГРАММ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Решение уравнения Дирака в декартовых координатах в постоянном и однородном магнитном поле,

$$\left(i\hat{\partial} - e\hat{A} - m\right)\Psi = 0, \tag{5}$$

$$A_\alpha = Bx_1 g_{\alpha 2}, \tag{5a}$$

было найдено в работе [29] и в стандартном представлении γ-матриц имеет вид

$$\Psi = \frac{(\gamma/\pi)^{1/4}}{(2p_0 L_2 L_3)^{1/2}} \times \\ \times \exp\left[-\frac{\xi^2}{2} + i(p_2 x_2 + p_3 x_3)\right] u_n, \tag{6}$$

$$u_n = \frac{2^{-n/2}}{\sqrt{n!}} \begin{pmatrix} -iC_1\sqrt{2n}\, H_{n-1}(\xi) \\ C_2 H_n(\xi) \\ -iC_3\sqrt{2n}\, H_{n-1}(\xi) \\ C_4 H_n(\xi) \end{pmatrix}, \tag{7}$$

$$\xi = x_1\sqrt{\gamma} + \frac{p_2}{\sqrt{\gamma}}, \tag{8}$$

где $H_n(\xi)$ — полиномы Эрмита, спиновые коэффициенты C_j удовлетворяют условию нормировки

$$\sum_{j=1}^{4} |C_j|^2 = 2p_0. \tag{9}$$

Здесь

$$p_0 = \sqrt{m^2 + p_3^2 + 2\gamma n}$$

—- энергия электрона с импульсом p_3 вдоль поля и значением квантового числа $n = 0, 1, 2, \ldots,$ p_2 — квазиимпульс, характеризующий положение центра пакета на оси 1, $L_{2,3}$ — вспомогательные нормировочные длины по осям 2, 3.

На основном уровне Ландау, $n = 0$, спин электрона направлен против поля, а спиновые коэффициенты равны

$$C_1 = C_3 = 0, \quad C_2 = \frac{p_0 + m}{\sqrt{p_0 + m}}, \\ C_4 = -\frac{p_3}{\sqrt{p_0 + m}}, \quad p_0 = \sqrt{p_3^2 + m^2}. \tag{10}$$

Получающийся спинор $u_0(p)$ не зависит от координат и удовлетворяет уравнениям

$$\begin{cases} \left(\hat{p}_\parallel - m\right) u_0 = 0, & \hat{p}_\parallel = p_0\gamma^0 + p_3\gamma^3, \\ \prod_- u_0 = u_0, & \prod_- = \dfrac{1 - i\gamma_1\gamma_2}{2}, \\ \overline{u}_0 u = 2m, & u_0\overline{u}_0 = \prod_- \left(\hat{p}_\parallel + m\right). \end{cases}$$

Это означает, что на основном уровне Ландау пространство физических импульсов и γ-матриц фактически вырождается в двумерное (0, 3), так что можно ввести двумерный спинор $v(p)$ и матрицы 2×2 $\tilde{\gamma}_\alpha$ $(\alpha = 0, 3)$ со свойствами

$$(\check{p} - m)\, v = 0, \quad \check{p} = p_0\tilde{\gamma}^0 + p_3\tilde{\gamma}^3, \tag{12а}$$

$$\overline{v}v = 2m, \quad \overline{v} = v^+\tilde{\gamma}^0, \tag{12б}$$

$$v\overline{v} = (\check{p} + m)\,. \tag{12в}$$

Причем, например, в эквивалентном стандартному представлении

$$\tilde{\gamma}^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \tilde{\gamma}^3 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix},$$

а выражения (12) от представления не зависят.

Основная редукционная формула, делающая элементарной процедуру вычисления следов и сверток, имеет вид

$$\tilde{\gamma}_\alpha\tilde{\gamma}_\beta = \tilde{g}_{\alpha\beta} + \tilde{\gamma}^5\varepsilon_{\alpha\beta}, \tag{13}$$

где $\tilde{\gamma}^5 = \tilde{\gamma}^0\tilde{\gamma}^3$, $(\tilde{\gamma}^5)^2 = 1$, $\tilde{g}_{\alpha\beta} = (1, -1)$ — метрический и $\varepsilon_{\alpha\beta}$ $(\varepsilon_{30} = -\varepsilon_{03} = 1)$ — абсолютно антисимметричный тензоры в подпространстве (0, 3). В частности, с учетом соотношения

$$\varepsilon^{\alpha\beta}\varepsilon^{\rho\sigma} = \tilde{g}^{\alpha\sigma}\tilde{g}^{\beta\rho} - \tilde{g}^{\alpha\rho}\tilde{g}^{\beta\sigma} \tag{14}$$

легко получить следующие:

$$\tilde{\gamma}_\alpha\tilde{\gamma}_\beta + \tilde{\gamma}_\beta\tilde{\gamma}_\alpha = 2\tilde{g}_{\alpha\beta}, \tag{15а}$$

$$\tilde{\gamma}^\alpha\left(\tilde{\gamma}_{\alpha_1}\ldots\tilde{\gamma}_{\alpha_{2n+1}}\right)\tilde{\gamma}_\alpha = 0, \tag{15б}$$

$$\frac{1}{2}\,\mathrm{Tr}\left(\tilde{\gamma}^5\tilde{\gamma}^\alpha\tilde{\gamma}^\beta\tilde{\gamma}^\rho\tilde{\gamma}^\sigma\right) = \tilde{g}^{\alpha\beta}\varepsilon^{\rho\sigma} + \varepsilon^{\alpha\beta}\tilde{g}^{\rho\sigma} \tag{15в}$$

и т. д.

