УДК 530.145:538.3

ЭФФЕКТЫ НЕСОХРАНЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЧЕТНОСТИ В МАГНИТОТОРМОЗНОМ НЕЙТРИННОМ ИЗЛУЧЕНИИ

В. М. Захарцов

(кафедра общей физики для физического факультета)

Как известно, в процессах слабых взаимодействий не сохраняется пространственная четность. Это связано с наличием у нейтрино, осуществляющих взаимодействия, определенной сохраняющейся спиральности — проекции спина на направление движения частицы. Несохранение пространственной четности в микропроцессах приводит к макроскопическим эффектам, рассмотренным в ряде появившихся в последнее время работ [1, 2], в которых исследовано тепловое излучение нейтрино вращающейся «черной дырой» и показано, что угловое распределение излучаемых частиц асимметрично, в частности, нейтрино испускаются преимущественно в направлении, противоположном угловому моменту «черной дыры». Характерный параметр асимметрии

$$\eta = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-}, \tag{1}$$

где $I_\pm$ — потоки частиц в верхнюю или нижнюю полусферы (ось z направлена вдоль углового момента «черной дыры»), существенно зависит от величины $M\Omega$ (Ω — угловая скорость, M — масса «черной дыры»). Для нейтрино, излучаемых быстро вращающейся «черной дырой», этот параметр близок к -1 ($\eta \approx -1$). Указанный результат применим к любым быстро вращающимся звездам, испускающим тепловые нейтрино. Если потоки нейтрино и антинейтрино не равны, то звезда приобретает за счет излучения ускорение вдоль направления углового момента. Отмечается, что этот процесс может объяснять механизм разделения материи — антиматерии [1].

К числу макроскопических эффектов несохранения пространственной четности относится асимметрия магнитотормозного нейтринного излучения, впервые установленная в работе [3]. Процесс излучения нейтринных пар при движении релятивистских электронов в магнитном поле, исследованный в работах [4—6], наряду с синхротронным излучением фотонов [7] может играть существенную роль в энергетических потерях электронов на излучение. Как показано в работах [4—6], поток нейтринных пар при достаточно больших значениях характерного параметра $\chi = \frac{H}{H_0}\frac{E}{m_0c^2} \gg 1$ возрастает с энергией электрона быстрее, чем поток фотонов (E, m_0, e_0 — энергия, масса и заряд электрона, H — напряженность магнитного поля, $H_0 = m_0^2c^3/e_0\hbar = 4{,}4\cdot 10^{13}$ Э). Следует, однако, отметить, что четырехфермионная теория слабых взаимодействий, использованная для исследования процесса, приводит к противоречиям при энергиях электрона выше унитарного предела $E \sim 10^3$ ГэВ [8], что ограничивает рассматриваемые значения параметра χ. Тем не менее нейтринное магнитотормозное излучение должно играть существенную роль при движении электронов в сверхсильных магнитных полях $H \sim H_0$, которые, как предполагается [9], существуют вблизи нейтронных звезд.

В настоящей работе исследуется угловое распределение нейтрин-

ных пар, излучаемых релятивистским электроном, который движется в постоянном однородном магнитном поле $\mathbf{H}=(0, 0, H)$. Не исключая общности рассмотрения, можно считать, что до процесса излучения отсутствует движение электрона вдоль магнитного поля, т. е. электрон совершает плоское движение. Случай движения по спирали легко можно учесть, используя преобразования Лоренца к системе отсчета, движущейся вдоль магнитного поля. Вероятность исследуемого процесса зависит от энергий (E, E'), z-составляющих импульса $(p_z=0, p'_z)$, поляризации $(\xi, \xi'=\pm 1)$ электрона в начальном и конечном состояниях, а также от импульсов $(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$, образовавшихся нейтрино и антинейтрино. Так как движение электрона происходит в постоянном однородном магнитном поле, выполняются законы сохранения энергии

$$E=E'+q^0 \tag{2}$$

и z-составляющей импульса

$$p'_z+q_z=0, \tag{3}$$

где

$$q^0=k_1+k_2, \tag{4}$$

$$\mathbf{q}=\mathbf{k}_1+\mathbf{k}_2 \tag{5}$$

суммарные энергии и импульс образовавшейся пары. В данной работе рассматриваются состояния электрона с «поперечной» поляризацией, характеризующей проекцию спина на направление магнитного поля. Для определения углового распределения излучаемых частиц необходимо просуммировать вероятность процесса по квантовым числам конечного состояния. Благодаря квазинепрерывности энергетического спектра ультрарелятивистского электрона $(\hbar=c=1)$

