

УДК: 524.354.6—337:539.12

ЭЖЕКЦИЯ ПОЗИТРОНОВ ИЗ ПОВЕРХНОСТИ ПУЛЬСАРОВ  
ПОД ДЕЙСТВИЕМ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ  
ЭЛЕКТРОНОВ

С. В. БОГОВАЛОВ, Ю. Д. КОТОВ

Поступила 18 июля 1988

Принята к печати 20 августа 1988

Методом Монте-Карло рассчитаны характеристики каскада, инициируемого первичной частицей с энергией  $10^{12}$ — $10^{13}$  эВ, влетающей в вещество плотностью  $10^3$  г/см<sup>3</sup> вдоль магнитного поля напряженностью  $\sim 5 \cdot 10^{12}$  Гс. В отличие от каскада в обычном веществе в рассматриваемых условиях, характерных для коры нейтронных звезд, элементарные процессы существенно модифицируются при больших энергиях за счет эффекта Ландау-Померанчука, а при малых становится существенным синхротронное излучение. Показано, что в результате действия этих процессов максимум каскада оказывается в несколько раз глубже, чем в обычном веществе. Дана оценка на коэффициент выбивания позитронов из поверхности. При энергии первичной частицы  $10^{13}$  эВ он оказался равным  $\sim 1$ .

1. *Введение.* При вращении нейтронной звезды с магнитным полем  $10^{12}$  Гс вблизи ее поверхности генерируются электрические поля, способные ускорять частицы до энергий  $\sim 10^{13}$  эВ. Электроны (или позитроны) такой энергии, двигаясь в криволинейном магнитном поле с радиусом кривизны  $\sim 10^7$  см, излучают изгибные фотоны [1], энергии которых достаточно для рождения в магнитном поле  $e^+e^-$ -пар. Затем эти пары генерируют жесткое синхротронное излучение, которое, в свою очередь, также конвертирует в  $e^+e^-$ -пары. В магнитосфере пульсара развивается электромагнитный каскад. Его свойства в основном и определяют характеристики наблюдаемого излучения.

Поскольку каскад развивается в области, где компонент электрического поля вдоль магнитного отличен от нуля, то часть частиц будет развернута электрическим полем и ускорена в сторону поверхности. Электрический заряд частиц этого обратного тока противоположен заряду основного потока от пульсара. Роль обратного тока чрезвычайно важна для всех существующих на сегодняшний день моделей пульсаров. Условно их можно разделить на два типа в зависимости от знака заряда частиц, уско-

ряемых от пульсара. Если величина  $(\vec{\Omega} \vec{\mu}) > 0$ , где  $\vec{\Omega}$  — вектор угловой скорости вращения звезды,  $\vec{\mu}$  — вектор магнитного момента, то от звезды будут ускоряться электроны. Согласно модели Аронса [2], рассматривавшего эту ситуацию, обратный ток позитронов будет нагревать поверхность до температур  $10^6$  К, достаточных для практически свободной эмиссии электронов из поверхности. В противоположном случае, когда  $(\vec{\Omega} \vec{\mu}) < 0$ , пульсар эжектирует положительно заряженные частицы. Эжекция ионов не будет приводить к генерации  $e^+e^-$ -плазмы, так как они из-за малого лоренц-фактора не способны генерировать достаточно жесткие фотоны. Весьма вероятно, что из-за большой энергии связи с кристаллической решеткой ионы вообще не будут вырываться из поверхности [3, 4]. Поэтому в этой модели необходим механизм постоянного рождения позитронов над поверхностью звезды.

Модель пульсара с  $(\vec{\Omega} \vec{\mu}) < 0$  была рассмотрена Рудерманом и Сазерлендом в работе [5]. В настоящее время эта модель развита в работах Гуревича, Бескина и Истомина [6—8]. Показано, что позитроны над поверхностью пульсара будут генерироваться обратным пучком ультрарелятивистских электронов с энергией  $\sim 10^{13}$  эВ за счет двух механизмов. Во-первых, позитроны будут рождаться над поверхностью за счет процессов конверсии изгибных фотонов. Во-вторых, позитроны будут рождаться при взаимодействии пучка с поверхностью пульсара. Эта вторая возможность анализируется в данной работе.

Конкретный механизм образования позитронов над поверхностью звезды был предложен Джонсом [9] и состоит в следующем. Электроны, ускоренные электрическим полем в сторону поверхности, падают на плотное вещество коры нейтронной звезды. В этом веществе, представляющем собой, вероятнее всего, железо [10], развивается электромагнитный каскад. Фотоны каскада за счет фотоядерного поглощения возбуждают ядра железа. Снятие возбуждения происходит в основном за счет испускания нейтронов. Эти нейтроны замедляются, диффундируют и затем захватываются ядром  $Fe^{56}$ . В результате образуется возбужденное ядро  $Fe^{57}$ , переходящее в основное состояние испусканием фотонов с энергией 1—7 МэВ. Если захват нейтрона происходит вблизи поверхности, то фотоны могут вылетать из вещества. При выполнении условия  $E_\gamma \sin(\theta) \geq 2mc^2$ , где  $\theta$  — угол между импульсом фотона и направлением магнитного поля, они будут образовывать  $e^+e^-$ -пары, обеспечивая тем самым, стационарный режим генерации частиц высокой энергии в пульсаре.

