ЖЭТФ, 1999, том 115, вып. 1, стр. 3–11 ©1999

РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКСИОНОВ В СИЛЬНО ЗАМАГНИЧЕННОЙ СРЕДЕ

А. В. Борисов, П. Е. Сизин*

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119899, Москва, Россия

Поступила в редакцию 5 июня 1998 г.

В модели с древесной аксион-электронной связью исследован поляризационный оператор аксиона в вырожденном газе электронов, находящихся на основном уровне Ландау в сверхсильном магнитном поле $H \gg H_0 = m_e^2c^3/e\hbar = 4.41 \cdot 10^{13}$ Гс. Показано, что в условиях сильно замагниченных нейтронных звезд генерируется динамическая масса аксиона, величина которой может попасть в разрешенный интервал значений массы аксиона (10^{-5} эВ$\lesssim m_a \lesssim 10^{-2}$ эВ). Это приводит к заметному изменению закона дисперсии аксиона по сравнению с вакуумным.

1. Априорно сильное несохранение CP-четности в стандартной модели взаимодействий элементарных частиц естественно устраняется введением аксионов — псевдоголдстоуновских бозонов, связанных со спонтанным нарушением дополнительной глобальной симметрии Печчеи и Квин $U(1)_{PQ}$ [1, 2]. Энергетический масштаб v_a нарушения симметрии $U(1)_{PQ}$, согласно экспериментальным данным [3], значительно превышает электрослабый масштаб: $v_a \gtrsim 10^{10}$ ГэВ, а константы возможных связей аксиона с обычными частицами ($\sim 1/v_a$) очень малы («невидимый» аксион: обзор различных аксионных моделей см. в [4]).

Аксионные эффекты могут быть заметны в астрофизических условиях больших плотностей вещества, высоких температур, сильных магнитных полей (например, в нейтронных звездах [5]). Процессы рождения аксионов, приводящие к дополнительным энергетическим потерям звезд, и ограничения на параметры аксионных моделей, полученные астрофизическими методами, рассмотрены в [4]. Влияние электромагнитных полей при этом не учитывалось.

Исследование аксионных процессов в сильных магнитных полях началось сравнительно недавно. Комптоновский и примаковский механизмы рождения аксионов на нерелятивистских электронах тепловыми фотонами ($\gamma + e \rightarrow e + a$) в присутствии магнитного поля рассмотрены в [6]. Обобщение на случай релятивистских электронов в постоянном внешнем электромагнитном поле дано в [7] (эффект Примакова) и [8, 9] (комптон-эффект), причем в [7, 9] получены также оценки вкладов указанных процессов в аксионную светимость замагниченного сильно вырожденного релятивистского электронного газа в условиях оболочки нейтронной звезды. В [10] предложен новый механизм рождения аксионов — синхротронное излучение аксионов ($e \rightarrow e + a$) релятивистскими электронами, вычислен его вклад в энергетические потери нейтронной звезды. В работах [6–10] предполагалось, что напряженность внешнего поля $F \ll H_0 = m_e^2c^3/e\hbar \simeq 4.41 \cdot 10^{13}$ Гс. Результаты работы [10] были обобщены в [11] на область сверхсильных магнитных полей $H \gtrsim H_0$ с использованием численных

*E-mail: borisov@ave.phys.msu.su

методов. При этом оказалось, что основная формула работы [10] для аксионной синхротронной светимости, выведенная для квазиклассического случая высоких энергий электронов ($\varepsilon \gg m_e c^2$) и полей $H \ll H_0$, согласуется с численными расчетами вплоть до $H/H_0 \lesssim 20$. В [11] исследована также аксионная синхротронная светимость нейтронных звезд и белых карликов.

В [8–11] использована модель с древесной аксион-электронной связью eae, описываемой лагранжианом взаимодействия [4]

$$\mathscr{L}_{ae} = \frac{g_{ae}}{2m_e}\left(\overline{\psi}\gamma^\mu\gamma^5\psi\right)\partial_\mu a. \tag{1}$$

Здесь m_e — масса электрона, $\gamma^5 = -i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$; используется система единиц, в которой $\hbar = c = 1$, сигнатура метрики $(+\,-\,-\,-)$,

$$g_{ae} = c_e \frac{m_e}{v_a} \tag{2}$$

— безразмерная константа связи, где численный коэффициент c_e зависит от выбора конкретной аксионной модели [4].