Решение сингулярного уравнения Дирака в постоянном и однородном магнитном поле,

$$\left(i\hat{\partial} - e\hat{A} - m\right) S(x, y) = \delta(x - y), \tag{16}$$

в той же калибровке (5а) может быть представлено в форме [24]

$$S(x, y) = f(x_\perp, y_\perp)G(x - y), \tag{17}$$

$$f(x_\perp, y_\perp) = \exp\left[-\frac{i\gamma}{2}(x_1 + y_1)(x_2 - y_2)\right], \tag{17а}$$

$$G(z) = \frac{1}{(2\pi)^4}\int d^4q\, e^{-i(qz)}G(q), \tag{17б}$$

$$G(q) = \frac{1}{\gamma\eta}\int\limits_0^1 dt\left(\frac{1+t}{1-t}\right)^\eta \times$$
$$\times e^{-\delta t}\left\{\left(\hat{q}_\parallel + m\right)\left[\prod_-(1-\delta t) - \frac{\eta}{1+t}\right] - \eta\hat{q}_\perp\right\}, \tag{17в}$$

где введены обозначения

$$\eta = \frac{q_\parallel^2 - m^2}{2\gamma}, \quad q_\parallel^2 = q_0^2 - q_3^2, \quad \delta = \frac{q_\perp^2}{\gamma}, \quad q_\perp^2 = q_1^2 + q_2^2, \quad \hat{q}_\perp = q_1\gamma^1 + q_2\gamma^2. \tag{18}$$

При выполнении условия

$$|\eta| \ll 1 \tag{19}$$

выражение (17в) принимает вид

$$G(q) = 2e^{-\delta}\prod_-\frac{\hat{q}_\parallel + m}{q_\parallel^2 - m^2}\,.$$

Очевидно, в случае диаграмм без возбуждения вакуума ограничение (19) выполняется, если импульсы внешних электронных линий удовлетворяют условию

$$(p_i)_\parallel^2 - m^2 < 2\gamma, \tag{19а}$$

а фотонных (аксионных, нейтринных) — условию

$$(k_ip_j)_\parallel, \quad (k_i)_\parallel^2 \ll \gamma. \tag{19б}$$

В случае диаграмм с возбуждением вакуума при сходимости интегралов по двумерному (0, 3) импульсу петли на массе электрона должно выполняться дополнительное ограничение

$$\gamma \gg m^2 \quad (B \gg B_0). \tag{19в}$$

Переходя к двумерным в (0, 3) $\tilde{\gamma}$-матрицам и сверткам, представим гриновскую функцию в виде

$$S_s(x, y) = \frac{\gamma}{2\pi}f(x_\perp, y_\perp)\varphi\left((x - y)_\perp\right)\frac{1}{(2\pi)^2} \times$$
$$\times \int d^2q e^{-iq(x-y)}G_s(q), \tag{20}$$

$$\varphi(z_\perp) = \exp\left[-\frac{\gamma}{4}(z_1^2 + z_2^2)\right], \tag{20а}$$

$$G_s(q) = \frac{\check{q} + m}{q^2 - m^2}, \tag{20б}$$

причем подразумевается, что вершинные факторы в матричных элементах диаграмм также трансформируются в двумерные, поскольку

$$\prod\nolimits_{-}(\gamma_\alpha, \gamma_\alpha\gamma^5)\prod\nolimits_{-} \to (\tilde{\gamma}_\alpha, \tilde{\gamma}_\alpha\tilde{\gamma}^5)$$

и отличны от нуля лишь при $\alpha = 0.3$.

При вычислении матричных элементов диаграмм без возбуждения вакуума (например, диаграмма типа комптон-эффекта) интеграл по поперечным координатам имеет вид

$$J = \int dx_1 dx_2 \int dy_1 dy_2 f(x_\perp, y_\perp)\varphi\left((x-y)_\perp\right) \times \\ \times \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\sqrt{\gamma}\,x_1 + \frac{p_2'}{\sqrt{\gamma}}\right)^2 - ip_2'x_2 - \right. \\ - \frac{1}{2}\left(\sqrt{\gamma}\,y_1 + \frac{p_2}{\sqrt{\gamma}}\right)^2 + \\ \left. + ip_2y_2 + ik_1y_1 + ik_2y_2 - ik_1'x_1 - ik_2'x_2\right]$$

и после взятия интегралов гауссова типа равен

$$J = 4\pi\left(\frac{\pi}{\gamma}\right)^{3/2}\delta(p_2+k_2-p_2'-k_2')\exp\left[-\frac{k_\perp^2+k'^2_\perp}{4\gamma} + \right. \\ \left. + \frac{i}{2\gamma}(k_2k_1' - k_1k_2') + \frac{i}{2\gamma}(p_2+p_2')(k_1'-k_1)\right], \quad (21)$$

где p_2 и p_2' — квазиимпульсы входящей и выходящей электронных линий, $k_{1,2}$ и $k'_{1,2}$ — поперечные импульсы входящей и выходящей линий беззарядовых частиц (фотонов и т. д.). В силу ограничений (19а), (19б), первое и второе слагаемые в показателе экспоненты в (21) можно опустить, а третье имеет такой же вид и для других диаграмм данного процесса, и в случае реальных внешних беззарядовых линий его также можно опустить как несущественный фазовый множитель. Например, матричный элемент «двумерного» комптон-эффекта с учетом формул (6), (20) записывается следующим образом:

$$\langle f|S|i\rangle = i(2\pi)^3\delta^{(0,2,3)}(p+k-p'-k') \times \\ \times \frac{M}{(2k_0 2k_0' 2p_0 2p_0')^{1/2}L_2L_3V}, \quad (22)$$

$$M = 4\pi\alpha\overline{v}(p') \times \\ \times\left[\check{e}G_s(p-k')\check{e}'^* + \check{e}'^*G_s(p+k)\check{e}\right]v(p), \quad (23)$$

где вид двумерной функции Грина G_s в импульсном представлении определяется выражением (20б), свойства двумерного спинора v заданы формулами (12а), (12б), (12в), e и e' — векторы поляризации начального и конечного фотонов. Выражение M совпадает с матричным элементом «четырехмерного» комптон-эффекта [30] при переходе к двумерным величинам и сверткам, причем оно не содержит явной зависимости от поля. Сечения и вероятности также не будут содержать зависимости от поля, так как интегрирование по $L_2dp_2'/(2\pi)$ исключает $\delta^{(2)}$-функцию. Если же рассматривать перекрестные процессы вида $\gamma\gamma \to e^+e^-$, $\gamma \to \gamma e^+e^-$, то дополнительное интегрирование по $L_2dp_2/(2\pi)$, согласно (6), (8), эквивалентно интегрированию по координате X_1 центра пакета, т. е.

$$\frac{L_2}{2\pi}\int dp_2 = \frac{L_2\gamma}{2\pi}\int\limits_0^{L_1} dX_1 = \frac{L_1L_2}{2\pi}\gamma, \quad (24)$$

где L_1 — эффективная нормировочная длина по оси 1. Таким образом, сечения и вероятности таких процессов линейно зависят от поля.

