

Образование аннигиляционной линии 255 кэВ вблизи магнитных полюсов пульсаров

В. М. Конторович^{†*}, А. Б. Фланчик*

[†]Радиоастрономический институт НАНУ, 61002 Харьков, Украина

*Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина, 61077 Харьков, Украина

Поступила в редакцию 22 декабря 2004 г.

После переработки 17 февраля 2004 г.

Обсуждается возможность существования импульсов мягкого гамма-излучения, возникающего вблизи магнитных полюсов пульсаров при аннигиляции ультрарелятивистских позитронов из магнитосферы с электронами поверхности звезды. Доказывается, что энергия гамма-квантов этого излучения “назад” с ростом энергии налетающих позитронов стремится к постоянному значению, равному $m_e c^2/2 = 255$ кэВ. Показано, что это излучение направлено противоположно направлению потока позитронов.

PACS: 95.85.Pw, 97.60.Gb

1. Пульсар является источником электромагнитного излучения в широком диапазоне – от радиоволн до жесткого гамма-излучения с энергией фотонов до 10^8 МэВ. Излучение гамма-квантов может, как известно, вызываться ультрарелятивистскими электронами и позитронами, движущимися в сильном магнитном поле – изгибное излучение, различными процессами столкновений заряженных частиц – тормозное излучение при столкновениях. В данной работе мы рассмотрим возможность генерации мягкого гамма-излучения, обусловленную аннигиляционной линией, которая образуется при аннигиляции ультрарелятивистских позитронов из магнитосферы электронами поверхности пульсара. Так как скорости электронов в поверхности пульсара много меньше скорости света, то мы вообще будем считать электроны покоящимися. Как известно [1], заряженные частицы в магнитосфере пульсара должны двигаться вдоль магнитных силовых линий, так как движение в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, быстро станет невозможным за счет магнитотормозного излучения. Позитроны в магнитосфере пульсара могут ускоряться под действием электрического поля, однако ускорение возможно не во всем пространстве магнитосферы. Это связано с тем, что в областях, заполненных плазмой и вращающихся вместе с пульсаром, выполняется условие $\mathbf{E} \cdot \mathbf{V} = 0$, где \mathbf{E} – электрическое, а \mathbf{V} – магнитное поля [2]. Ускорение позитронов в направлении поверхности пульсара происходит в зазоре – области над магнитным полюсом пульсара, где $\mathbf{E} \cdot \mathbf{V} \neq 0$ и существует продольное по отношению к магнитному электрическое поле. Электрическое поле пульсара в данной работе рассматри-

вается в рамках модели Аронса [3, 4]. В этой модели продольное электрическое поле в зазоре может быть представлено в виде

$$E_{\parallel}(h) = \frac{1}{2} A (h^2 - Hh), \quad (1)$$

а коэффициент A с учетом эффектов ОТО определяется формулой [5, 6]

$$A = \frac{3}{2} \frac{\Omega B_0}{cR} \left(4 \frac{\omega}{\Omega} \cos \alpha + \varepsilon_0 \cos \phi_m \sin \alpha \right), \quad (2)$$

где $h < H$ – высота над поверхностью пульсара, H – высота зазора, определяемая условием генерации вторичной компоненты e^-e^+ -плазмы, Ω – угловая скорость вращения пульсара, R – его радиус, B_0 – магнитное поле на поверхности пульсара, $\varepsilon_0 = \sqrt{\Omega R/c}$ – геометрический фактор пульсара, α – угол наклона магнитной оси к оси вращения, $\omega = \Omega R_g^3/r^3$, ϕ_m – азимутальный угол относительно магнитной оси, отсчитываемый от направления на северный полюс пульсара. Отметим, что рассматриваемый нами механизм генерации гамма-излучения может реализовываться лишь в том случае, если $E_{\parallel} < 0$. Из (2) следует, что существуют такие магнитные силовые линии, на которых действительно выполняется неравенство $E_{\parallel} < 0$, ранее такие линии назывались “предпочтительными”. Вследствие малости второго слагаемого в (2) “предпочтительными” оказывается большинство магнитных силовых линий, на которых поле (1) ускоряет позитроны, движущиеся вдоль магнитных линий, в направлении поверхности пульсара.