Для построения количественной самосогласованной модели пульсаров необходимо знать характеристики каскада в веществе нейтронной звезды.

Обычные расчеты развития электромагнитных ливней не применимы в условиях нейтронной звезды по двум причинам: во-первых, из-за высокой плотности вещества эффекты поляризации среды и Ландау—Померанчука сказываются на всем ходе развития каскада; во-вторых, присутствие сильного магнитного поля приводит к возникновению синхротронного излучения, при определенных условиях превышающего тормозное [11].

Раннее исследование каскада в такой среде и последующего переноса нейтронов проводилось в работах [9, 12], но там предполагалось, что каскад развивается обычным образом. Учет магнитного поля был произведен уменьшением радиационной длины в два раза. Влияние многократного рассеяния на тормозное излучение и образование  $e^+e^-$ -пар не учитывалось. На необходимость учета этого эффекта указано в работе Розенталя и Усова [13]. По их оценкам эффект Ландау—Померанчука может существенно изменить характеристики электромагнитного каскада и, соответственно, выход вторичных частиц из вещества.

В данной работе методом Монте-Карло проведено моделирование электромагнитных ливней, инициированных ультрарелятивистскими электронами в коре нейтронной звезды с магнитным полем  $4.4 \cdot 10^{12}$  Гс. Рассмотрены рождение нейтронов в фотоядерных процессах и их последующий перенос. Вычислено альbedo фотонов и количество позитронов, рождающихся этими фотонами вблизи поверхности звезды.

2. *Процессы генерации фотонов и  $e^+e^-$ -пар в плотном веществе в сильном магнитном поле.* 1) *Тормозное излучение.* Плотность вещества в поверхностном слое нейтронной звезды определяется, в основном, магнитным полем. Согласно [4], зависимость концентрации ядер от напряженности магнитного поля  $B$  дается выражением  $n = 4.74 \times 10^{25} (Z/26)^{-3/5} (B/10^{12} \text{ Гс})^{6/5} (1/\text{см}^3)$ . В [14] получено несколько иное значение для концентрации  $n = 1.5 \times 10^{25} \times (Z/26)^{-1} (B/10^{12} \text{ Гс})^{3/2} (1/\text{см}^3)$ . Однако обе эти формулы дают примерно одинаковые значения плотности, составляющие при  $B = 0.1 \times B_c$  ( $B_c = 4.43 \times 10^{13}$  Гс) около  $1 \div 3 \cdot 10^4 \text{ г/см}^3$ . При моделировании каскада мы полагали плотность вещества  $\rho$  равной  $2 \times 10^4 \text{ г/см}^3$ , напряженность магнитного поля  $B = 0.1 \times B_c$ , а  $Z = 26$ .

При энергии электронов  $E = 10^{12-13}$  эВ и указанной плотности вещества процесс тормозного излучения существенно модифицируется за счет двух факторов. Первый фактор связан с поляризацией среды [15, 16]. Второй связан с подавлением излучения за счет многократного рассеяния электрона (эффект Ландау—Померанчука). Вероятность тормозного излучения в среде с учетом многократного рассеяния и поляризации среды имеет вид [17]

$$\frac{d\omega}{dx} = \frac{\psi(s)}{3L} \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} \left\{ \frac{2(E^2 + (E - E_\gamma)^2) \Phi(s)}{E^2(1 + (\hbar\omega_p E/E_\gamma mc^2)^2)} + \left(\frac{E_\gamma}{E}\right)^2 G(s) \right\}, \quad (1)$$

где  $\Phi(s)$  и  $G(s)$  — функции Мигдала

$$\Phi(s) = 12s^2 \int_0^\infty \operatorname{cth}\left(\frac{x}{2}\right) e^{-sx} \sin sx \, dx - 6\pi s^2,$$

$$G(s) = 24s^2 \left( \frac{\pi}{2} - \int_0^\infty e^{-sx} \frac{\sin sx}{\operatorname{sh} sx} \, dx \right), \quad (2)$$

а параметр  $s$  равен

$$s = (1 + (\hbar\omega_p E/E_\gamma mc^2)^2) \sqrt{\frac{(mc^2)^3 E_\gamma L}{8\hbar e^2 E (E - E_\gamma) \psi(s)}}. \quad (3)$$