Заметим также, что «нестерильными» состояниями поляризации фотона в двумерном варианте теории являются состояния с электрическим вектором в плоскости импульс–поле, в ковариантной записи задаваемые выражением

$$e_\alpha = \frac{(k\varepsilon)_\alpha}{\sqrt{k^2}}, \quad e^2 = -1, \quad (25)$$

где $\varepsilon_{\mu\nu}$ — введенный ранее абсолютно антисимметричный тензор в пространстве (0, 3).

Как указывалось в разд. 1, далее предметом нашего обсуждения будут диаграммы с четным числом векторных и (или) псевдовекторных вершин. Матричному элементу петлевой диаграммы с фиксированным расположением векторных и (или) псевдовекторных вершин соответствует тензор (псевдотензор)

$$M_{\alpha_1\ldots\alpha_n}\left(k^{(1)},\ldots k^{(n)}\right) = \int d^4x_1\ldots\int d^4x_n \times \\ \times \exp\left[i\sum_{j=1}^{n}\left(k^{(j)}x_j\right)\right]\mathrm{Tr}\left[\tilde{\Gamma}^{(1)}_{\alpha_1}S_s(x_1,x_2) \times \right. \\ \left. \times \tilde{\Gamma}^{(2)}_{\alpha_2}S_s(x_2,x_3)\ldots\tilde{\Gamma}^{(n)}_{\alpha_n}S_s(x_n,x_1)\right], \quad (26)$$

где скалярные произведения в показателе экспоненты являются четырехмерными, вид S_s задается формулами (20), (20а), (20б), $k^{(j)}$ — импульсы внешних линий беззарядовых частиц, а

$$\tilde{\Gamma}^{(j)}_\alpha = \left(\tilde{\gamma}_\alpha, \tilde{\gamma}_\alpha\tilde{\gamma}^5\right). \quad (27)$$

Интегрирование по поперечным координатам может быть выполнено путем последовательного применения следующего интегрального соотношения

$$\int d^2z_\perp f(x_\perp, z_\perp)\varphi\left((x-z)_\perp\right) f(z_\perp, y_\perp) \times \\ \times \varphi\left((z-y)_\perp\right) \exp\left[-i(kz)_\perp\right] = \frac{2\pi}{\gamma} \times \\ \times f(x_\perp, y_\perp)\varphi\left((x-y)_\perp\right) \tilde{\varphi}(x_\perp, y_\perp) \times \\ \times \exp\left[-\frac{i}{2}\left(k(x+y)\right)_\perp\right], \quad (28)$$

$$\tilde{\varphi}(x_\perp, y_\perp) = \\ = \exp\left\{-\frac{k_\perp^2}{2\gamma} + \frac{1}{2}\left[k_2(x_1-y_1) - k_1(x_2-y_2)\right]\right\}. \quad (28а)$$

Поскольку из вида $\varphi\left((x-y)_\perp\right)$ ясно, что

$$\left((x-y)_{1,2}\right)_{eff} \sim \gamma^{-1/2},$$

то показатель экспоненты в (28а) имеет порядок $k_\perp/\sqrt{\gamma}$ и в рассматриваемом приближении в соответствии с условием (19б) $\tilde{\varphi} \approx 1$.

Таким образом, в результате $2(n-1)$-кратного интегрирования по поперечным координатам исчезает $n-1$ множителей $\gamma/2\pi$, входящих в выражение для S_s. При интегрировании по последней паре поперечных координат появляется фактор

$$(2\pi)^2 \delta^{(1,2)}\left(\sum_{j=1}^{n} k^{(j)}\right).$$

Учитывая, что один множитель $\gamma/2\pi$ остается, и выполняя интегрирование по координатам (0,3) в формуле (26), получаем

$$M_{\alpha_1\ldots\alpha_n}\left(k^{(1)}, \ldots, k^{(n)}\right) = 2\pi\gamma\delta\left(\sum_{j=1}^{n} k^{(j)}\right) \times \\ \times \int d^2q \,\mathrm{Tr}\left[\tilde{\Gamma}^{(1)}_{\alpha_1} G_s(q) \tilde{\Gamma}^{(2)}_{\alpha_2} G_s(q+k^{(2)}) \ldots \\ \ldots \tilde{\Gamma}^{(n)}_{\alpha_n} G_s(q-k^{(1)})\right], \quad (29)$$

при этом сохраняется 4-импульс. Здесь и далее обозначение $\delta(k)$ применяется для четырехмерной δ-функции.

При нечетном числе вершин добавление к выражению (29) слагаемого с обратным направлением обхода петли дает нулевой результат независимо от конкретного вида $\tilde{\Gamma}^{(i)}_\alpha$ (27), т. е. в двумерном варианте по сравнению с четырехмерным имеет место расширенная теорема Фарри. Это означает, что в выражении (17в) следует учитывать следующие члены разложения по η (по обратному полю), и в итоге матричные элементы подобных диаграмм при $B \gg B_0$ не зависят от поля.

При четном числе вершин результирующий тензор получается приведением выражения (29) к симметричному виду и в нуль не обращается, т. е. матричный элемент линейно зависит от поля.