Механизм образования аннигиляционной линии 255 кэВ представлен на рисунке. Ультрарелятивист-

ские позитроны из магнитосферы, двигаясь вдоль магнитных силовых линий, падают на поверхность

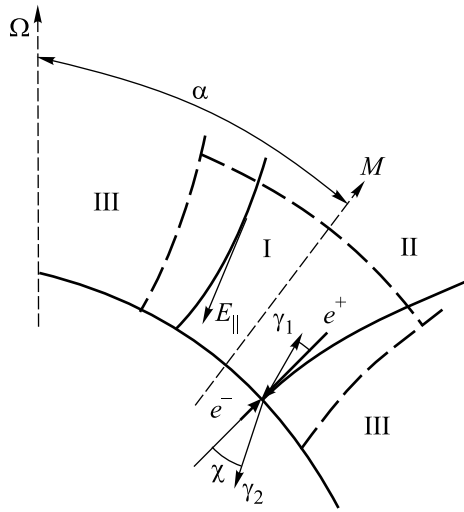


Схема образования аннигиляционной линии. I – область зазора, $E_{\parallel} \neq 0$, II – область открытых силовых линий, $E_{\parallel} = 0$, III – область коротации. Показан процесс аннигиляции позитрона из магнитосферы пульсара и электрона поверхности с излучением “назад” линии 255 кэВ

пульсара, в результате аннигиляции с электронами возникает гамма-излучение. Излучение вдоль направления движения позитронов – излучение вперед – уносит почти всю энергию позитронов в глубь пульсара, а противоположно пучку позитронов возникает мягкое гамма-излучение “назад” с энергией 255 кэВ. Ниже мы рассмотрим спектральное и угловое распределения образующегося излучения.

2. На образование аннигиляционной линии наибольшее влияние оказывают процессы двухфотонной и трехфотонной аннигиляций электрон-позитронной пары. В данной работе трехфотонная аннигиляция, оказывающая влияние на ширину и “крылья” аннигиляционной линии [7], рассматриваться не будет.

Рассмотрим кинематику двухфотонной аннигиляции в Л-системе, где электрон покоится. Воспользуемся кинематическими инвариантами [8]

$$\begin{aligned} s &= (p_- - k_1)^2 = (k_2 - p_+)^2, \\ t &= (p_- + p_+)^2 = (k_1 + k_2)^2, \\ u &= (p_- - k_2)^2 = (k_1 - p_+)^2, \end{aligned} \quad (3)$$

где p_- , p_+ , k_1 , k_2 – 4-импульсы электрона, позитрона и аннигиляционных фотонов, соответственно. Введем угол χ между направлением движения позитрона и вылетом фотона с 3-импульсом \mathbf{k}_2 (см. рисунок) и выразим частоты аннигиляционных фотонов через этот параметр. В Л-системе 4-импульсы электрона и

позитрона есть $p_- = (m, 0)$, $p_+ = (\varepsilon_+, \mathbf{p}_+)$, поэтому из (3) и закона сохранения 4-импульса $p_- + p_+ = k_1 + k_2$ получим

$$\begin{aligned} s &= (p_- - k_1)^2 = (k_2 - p_+)^2, \\ m^2 - 2m\omega_1 &= m^2 - 2p_+k_2, \end{aligned}$$

$$m\omega_1 = \varepsilon_+\omega_2 - |\mathbf{p}_+|\omega_2 \cos \chi = \omega_2(\varepsilon_+ - |\mathbf{p}_+| \cos \chi), \quad (4)$$

откуда для искоемых энергий аннигиляционных фотонов следует

$$\begin{aligned} \omega_1 &= (\varepsilon_+ + m) \frac{\varepsilon_+ - |\mathbf{p}_+| \cos \chi}{\varepsilon_+ + m - |\mathbf{p}_+| \cos \chi}, \\ \omega_2 &= \frac{m(\varepsilon_+ + m)}{\varepsilon_+ + m - |\mathbf{p}_+| \cos \chi}. \end{aligned} \quad (5)$$

3. Энергии фотонов (5) зависят от двух параметров – энергии налетающего позитрона и угла вылета χ . Для вывода углового распределения аннигиляционных фотонов воспользуемся общей формулой для дифференциального сечения двухфотонной аннигиляции [8]

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{ds} &= \frac{8\pi r_e^2 m^2}{t(t-4m)^2} \left\{ \left(\frac{m^2}{s-m^2} + \frac{m^2}{u-m^2} \right)^2 + \right. \\ &+ \left. \left(\frac{m^2}{s-m^2} + \frac{m^2}{u-m^2} \right) - \frac{1}{4} \left(\frac{s-m^2}{u-m^2} + \frac{u-m^2}{s-m^2} \right) \right\}, \end{aligned} \quad (6)$$