В моделях, в которых аксионы связаны древесно лишь с тяжелыми фермионами, возникает эффективное низкоэнергетическое прямое взаимодействие аксионов с фотонами типа $\gamma a\gamma$ [4]. Именно оно обеспечивает примаковский механизм фоторождения аксионов, использованный в [6, 7]. В недавней работе [12] рассмотрен синхротронный процесс $e \to ea$ в отсутствие древесной аксион-электронной связи. Он обусловлен резонансной конверсией продольного плазмона (фотона в среде), испущенного релятивистским электроном в магнитном поле, в аксион.

Для астрофизики и космологии представляют также интерес процессы распада аксиона в сильном магнитном поле на фермионную пару ($a \to f\bar{f}$) [13] и два фотона ($a \to \gamma\gamma$) [14].

В настоящей работе в рамках модели (1) вычисляется поляризационный оператор аксиона, движущегося в сильно замагниченном вырожденном электронном газе, и на его основе исследуется изменение закона дисперсии аксиона в среде.

2. С учетом вклада только электронов (см. (1)) для однопетлевого поляризационного оператора аксиона, используя метод реального времени конечнотемпературной квантовой теории поля (см., например, [15]), получаем следующее импульсное представление:

$$\Pi(k,k') = -iG_a^2 \int d^4x\, d^4x' \exp(ikx - ik'x')\mathrm{Tr}\left[\hat{k}\gamma^5 G(x,x')\hat{k}'\gamma^5 G(x',x)\right]. \tag{3}$$

Здесь k (k') — конечный (начальный) 4-импульс аксиона; $G(x,x')$ — временная одночастичная функция Грина идеального электрон-позитронного газа в постоянном магнитном поле [15]; введены также обозначения для свертки 4-вектора a^μ с γ-матрицами Дирака $\hat{a} = \gamma^\mu a_\mu$ и для размерной константы связи

$$G_a = \frac{g_{ae}}{2m_e}. \tag{4}$$

В силу трансляционной инвариантности (постоянное внешнее поле, однородная изотропная среда) поляризационный оператор (3) диагонален в импульсном пространстве:

$$\Pi(k,k') = (2\pi)^4\delta^{(4)}(k-k')\Pi(k). \tag{5}$$

Здесь $\Pi(k)$ определяет пропагатор аксиона $D(k)$ в импульсном представлении согласно уравнению Дайсона:

$$D(k) = \left[k^2 - m_a^2 - \Pi(k)\right]^{-1}, \tag{6}$$

m_a — масса свободного аксиона (в отсутствие поля и среды), которая генерируется киральной аномалией КХД [2]: $m_a \sim \Lambda_{QCD}^2/v_a$. Перенормированное значение $\Pi_R(k)$ (см. ниже) задает закон дисперсии:

$$k^2 = m_a^2 + \Pi_R(k). \tag{7}$$

3. Постоянное однородное магнитное поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{z}$ зададим 4-потенциалом A^μ в калибровке

$$A^\mu = (0, 0, xH, 0). \tag{8}$$

Тогда функцию Грина $G(x, x')$ после суммирования по спиновому квантовому числу и знаку энергии в общем выражении для нее в виде ряда по квадратичным комбинациям собственных функций оператора Дирака [15] можно представить в виде

$$\begin{gathered} G(x, x') = \left[\gamma^\mu(i\partial_\mu + eA_\mu) + m_e\right] K(x, x'), \\ K(x, x') = \frac{\sqrt{h}}{(2\pi)^3} \sum_{n=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dp_0 dp_y dp_z \exp\left[-ip_0(t - t') + ip_y(y - y') + ip_z(z - z')\right] \times \\ \times u_n(\eta) u_n(\eta') \left(R_{n+1}\Sigma_+ + R_n\Sigma_-\right), \\ R_n = \left[p_0^2 - p_z^2 - 2hn - m_e^2 + i0\right]^{-1} + 2\pi i \delta(p_0^2 - p_z^2 - 2hn - m_e^2) N_F(p_0). \end{gathered} \tag{9}$$