Заметим также, что в сильных магнитных полях порядка 10^{18} Гс фактический параметр разложения теории возмущений в рамках КЭД начинает зависеть от поля ($\alpha \ln^2(B/B_0), \alpha(B/B_0), \alpha = e^2 = 1/137$), и в таких случаях следует суммировать ряд теории возмущений, что было сделано для основных типов компактных диаграмм КЭД в работах [31].

3. ФОТОРОЖДЕНИЕ АКСИОНОВ И НЕЙТРИНО НА ЯДРАХ

Лагранжиан взаимодействия аксиона с электроном имеет вид

$$\mathcal{L}_a = \frac{ce}{2f}\frac{\partial a}{\partial x^\alpha}\left(\overline{\Psi}_e \gamma^\alpha \gamma^5 \Psi_e\right), \quad (30а)$$

лагранжиан электрослабой модели в контактном приближении равен

$$\mathcal{L}_\nu = -\frac{G}{\sqrt{2}}\left[\overline{\Psi}_e \gamma^\alpha \left(C_V + C_A\gamma^5\right)\Psi_e\right] \times \\ \times \left[\overline{\Psi}_\nu \gamma_\alpha \left(1+\gamma^5\right)\Psi_\nu\right], \quad (30б)$$

(c_e — модельно-зависимая постоянная порядка единицы), а структурные постоянные выражаются через угол Вайнберга

$$C_V^{(e)} = \frac{1}{2} + \sin^2\theta_W, \quad C_A^{(e)} = \frac{1}{2}$$

для электронных нейтрино и $C^{(\mu,\tau)} = C^{(e)} - 1$ для μ- и τ-нейтрино. С учетом лагранжиана КЭД

$$\mathcal{L} = eA^\alpha\left(\overline{\Psi}_e \gamma_\alpha \Psi_e\right) \quad (30в)$$

и с использованием изложенной в разд. 2 техники расчета петлевых диаграмм в сильном магнитном поле можно получить следующее выражение для матричного элемента процесса фоторождения аксиона:

$$\langle f|S|i\rangle_a = \frac{e^\alpha e'^{*\alpha'} A^\beta(\kappa)}{(2q_0 2k_0 2k'_0)^{1/2} V^{3/2}} M_{\alpha\alpha'\beta}, \quad (31)$$

$$M_{\alpha\alpha'\beta} = \frac{e^3 c_e \gamma}{6\pi f} J_{\alpha\alpha'\beta}(-k, k', \kappa), \quad (32)$$

где $J_{\alpha\alpha'\beta}$ — симметризованный по фотонным линиям тензор в подпространстве (0, 3):

$$J_{\alpha\alpha'\beta}(k,k',\kappa) = -\frac{i}{\pi}\int d^2p \frac{1}{2}\,\mathrm{Tr}\left[\tilde{\gamma}^5 \check{q}\, G_s(p) \times \right. \\ \times \tilde{\gamma}_\alpha G_s(p+k)\tilde{\gamma}_{\alpha'} G_s(p+k+k') \times \\ \left. \times\, \tilde{\gamma}_\beta G_s(p-q)\right] + \text{две перестановки}. \quad (33)$$

В формуле (31) V — нормировочный объем, $A^\beta(\kappa)$ — фурье-образ учитываемого в первом борновском приближении внешнего поля, в случае кулоновского поля ядра равный

$$A_\beta(\kappa) = g_{\beta 0}\frac{8\pi^2\delta(\kappa_0)(Ze)}{\boldsymbol{\kappa}^2}, \quad (34)$$

$\kappa = k - k' - q$ — переданный импульс, k и k' — импульсы начального и конечного фотонов, q — импульс аксиона.

Вид тензора $J_{\alpha\alpha'\beta}$ в низкоэнергетическом приближении по массе электрона и в пренебрежении малой массой аксиона был определен в работе [32], в которой изучался трехфотонный распад аксиона:

$$J_{\alpha\alpha'\beta}(-k,k',\kappa) = -\frac{4q^2}{15m^6}(k\varepsilon)_\alpha(k'\varepsilon)_{\alpha'}(\kappa\varepsilon)_\beta, \quad (35)$$

$$J_{\alpha\alpha'\beta}k^\alpha = J_{\alpha\alpha'\beta}k'^{\alpha'} = J_{\alpha\alpha'\beta}\kappa^\beta = 0, \quad (35\text{а})$$

причем в силу двумерности сверток

$$q^2 \equiv q_0^2 - q_3^2 = q_\perp^2.$$

Определяя нестерильные поляризационные состояния фотонов выражением (25), имеем с учетом соотношений (14) и (34)

$$\frac{(k\varepsilon)^\alpha}{\sqrt{k^2}}\frac{(k'\varepsilon)^{\alpha'}}{\sqrt{k'^2}}J_{\alpha\alpha'0}(-k,k',\kappa) = \frac{4q_\perp^2}{15m^6}k_\perp k'_\perp \kappa_3. \quad (35\text{б})$$

Тогда найденная обычными методами вероятность фоторождения аксиона на ядре в единицу времени записывается в виде

$$W_a = \left(\frac{8\alpha^2 Zc_e\gamma}{45fm^6}\right)^2 \frac{k_\perp^2}{2k_0(2\pi)^5V}\int\frac{d^3k'}{2k'_0}k'^2_\perp I_a, \quad (36)$$

$$I_a = \int\frac{d^3q}{2q_0}\delta(k_0-k'_0-q_0)\frac{q_\perp^4(k_3-k'_3-q_3)^2}{(\mathbf{k}-\mathbf{k}'-\mathbf{q})^4}. \quad (37)$$

Далее нас будет интересовать имеющая физический смысл мощность аксионного излучения из единицы объема при концентрации ядер n_0 и по планковскому распределению равновесного поля излучения. Как легко видеть, эта величина равна

$$S_a = \left(\frac{8\alpha^2 Zc_e\gamma}{45fm^6}\right)^2 \frac{n_0}{(2\pi)^8}\int\frac{d^3k}{2k_0}\frac{k_\perp^2}{e^{k_0T}-1} \times \\ \times \int\limits_{(k'_0\le k_0)}\frac{d^3k'}{2k'_0}k'^2_\perp(k_0-k'_0)I_a. \quad (38)$$

