

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 539.12.01

ИЗЛУЧЕНИЕ АКСИОНОВ ПРИ РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА ФЛЮКСОИДАХ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ ЯДРЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

А. В. Борисов, П. Е. Сизин

(кафедра теоретической физики)

Рассмотрено тормозное излучение аксионов при рассеянии электронов в магнитном поле абрикосовских нитей (флюксоидов), несущих один квант магнитного потока. Вычислена аксионная светимость сильно вырожденного релятивистского электронного газа за счет указанного процесса в условиях сверхпроводящего ядра нейтронной звезды. Из сравнения этой светимости со светимостью, обусловленной тормозным излучением нейтринных пар при рассеянии электронов на флюксоидах, получено ограничение на константу аксион-электронной связи.

1. Аксион [1] — псевдоголдстоуновский бозон, который возникает при спонтанном нарушении дополнительной глобальной симметрии $U(1)_{PQ}$, введенной в работе [2] с целью достаточно естественного решения проблемы априорно сильного несохранения CP -четности в стандартной модели взаимодействий элементарных частиц (см., напр., [3]). Константы возможных связей аксиона с обычными частицами очень малы, будучи обратно пропорциональными энергетическому масштабу v_a нарушения симметрии $U(1)_{PQ}$: согласно экспериментальным данным [4], $v_a \gtrsim 10^{10}$ ГэВ, что значительно превышает электрослабый масштаб $v_w \simeq 250$ ГэВ. Обзор различных аксионных моделей дан в работе [5].

Сверхслабое взаимодействие аксионов с обычным веществом и излучением делает поиск аксионов в лабораторных условиях весьма затруднительным. Однако аксионные эффекты могут быть значительно усилены в условиях больших плотностей вещества, высоких температур, сильных магнитных полей, характерных для астрофизики (например, в нейтронных звездах [6]). Различные процессы рождения аксионов в звездах приводят к дополнительным энергетическим потерям, и из условия, что эти потери не оказывают заметного влияния на стандартный сценарий звездной эволюции, следуют ограничения на параметры аксионных моделей [4, 5].

Сильное внешнее поле существенно изменяет вероятность процессов, идущих и в его отсутствие, а также открывает новые каналы реакций [7]. В недавних работах [8–14] исследовался ряд процессов испускания аксионов в присутствии постоянного магнитного поля: комптоновский [8–10] и примаковский [8, 11] механизмы фоторождения аксионов на электронах ($\gamma + e \rightarrow e + a$), синхротронное излучение аксионов [12, 13] ($e \rightarrow e + a$) и резонансная конверсия продольного плазмона (фотона в среде), испущенного электроном в магнитном поле, в аксион [14]. Рассмотрены также астрофизические приложения [10–14] и получены ограничения на констан-

ты аксион-электронной [10, 12, 13] и аксион-фотонной [11] связей и массу аксиона [10, 11, 14].

В экстремальных условиях высокой плотности вещества и сильного магнитного поля, характерных для нейтронных звезд [6], наряду с синхротронным механизмом излучения аксионов [12,13] возможен процесс тормозного излучения аксионов электронами при их рассеянии в сильно неоднородном магнитном поле в сверхпроводящем ядре нейтронной звезды (качественно этот эффект обсуждался в работе [13]). Общепринято, что сверхтекучая протонная жидкость представляет собой сверхпроводник второго рода [15], в котором первоначально однородное магнитное поле разбивается на отдельные флюксоиды f (абрикосовские нити) со сверхсильным полем, погруженные в сверхпроводящую среду, не содержащую поля [16]. Магнитное поле флюксоида представляется в виде [15]

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\phi_0}{2\pi\lambda^2} K_0\left(\frac{r}{\lambda}\right) \mathbf{e}_z, \quad r = \sqrt{x^2 + y^2}. \quad (1)$$

Здесь $\phi_0 = \pi\hbar c/e$ — элементарный квант магнитного потока, который несет каждый флюксоид, λ — глубина проникновения поля, K_0 — функция Макдональда.