Здесь заряд электрона $-e < 0$, $h = eH$; $n = 0, 1, 2, \ldots$ — главное квантовое число (номер уровня Ландау); p_y, p_z — собственные значения операторов проекций канонического импульса — интегралов движения в калибровке (8); $u_n(\eta)$ — функция Эрмита от аргумента

$$\eta = \sqrt{h}(x + p_y/h), \quad \eta' = \eta(x \to x'); \quad \Sigma_\pm = (1 \pm \Sigma_3)/2, \quad \Sigma_3 = i\gamma^1\gamma^2.$$

Первое слагаемое в R_n имеет по переменной p_0 полюсы в точках $p_0 = \pm\varepsilon = \pm[m_e^2 + 2hn + p_z^2]^{1/2}$, определяющих спектр энергии электрона в магнитном поле. Второе слагаемое ($\propto \delta(p_0^2 - \varepsilon^2)$) описывает влияние электрон-позитронной среды, причем

$$N_F(p_0) = \theta(p_0)\left[\exp\left[\beta(p_0 - \mu)\right] + 1\right]^{-1} + \theta(-p_0)\left[\exp\left[\beta(-p_0 + \mu)\right] + 1\right]^{-1} \tag{10}$$

выражается через фермиевские функции распределения электронов и позитронов среды при температуре $T = 1/\beta$ и химическом потенциале μ; $\theta(\pm p_0)$ — ступенчатая функция Хевисайда.

4. Общий анализ поляризационного оператора аксиона при произвольных значениях параметров H, T, μ затруднителен. В данной работе мы ограничимся случаем сверхсильного магнитного поля и сравнительно низких температур:

$$H \gg H_0, \quad T \ll \mu - m_e, \tag{11}$$

а химический потенциал подчиним условию

$$\mu^2 - m_e^2 < 2h. \tag{12}$$

Из (11) и (12) следует, что в этом случае вкладом позитронов в (10) можно пренебречь (он подавлен фактором $\exp[-\beta(\mu - m_e)]$) и среда представляет собой вырожденный газ электронов, находящихся на основном уровне Ландау ($n = 0$):

$$N_F(p_0) = \theta(p_0)\theta(\mu - p_0), \quad p_0 = \sqrt{m_e^2 + p_z^2}. \tag{13}$$

Ограничим также область изменения 4-импульса аксиона:

$$|k_0^2 - k_z^2| \ll h. \tag{14}$$

Тогда главный вклад виртуальных (вакуумных) электронов и позитронов также формируется состояниями с $n = 0$. В результате, оставив в силу (11), (12) и (14) в сумме (9) слагаемые с $n = 0$, получаем приближенное выражение для функции Грина в сверхсильном магнитном поле:

$$G(x, x') \simeq \left(\frac{h}{\pi}\right)^{1/2} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{dp_y}{2\pi} \exp\left[-\frac{1}{2}(\eta^2 + \eta'^2) + ip_y(y - y')\right] \times$$
$$\times \int \frac{d^2p}{(2\pi)^2} \exp\left[-ip_0(t - t') + ip_z(z - z')\right] G(p)\Sigma_-. \tag{15}$$

Здесь $p = (p_0, 0, 0, p_z)$ и

$$G(p) = (\hat{p} + m_e)\left[(p^2 - m_e^2 + i0)^{-1} + 2\pi i\delta(p^2 - m_e^2)N_F(p_0)\right] \tag{16}$$

представляет собой фурье-образ функции Грина в двумерном пространстве (0, 3). При $N_F = 0$ (в отсутствие среды) (15) переходит в известный эффективно двумерный пропагатор электрона, используемый в теории электродинамических процессов в сверхсильном магнитном поле и, в частности, при исследовании поляризационного оператора фотона [16].

5. Подставим (15) в (3) и проинтегрируем по t, t', y, y', z, z', что дает законы сохранения энергии и соответствующих проекций импульса в виде произведения δ-функций

$$\prod_{n=0,y,z} \delta(k_n' - k_n)\delta(p_n' + k_n - p_n).$$

Последующее вычисление гауссовых интегралов по x, x' и тривиального интеграла по p_y приводит к $\delta(k_x' - k_x)$. В результате получаем, как и должно быть, диагональное представление поляризационного оператора (5), где

$$\Pi(k) = \frac{G_a^2}{\pi} h \exp\left(-\frac{k_\perp^2}{2h}\right)[F(l) + M(l)], \tag{17}$$

$$F(l) = -i \int \frac{d^2p}{(2\pi)^2} T(l, p)\left[p^2 - m_e^2 + i0\right]^{-1}\left[(p - l)^2 - m_e^2 + i0\right]^{-1}, \tag{18}$$

$$M(l) = 2\pi \int \frac{d^2p}{(2\pi)^2}\delta(p^2 - m_e^2)N_F(p_0)\left[\frac{T(l,p)}{(p-l)^2 - m_e^2 + i0} + (l \to -1)\right]. \tag{19}$$