Функция  $\psi(s)$  имеет вид:

$$\psi(s) = \begin{cases} 2; & s < s_1 = (190Z^{-1/3})^{-2}, \\ 1 + \ln s/\ln s_1; & s_1 < s < 1, \\ 1; & s \geq 1. \end{cases} \quad (4)$$

Во всех формулах  $L$  — радиационная длина, равная  $1/(4\alpha n(zr_0)^2 \times \ln(190Z^{-1/3}))$ ,  $\alpha = 1/137$ ,  $r_0 = e^2/mc^2$  — классический радиус электрона,  $\hbar$  — комптоновская длина волны электрона,  $e_s = \sqrt{4\pi\alpha} mc^2$ . Функции  $\Phi(s)$  и  $G(s)$  при  $s \geq 1$  стремятся к 1. При  $\Phi(s) = G(s) = 1$  сечение (1) переходит в бете-гайтлеровское сечение тормозного излучения в пределе полного экранирования. При  $s \leq 1$   $G(s) \sim s^2$ , а  $\Phi(s) \sim 6s$ . При выбранных параметрах задачи

$$s \simeq (1 + (E/200E_\gamma)^2) \sqrt{1.4 \times 10^3 \frac{E_\gamma mc^2}{(E - E_\gamma) E}}. \quad (5)$$

Поэтому при всех  $E_\gamma$ , кроме узкой области  $(E - E_\gamma)/E_\gamma \sim 10^{-3}$ , сечение будет существенно отличаться от бете-гайтлеровского. На рис. 1 сплошной линией показано спектральное распределение числа фотонов тормозного излучения, рассчитанного по формулам (1)–(3) для  $Z = 26$ , плотности  $2.6 \times 10^4$  г/см<sup>3</sup>,  $E = 10^8$  МэВ. Там же для сравнения пунктирной линией показано распределения излучения в обычном веществе в приближении полного экранирования. При больших энергиях различие обусловлено эффектом Ландау—Померанчука, а при энергиях меньше  $10^3$  МэВ — эффектом поляризации среды.

2. *Синхротронное излучение.* В [11] было показано, что в среде с плотностью  $\rho \leq 10^4$  г/см<sup>3</sup> в магнитном поле напряженностью  $10^{12}$  Гс и при энергии электронов  $\sim 10^4$  МэВ из-за многократного кулоновского рассеяния они генерируют синхротронное излучение более интенсивное, чем тормозное. При этом набираемый частицей поперечный импульс составляет около 10 мс, т. е. поперечное движение электрона является релятивистским. По-

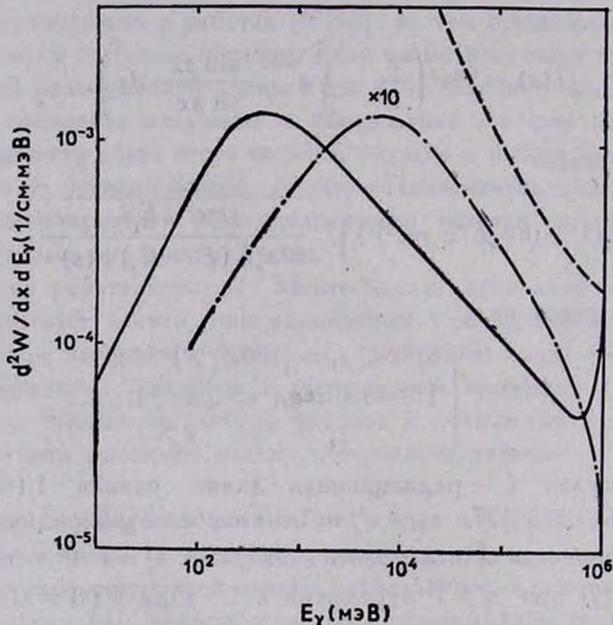


Рис. 1. Спектральное распределение фотонов, излучаемых электроном с энергией  $10^6$  МэВ в железе плотностью  $2.6 \times 10^4$  г/см<sup>3</sup>. Сплошная кривая — тормозное излучение. Пунктирная — тормозное излучение без учета эффектов Ландау—Померанчука. Штрих-пунктирная кривая — синхротронное излучение частицы с поперечным импульсом 10 МэВ/с.