где s , t , u есть введенные кинематические инварианты и r_e – классический радиус электрона. Раскроем выражение (6) в Л-системе, где электрон покоится. При этом воспользуемся значениями инвариантов $t = 2m(m + \varepsilon_+)$, $u - m^2 = -2m\omega_2$. Дифференцируем выражение $s - m^2 = -2\omega_2(\varepsilon_+ - |\mathbf{p}_+| \cos \chi)$, имеем

$$\begin{aligned} ds &= -2d\omega_2(\varepsilon_+ - |\mathbf{p}_+| \cos \chi) + 2\omega_2|\mathbf{p}_+|d \cos \chi = \\ &= 2 \left(\omega_2|\mathbf{p}_+| - \frac{\partial \omega_2}{\partial \cos \chi}(\varepsilon_+ - |\mathbf{p}_+| \cos \chi) \right) d \cos \chi = \\ &= -|\mathbf{p}_+| \left(\frac{m(\varepsilon_+ + m)}{\varepsilon_+ + m - |\mathbf{p}_+| \cos \chi} - \right. \\ &- \left. \frac{m(\varepsilon_+ + m)(\varepsilon_+ - |\mathbf{p}_+| \cos \chi)}{(\varepsilon_+ + m - |\mathbf{p}_+| \cos \chi)^2} \right) \frac{d\omega}{\pi}, \\ do &= 2\pi \sin \chi d\chi. \end{aligned} \quad (7)$$

Подставляя (7) в общее выражение (6), приведем выражение для сечения к виду

$$d\sigma = \frac{r_e^2 \cdot G(\varepsilon_+, \chi)}{2|\mathbf{p}_+|} F(\varepsilon_+, \chi) d\omega, \quad (8)$$

где введены функции

$$G(\varepsilon_+, \chi) = \frac{m(\varepsilon_+ + m)}{\varepsilon_+ + m - |\mathbf{p}_+| \cos \chi} - \frac{m(\varepsilon_+ + m)(\varepsilon_+ - |\mathbf{p}_+| \cos \chi)}{[(\varepsilon_+ + m) - |\mathbf{p}_+| \cos \chi]^2},$$

$$F(\varepsilon_+, \chi) = \frac{\varepsilon_+ - |\mathbf{p}_+| \cos \chi}{m} + \frac{m}{\varepsilon_+ - |\mathbf{p}_+| \cos \chi} + \frac{2m^2}{\omega_2} \left(\frac{1}{m} + \frac{1}{\varepsilon_+ - |\mathbf{p}_+| \cos \chi} \right) - \frac{m^4}{\omega_2^2} \left(\frac{1}{m} + \frac{1}{\varepsilon_+ - |\mathbf{p}_+| \cos \chi} \right)^2. \quad (9)$$

Отсюда видно, что благодаря наличию величин $\varepsilon_+ + m - |\mathbf{p}_+| \cos \chi$ и $\varepsilon_+ - |\mathbf{p}_+| \cos \chi$ в знаменателях в выражениях (9), сечение (8) отлично от нуля лишь при малых углах χ . В этом проявляется общее свойство излучения ультррелятивистской частицы – релятивистская аберрация [9]. Почти вся энергия позитрона излучается вдоль направления его движения. Из (9) следует, что существует две области малых углов – область $\chi < m/\varepsilon_+$, где выполняется условие $m/(\varepsilon_+ - |\mathbf{p}_+| \cos \chi) \gg 1$, и область $\chi < \sqrt{m/\varepsilon_+}$, в которой $m/(\varepsilon_+ + m - |\mathbf{p}_+| \cos \chi) \gg 1$.

1. Область $\chi < m/\varepsilon_+$. В этой области

$$G(\varepsilon_+, \chi)F(\varepsilon_+, \chi) = m \left(\frac{m^2}{2\varepsilon_+^2} + \frac{\chi^2}{2} \right)^{-1}. \quad (10)$$

Произведение (10) возрастает с ростом энергии позитрона.

2. Область $m/\varepsilon_+ < \chi < \sqrt{m/\varepsilon_+}$. В этом случае из (9) находим

$$G(\varepsilon_+, \chi) = \frac{m}{1 + \varepsilon_+ \chi^2 / 2m}, \quad F(\varepsilon_+, \chi) = \frac{2m}{\varepsilon_+ \chi^2}. \quad (11)$$

Рост $G \cdot F$ прекращается из-за убывания величины $m/(\varepsilon_+ - |\mathbf{p}_+| \cos \chi)$ при этих углах.