Здесь $p = (p_0, 0, 0p_z)$, $l = (k_0, 0, 0, k_z)$ — двумерные векторы,

$$T(l,p) = \frac{1}{2}\,\mathrm{Tr}\left[\hat{k}\gamma^5(\hat{p} + m_e)\Sigma_-\hat{k}\gamma^5\left(\hat{p} - \hat{l} + m_e\right)\Sigma_-\right]. \tag{20}$$

В (17) функция F отвечает чисто полевому вкладу, а M описывает влияние среды. Заметим, что в M отсутствует слагаемое $\sim N_F(p_0)N_F(p_0 - l_0)$, так как

$$\delta(p^2 - m_e^2)\delta\left((p-l)^2 - m_e^2\right)\theta(p_0)\theta(p_0 - l_0) = 0.$$

С учетом соотношений

$$\left[\Sigma_-, \hat{p}\right] = 0, \quad \lfloor\Sigma_-, \gamma^5\rfloor = 0, \quad \gamma^n\Sigma_- = \Sigma_+\gamma^n \quad (n = 1, 2), \quad \Sigma_+\Sigma_- = 0$$

след (18) приводится к двумерному виду и легко вычисляется:

$$T(l,p) = \frac{1}{4}\,\mathrm{Tr}\left[\hat{l}(\hat{p} + m_e)\hat{l}\left(\hat{p} - \hat{l} - m_e\right)\right] = 2(lp)^2 - l^2(lp + p^2 + m_e^2). \tag{21}$$

Используя известное собственно-временное представление Фока—Швингера для пропагаторов вида

$$(\Delta + i0)^{-1} = -i\int\limits_0^\infty ds\,\exp\left[is(\Delta + i0)\right],$$

вычислим, учитывая (21), гауссовы интегралы по p_0 и p_z в (17). В результате для функции $F(l)$ находим интегральное представление:

$$F_R(l^2) = -i\frac{m_e^2\tau}{4\pi}\int\limits_0^1 dv\int\limits_0^\infty dx\left\{\left[1+(1-v^2)\tau\right]\exp\left[-ix\left[1-(1-v^2)\tau\right]\right] - \exp(-ix)\right\}, \tag{22}$$

$$\tau = l^2/4m_e^2.$$

Здесь проведена перенормировка по известному правилу [16]:

$$F_R(l^2) = F(l^2) - F(m_a^2) - (l^2 - m_a^2)F'(m_a^2).$$

При этом в (22) пренебрегаем малым массовым параметром $\delta_a = m_a^2/4m_e^2$. Для $m_a \lesssim 10^{-3}$ эВ [9, 12] имеем $\delta_a \lesssim 10^{-18}$.

При $\tau < 0$ получаем из (22) и (17) полевой вклад в поляризационный оператор аксиона в виде

$$\Pi_R^{(F)} = -\frac{\alpha_a}{\pi}m_e^2\frac{H}{H_0}\exp\left(-\frac{k_\perp^2}{2h}\right)\left[\frac{(1-\xi)^2}{\xi} + \frac{1-\xi}{1+\xi}\ln\xi\right]. \tag{23}$$

Здесь $\alpha_a = g_{ae}^2/4\pi$ (см. (4)) и введена удобная для аналитического продолжения по $l^2 = 4m_e^2\tau$ стандартная переменная ξ [17]:

$$\tau = -\frac{(1-\xi)^2}{4\xi}. \tag{24}$$

При $\tau > 1$ открывается канал распада аксиона на электрон-позитронную пару ($a \to e^- e^+$) в магнитном поле. Его вероятность w для реального аксиона связана с мнимой частью поляризационного оператора на массовой оболочке известным соотношением:

$$w = -\frac{1}{\omega}\,\mathrm{Im}\,\Pi_R^{(F)} = \alpha_a \frac{m_e^2}{\omega}\frac{H}{H_0}\exp\left(-\frac{k_\perp^2}{2h}\right)\theta(\tau-1)\left(1-\frac{1}{\tau}\right)^{-1/2}, \tag{25}$$

где ω — энергия аксиона.

