

О резонансном рождении аксионов в магнитосфере магнитара

Н. В. Михеев, Д. А. Румянцев¹⁾, Ю. Е. Школьникова

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова, 150000 Ярославль, Россия

Поступила в редакцию 21 сентября 2009 г.

Рассмотрено влияние замагниченной плазмы на процесс резонансного фоторождения аксионов на электромагнитных мультипольных компонентах среды, $i \rightarrow f + a$. Показано, что аксионная светимость в области резонанса за счет всевозможных реакций с участием частиц среды однозначно выражается через светимость перехода фотон \rightarrow аксион. Найдено число аксионов, рождаемых равновесным реликтовым излучением в магнитосфере магнитара. Показано, что рассмотренный резонансный механизм не эффективен для производства холодной скрытой массы.

PACS: 14.70.Bh, 14.80.-j, 95.30.Cq

Аксион, предложенный Печчеи и Куинн [1] для решения проблемы сохранения СР инвариантности сильных взаимодействий, остается в настоящее время не только самым привлекательным решением проблемы СР, но и наиболее вероятным кандидатом на роль холодной темной материи Вселенной. Поскольку масштаб нарушения симметрии Печчеи – Куинн, f_a , оказывается велик, аксионы очень слабо взаимодействуют с веществом (константа взаимодействия $f_a^{-1} \lesssim 10^{-8} \text{ ГэВ}^{-1}$ [2]). В этой связи возникают определенные трудности на пути экспериментального обнаружения аксиона.

В то же время, влияние внешней активной среды на реакции с участием аксионов, в зависимости от значений параметров среды (температуры – T , химического потенциала – μ или индукции магнитного поля – B), может как катализировать эти реакции, так и оказывать дополнительное (к f_a^{-1}) их подавление. Особый интерес представляет изучение процессов с участием аксионов в экстремальных условиях сильного магнитного поля, $B \gg B_e$ ($B_e = m^2/e \simeq 4.41 \cdot 10^{13} \text{ Гс}^2$). Подобные условия могут реализовываться в магнитосферах магнитаров – особом классе нейтронных звезд с магнитными полями, значительно превышающими B_e и достигающими значений $10^{14} - 10^{16} \text{ Гс}$ [3–5]. Кроме того, в окрестности таких объектов возможно присутствие многокомпонентной (электрон-позитронной или ионной) плазмы. В частности, оценка концентрации для электронной компоненты в области закрытых силовых линий дает [6]

$$n \sim \left(\frac{1}{R_{NS}\Omega} \right) n_{GJ} \simeq 5 \cdot 10^5 \left(\frac{10 \text{ рад/с}}{\Omega} \right) \left(\frac{10 \text{ км}}{R_{NS}} \right) n_{GJ} \gg n_{GJ}, \quad (1)$$

где

$$n_{GJ} = 7 \cdot 10^{-2} \frac{B}{P} \text{ см}^{-3} \simeq 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} \left(\frac{B}{100 B_e} \right) \left(\frac{10 \text{ с}}{P} \right) \quad (2)$$

– концентрация заряда Голдрайха-Джулиана [7].

В таких условиях представляет интерес рассмотреть процесс рождения аксионов в реакции общего вида $i \rightarrow f + a$ (диаграмма на рис.1), где в началь-

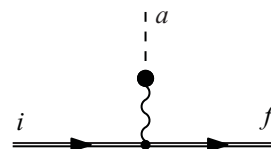


Рис.1. Диаграммы Фейнмана для процесса общего вида $i \rightarrow f + a$. Двойные линии означают, что влияние внешнего поля на начальное и конечное состояния учтено точно

ном (i) и конечном (f) состояниях могут присутствовать электромагнитные мультипольные компоненты среды. На рис.1 зачерненный кружок обозначает эффективную вершину γa взаимодействия (диаграммы на рис.2). Нетрудно видеть, что из-за наличия виртуального фотона рассматриваемый процесс может иметь резонансный характер. Похожая ситуация для области, близкой к резонансу, была рассмотрена в недавней работе [8] на примере комптоновского рассеяния реликтовых фотонов на электронах и позитронах магнитосферы магнитара. Однако, как мы показы-

¹⁾ e-mail: rda@uniyar.ac.ru

²⁾ Используется естественная система единиц $c = \hbar = k = 1$, m – масса электрона. Везде в работе $e > 0$ – элементарный заряд.