Массовым параметром из-за его малости (1) мы пренебрегаем, поэтому после соответствующих замен зависимость от температуры факторизуется, а окончательный результат может быть записан в виде

$$S_a = \frac{691(2\pi)^7}{728\cdot 45^3}\frac{\alpha^4Z^2c_e^2}{(f/m)^2} \times \\ \times\left(\frac{T}{m}\right)^{12}\left(\frac{B}{B_0}\right)^2(n_0m^2)\tilde{I}_a, \quad (39)$$

где величина $\tilde{I}_a$ является числом, представленным в интегральной форме:

$$\tilde{I}_a = \frac{1}{2\pi}\int\limits_0^1 d\varepsilon\,\varepsilon^3(1-\varepsilon)^6\int\limits_{-1}^1 dx(1-x^2)\int\limits_{-1}^1 dy(1-y^2)\times \\ \times\int\limits_0^{2\pi}d\varphi\int\limits_{-1}^1 dz(1-z^2)^2\frac{n_3^2\tilde{n}^2}{\left[\tilde{n}^4-n_\perp^2(1-\varepsilon)^2(1-z^2)\right]^{3/2}}, \quad (40)$$

$$\begin{cases} n_3 = x-\varepsilon y - z(1-\varepsilon), \\ n_\perp^2 = 1-x^2+\varepsilon^2(1-y^2)- \\ \quad -2\varepsilon\sqrt{(1-x^2)(1-y^2)}\cos\varphi, \\ \tilde{n}^2 = 1-\varepsilon+\varepsilon^2- \\ \quad -\varepsilon xy - \varepsilon\sqrt{(1-x^2)(1-y^2)}\times \\ \quad\times\cos\varphi-(x-\varepsilon y)(1-\varepsilon)z. \end{cases} \quad (40\text{а})$$

Безразмерные переменные интегрирования соответствуют следующим переменным в пространстве импульсов:

$$z = \frac{q_3}{k_0-k'_0}, \quad \varepsilon = \frac{k'_0}{k_0}, \\ x = \cos\theta_{\mathbf{k}}, \quad y = \cos\theta_{\mathbf{k}'}, \quad \varphi = \widehat{\mathbf{k}_\perp\mathbf{k}'_\perp}. \quad (40\text{б})$$

Численное интегрирование дает $\tilde{I}_a = 0.0046$.

Матричный элемент процесса радиационного фоторождения пары нейтрино на кулоновском центре с фурье-образом $A^\beta(\kappa)$ может быть получен с использованием выражений (30б), (30в) и имеет вид:

$$\langle f|S|i\rangle_\nu = i\frac{e^\alpha e'^{*\alpha'}A^\beta(\kappa)\mathcal{F}^{\beta'}}{(2k_0 2k'_0 2q_0 2q'_0)^{1/2}V^2}M_{\alpha\alpha'\beta\beta'}, \quad (41)$$

где

$$\mathcal{F}^{\beta'} = \left[\overline{u}_\nu(q)\gamma^{\beta'}(1+\gamma^5)u_\nu(-q')\right], \quad (42)$$

$$M_{\alpha\alpha'\beta\beta'} = \frac{e^3G\gamma}{3\sqrt{2}\,\pi}J_{\alpha\alpha'\beta\beta'}(-k,k',\kappa), \quad (43)$$

где симметризованный по фотонным линиям двумерный тензор $J_{\alpha\alpha'\beta\beta'}$ равен

$$J_{\alpha\alpha'\beta\beta'}(k,k',\kappa) = \frac{i}{\pi}\int d^2p \frac{1}{2}\,\mathrm{Tr}\left[\tilde{\gamma}_{\beta'}\left(C_V + C_A\tilde{\gamma}^5\right) \times \right. \times G_s(p)\tilde{\gamma}_\alpha G_s(p+k)\tilde{\gamma}_{\alpha'} G_s(p+k+k') \times \left. \times\, \tilde{\gamma}_\beta G_s(p-Q)\right] + 2 \text{ перестановки}, \quad (44)$$

$Q = q + q'$ — суммарный импульс нейтрино.

Вычисления, аналогичные проведенным в работе [32], дают в низкоэнергетическом приближении

$$J_{\alpha\alpha'\beta\beta'}(-k,k',\kappa) = \frac{4}{15m^6}(k\varepsilon)_\alpha (k'\varepsilon)_{\alpha'}(\kappa\varepsilon)_\beta \times \times \left[C_V (Q\varepsilon)_{\beta'} + C_A Q_{\beta'}\right] \quad (45)$$

с аналогичными (35а), (35б) свойствами по индексам α, α', β. Учитывая значение интеграла по импульсам нейтрино ($m_\nu = 0$),

$$\int \mathcal{F}^\nu \mathcal{F}^{*\mu}\delta(Q-q-q')\frac{d^3q}{2q_0}\frac{d^3q'}{2q'_0} = = \frac{4\pi}{3}\left[Q^\mu Q^\nu - (Q^2 - Q_\perp^2)g^{\mu\nu}\right],$$

и вид $A^\beta(\kappa)$ (34), вероятность фоторождения пары нейтрино на ядре в единицу времени можно представить в виде

$$W_\nu = \left(\frac{8\sqrt{2}\,\alpha^2 ZG\gamma}{45m^6}\right)^2 \frac{k_\perp^2}{3k_0(2\pi)^7 V} \times \times \int \frac{d^3k'}{2k'_0} k'^2_\perp \left[I_\nu^{(V)} C_V^2 + I_\nu^{(A)} C_A^2\right], \quad (46)$$

$$\left\{\begin{array}{c} I_\nu^{(V)} \\ I_\nu^{(A)} \end{array}\right\} = \int\limits_{(Q_0^2 - \mathbf{Q}^2)\ge 0} d^3Q \frac{(k_3 - k'_3 - Q_3)^2}{(\mathbf{k} - \mathbf{k}' - \mathbf{Q})^4} \times \times (Q_0^2 - Q_3^2)\left\{\begin{array}{c} Q_0^2 - \mathbf{Q}^2 \\ Q_\perp^2 \end{array}\right\}, \quad (47)$$