$$E=(4\gamma n+p_z^2+m_0^2)^{1/2}, \tag{6}$$

где $\gamma=e_0H/2$, $n=0, 1, \ldots$ — главное квантовое число; суммирование по квантовому числу n' заменим интегрированием по переменной α:

$$n'=\frac{n}{(1+\alpha)^2}, \quad 0\leqslant\alpha<\infty. \tag{7}$$

Введем для вектора $\mathbf{q}$ суммарного импульса пары сферические координаты (q, θ, φ) и новую переменную $0\leqslant y\leqslant 1$:

$$q=\frac{E\left(1-\frac{\nu}{n}\beta^2(1-y^2)\sin^2\theta\right)^{1/2}}{(1-y^2)^{1/2}\sin^2\theta}, \tag{8}$$

где $\nu=n-n'$, $\beta^2=1-m_0^2/E^2$.

Оставляя старшие неисчезающие члены по малому релятивистскому параметру $\varepsilon_0=1-\beta^2$, получим следующие выражения для вероятности процесса, отнесенной к единице времени:

$$w=\frac{4G^2E^3}{9(2\pi)^5}\left(\frac{n}{\gamma}\right)^{1/2}\int\limits_0^\infty\frac{\alpha^5d\alpha}{(1+\alpha)^5}\int\limits_0^1 ydy\int\limits_0^\pi \sin\theta d\theta\times$$

$$\times\,\varepsilon\,[AK_{1/3}^2(z)+\varepsilon^{1/2}BK_{1/3}(z)K_{2/3}(z)+\varepsilon CK_{2/3}^2(z)], \tag{9}$$

где $K_{1/3}(z)$, $K_{2/3}(z)$ — функции Макдональда, $z=(2/3)n\alpha\varepsilon^{3/2}$, $\varepsilon=\varepsilon_0+y^2+\cos^2\theta$, G — константа слабых взаимодействий. Функции A, B, C зависят от энергии и поляризации электрона и импульса пары нейтрино — антинейтрино:

$$A=(1+\alpha)\varepsilon_0\varepsilon+2(1+\alpha)\varepsilon y^2+(1+\alpha+\alpha^2)\varepsilon_0y^2+\alpha^2y^2\cos^2\theta-2\xi\alpha y^2\varepsilon_0^{1/2}\cos\theta, \tag{10}$$

$$B = \xi\varepsilon_0^{1/2}[2(1+\alpha)\varepsilon_0 + 2(2+\alpha)y^2] - 2\alpha(2+\alpha)y^2\cos\theta, \tag{11}$$

$$C = (2+2\alpha+\alpha^2)y^2 + (1+\alpha)\varepsilon_0. \tag{12}$$

В работах [4—6] показано, что нейтринное магнитотормозное излучение обладает рядом характеристик, аналогичных характеристикам синхротронного излучения: во-первых, существенная область в энергетическом спектре излучаемых частиц включает высокие энергии вплоть до

$$q^0 \sim \begin{cases} E\chi, & \chi \ll 1, \\ E, & \chi \gg 1; \end{cases} \tag{13}$$

во-вторых, оба типа излучения приводят к радиационной самополяризации электронов, так что спин электронов ориентируется преимущественно против магнитного поля. Анализ выражений (9)—(12) показывает, что угловое распределение излучения имеет резкий максимум при $\cos\theta \sim \varepsilon_0^{1/2}$, т. е. нейтринные пары, как и фотоны синхротронного излучения, испускаются в основном в малый телесный угол вблизи плоскости движения. Если неполяризованные электроны совершают плоское движение, то излучение фотонов происходит симметрично относительно направления магнитного поля, что непосредственно связано с законом сохранения пространственной четности в электродинамике. Действительно, наличие асимметрии означало бы зависимость вероятности процесса от псевдоскалярной величины $\varkappa H$ ($\varkappa$ — импульс фотона). По этой же причине излучение фотонов «поперечно» поляризованными электронами также симметрично, так как «поперечная» поляризация, в отличие от «продольной», описывается тензорной величиной [7]. Так как пространственная четность в слабых взаимодействиях не сохраняется, магнитотормозное нейтринное излучение асимметрично относительно направления магнитного поля. В выражениях (9)—(12) членами, не сохраняющими пространственную четность, являются последние слагаемые в функциях A и B, пропорциональные $\cos\theta$. Параметр асимметрии излучения (1) определяется соотношениями

$$\eta = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} = \begin{cases} \sim\chi, & \chi \ll 1, \\ -\dfrac{\sqrt{3}}{\pi}, & \chi \gg 1. \end{cases} \tag{14}$$