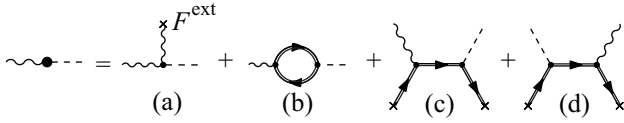


Рис.2. Диаграммы Фейнмана для эффективной вершины γa взаимодействия

ваем в этом письме, результаты, полученные в [8], являются неточными.

В существующих аксионных моделях и в присутствии внешнего магнитного поля процесс $i \rightarrow f + a$ можно описать эффективным лагранжианом вида [2]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{a\gamma}(x) = & g_{a\gamma} \tilde{F}^{\mu\nu} [\partial_\nu A_\mu(x)] a(x) + \\ & + \frac{g_{af}}{2m_f} [\bar{\psi}_f(x) \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f(x)] \partial_\mu a(x) + \\ & + Q_f [\bar{\psi}_f(x) \gamma^\mu \psi_f(x)] A_\mu(x), \end{aligned} \quad (3)$$

где A_μ – четырехмерный потенциал квантованного электромагнитного поля, $\tilde{F}^{\mu\nu}$ – дуальный тензор внешнего поля, $\psi_f(x)$ и $a(x)$ – квантованные фермионное и аксионное поля, $g_{a\gamma} = \alpha \xi / 2\pi f_a$, ξ – модельно зависимый параметр порядка единицы, $g_{af} = C_f m_f / f_a$ – безразмерная юкавская константа связи аксионов с фермионами с модельно зависимым фактором C_f , Q_f – электрический заряд фермиона (для электрона $Q_f = -e$).

Исходя из лагранжиана (3), амплитуда процесса $i \rightarrow f + a$ может быть представлена в следующем виде:

$$\mathcal{M}_{i \rightarrow f}^a = - \frac{\mathcal{M}_{if}^\gamma \mathcal{M}_{\gamma \rightarrow a}}{q'^2 - \mathcal{P}^{(\varepsilon)}(q')}, \quad (4)$$

где \mathcal{M}_{if}^γ – амплитуда процесса $i \rightarrow f + \gamma$ с излучением фотона в конечном состоянии,

$$\mathcal{M}_{\gamma \rightarrow a} = i \bar{g}_{a\gamma} (\varepsilon \tilde{F} q') \quad (5)$$

– амплитуда перехода фотон \rightarrow аксион, $q'^\mu = (\omega', \mathbf{k}')$ – четырехмерный импульс аксиона, $\mathcal{P}^{(\varepsilon)}(q')$ – собственное значение поляризационного оператора фотона, которому соответствует вектор поляризации ε_α . Эффективную константу аксион-фотонного взаимодействия, $\bar{g}_{a\gamma}$, можно представить в виде трех слагаемых: $\bar{g}_{a\gamma} = g_{a\gamma} + \Delta g_{a\gamma}^B + \Delta g_{a\gamma}^{pl}$. Первое слагаемое соответствует взаимодействию аксиона с электромагнитным полем, обусловленному аномалией Адлера (диаграмма (a) на рис.2), второе обусловлено взаимодействием аксиона с фотоном через электронную петлю (диаграмма (b) на рис.2), а третье соответствует рассеянию вперед на электронах и позитронах плазмы (диаграммы (c) и (d) на рис.2). Подробный расчет

$\Delta g_{a\gamma}^B$ и $\Delta g_{a\gamma}^{pl}$ был сделан ранее в работах [9] и [10], соответственно. Здесь мы отметим только, что для корректного вычисления величины $\Delta g_{a\gamma}^B$, в ней необходимо произвести вычитание, соответствующее аномалии Адлера [9]. Этот факт, в частности, не был учтен в работе [8], что является одной из причин ошибочности полученных там результатов.