а мощность излучения —

$$S_\nu = \left(\frac{8\sqrt{2}\,\alpha^2 ZG\gamma}{45m^6}\right)^2 \frac{2n_0}{3(2\pi)^{10}}\int \frac{d^3k}{2k_0}\frac{k_\perp^2}{e^{k_0/T} - 1} \times \times \int\limits_{(k'_0 \le k_0)} \frac{d^3k'}{2k'_0} k'^2_\perp (k_0 - k'_0)\left[I_\nu^{(V)} C_V^2 + I_\nu^{(A)} C_A^2\right]. \quad (48)$$

Аналогичный формуле (39) результат имеет следующий вид:

$$S_\nu = \frac{2(2\pi)^7}{135^2}\alpha^4 Z^2 (Gm^2)^2 \left(\frac{B}{B_0}\right)^2 \times \times \left(\frac{T}{m}\right)^{14}(n_0 m^2)\left[\tilde{I}_\nu^{(V)} C_V^2 + \tilde{I}_\nu^{(A)} C_A^2\right] \quad (49)$$

с интегральными представлениями коэффициентов

$$\tilde{I}_\nu^{(V)} = \prod\left\{(1-\varepsilon)^2(1-z^2) - n_3^2 - n_\perp^2 + \right. + \left[f^2 + 4n_3^2 n_\perp^2\right]^{-1/2} \times \times \left[(n_3^2 + n_\perp^2)^2 + 2(1-\varepsilon)^2(1-z^2)\times \right. \times (n_3^2 - n_\perp^2) + (1-\varepsilon)^4(1-z^2)^2\Big] - \left. - 2n_3^2 \ln\left(\frac{(f^2 + 4n_\perp^2 n_3^2)^{1/2} + f}{2n_3^2}\right)\right\}, \quad (50а)$$

$$\tilde{I}_\nu^{(A)} = \prod\left\{n_\perp^2 + n_3^2 + \left[f^2 + 4n_3^2 n_\perp^2\right]^{-1/2} \times \right. \times \left[-(n_3^2 + n_\perp^2)^2 + (1-\varepsilon)^2(1-z^2)(n_\perp^2 - 3n_3^2))\right] + \left. + 2n_3^2 \ln\left(\frac{(f^2 + 4n_\perp^2 n_3^2) + f}{2n_3^2}\right)\right\}, \quad (50б)$$

$$\prod\{A\} = \frac{1}{2\pi}\int\limits_0^1 d\varepsilon\,\varepsilon^3(1-\varepsilon)^4 \int\limits_{-1}^1 dx(1-x^2) \times \times \int\limits_{-1}^1 dy(1-y^2)\int\limits_0^{2\pi} d\varphi \int\limits_{-1}^1 dz(1-z^2)A, \quad (50в)$$

$$f = (1-\varepsilon)^2(1-z^2) + n_3^2 - n_\perp^2. \quad (50г)$$

Остальные обозначения безразмерных переменных те же, что и в (40а), (40б) с заменой $q_3 \to Q_3$. В результате численного интегрирования были получены значения $\tilde{I}_\nu^{(V)} \approx 2.2\cdot 10^{-4}$, $\tilde{I}_\nu^{(A)} \approx 3.2\cdot 10^{-4}$.

4. НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ФОТОНА НА ФОТОНЕ

Матричный элемент неупругого рассеяния $\gamma\gamma \to \to \gamma a$ с генерацией аксиона в низкоэнергетическом приближении по массе электрона получается из общих соотношений (29), (30а), (30в), (33), (35) и для разрешенных нестерильных состояний поляризации фотонов (25) равен

$$\langle f|S|i\rangle_a = \frac{(2\pi)^4\delta(k + k' - k'' - q)}{(2k_0 2k'_0 2k''_0 2q_0)^{1/2} V^2} M_a, \quad (51)$$

$$M_a = -\frac{4e^3 c_e \gamma}{45\sqrt{\pi}\, f m^6} q_\perp^6 k_\perp k'_\perp k''_\perp, \qquad (52)$$

где k, k' — импульсы начальных фотонов, k'' и q — импульсы конечных фотона и аксиона.

Вероятность процесса в единицу времени определяется выражением

$$W_a = \frac{\alpha^3 c_e^2 \gamma^2 k_\perp^2 k_\perp'^2}{45^2 \pi^2 f^2 m^{12} k_0 k'_0 V} I, \qquad (53)$$

где I — инвариант в подпространстве (0,3)

$$I = \frac{1}{\pi} \int \frac{d^3 q}{2q_0} \int \frac{d^3 k''}{k''_0} \delta(p - k'' - q) q_\perp^4 k''^2_\perp, \qquad (54)$$

$$p = k + k'.$$

Достаточно громоздкое интегрирование приводит к следующему значению:

$$I = \frac{1}{280} \left(p^6 - \frac{1}{3} p^4 p_\perp^2 - \frac{1}{3} p^2 p_\perp^4 + p_\perp^6 \right). \qquad (55)$$

Делением на фактор

$$\frac{k_0 k'_0 - \mathbf{k}\mathbf{k}'}{V k_0 k'_0}$$

из выражения (53) с учетом (55) получаем сечение рассеяния.