В настоящей работе вычисляется аксионная светимость Q_a сильно вырожденного электронного газа в условиях ядра нейтронной звезды за счет механизма тормозного излучения

$$e + f \rightarrow e + f + a. \quad (2)$$

Из сравнения Q_a с нейтринной светимостью Q_ν за счет аналогичного процесса испускания нейтринных пар

$$e + f \rightarrow e + f + \nu + \bar{\nu}, \quad (3)$$

исследованной ранее в [17], находится ограничение на константу аксион-электронной связи g_{ae} .

Мы используем модель с древесной аксион-электронной связью eae , описываемой лагранжианом

взаимодействия [5]

$$\mathcal{L}_{ae} = \frac{g_{ae}}{2m} (\bar{\psi} \gamma^\mu \gamma^5 \psi) \partial_\mu a. \quad (4)$$

Здесь m — масса электрона, $\gamma^5 = -i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$; выбрана система единиц, в которой $\hbar = c = k_B = 1$, сигнатура метрики $(+ - - -)$. Безразмерная константа связи имеет вид

$$g_{ae} = c_e \frac{m}{v_a},$$

где численный коэффициент c_e определяется конкретной аксионной моделью [5]. В первом порядке по константе связи g_{ae} лагранжиан (4) эквивалентен лагранжиану с псевдоскалярной связью

$$\mathcal{L}_{ae} = -ig_{ae} (\bar{\psi} \gamma^5 \psi) a.$$

2. Матричный элемент процесса (2) в главном порядке теории возмущений по константам связей g_{ae} и e имеет вид

$$S_{fi} = -\frac{eg_{ae}}{\sqrt{(2V)^3 \varepsilon \varepsilon' \omega}} \times \int \frac{d^2 q_\perp}{(2\pi)^2} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p' + k - p - q) b(q_\perp) \times \times \bar{u}(p') \left\{ \hat{n} \frac{\hat{l} + m}{l^2 - m^2} \gamma^5 + \gamma^5 \frac{\hat{l}' + m}{l'^2 - m^2} \hat{n} \right\} u(p). \quad (5)$$

Здесь $u(p)$ — биспинор начального электрона с 4-импульсом $p^\mu = (\varepsilon, \mathbf{p})$, штрих относится к конечному электрону; $k^\mu = (\omega, \mathbf{k})$ — 4-импульс аксиона: $l = p - k$, $l' = p' + k$; $\hat{a} = \gamma^\mu a_\mu$; $V = L_x L_y L_z$ — нормировочный объем. Учтено также выражение для фурье-образа вектор-потенциала $A^\mu(x) = (0, \mathbf{A}(\mathbf{r}))$, отвечающего напряженности магнитного поля (1):

$$A^\mu(q) = \int d^4 x e^{i q \cdot x} A^\mu(x) = (2\pi)^2 \delta(q_0) \delta(q_z) (-ib(q_\perp)) n^\mu,$$

где $n^\mu = (0, n_x, n_y, 0) = (0, -q_y, q_x, 0)/q_\perp$, $q_\perp = \sqrt{q_x^2 + q_y^2}$, $n \cdot q = 0$, $n^2 = n \cdot n = -1$ и переданный 4-импульс $q^\mu = (0, q_x, q_y, 0)$; функция

$$b(q_\perp) = \frac{\phi_0 \varkappa^2}{q_\perp (q_\perp^2 + \varkappa^2)}, \quad \varkappa = 1/\lambda.$$

Используя (5), получаем дифференциальную вероятность перехода в единицу времени:

$$dw = \frac{e^2 g_{ae}^2}{4L_x L_y \varepsilon \varepsilon' \omega} (2\pi)^2 \delta(\varepsilon' + \omega - \varepsilon) \delta(p'_z + k_z - p_z) \times \times \delta^{(2)}(\mathbf{p}'_\perp + \mathbf{k}_\perp - \mathbf{p}_\perp - \mathbf{q}) b^2(q_\perp) R \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3} \frac{d^3 k}{(2\pi)^3}. \quad (6)$$