Этот результат, следующий из (23) при $\xi = |\xi|\exp(i\pi)$ (см. (24)), совпадает с полученным в работе [13] на основе расчета амплитуды упругого рассеяния аксиона в магнитном поле. Его можно также сразу найти, учитывая (17), из представления (22):

$$\mathrm{Im}\,F_R = -\frac{l^2}{2}\int_0^1 dv\,\delta\left[1-(1-v^2)\tau\right] = -m_e^2\theta(\tau-1)\left(1-\frac{1}{\tau}\right)^{-1/2}. \tag{26}$$

Рассмотрим вклад среды M (19) в поляризационный оператор аксиона. Заметим, что он не перенормируется [15]. Интегрирование по p_z в (19) с помощью δ-функции при учете (13) и (21) дает

$$M = -\frac{m_e^2}{2\pi}l^2\int_{m_e}^{\mu}\frac{d\varepsilon}{q}\left[D(l,p)+D(-l,p)+D(l,\tilde{p})+D(-l,\tilde{p})\right],$$
$$D(l,p) = \left[l^2-2(lp)+i0\right]^{-1}. \tag{27}$$

Здесь ε — энергия электронов среды, $q = \sqrt{\varepsilon^2 - m_e^2}$, двумерные скалярные произведения равны $lp = k_0\varepsilon - k_z q$, $l\tilde{p} = k_0\varepsilon + k_z q$.

Мнимая часть (27) определяется по формуле Сохоцкого:

$$\frac{1}{x+i0} = \mathrm{P}\frac{1}{x} - i\pi\delta(x), \tag{28}$$

где P — символ главного значения. Из (27) и (28) получаем на массовой оболочке

$$\mathrm{Im}\,M = \frac{m_e^2}{2}\theta(\tau-1)\left[\theta(\mu-\varepsilon_+)+\theta(\mu-\varepsilon_-)\right],$$
$$\varepsilon_\pm = \frac{\omega}{2} \pm \frac{k_z}{2}\left(1-\frac{1}{\tau}\right)^{1/2}. \tag{29}$$

Здесь $\varepsilon_\pm$ — корни уравнений $l^2 - 2\omega\varepsilon \pm 2k_z q = 0$.

Из (17), (26) и (29) с учетом (25) находим вероятность распада аксиона на e^-e^+-пару в присутствии замагниченного вырожденного электронного газа:

$$w_M = \frac{1}{2}\left[\theta(\varepsilon_+ - \mu) + \theta(\varepsilon_- - \mu)\right] w, \tag{30}$$

где w — вероятность (25) в отсутствие среды. Подчеркнем, что мнимая часть вклада среды (29) положительна и в сумме с отрицательным полевым вкладом (26) приводит к блокирующему паулиевскому фактору в (30): $1-\theta(x) = \theta(-x)$. Он запрещает рождение электронов внутри заполненной сферы Ферми (при $\varepsilon_\pm < \mu$).

Для действительной части (27) на массовой оболочке, учитывая (28), получаем представление

$$\mathrm{Re}\, M = -\frac{m_e^2}{\pi}\tau \fint_0^\lambda dx \left[\frac{1}{\tau - \mathrm{ch}^2(x-\psi)} + \frac{1}{\tau - \mathrm{ch}^2(x+\psi)}\right]. \tag{31}$$

Здесь использована замена переменной $\varepsilon \to x$: $\varepsilon = m_e \,\mathrm{ch}\, x$, $q = m_e \,\mathrm{sh}\, x$, и введены параметры λ и ψ:

$$\mathrm{ch}\,\lambda = \frac{\mu}{m_e}, \quad \mathrm{th}\,\psi = \frac{k_z}{\omega}. \tag{32}$$

Интеграл (31) выражается через элементарные функции.

Ниже мы ограничимся рассмотрением предельных случаев, интересных для астрофизических приложений.