Для нахождения мощности аксионного излучения следует рассчитать явный вид двумерного вектора в (0,3)

$$I_\mu = \frac{1}{\pi} \int \frac{d^3 q}{2q_0} \int \frac{d^3 k''}{2k''_0} \delta(p - k'' - q) q_\perp^4 k''^2_\perp q_\mu. \qquad (56)$$

Приведем результат вычисления:

$$I_\mu = \frac{p_\mu}{1680} \times \left(3p^6 + 2p^4 p_\perp^2 - 6p^2 p_\perp^4 + 6p_\perp^6 \right), \quad \mu = 0, 3. \qquad (57)$$

Таким образом, мощность излучения из единицы объема может быть представлена в форме интеграла по фазовому объему начальных фотонов в равновесном поле излучения:

$$S_a = \frac{16\alpha^3 c_e^2 \gamma^2}{45^2 m^{12} f^2 (2\pi)^8} \int \frac{d^3 k}{2k_0} \frac{k_\perp^2}{\exp(k_0/T) - 1} \times \int \frac{d^3 k'}{2k'_0} \frac{k'^2_\perp}{\exp(k'_0/T) - 1} I_0. \qquad (58)$$

Интегрирование по угловым переменным с факторизацией зависимости от температуры дает

$$S_a = \frac{128}{45^3 105} \frac{\alpha^3 c_e^2 \gamma^2 T^{15}}{m^{12} f^2 (2\pi)^6} \int_0^\infty \frac{d\varepsilon}{e^\varepsilon - 1} \int_0^\infty \frac{d\varepsilon'}{e^{\varepsilon'} - 1} \times \left(\frac{20}{21} \varepsilon^{10} \varepsilon'^3 + \frac{83}{21} \varepsilon^9 \varepsilon'^4 + 21 \varepsilon^8 \varepsilon'^5 + \frac{136}{5} \varepsilon^7 \varepsilon'^6 \right). \qquad (59)$$

В результате численных расчетов значение двойного интеграла в формуле (59) оказалось приблизительно равным $8.7 \cdot 10^7$.

Окончательный результат для мощности излучения запишем следующим образом:

$$S_a \approx 0.058 \alpha^3 c_e^2 \left(\frac{B}{B_0} \right)^2 \left(\frac{m}{f} \right)^2 \left(\frac{T}{m} \right)^{15} m^5. \qquad (60)$$

Соответствующее выражение для мощности нейтринного излучения согласно результатам работы [25] может быть записано в виде

$$S_\nu \approx 10 \left(1.24 C_V^2 + 1.20 C_A^2 \right) \times \alpha^3 (G m^2)^2 \left(\frac{B}{B_0} \right)^2 \left(\frac{T}{m} \right)^{17} m^5. \qquad (61)$$

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Для оценки роли рассматриваемых эффектов следует предварительно установить диапазон значений температуры и индукции магнитного поля, в котором вклад рассмотренных диаграмм больше вклада трехполюсных.

Мощность нейтринного излучения при фоторождении на ядрах за счет вклада треугольной диаграммы в полях с индукцией $B \gg B_0$ в схеме Ферми приблизительно равна [24][1)]

$$S_\nu^{(F)} \approx 0.6 \alpha^3 Z^2 (G m^2)^2 \left(\frac{T}{m} \right)^{10} (n_0 m^2). \qquad (62)$$

Приняв для оценки в формуле (49) $C_V \approx C_A \approx 1$, получаем

$$\frac{S_\nu \left(\gamma(Ze) \to \gamma(\nu\overline{\nu}) \right)}{S_\nu^{(F)} \left(\gamma(Ze) \to \nu\overline{\nu} \right)} \approx 3.8 \cdot 10^{-4} \left(\frac{B}{B_0} \right)^2 \left(\frac{T}{m} \right)^4. \qquad (63)$$

Если $T = 0.1m$, то при максимально допустимом значении $B \sim 10^4 B_0$ вклад четырехполюсной диаграммы в мощность излучения может в несколько раз превосходить вклад трехполюсной. Если же считать, что формула (63) дает правильный по порядку величины результат и для типичных на ранних стадиях эволюции сверхновых температур $T \sim m$, то процесс радиационного фоторождения начинает доминировать уже при $B \sim 10^2 B_0$.

[1)] В формуле (5) этой работы пропущен множитель $(2\pi)^{-3}$ с соответствующей поправкой в последующих выражениях.

Вклад треугольной диаграммы в неупругий процесс $\gamma\gamma \to \nu\overline{\nu}$ в схеме Ферми в полях с индукцией $B \gg B_0$ описывается выражением [33]

$$S_\nu^{(F)} \approx 0.13\alpha^2(Gm^2)^2 \left(\frac{T}{m}\right)^{13} m^5. \qquad (64)$$

Сравнивая (64) с вкладом четырехполюсной диаграммы (61), опять полагаем $C_V \approx C_A \approx 1$ и получаем относительную величину

$$\frac{S_\nu(\gamma\gamma \to \gamma(\nu\overline{\nu}))}{S_\nu^{(F)}(\gamma\gamma \to \nu\overline{\nu})} \approx 0.8 \left(\frac{B}{B_0}\right)^2 \left(\frac{T}{m}\right)^4, \qquad (65)$$

т. е. в этом случае возможный диапазон изменения параметров B и T в области доминирования $S_\nu(\gamma\gamma \to \gamma(\nu\overline{\nu}))$ несколько шире.

Сравним теперь рассматриваемые механизмы нейтринной светимости с традиционным за счет модифицированного URCA-процесса, мощность которого по порядку величины равна

$$S_\nu(URCA) \sim 10^{27} \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{2/3} \left(\frac{T}{m}\right)^8 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \cdot \text{с}}, \qquad (66)$$

где $\rho_0 = 2.8 \cdot 10^{14}$ г/см^3 — характерная ядерная плотность, ρ — средняя плотность звезды. Результат (49) может быть представлен в аналогичной форме ($C_V \approx C_A \approx 1$):

$$S_\nu(\gamma(Ze) \to \gamma(\nu\overline{\nu})) \sim 10^{20} \left(\frac{B}{B_0}\right)^2 \times \left(\frac{T}{m}\right)^{14} \left(\frac{Z^2}{A}\right) \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right) \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \cdot \text{с}}. \qquad (67)$$

В предположении справедливости оценки (66) при $T \sim m$ и с учетом среднего значения Z^2/A в диапазоне 1–10 [34] находим, что вклад механизма радиационного фоторождения нейтрино на ядрах конкурирует с URCA-процессом при $B \sim 10^3$–$10^4 B_0$. Это также согласуется с комментариями к формуле (63).