Таким образом, при малых значениях величины $\chi \ll 1$ излучение нейтринных пар не обладает значительной асимметрией, но при $\chi \gg 1$ параметр асимметрии стремится к постоянному пределу $\eta_0 = -\sqrt{3}/\pi$, не зависящему ни от энергии электрона, ни от его поляризации. Отрицательное значение параметра асимметрии соответствует преимущественному излучению нейтринных пар в направлении, противоположном направлению магнитного поля. В силу закона сохранения z-составляющей импульса (3) преимущественное излучение пар в определенном направлении вызывает отдачу электронов в противоположном направлении. Для среднего значения z-составляющей импульса электрона справедливо следующее уравнение:

$$\frac{dp_z}{dt} = \int (p_z' - p_z)\, dw = \int (-q\cos\theta)\, dw, \tag{15}$$

где суммирование проводится по всем квантовым числам конечного состояния, а dw — дифференциальная вероятность процесса (9)—(12). Правая часть уравнения (15) может рассматриваться как среднее зна-

чение проекции силы реакции излучения на направление магнитного поля. Производя интегрирование с учетом выражений (9)—(12), получаем

$$F_z = \frac{dp_z}{dt} = \frac{G^2 m_0^6 \varepsilon_0^{1/2}}{(3\pi)^3} \begin{cases} \left(\frac{5}{2} + \frac{429}{256\sqrt{3}}\xi\right)\chi^7, & \chi \ll 1, \\ \frac{11\sqrt[3]{3}\,\Gamma(1/3)}{3^5}\chi^{7/3}, & \chi \gg 1, \end{cases} \tag{16}$$

$\Gamma(1/3)$ — гамма-функция (эйлеров интеграл второго рода). Из выражений (16) следует, что сила реакции излучения убывает для $\xi = -1$ при малых значениях параметра $\chi \ll 1$, в случае $\chi \gg 1$ сила реакции излучения не зависит от «поперечной» поляризации.

Таким образом, магнитотормозное нейтринное излучение наряду с процессами, исследованными в работах [1, 2], является квазиклассическим макроскопическим процессом, в котором не сохраняется пространственная четность. Два эффекта, рассмотренных в данной работе, отражают несохранение пространственной четности: во-первых, пространственная асимметрия потока излучаемых нейтринных пар, заключающаяся в преимущественном излучении частиц в направлении, противоположном направлению магнитного поля; во-вторых, существование отличной от нуля проекции силы реакции излучения на направление магнитного поля, вызывающей ускорение электронов в направлении магнитного поля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Leahy D. A., Unruh W. G. Phys. Rev., 1979, **D 19**, p. 3509. [2] Vilenkin A. Phys. Rev., 1979, **D 20**, p. 1807. [3] Захарцов В. М. Излучение лептонных пар и фотонов заряженными частицами в электромагнитном поле. Автореф. канд. дис., 1971, с. 7. [4] Байер В. Н., Катков В. М. ДАН СССР, 1966, **171**, с. 313. [5] Лоскутов Ю. М., Захарцов В. М. Изв. вузов. Сер. Физика, 1969, № 8, с. 98. [6] Ритус В. И. ЖЭТФ, 1969, **56**, с. 994. [7] Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. М., 1974, с. 277. [8] Иоффе Б. Л. Успехи физ. наук, 1973, **110**, с. 357. [9] Соколов А. А., Борисов А. В., Жуковский В. И. Изв. вузов. Сер. Физика, 1975, № 10, с. 51.

Поступила в редакцию
05.06.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 2

УДК 533.9.01

СТРУКТУРА ВЫКЛЮЧАЮЩИХ УДАРНЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ

А. В. Данилов

(кафедра квантовой теории)

Целью настоящей работы является исследование структуры фронта наиболее сильной из класса медленных ударных волн — ударной волны выключения. Выключающей ударной волной по аналогии с включающей [1] называется такая ударная волна, магнитное поле за фронтом которой направлено по нормали к фронту, а перед фронтом имеет составляющую, лежащую в плоскости фронта ударной волны. Эволюционность ударных волн выключения доказана в работе [2].

Хотя выключающая ударная волна описывается теми же уравнениями, что и включающая [3], она не является «зеркальным отображением» последней. Это связано с различием в граничных условиях, по-