4. Рассмотрим теперь выражения для энергий аннигиляционных фотонов (5) в пределе больших энергий позитрона с учетом полученного углового распределения. При $\chi \leq m/\varepsilon_+$ можно вообще положить $\chi = 0$ в выражениях (5). При $\varepsilon_+ \gg m$ получим в этом случае предельное значение энергии

$$\omega_1 = \frac{m}{2} = 255 \text{ кэВ}, \quad (12)$$

и асимптотику энергии

$$\omega_2 \approx \varepsilon_+. \quad (13)$$

При $m/\varepsilon_+ < \chi \leq \sqrt{m/\varepsilon_+}$ в разложениях выражений (5) нужно удерживать вклады $\sim \chi^2$, при этом получаем для энергий фотонов в этой области углов

$$\omega_1 = \frac{\varepsilon_+^2 \chi^2}{2m + \varepsilon_+ \chi^2}, \quad \omega_2 = \frac{\varepsilon_+}{1 + \varepsilon_+ \chi^2 / 2m}. \quad (14)$$

С учетом (12) и (13) можно утверждать, что фотоны с энергией ω_1 формируют аннигиляционную линию 255 кэВ, а γ -кванты с энергией ω_2 обладают непрерывным спектром энергии, отражающим спектр энергий позитронов. Существование в рассматриваемом случае предельной энергии 255 кэВ и есть основной результат работы. Излучение фотонов с энергией 255 кэВ направлено противоположно пучку падающих на поверхность позитронов. Действительно, как уже отмечалось, угол вылета фотона с импульсом \mathbf{k}_2 по отношению к направлению движения позитрона мал. Вычислим угол ϕ разлета аннигиляционных фотонов. Из инварианта $t = 2m(m + \varepsilon_+) = 2k_1 k_2 = 2\omega_1 \omega_2 (1 - \cos \phi)$ имеем

$$\cos \phi = 1 - \frac{m(m + \varepsilon_+)}{\omega_1 \omega_2}. \quad (15)$$

Воспользуемся теперь предельными выражениями (12), (13) и (14). Тогда из (15) имеем

$$\cos \phi = \begin{cases} -1, & \chi \leq m/\varepsilon_+, \\ 1 - 2 \frac{m^2}{\varepsilon_+^2 \chi^2} - \frac{2m}{\varepsilon_+} - \frac{\chi^2}{2}, & \frac{m}{\varepsilon_+} < \chi \leq \sqrt{\frac{m}{\varepsilon_+}}. \end{cases} \quad (16)$$

Предельное значение $\cos \phi$ при $\chi \rightarrow 0$ равно -1 . Это означает, что фотоны разлетаются в противоположные стороны, следовательно, излучение аннигиляционной линии будет направлено “назад”, противоположно потоку позитронов.

5. Оценим теперь мощность излучения аннигиляционной линии 255 кэВ, выразив ее через величины, относящиеся к позитронной компоненте плазмы. Для этого рассмотрим моноэнергетический пучок позитронов с энергией ε_+ , падающий на поверхность пульсара. Вероятность захвата позитрона в единицу времени есть $dw(\varepsilon_+, t) = j(\varepsilon_+, t) d\sigma_{\gamma\gamma}$, где $j(\varepsilon_+, t)$ есть плотность потока позитронов с энергией ε_+ , а $d\sigma_{\gamma\gamma}$ – сечение двухфотонной аннигиляции, определяемое выражением (8). Умножив вероятность $dw(\varepsilon_+, t)$ на энергию фотона $\omega_1(\varepsilon_+, \chi)$ и на число электронов N_e , получим мощность dI излучения линии 255 кэВ

$$dI = N_e \omega_1(\varepsilon_+, \chi) j(\varepsilon_+, t) \frac{d\sigma_{\gamma\gamma}}{d\Omega} d\Omega. \quad (17)$$

Интеграл от этого выражения по углам есть полная мощность аннигиляционной линии. Мы будем учитывать лишь вклад области $\chi < m/\varepsilon_+$, согласно (12) имеем $\omega_1(\varepsilon_+, \chi) = m/2$. После этого (17) интегрируется по углам и мы получаем

$$I(\varepsilon_+, t) = \frac{m}{2} N_e j(\varepsilon_+, t) \sigma_{\gamma\gamma}(\varepsilon_+), \quad (18)$$