Определяемая формулой (61) мощность излучения имеет порядок

$$S_\nu(\gamma\gamma \to \gamma(\nu\overline{\nu})) \sim 10^{17} \left(\frac{B}{B_0}\right)^2 \left(\frac{T}{m}\right)^{17} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \cdot \text{с}} \qquad (68)$$

и даже при $B \sim 10^4 B_0$, $T \sim m$ не конкурирует с мощностью URCA-процесса.

Таким образом, при указанных значениях параметров B и T, для которых процесс радиационного фоторождения может стать доминирующим, нижняя граница масштаба нарушения PQ-симметрии и верхняя граница масс аксиона могут быть получены из условия

$$S_a(\gamma(Ze) \to \gamma a) \lesssim S_\nu(\gamma(Ze) \to \gamma(\nu\overline{\nu})). \qquad (69)$$

С учетом формул (3), (39), (49) получаем

$$f \gtrsim 1.7 \cdot 10^8 \frac{c_e(m/T)}{(0.5C_V^2 + 0.7C_A^2)^{1/2}} \text{ ГэВ}, \qquad (70)$$

$$m_a \lesssim 3.5 \cdot 10^{-2} \text{ эВ} \left(\frac{T}{m}\right) \frac{(0.5C_V^2 + 0.7C_A^2)^{1/2}}{c_e}. \qquad (71)$$

Для предположенных значений $T \sim m$, $B \sim \sim 10^3$–$10^4 B_0$ и при $c_e \sim 1$ это не противоречит возможному диапазону (4), полученному из иных соображений.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. G. Raffelt, *Stars as Laboratories for Fundamental Physics*, Chicago Univ. Press, Chicago (1996).
2. Г. С. Бисноватый-Коган, *Физические вопросы теории звездной эволюции*, Наука, Москва (1989).
3. Ф. Боули, П. Фогель, *Физика массивных нейтрино*, Мир, Москва (1990).
4. М. Б. Волошин, К. А. Тер-Мартиросян, *Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц*, Энергоатомиздат, Москва (1984).
5. V. Petrosian, G. Beaudet, and E. E. Salpeter, Phys. Rev. **154**, 1445 (1967).
6. W. Fowler and F. Hoyle, Appl. J. Suppl. **9**, 201 (1964).
7. L. Rosenberg, Phys. Rev. **129**, 2786 (1963).
8. M. Delbruck, Z. Phys. **84**, 144 (1933).
9. H. E. Jackson and K. J. Wetzel, Phys. Rev. Lett. **22**, 1008 (1969).
10. M. Bolsterly, Phys. Rev. **94**, 282 (1962).
11. G. Jarlskog, L. Jonsson, S. Prunster et al., Phys. Rev. D **8**, 3813 (1973).
12. Г. С. Бисноватый-Коган, С. Г. Моисеенко, Астрон. Ж. **69**, 563 (1992); R. C. Duncan and C. Thompson, Astrophys. J. **392**, L9 (1992); C. Thompson and R. C. Duncan, Mon. Not. R. Astron. Soc. **275**, 255 (1995).
13. Д. В. Гальцов, Н. С. Никитина, ЖЭТФ **62**, 2009 (1972).
14. В. В. Скобелев, ЖЭТФ **71**, 1263 (1976).

15. В. Н. Байер, В. М. Катков, ДАН СССР **171**, 313 (1966).

16. В. И. Ритус, Труды ФИАН **111**, 96 (1979); ЖЭТФ **56**, 986 (1969).

17. А. Д. Каминкер, К. П. Левенвиш, Д. Г. Яковлев, Письма в Астрон. Ж. **17**, 1090 (1991).

18. В. В. Скобелев, ЖЭТФ **107**, 322 (1995).

19. R. M. Barnett et al. (PDG), Phys. Rev. D **54**, 1 (1996).

20. В. В. Скобелев, ЖЭТФ **72**, 1298 (1977); Изв. ВУЗов, физика, № 10, 142 (1975).

21. А. В. Кузнецов, Н. В. Михеев, ЖЭТФ **118**, 863 (2000).

22. Ю. М. Лоскутов, В. В. Скобелев, ЯФ **43**, 1495 (1986).

23. В. В. Скобелев, ЖЭТФ **117**, 1059 (2000).

24. Ю. М. Лоскутов, В. В. Скобелев, ЯФ **31**, 1279 (1980).

25. Ю. М. Лоскутов, В. В. Скобелев, ТМФ **70**, 303 (1987).

26. Ю. М. Лоскутов, В. В. Скобелев, ТМФ **84**, 314 (1990).

27. R. D. Peccei and H. R. Quinn, Phys. Rev. Lett. **38**, 1440 (1977); R. D. Peccei, *CP Violation*, ed. by C. Jarlskog, World Sci., Singapore (1989).

28. G. G. Raffelt, Phys. Rep. **198**, 1 (1990).

29. Н. П. Клепиков, ЖЭТФ **26**, 19 (1954).

30. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Релятивистская квантовая теория*, ч. 1, Наука, Москва (1968), с. 388.

31. Ю. М. Лоскутов, Б. А. Лысов, В. В. Скобелев, ТМФ **53**, 469 (1982); Ю. М. Лоскутов, В. В. Скобелев, Вестник МГУ, физ.-астр. № 6, 95 (1983); Вестник МГУ, физ.-астр. № 1, 70 (1984).

32. В. В. Скобелев, ЖЭТФ **116**, 26 (1999); ЖЭТФ **116**, 2271 (1999).

33. Ю. М. Лоскутов, В. В. Скобелев, Вестник МГУ, физ.-астр. № 4, 10 (1981).

34. J. W. Negele and D. Vautherin, Nucl. Phys. A **207**, 298 (1973).