этому для расчета использовалась формула для синхротронного излучения в квазиклассическом приближении [18], обобщенная нами на случай излучения в среде (учтена поляризация среды).

$$\frac{dw}{dx} = \frac{z}{\sqrt{3\pi}} \frac{1}{\kappa} \frac{mc^2}{E} \frac{du}{(1+u)^2} \left\{ q^2 \int_{\frac{2}{3} \frac{u}{\chi} q^3}^{\infty} K_{5/3}(y) dy + \frac{u^2}{(1+u)} K_{2/3} \left( \frac{2}{3} \frac{u}{\chi} q^3 \right) \right\}, \quad (6)$$

где  $u = E_\gamma / (E - E_\gamma)$ ,  $q^2 = 1 + (\hbar \omega_p E / E_\gamma mc^2)^2$ ,

$$\chi = BE \sin \theta / B_c mc^2, \quad \omega_p^2 = 4\pi e^2 z n / m,$$

$\theta$  — угол между направлением движения электрона и вектором  $B$ .  
 $K_{5/3}$  и  $K_{2/3}$  — функции Макдональда порядка  $5/3$  и  $2/3$ .

На рис. 1 штрих-пунктирной линией показано распределение синхротронного излучения, генерируемого частицей с энергией  $10^8$  МэВ и поперечным импульсом  $10$  МэВ/с в плотном веществе. Можно видеть, что в области энергий  $E_\gamma < 10^3$  МэВ спектр фотонов существенно отличается от спектра фотонов синхротронного излучения в вакууме (в вакууме в этой области энергий спектр ведет себя как  $E^{-2.3}$ ). Это отличие целиком обусловлено эффектом поляризации среды.

3) Рождение  $e^+e^-$ -пар на ядрах в плотной среде. Вероятность рождения пары с энергией электрона  $E$  фотоном с энергией  $E_\gamma$  с учетом эффекта Ландау—Померанчука имеет вид [17]

$$\frac{dw}{dx} = \psi(s) \frac{dE}{3E_\gamma L} \left\{ G(s) + 2 \left( \left( \frac{E}{E_\gamma} \right)^2 + (1 - E/E_\gamma)^2 \right) \Phi(s) \right\}. \quad (11)$$

Здесь  $s$  определяется формулой

$$s = \sqrt{(mc^2)^2 E_\gamma L / 8\pi e^2 E (E_\gamma - E) \psi(s)}, \quad (12)$$

а функции  $\Phi(s)$  и  $G(s)$ ,  $\psi(s)$  выражениями (2) и (4). Вероятность (11) получена в приближении полного экранирования. Однако при расчете пробега фотона сечение рождения пары рассчитывалось нами с корректным учетом экранирования атомов и эффекта Ландау—Померанчука. Деформация атомных оболочек магнитным полем при этом не учитывалась [4]. По нашим оценкам последний эффект приводит к изменению радиационной длины не более чем на 25% из-за изменения кулоновского логарифма.

На рис. 2 показана зависимость вероятности образования пары на единице длины в железе с  $\rho = 2.6 \cdot 10^4$  г/см<sup>3</sup> от энергии фотона. При малых энергиях сечение ведет себя как в обычном веществе: имеется логарифмический рост с выходом на плато, отвечающему полному экранированию атома. При энергиях  $E_\gamma \geq 10^3$  МэВ начинает влиять многократное рассеяние пары на процесс рождения. В результате происходит уменьшение сечения. При энергии  $E_\gamma = 10^6$  МэВ оно уменьшается почти в три раза по сравнению с максимальным.

Эффект Ландау—Померанчука существенно сказывается и на распределении энергии между компонентами пары. На вставке к рис. 2 показано распределение позитронов, рожденных гамма-квантами с энергией  $10^6$  МэВ по величине  $E/E_\gamma$ . Там же показано распределение в пределе полного экранирования в обычном железе. Оба распределения нормированы на единицу. Видно, что из-за эффекта Ландау—Померанчука увеличивается вероят-

ность передачи одному из компонентов пары почти всей энергии начального фотона. Однако это увеличение не столь значительно, как считалось в работе [13], где авторы полагали, что вероятность образования пары с энергиями, удовлетворяющими условию

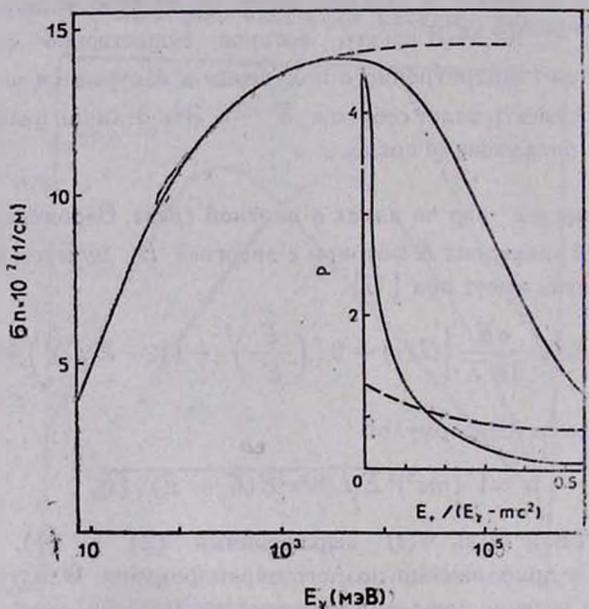


Рис. 2. Зависимость вероятности рождения  $e^+e^-$ -пары на единице длины от энергии фотона в железе плотностью  $2.6 \times 10^4$  г/см<sup>3</sup>. Пунктирная линия — та же зависимость для обычного железа. На вставке показано распределение компонентов пары по энергии для фотона с энергией  $10^6$  МэВ. Пунктир — распределение для обычного вещества в пределе полного экранирования. Площади под кривыми нормированы на 1.

$$(1 - E/E_\gamma) E/E_\gamma > (mc^2)^3 L / 8\lambda_e^2 E_\gamma, \quad (13)$$

пренебрежимо мала.