6. Для аксиона на массовой оболочке

$$l^2 = 4m_e^2\tau = \omega^2 - k_z^2 = m_a^2 + k_\perp^2 > 0, \tag{33}$$

и условие (14) дает $k_\perp^2 \ll h$, так что можно положить $\exp(-k_\perp^2/2h) \simeq 1$. Заметим, что мнимая часть поляризационного оператора формируется вкладом реальных электронов и позитронов и выражение для нее справедливо при выполнении более слабого условия $k_\perp^2 < 2h$. Поэтому в (25) допустимо сохранение экспоненциального множителя.

При $\tau \ll 1$ (значительно ниже порога распада $a \to e^- e^+$) из (22), (31) и (17) находим

$$\Pi_R = \Pi_R^{(F)} + \Pi^{(M)} = \frac{\alpha_a}{\pi} m_e^2 \frac{H}{H_0}\tau \left\{\nu_+ + \nu_- + \tau\left[\nu_+ + \nu_- - \frac{1}{3}(\nu_+^3 + \nu_-^3) - \frac{4}{3}\right]\right\}. \tag{34}$$

Здесь

$$\nu_\pm = \mathrm{th}(\lambda \pm \psi) = \frac{\nu\omega \pm k_z}{\omega \pm \nu k_z}, \quad \nu = \mathrm{th}\,\lambda = \left[1 - \left(\frac{m_e}{\mu}\right)^2\right]^{1/2}.$$

Главный вклад в этом случае вносит среда ($\sim \tau$), чисто полевой вклад $\sim \tau^2$. Заметим, что если аксион движется вдоль поля **H** ($k_\perp = 0$), то, как видно из (33) и (34), $\Pi_R \to 0$ в пределе безмассового аксиона ($m_a \to 0$).

В области высоких энергий ($\tau \gg 1$) получаем следующую асимптотику поляризационного оператора:

$$\Pi_R = \frac{\alpha_a}{\pi} m_e^2 \frac{H}{H_0}\left[4\tau + \ln(4\tau) - 4\,\mathrm{Arch}\,\frac{\mu}{m_e} - i\pi\right], \tag{35}$$

и полевой вклад преобладает.

Запишем закон дисперсии (7) в виде

$$\omega^2 = k_\perp^2 + k_z^2 + m_a^2 + \Pi_R(k). \tag{36}$$

Из (34)–(36) следует, что в замагниченной среде генерируется радиационный сдвиг массы аксиона — динамическая масса, квадрат которой, по определению [15], равен

$$\delta m_a^2 = \mathrm{Re}\,\Pi_R.$$

При $\tau \gtrsim 1$ находим для нее оценку:

$$\delta m_a \sim g_{ae} m_e \left(\frac{H}{H_0}\tau\right)^{1/2}. \tag{37}$$

Полагая $k_\perp \gtrsim m_e$, получим

$$\delta m_a \gtrsim 10^6 g_{ae} \left(\frac{k_\perp}{1\ \text{МэВ}}\right) \left(\frac{H}{10^{13}\ \text{Гс}}\right)^{1/2}\ \text{эВ}. \tag{38}$$

При $g_{ae} \sim 10^{-13}$ [4, 10] и $H \gtrsim 10^{17}$ Гс (такие поля [18, 19] и даже $H \sim 10^{18}$–10^{20} Гс [20] могут существовать во внутренних областях нейтронных звезд) из (38) следует $\delta m_a \gtrsim 10^{-5}$ эВ.

Химический потенциал μ вырожденного газа электронов, находящихся на основном уровне Ландау ($n = 0$) в магнитном поле, связан с концентрацией электронов n_e известным соотношением:

$$n_e = \frac{hp_F}{2\pi^2}, \tag{39}$$

где $p_F = \sqrt{\mu^2 - m_e^2}$ — импульс Ферми. Записав (12) в виде

$$\frac{H}{H_0} > \frac{1}{2}\left(\frac{p_F}{m_e}\right)^2, \tag{40}$$

получаем с учетом (39) ограничение сверху на концентрацию:

$$n_e < \frac{\lambda_e^{-3}}{\sqrt{2}\,\pi^2}\left(\frac{H}{H_0}\right)^{3/2}, \tag{41}$$

где $\lambda_e = 1/m_e$ — комптоновская длина волны электрона. При $H = 2 \cdot 10^{17}$ Гс из (40) и (41) находим $p_F < 50$ МэВ, $n_e < 10^{36}$ см$^{-3}$. Положим далее $T \sim 10^{10}$ К$\sim$ 1 МэВ и $k_\perp \gtrsim T$. Тогда можно удовлетворить условиям (11), (12), (14) и оправдать применение оценки (38).