Далее представим $\mathcal{P}^{(\varepsilon)}(q')$ в виде $\mathcal{P}^{(\varepsilon)} = \Re - i\Im$, где $\Re = \text{Re}(\mathcal{P})$ – реальная, а $\Im = \text{Im}(\mathcal{P})$ – мнимая части поляризационного оператора. Последняя обусловлена процессами поглощения и излучения фотонов в плазме и, согласно [11], следующим образом выражается через полную ширину рождения фотона Γ_{cr} :

$$\Im = \omega' (e^{\omega'/T} - 1) \Gamma_{cr}, \quad (6)$$

$$\Gamma_{cr} = \sum_{i,f} \int |\mathcal{M}_{if}^\gamma|^2 d\Phi_{if},$$

где $d\Phi_{if}$ – элемент фазового объема состояний i и f для процесса $i \rightarrow f + \gamma$ с учетом соответствующих функций распределения, и сумма берется по всем возможным начальным и конечным состояниям.

С учетом вышесказанного, аксионная светимость за счет всевозможных реакций с участием частиц плазмы может быть представлена в виде

$$Q = \sum_{i,f} \int d\Phi_{if} d\Phi' \omega' |\mathcal{M}_{if}^\gamma|^2, \quad (7)$$

где $d\Phi' = d^3k' / (2\pi)^3 2\omega'$ – фазовый объем аксиона.

С учетом (4) и (6) Q примет вид

$$Q = \int \frac{d\Phi' |\mathcal{M}_{\gamma \rightarrow a}|^2}{e^{\omega'/T} - 1} \frac{\Im}{(q'^2 - \Re)^2 + \Im^2}. \quad (8)$$

Как видно из (8), наиболее существенный вклад в аксионную светимость будет давать область резонанса, то есть окрестность точки пересечения дисперсионных кривых аксиона, $q'^2 = m_a^2$, и фотона, $q'^2 = \Re$, так, что фотон становится реальным. В окрестности резонанса часть подынтегрального выражения в (8) можно интерполировать δ -функцией:

$$\frac{\Im}{(q'^2 - \Re)^2 + \Im^2} \simeq \pi \delta(q'^2 - \Re). \quad (9)$$

Воспользовавшись свойствами δ -функции, перепишем (9) в виде

$$\frac{\Im}{(q'^2 - \Re)^2 + \Im^2} \simeq \pi \int \frac{d^3k}{2\omega} Z_\varepsilon \delta^4(q - q'), \quad (10)$$

где $Z_\varepsilon^{-1} = 1 - \partial \Re / \partial \omega^2$ соответствует перенормировке волновой функции фотона.

С учетом (10) светимость (8) примет вид

$$Q \simeq (2\pi)^4 \int \frac{d^3k}{2\omega(2\pi)^3} \frac{\omega}{e^{\omega/T} - 1} \times \\ \times \int \frac{d^3k'}{2\omega'(2\pi)^3} Z_\varepsilon |\mathcal{M}_{\gamma \rightarrow a}|^2 \delta^4(q - q'). \quad (11)$$

Полученное выражение в точности соответствует формуле для аксионной светимости в процессе $\gamma \rightarrow a$. Таким образом, аксионная светимость в области резонанса за счет всевозможных реакций с участием частиц среды однозначно выражается через светимость перехода фотон \rightarrow аксион.

После интегрирования с δ -функциями светимость приводится к виду

$$Q = \frac{\bar{g}_{a\gamma}^2 (eB)^2}{32\pi^2 \alpha} \int_{-1}^1 \frac{dx}{e^{\omega/T} - 1} \frac{Z_\varepsilon k(\varepsilon \tilde{\varphi} q)^2}{\left| 1 - \frac{d\omega^2}{dk^2} \right|} \Big|_{k=k^*}. \quad (12)$$

Здесь $x = \cos\theta$, θ – угол между направлением импульса фотона и магнитным полем, $k^* = k^*(\theta)$ – корень уравнения $\omega^2(\mathbf{k}) = m_a^2 + k^2$, $\tilde{\varphi}_{\alpha\beta} = \tilde{F}_{\alpha\beta}/B$.