4) *Множественное рассеяние электронов.* Как уже отмечалось, синхротронное излучение в данной задаче возникает вследствие появления ненулевогоpitch-угла у электронов за счет множественного рассеяния [11]. Для его моделирования использовалось распределение Мольера [19] с учетом трех членов разложения

$$f(\tilde{\theta}) = \left( \frac{\sin \tilde{\theta}}{\tilde{\theta}} \right)^{1/2} \left\{ f^{(0)}(\tilde{\theta}) + \frac{1}{B_*} f^{(1)}(\tilde{\theta}) + \frac{1}{B_*^2} f^{(2)}(\tilde{\theta}) \right\}, \quad (14)$$

где  $f^{(0)}(\tilde{b}) = 2e^{-\tilde{b}}$ , а  $f^{(1)}(\tilde{b}) \sim f^{(2)}(\tilde{b}) \sim 1/\tilde{b}^4$  при  $\tilde{b} \gg 1$ . Угол рассеяния  $\theta$  с  $\tilde{b}$  связан соотношением  $\theta = \tilde{b}/\sqrt{\gamma_c^2 B_*}$ , где  $\gamma_c = 4\pi e^4 z(z+1)t/Ar^2(v/c)^2$ , а величина  $B_*$  является решением уравнения

$$B_* - \ln B_* = \ln |6680t(z+1)z^{1/3}/(v/c)^2 A(1 + 3.33(z\alpha_j)^2)|. \quad (15)$$

Здесь везде  $A$  — атомный номер вещества,  $t$  — пробег в г/см<sup>2</sup>,  $\rho$  — импульс частицы.

5) *Возбуждение ядер гамма-квантами.* Возбуждение ядер происходит, в основном, при фотоядерном поглощении фотонов в области гигантского резонанса. Сечение этого процесса мы аппроксимировали функцией вида [20]

$$\tau = \sigma_0 E^2 \Gamma^2 ((E^2 - E_0^2)^2 + E^2 \Gamma^2), \quad (16)$$

где согласно [21]

$$\sigma_0 = 60z(A-z)(1 + 0.1 \times A^2/(A-z)z)zA\pi\Gamma(\text{mbarn}). \quad (17)$$

Ширина резонанса составляет 6.1 МэВ для Fe<sup>56</sup>, а величина  $E_0 = 70 A^{-1/3}$  [22].

6) *Распространение нейтронов и альbedo излучения.* Возбужденное ядро Fe<sup>56</sup> в более чем 80% случаев испускает нейтроны. Энергия связи нейтрона в этом ядре составляет 11 МэВ. После испускания нейтрона ядро остается в возбужденном состоянии с энергией возбуждения 5.5 МэВ [10]. Начальная энергия нейтрона около 1.5 МэВ. При этой энергии основным каналом потерь энергии являются неупругие столкновения. После нескольких взаимодействий энергия нейтрона падает ниже 850 кэВ — энергии первого возбужденного уровня ядра Fe<sup>56</sup>. Далее энергия нейтрона уменьшается только за счет упругих столкновений. Практически весь путь до поглощения нейтрон проходит, упруго рассеиваясь на ядрах вещества. Уравнение переноса нейтронов в диффузионном приближении и приближении непрерывных энергетических потерь имеет вид [23]:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \Delta D(E_H)N - \tilde{\alpha}N - \frac{\partial}{\partial E_H} \varepsilon(E_H)N + Q(t, \vec{r}), \quad (18)$$

где  $D(E_H) = \frac{1}{3} v/\sigma_{tr}n$  — коэффициент диффузии,  $\tilde{\alpha}(E_H)$  — коэффициент поглощения нейтронов,  $Q(t, \vec{r})$  — функция источника,  $\varepsilon(E_H)$  — скорость энергетических потерь. Значения для  $\sigma_{tr}$  и  $\tilde{\alpha}$  взяты нами из [24].

На границе вещества поток нейтронов мы полагали равным нулю. Физически это означает, что все нейтроны, вылетевшие из вещества, разворачиваются гравитационным полем и возвращаются обратно в вещество. При этом влияние гравитационного поля на сам процесс диффузии в среде оказывается несущественным.