где $\sigma_{\gamma\gamma}$ – интегральное сечение двухфотонной аннигиляции. Полная мощность излучения рассматриваемой аннигиляционной линии получается суммированием вкладов (18) по всему спектру энергий позитронов. Поэтому

$$I^{(\text{tot})}(t) = \frac{N_e m}{2} \int_{\varepsilon_{\min}}^{\infty} f(\varepsilon_+, t) j(\varepsilon_+, t) \sigma_{\gamma\gamma}(\varepsilon_+) d\varepsilon_+, \quad (19)$$

где ε_{\min} – минимальная энергия в спектре энергий позитронов, $f(\varepsilon_+, t)$ – функция распределения позитронов по энергиям. Под числом электронов N_e в (18), (19) будем понимать их число в слое, из которого гамма-излучение может выйти наружу. Поэтому $N_e \sim n_e S L$, где n_e – концентрация электронов в поверхности пульсара, S – площадь области аннигиляции, а L – толщина этого слоя, причем $L \sim 1/\mu$, где $\mu \sim \sigma_C n_e$ – коэффициент рассеяния гамма-излучения на единицу длины (σ_C – сечение комптоновского рассеяния фотона электроном). Следовательно, $N_e \sim S/\sigma_C$. Приведем здесь предварительную оценку мощности аннигиляционной линии 255 кэВ. В качестве плотности потока позитронов возьмем плотность, кратную голдрайховской плотности $J_{GJ} = \Omega B/2\pi e$, то есть $j(\varepsilon_+, t) \sim \xi \cdot J_{GJ}$, где ξ – некоторый безразмерный параметр. Возьмем в качестве σ_C томсоновское сечение $\sigma_T \sim 10^{-26} \text{ см}^2$, тогда мощность излучения 255 кэВ, возникающего при аннигиляции пучка позитронов с энергией ε_+ для пульсара с частотой обращения $\Omega \sim 1 \text{ с}$ равна $I(\varepsilon_+) \sim \xi \frac{m}{\varepsilon_+} \cdot 10^{20} \text{ эрг/с}$. Эта оценка получена в пренебрежении поглощением и рассеянием гамма-излучения в магнитосфере пульсара.

6. В данной работе мы предсказываем возможность образования аннигиляционной линии 255 кэВ в гамма-спектре пульсара. Возникновение этой линии, как мы видели, связано с аннигиляцией пучка

ультрарелятивистских позитронов с электронами поверхности. Образующееся при аннигиляции гамма-излучение должно характеризоваться резкой анизотропией в угловом распределении. Высокоэнергетические гамма-фотоны уносят почти всю энергию позитронов в глубь пульсара, однако от поверхности должно наблюдаться мягкое гамма-излучение, энергия фотонов которого при больших энергиях налетающих позитронов стремится к постоянному значению 255 кэВ. Изучение этой линии дает возможность получить важную информацию о структуре зазора, процессах ускорения частиц в нем. Заметим, что обсуждаемая аннигиляционная линия должна испытывать значительное (порядка 20%) гравитационное красное смещение (см., например, [10]), что может дать ценные сведения о соотношении масс и радиусов нейтронных звезд. Отметим также, что эффект подавления аннигиляционной линии сильным магнитным полем [11] в рассматриваемом случае существенно ослаблен ввиду того, что эффект подавления отсутствует при распространении фотонов вдоль магнитного поля и весьма мал при малых углах распространения по отношению к полю.

Авторы выражают благодарность В. С. Бескину, Б. М. Мороженко и рецензенту статьи за полезное обсуждение.

1. В. С. Бескин, УФН **169**, 11 (1999).
2. P. Goldreich and W. H. Julian, *Astrophys. J.* **157**, 869 (1969).
3. J. Arons and E. T. Scharlemann, *Astrophys. J.* **231**, 854 (1979).
4. E. T. Scharlemann, W. M. Fawley, and J. Arons, *Astrophys. J.* **222**, 297 (1978).
5. В. С. Бескин, Письма в *Астроном. журнал*, **16**, 665 (1990).
6. А. Г. Муслимов, А. И. Цыган, *Астроном. журнал* **67**, 263 (1990).
7. Yung-Su Tsai, *Phys. Rev.* **3B**, 137 (1965).
8. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Квантовая электродинамика*, М.: Наука, 1979.
9. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля*, М.: Наука, 1979.
10. M. P. Ulmer et al., *Astrophys. J.* **551**, 244 (2001).
11. M. G. Baring, *MNRAS* **262**, 20 (1993).