Дальнейшее вычисление светимости будет существенно зависеть от характеристик плазмы, определяющих, в конечном итоге, дисперсионные свойства фотонов. Здесь мы остановимся на двух частных случаях.

i) Слабо замагниченная плотная плазма, $m_a^2 \ll \ll eB \ll T^2, \mu^2$. В этом случае в качестве ε_α будет выступать вектор поляризации продольного плазмона

$$\varepsilon_\alpha = \sqrt{\frac{q^2}{(uq)^2 - q^2}} \left(u_\alpha - \frac{(uq)}{q^2} q_\alpha \right), \quad (13)$$

где u_α – 4-скорость плазмы. Светимость (12) примет простой вид:

$$Q = \frac{\bar{g}_{a\gamma}^2 (eB)^2}{48\pi^2 \alpha} \frac{(k^*)^3}{e^{k^*/T} - 1} \quad (14)$$

в полном согласии с результатом работы [12]. Отметим, что в данном пределе величина k^* не зависит от θ , а определяется только параметрами плазмы.

ii) Сильно замагниченная плазма, $eB \gg m^2, \mu^2 \gg \gg T^2$. Здесь

$$\varepsilon_\alpha = (q\tilde{\varphi})_\alpha / \sqrt{q\tilde{\varphi}\tilde{\varphi}q},$$

$$\Re \simeq (q\tilde{\varphi}\tilde{\varphi}q) \left(\frac{\omega_p^2(1+\eta)}{\omega^2} - \eta \right)^3, \quad \eta = (\alpha/3\pi)(B/B_e).$$

³⁾ Плазменная частота ω_p следующим образом связана с концентрацией электронов: $\omega_p^2 = 4\pi\alpha n/m$.

Кроме того, в рассматриваемом пределе $\bar{g}_{a\gamma} \simeq g_{a\gamma}$. Однако, в отличие от случая слабо замагниченной плазмы, светимость до конца интегрируется лишь в некоторых частных случаях:

- масса аксиона – наименьший параметр задачи, то есть $\omega_p, T \gg m_a$ (например, рождение легких с массой, меньшей, чем 10^{-5} эВ, аксионов в магнитосфере магнитара (см. формулу (1)). В этом случае $k^* \simeq \omega_p \sqrt{1 + 1/\eta}$, и светимость (12) примет вид

$$Q \simeq \frac{g_{a\gamma}^2 (eB)^2}{16\pi^2 \alpha} \omega_p^3 \frac{(1+\eta)^{3/2}}{\eta^{5/2}} \times \\ \times \left(\exp \left[\frac{\omega_p}{T} \sqrt{1 + \frac{1}{\eta}} \right] - 1 \right)^{-1}; \quad (15)$$

- $\omega_p \gg T \sim m_a$. Анализ показывает, что в этом случае интеграл в (12) набирает свою величину в области $x \simeq 1$ и, следовательно, $k^* \simeq \omega_p$. Тогда светимость примет вид

$$Q \simeq \frac{g_{a\gamma}^2 (eB)^2}{16\pi^2 \alpha} T m_a^2 e^{-\omega_p/T}. \quad (16)$$

Кроме светимости, представляет самостоятельный интерес оценка количества аксионов, рождаемых в магнитосфере магнитара в единице объема за единицу времени с помощью рассмотренного выше резонансного механизма, поскольку аксион является одним из основных кандидатов в составляющие холодной темной материи. Аналогично (12), (15) и (16), получаем:

$$\frac{dN}{dt dV} = \frac{g_{a\gamma}^2 (eB)^2}{32\pi^2 \alpha} \int_{-1}^1 \frac{dx}{e^{\omega/T} - 1} \frac{k Z_\varepsilon (\varepsilon \tilde{\varphi} q)^2}{\left| 1 - \frac{d\omega^2}{dk^2} \right|} \Big|_{k=k^*}, \quad (17)$$

$$\frac{dN}{dt dV} \simeq \frac{g_{a\gamma}^2 (eB)^2}{16\pi^2 \alpha} \omega_p^2 \frac{1+\eta}{\eta^2} \times \\ \times \left(\exp \left[\frac{\omega_p}{T} \sqrt{1 + \frac{1}{\eta}} \right] - 1 \right)^{-1}, \quad \omega_p, T \gg m_a, \quad (18)$$

$$\frac{dN}{dt dV} \simeq \frac{g_{a\gamma}^2 (eB)^2}{16\pi^2 \alpha} \frac{T m_a^2}{\omega_p} e^{-\omega_p/T}, \quad \omega_p \gg T \sim m_a. \quad (19)$$