Для физики пульсаров важное значение имеет вопрос о температурной зависимости коэффициента выбивания позитронов. Наблюдаемая температура поверхности ряда пульсаров лежит в области  $10^6$ — $10^7$  К [25]. В рассматриваемых условиях характеристики каскада не зависят от температуры, т. к. плотность тепловых фотонов слишком мала, чтобы процессы  $\gamma + \gamma \rightarrow e^+e^-$  и обратное комптоновское рассеяние могли давать заметный вклад. Однако от температуры зависит перенос нейтронов в среде, поскольку имеется энергетическая зависимость коэффициента диффузии и вероятности захвата нейтрона. Для оценки температурной зависимости процесса переноса нейтронов мы полагали, что нейтрон замедляется до энергии  $3/2 \kappa T$  ( $\kappa$  — постоянная Больцмана) и далее диффундирует с этой энергией.

Особенностью диффузии нейтронов в конденсированном веществе является возможность упругого рассеяния нейтрона на ядре без передачи ему энергии [26]. По нашим оценкам этот эффект в данной задаче не играет заметной роли и не учитывался.

В результате захвата нейтрона образуется возбужденное ядро  $Fe^{57}$ . Снятие возбуждения происходит за счет электромагнитных переходов с излучением линейчатого спектра в диапазоне от 1 до 7 МэВ [27]. При расчете вероятности выхода этих фотонов из вещества нами учитывались процессы фотопоглощения, комптоновского рассеяния и конверсии в  $e^+e^-$ -пары как в поле ядра, так и в магнитном поле. Причем для вероятности конверсии фотонов в магнитном поле мы использовали выражение [28].

$$g = \frac{3\sqrt{3}}{16\sqrt{2}} \frac{\alpha}{\kappa} \frac{B}{B_c} \sin \theta \exp\left(-\frac{8}{3} \frac{B_c}{B} \frac{mc^2}{E_\gamma \sin \theta} f(E_\gamma, B)\right), \quad (19)$$

учитывающее близость порога реакции. Здесь  $\theta$  — угол между  $\vec{B}$  и направлением движения фотона, а

$$f(E_\gamma, B) = 1 + 0.42 \times (E_\gamma \sin \theta / 2mc^2)^{-2.7} \times B^{-0.0038}. \quad (20)$$

3. *Обсуждение результатов. Астрофизические следствия.* Как уже отмечалось, по сравнению с каскадом в обычном веществе, тормозное излучение и рождение  $e^+e^-$ -пар на ядрах при развитии каскада в коре нейтронной звезды с сильным магнитным полем оказываются заметно подавленными. Это существенно увеличивает глубину проникновения ливня. На

рис. 3 сплошной линией показано распределение числа гамма-квантов с энергией больше 10 МэВ в зависимости от глубины проникновения в единицах радиационной длины. Радиационная длина для принятых нами параметров задачи равна  $0.7 \times 10^{-3}$  см. Пунктирной линией показано такое же распределение, но для каскада в обычном веществе, рассчитанного в приближении  $A$  [29]. Действительно, максимум каскада находится на заметно большей глубине. Однако она значительно меньше 300 радиационных единиц, полученных для таких же параметров в [13]. Это связано с переоценкой в [13] доли энергии, которая может быть передана вторичной частице.

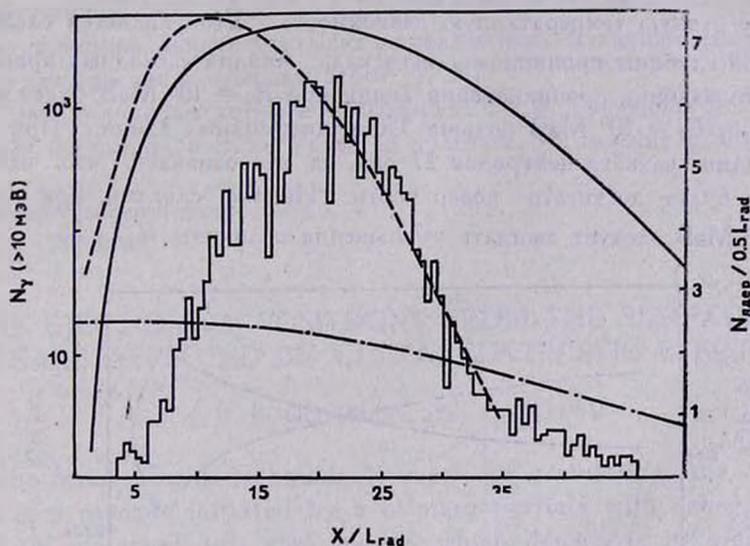


Рис. 3. Сплошная кривая — число фотонов с энергией больше 10 МэВ в ливне, инициированном электроном с энергией  $10^6$  МэВ. Пунктирная кривая — расчет в приближении  $A$  каскадной теории. Гистограмма — распределение возбужденных ядер  $Fe^{56}$ . Штрих-пунктирная кривая — распределение ядер  $Fe^{57}$ .