Таким образом, в условиях сильно замагниченных нейтронных звезд генерируется динамическая масса аксиона, величина которой может попасть в интервал существующих ограничений на массу аксиона [3, 4, 12]: 10^{-5} эВ$\lesssim m_a \lesssim 10^{-2}$ эВ. Следовательно, $\delta m_a \sim m_a$ и закон дисперсии (36) заметно отличается от вакуумного ($k^2 = m_a^2$). Это необходимо учитывать, например, при исследовании резонансной конверсии плазмона в аксион ($\gamma \to a$) в магнитном поле, обусловленной пересечением соответствующих дисперсионных кривых (как уже отмечалось выше, этот процесс в поле $H \ll H_0$ и в отсутствие прямой связи (1) рассмотрен в [12]). Заметим также, что вероятность распада $a \to e^- e^+$ в магнитном поле (25) имеет корневую пороговую сингулярность (при $\tau \to 1+0$). Эта особенность устраняется аккуратным учетом закона дисперсии аксиона вблизи порога, и вероятность оказывается конечной [13]: $w \sim m_e(\alpha_a H/H_0)^{2/3}$. Детальный анализ той же пороговой сингулярности (циклотронного резонанса) в магнитном поле и ее устранения для процесса распада фотона ($\gamma \to e^- e^+$) был дан ранее в [21], где, в частности, подчеркнуто, что указанная особенность объясняется эффектом квантования фазового объема заряженных частиц в магнитном поле.

Авторы благодарят О. Ф. Дорофеева, П. А. Эминова и В. Ч. Жуковского за полезные обсуждения результатов.

Литература

1. R. D. Peccei and H. R. Quinn, Phys. Rev. Lett. **38**, 1440 (1977).
2. S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **40**, 223 (1978). F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **40**, 279 (1978).
3. Particle Data Group: R. M. Barnett et al., Phys. Rev. D **50**(1) (part I) 1 (1996).
4. G. G. Raffelt, Phys. Rep. **198**, 1 (1990).
5. В. М. Липунов, *Астрофизика нейтронных звезд*, Наука, Москва (1987).
6. А. В. Аверин, А. В. Борисов, В. Ч. Жуковский, А. А. Эльсаббах, Препринт физич. фак. МГУ № 3/1993 (1993).
7. А. В. Борисов, К. В. Жуковский, ЯФ **58**, 1298 (1995).
8. А. В. Борисов, В. Ю. Гришина, Вестник МГУ. Физ., астрон. № 4, 24 (1996).
9. А. В. Борисов, В. Ю. Гришина, ЖЭТФ **110**, 1575 (1996).
10. А. В. Борисов, В. Ю. Гришина, ЖЭТФ **106**, 1553 (1994).
11. M. Kachelriess, C. Wilke, and G. Wunner, Phys. Rev. D **56**, 1313 (1997).
12. N. V. Mikheev, G. Raffelt, and L. A. Vassilevskaya, E-print archive hep-ph/9803486.
13. N. V. Mikheev and L. A. Vassilevskaya, Phys. Lett. B **410**, 203 (1997).
14. N. V. Mikheev and L. A. Vassilevskaya, Phys. Lett. B **410**, 207 (1997). Л. А. Василевская, Н. В. Михеев, А. Я. Пархоменко, ЯФ **60**, 2224 (1997).
15. А. В. Борисов, А. С. Вшивцев, В. Ч. Жуковский, П. А. Эминов, УФН **167**, 241 (1997).
16. В. В. Скобелев, Изв. Вузов. Физика № 10, 142 (1975). В. В. Скобелев, Дисс. ...: докт. физ.-мат. наук, МИИГАиК, Москва (1982).
17. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Квантовая электродинамика*, Наука, Москва (1989), с. 563.
18. И. М. Тернов, О. Ф. Дорофеев, ЭЧАЯ **25**, 1 (1994).
19. M. Bocquet, S. Bonazzola, E. Gourgoulhon, and J. Novak, Astron. Astrophys. **301**, 757 (1995).
20. D. Bandyopadhyay, S. Chakrabarty, and S. Pal, Phys. Rev. Lett. **79**, 2176 (1997).
21. А. Е. Шабад, Тр. ФИАН **192**, 5 (1988).