В частности, для числа аксионов, рождаемых реликтовым излучением ($T \sim m_a \sim 10^{-3}$ эВ), минимальной концентрации плазмы ($\sim 10^{15}$ см $^{-3}$), при которой все еще реализуется резонансный механизм ($\omega_p \gtrsim m_a$), и величине магнитного поля $B = 100B_e$,

получаем из (17) следующую максимальную оценку: $dN/dV dt \sim 10^{10}$ штук в 1 см^{-3} за 1 с. Таким образом, в объеме магнитосферы магнитара ($\sim 10^{19} \text{ см}^3$), заполненной сильным магнитным полем, рождается за секунду 10^{29} аксионов. Оценивая в самом оптимистичном варианте число магнитаров в Галактике $\sim 10^6$, получаем, что за $\sim 10^9$ лет они произведут $\sim 10^{51}$ аксионов, и, следовательно, концентрация аксионов в Галактике должна быть $n_a \sim 10^{-21} \text{ см}^{-3}$. Это число можно сравнить, например, с концентрацией барионов $n_b \sim 10^{-7} \text{ см}^{-3} \gg n_a$. Следовательно, утверждение автора [8] о том, что “окрестности магнитных нейтронных звезд с полями $B \gg B_e$ могут являться мощными генераторами по преобразованию реликтового излучения в аксионную составляющую холодной скрытой массы” не является верным.

В заключение подведем некоторые итоги. Нами рассмотрен процесс резонансного рождения аксионов в реакции общего вида: $i \rightarrow f + a$. Показано, что вычисление аксионной светимости за счет такого процесса сводится, в случае резонанса, к вычислению светимости за счет перехода фотон \rightarrow аксион. Проанализированы два частных случая слабо и сильно замагниченной плазмы. Найдено количество аксионов, рождаемых в магнитосфере магнитара равновесным реликтовым излучением. Показано, что даже при концентрации плазмы $n \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ данный механизм не эффективен для производства холодной скрытой массы.

Авторы выражают благодарность С.Б. Попову, М.В. Чистякову, А.Я. Пархоменко, А.А. Гвоздеву и И.С. Огневу за полезные обсуждения и ценные замечания.

Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам Президента Российской Федерации для поддержки молодых российских ученых и ведущих научных школ, грант # НШ-497.2008.2, Министерства образования и науки РФ по программе “Развитие научного потенциала высшей школы”, проект # 2.1.1/510, и Российского фонда фундаментальных исследований, грант # 07-02-00285-а.

1. R. D. Peccei and H. R. Quinn, Phys. Rev. Lett. **38**, 1440 (1977); Phys. Rev. D **16**, 1791 (1977).
2. G. G. Raffelt, *Stars as Laboratories for Fundamental Physics*, Chicago: University of Chicago Press, 1996.
3. R. C. Duncan and C. Thompson, Astrophys. J. **392**, L9 (1992).
4. C. Thompson and R. C. Duncan, Mon. Not. R. Astron. Soc. **275**, 255 (1995).
5. R. C. Duncan and C. Thompson, Astrophys. J. **473**, 322 (1996).
6. C. Thompson, M. Lyutikov, and S. R. Kulkarni, Astrophys. J. **574**, 332 (2002).
7. P. Goldreich and W. H. Julian, Astrophys. J. **157**, 869 (1969).
8. В. В. Скобелев, ЖЭТФ **132**, 1121 (2007).
9. Л. А. Василевская, Н. В. Михеев, О. С. Овчинников, ЯФ **62**, 1662 (1999).
10. N. V. Mikheev and E. N. Narynskaya, Mod. Phys. Lett. A **21**, 433 (2006).
11. H. A. Weldon, Phys. Rev. D **28**, 2007 (1983).
12. N. V. Mikheev, G. Raffelt, and L. A. Vassilevskaya, Phys. Rev. D **58**, 055008.