На рис. 3 приведена гистограмма, описывающая число возбужденных ядер  $Fe^{56}$ , в зависимости от глубины. При этом полное число ядер в диапазоне изменения энергии первичной частицы  $E_0$  от  $10^3$  до  $10^7$  МэВ хорошо описывается законом  $N_{яд} = 214 \cdot (E_0 / 10^6 \text{ МэВ})$ . Наша оценка близка к полученной Джонсом  $N_{яд} \sim 100$  при энергии первичного электрона  $E_0 = 10^6$  МэВ [9]. Однако Джонс серьезно ошибся в оценке глубины проникновения каскада, полагая, что максимум числа фотонов находится на 5 радиационных единицах. В результате он получил коэффициент выбивания позитронов  $K_B = 2+3$  [12], а мы — на порядок меньше,  $K_B \sim 0.2$  при  $E_0 = 10^6$  МэВ.

Штрих-пунктирной линией на рис. 3 показано распределение возбужденных ядер  $Fe^{57}$ , образующихся в реакции  $(n, \gamma)$  после диффузии нейтронов при температуре  $T = 10^8$  К. Максимум в распределении ядер  $Fe^{57}$  лежит вблизи границы вещества. Это является следствием выбранного нами граничного условия, отвечающего равному нулю потоку нейтронов через границу.

На рис. 4 показана температурная зависимость коэффициента выбивания  $K_B$  для двух значений энергии первичной частицы. Как видно, для  $E_0 = 10^6$  МэВ  $K_B \sim 0.2$ , а для  $E_0 = 10^7$  МэВ  $K_B \sim 1$ . Изменение этой величины с температурой составляет около 20%. Для различных энергий  $K_B$  имеет разную температурную зависимость. Это является следствием различной глубины проникновения каскада. Анализ каскадных кривых показал, что глубина проникновения ливня при  $E_0 = 10^6$  МэВ будет больше 100, а при  $E_0 = 10^7$  МэВ больше 350 радиационных единиц. При характерной длине захвата нейтронов 27 рад. ед. это означает, что нейтроны почти не будут достигать поверхности. Иными словами, при энергиях  $E_0 > 10^7$  МэВ следует ожидать уменьшения величины  $K_B$ .

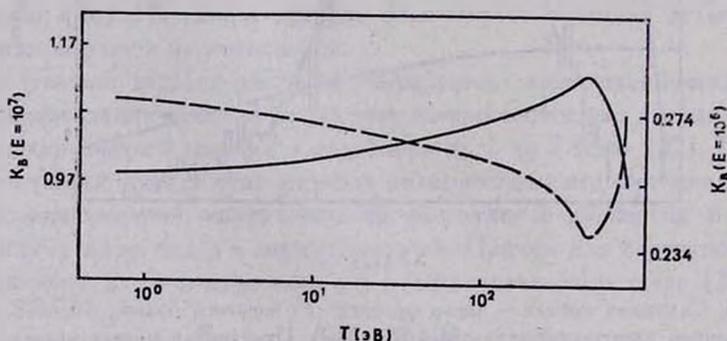


Рис. 4. Температурная зависимость  $K_B$  позитронов. Сплошная кривая — начальная энергия электрона  $10^7$  МэВ, штрих-пунктирная —  $10^6$  МэВ.

Величина  $K_B$  определяет по крайней мере две наблюдаемые характеристики пульсаров. Исходя из них, в работах [7, 30] была предпринята попытка оценить  $K_B$  на основе имеющейся астрофизической информации. В [7] была использована зависимость от  $K_B$  границы затухания пульсаров. Из нее получено, что  $K_B \sim 10-100$ . Однако эта граница зависит еще от целого ряда параметров, таких как угол наклона пульсара, величина магнитного поля и др., поэтому полученная оценка, возможно, не является вполне надежной.

Более достоверная величина  $K_B$  получается из сравнения энергии  $L_+$ , заключенной в пучке позитронов, эжектируемых от пульсара с энергией  $L_-$  в обратном потоке электронов. Первая величина определяется в рамках модели Рудермана и Сазерланда, а вторую можно получить из измерений потока мягкого рентгеновского излучения от полярной шапки, нагреваемой пучком электронов. Между этими величинами должно выполняться соотношение  $L_+ = K_B \times L_-$ . Такой анализ был проделан в [30] для пульсара PSR 1509—58, от которого хорошо известен поток рентгеновского излучения из полярной шапки [25]. Оказалось, что хорошее согласие для  $K_B = 2$  достигается при энергии частиц  $10^7$  МэВ. Эта величина близка к полученной нами ( $K_B \sim 1$ ). Расхождение в два раза вряд ли можно считать принципиальным, учитывая приближения, сделанные как нами при расчете каскада, так и авторами работ [7, 30].