Здесь

$$R = \frac{1}{4} \text{tr} \left[(\hat{p} + m) \left(\frac{\hat{k} \hat{n}}{\Delta} + \frac{\hat{n} \hat{k}}{\Delta'} \right) (\hat{p}' - m) \left(\frac{\hat{n} \hat{k}}{\Delta} + \frac{\hat{k} \hat{n}}{\Delta'} \right) \right];$$

$$\Delta = 2k \cdot p - k^2, \quad \Delta' = 2k \cdot p' + k^2.$$

Положим массу аксиона равной нулю ($k^2 = m_a^2 = 0$), учитывая известные ограничения [4]: 10^{15} эВ $\lesssim m_a \lesssim 10^{12}$ эВ. Тогда получим

$$R = \frac{k_\perp^2 q_\perp^2}{2(k \cdot p)(k \cdot p')}.$$

3. Рассмотрим аксионную светимость Q_a вырожденного электронного газа (скорость потерь энергии единицей объема) за счет процесса (2). Она выражается через вероятность (6) в виде

$$Q_a = N_f L_x L_y \int \frac{2d^3 p}{(2\pi)^3} d\omega \omega n_F(\varepsilon) [1 - n_F(\varepsilon')]. \quad (7)$$

Здесь

$$n_F(\varepsilon) = \left[e^{\beta \left(\frac{\varepsilon - \mu}{T} \right)} + 1 \right]^{-1}$$

— фермиевская функция распределения начальных электронов при температуре T ; $n_F(\varepsilon')$ — та же функция для конечных электронов; μ — химический потенциал электронного газа; N_f — число флюксоидов на единицу площади, перпендикулярной направлению магнитного поля \mathbf{B} . В условиях нейтронной звезды [6] газ является сильно вырожденным и ультрарелятивистским:

$$T \ll \mu \simeq \varepsilon_F = \sqrt{p_F^2 + m^2} \simeq p_F \gg m, \quad (8)$$

где p_F — импульс Ферми. С учетом (8) интегрирование по фазовому объему в (7) существенно упрощается, так как основной вклад вносит область, задаваемая условиями

$$|\varepsilon - \varepsilon_F| \lesssim T, \quad |\varepsilon' - \varepsilon_F| \lesssim T, \quad \omega \lesssim T \ll \varepsilon_F.$$

Мы ограничимся случаем $\varkappa \ll p_F$, типичным для ядер нейтронных звезд, и низких температур:

$$T \ll \varkappa \ll p_F. \quad (9)$$

Дальнейшие вычисления аналогичны выполненным в работе [17] для нейтринного процесса на флюксоидах (3). Поэтому мы сразу приводим наш результат — асимптотическое выражение для светимости (7), справедливое при условиях (8) и (9):

$$Q_a = \frac{\pi^3}{240} \alpha \alpha_a N_f \phi_0^2 \varkappa m^2 \left(\frac{T}{m} \right)^4, \quad (10)$$

где $\alpha = e^2/4\pi$ и $\alpha_a = g_{ae}^2/4\pi$. Сравним аксионную светимость (10) с нейтринной светимостью, полученной для тех же условий в работе [17]:

$$Q_\nu = \frac{\pi^2}{2268} \alpha G_F^2 C_+^2 N_f \phi_0^2 \varkappa T^6,$$

где G_F — постоянная Ферми, $C_+^2 = \sum (C_V^2 + C_A^2) \simeq 1,661$ (суммирование идет по трем типам нейтрино). Полагая $Q_a < Q_\nu$, находим ограничение на константу аксион-электронной связи:

$$\alpha_a < C_a C_+^2 (G_F m^2)^2 (T/m)^2, \quad (11)$$

$$C_a = 20/189\pi \simeq 3,4 \cdot 10^{-2}.$$

При $T \lesssim 5 \cdot 10^8$ К (в этой области температур процесс (3) — один из главных нейтринных механизмов в нейтронных звездах [17]) из (11) следует: $\alpha_a \lesssim 4 \cdot 10^{-27}$, или

$$g_{ae} \lesssim 2 \cdot 10^{-13}.$$

Это ограничение согласуется с ограничениями, найденными для других аксионных процессов в звездах [4, 5, 10, 12, 13].

Авторы благодарят участников семинара под руководством В. Ч. Жуковского за полезное обсуждение результатов работы.