В заключение мы хотим поблагодарить А. В. Гуревича, В. С. Бескина, Я. Н. Истомина и В. В. Усова за полезное обсуждение работы.

Московский инженерно-физический  
институт

## THE EJECTION OF POSITRONS FROM THE SURFACE OF PULSARS AFFECTED BY ULTRARELATIVISTIC ELECTRONS

S. V. BOGOVALOV, Yu. D. KOTOV

The Monte-Carlo technique is used for calculating the characteristics of a cascade initiated by a primary particle with energy  $10^{12}$  —  $10^{13}$  eV, injected into the matter which density is  $10^4$  g/cm<sup>3</sup> along magnetic field of  $5 \times 10^{12}$  Gs strength. In contrast to the cascade in ordinary matter under the conditions specific for the neutron star surface, the elementary processes are essentially modified at high energies, and at low energies the synchrotron radiation becomes more significant. As a result of these processes the maximum cascade appears several times deeper than in ordinary matter. The coefficient of positron ejection from the surface is estimated. It appeared about unity for the primary particles  $10^{13}$  eV.

### ЛИТЕРАТУРА

1. В. З. Железняков, Электромагнитные волны в космической плазме, Наука, М., 1977.
2. J. Arons, *Astrophys. J.*, **266**, 215, 1983.
3. В. А. Гинзбург, В. В. Усов, Письма в Ж. эксперим. и теор. физ., **15**, 280, 1972.

4. E. G. Flowers, J. P. Lee, M. A. Ruderman et al., *Astrophys. J.*, 215, 291, 1977.
5. M. A. Ruderman, P. G. Sutherland, *Astrophys. J.*, 196, 51, 1975.
6. В. С. Бескин, А. В. Гуревич, Я. Н. Истомин, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 85, 401, 1983.
7. А. В. Гуревич, Я. Н. Истомин, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 89, 3, 1985.
8. В. С. Бескин, А. В. Гуревич, Я. Н. Истомин, *Успехи физ. наук*, 148, 257, 1986.
9. P. B. Jones, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 184, 807, 1978.
10. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Релятивистская астрофизика*, Наука, М., 1967.
11. Ю. Д. Котов, С. Р. Кельнер, С. В. Боговалов, *Письма в Астрон. ж.*, 12, 168, 1986.
12. P. B. Jones, *Astrophys. J.*, 228, 536, 1979.
13. I. L. Rozental, V. V. Usou, *Astrophys. and Space Sci.*, 109, 865, 1985.
14. P. B. Jones, *Phys. Rev. Lett.*, 55, 1338, 1985.
15. В. Л. Гинзбург, *Теоретическая физика и астрофизика*, Наука, М., 1981.
16. М. А. Тер-Микаэлян, *Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях*, Изд-во АН Арм.ССР, Ереван, 1969.
17. А. Б. Миздал, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 32, 633, 1957.
18. В. Н. Байер, В. М. Катков, В. С. Фадин, *Излучение релятивистских электронов*, Атомиздат, М., 1973.
19. H. A. Bethe, *Phys. Rev.*, 89, 1256, 1953.
20. J. H. Hubbel, *Photon Cross Sections Attenuation Coefficients and Energy Absorption Coefficients from 10 MeV to 100 GeV*, NSRDS—NBS, 2969.
21. J. S. Levinger, *Nuclear Photo-Disintegration*, Oxford Univ. Press, 1960.
22. K. Okamoto, *Phys. Rev.*, 110, 143, 1958.
23. К. Бекурц, К. Вирту, *Нейтронная физика*, Атомиздат, М., 1968.
24. И. В. Гордеев, Д. А. Кардашев, А. В. Малышев, *Ядерно-физические константы*, Госатомиздат, М., 1963.
25. F. D. Seward, F. R. Harnden, *Astrophys. J. Lett.*, 265, L45, 1982.
26. И. И. Гуревич, Л. В. Тарасов, *Физика нейтронов низких энергий*, Наука, М., 1965.
27. Л. В. Грошев, А. М. Демидов, В. Н. Луценко, *Атлас спектров гамма-лучей радиационного захвата тепловых нейтронов*, Госатомиздат, М., 1958.
28. J. K. Daugherty, A. K. Harding, *Astrophys. J.*, 273, 761, 1983.
29. И. П. Иваненко, *Электромагнитные каскадные процессы*, Изд-во МГУ, М., 1972.
30. V. S. Beskin, A. V. Gurevich, Yu. N. Istomin, *Proc. Joint. Varenna-Abastumani International School*, 1986, p. 361.