Литература

1. Weinberg S. // Phys. Rev. Lett. 1978. **40**. P. 223; Wilczek F. // Ibid. P. 279.
2. Peccei R.D., Quinn H.R. // Phys. Rev. Lett. 1977. **38**. P. 1440.
3. Ченг Т.-П., Ли Л.-Ф. Калибровочные теории в физике элементарных частиц. М.: Мир, 1987. (Cheng T.-P., Li L.-F. Gauge Theory of Elementary Particle Physics. Oxford: Clarendon Press, 1984.)
4. Particle Data Group: Caso C. et al. // Eur. Phys. J. 1998. **C3**. P. 1.

5. Raffelt G.G. // Phys. Rep. 1990. **198**. P. 1; Raffelt G.G. Stars as Laboratories for Fundamental Physics. Chicago: University of Chicago Press, 1996.
6. Липунов В.М. Астрофизика нейтронных звезд. М.: Наука, 1987. (Lipunov V.M. Astrophysics of Neutron Stars. N.Y.: Springer-Verlag, 1992.)
7. Тернов И.М., Жуковский В.Ч., Борисов А.В. Квантовые процессы в сильном внешнем поле. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1989.
8. Аверин А.В., Борисов А.В., Жуковский В.Ч., Эльсаббах А.А. Препринт физ. ф-та МГУ №3/1993. М., 1993.
9. Борисов А.В., Гришина В.Ю. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1996. №4. С. 24 (Moscow University Phys. Bull. 1996. No. 4. P. 20).
10. Борисов А.В., Гришина В.Ю. // ЖЭТФ. 1996. **110**. С. 1575.
11. Борисов А.В., Жуковский К.В. // Ядерная физика. 1995. **58**. С. 1298.
12. Борисов А.В., Гришина В.Ю. // ЖЭТФ. 1994. **106**. С. 1553.
13. Kachelriess M., Wilke C., Wunner G. // Phys. Rev. 1997. **D56**. P. 1313.
14. Mikheev N.V., Raffelt G., Vassilevskaya L.A. // Phys. Rev. 1998. **D58**. 055008; E-print Archive: hep-ph/9803486.
15. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Статистическая физика. Ч. 2. М.: Наука, 1978. (Lifshitz E.M., Pitaevskii L.P. Statistical Physics. Part 2. Oxford: Pergamon Press, 1980.)
16. Sauls J.A. // Timing Neutron Stars / Eds. H. Ögelman, E.P.J. van den Heuvel. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1989. P. 457.
17. Kaminker A.D., Yakovlev D.G., Haensel P. // Astron. Astrophys. 1997. **325**. P. 391; E-print Archive: astro-ph/9702155.

Поступила в редакцию
06.10.99

УДК 539.19+539.2

ФРАГМЕНТАЦИЯ ПОЛИАТОМНЫХ ОРГАНИЧЕСКИХ МОЛЕКУЛ НА ПОВЕРХНОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИОНОВ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ

В. В. Комаров, А. М. Попова, И. О. Стурейко, Х. Юнглас*)

(НИИЯФ)

Предложена модель возбуждения коллективных колебательных состояний (эксимолей) в молекулярных цепях упорядоченных валентных групп вида С–F и С–Н, содержащихся в тонких органических пленках, под действием скользящих ионов, скорость которых меньше скорости Бора. Проведен анализ вероятности накопления нескольких эксимолей и вероятности фрагментации молекулярных цепей в зависимости от скорости начальных ионов и структуры молекул.

В последнее время в литературе активно обсуждаются различные процессы, приводящие к диссоциации полиатомных молекул, входящих в органические пленки на поверхностях при их взаимодействии с ионами низких энергий [1–9]. Интерес к этим процессам обусловлен не только возможностью развития фундаментальной теории ион-молекулярных взаимодействий на поверхности, но и необходимостью соз-

дания методов контролируемой химической модификации органических пленок.

В ряде экспериментов [1–9] по исследованию фрагментации органических молекул при их взаимодействии с гипертепловыми ионами были замечены следующие особенности этих процессов.

1. Время фрагментации полиатомных молекул под действием гипертепловых ионов очень мало (10^{-11} – 10^{-12} с), т. е. существенно меньше, чем время

*) Philipps-Universität, Marburg/Lahn.