

# О СВЯЗИ СПЕКТРОВ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ И РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ

*В. М. Конторович\**, *А. Б. Фланчик\*\**

*Радиоастрономический институт Национальной академии наук Украины  
61002, Харьков, Украина*

Поступила в редакцию 25 июля 2007 г.

Предлагается модель радиоизлучения пульсара, в которой когерентное радиоизлучение возбуждается в вакуумном зазоре над полярной шапкой нейтронной звезды. Рентгеновское и гамма-излучение пульсара при этом рассматривается как результат обратного комптоновского рассеяния радиоизлучения на ультррелятивистских электронах, ускоряемых в зазоре. Учитывается влияние магнитного поля пульсара на обратное комптоновское рассеяние. Найдена связь спектров радиоизлучения и гамма-излучения пульсаров в данной модели.

PACS: 97.60.Gb, 41.20.Jb

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В данной работе мы рассматриваем связь возникающих в вакуумном зазоре когерентных низкочастотных колебаний с рентгеновским и гамма-излучением пульсара. Существует ряд давно известных механизмов, приводящих к низкочастотному (радио) излучению пульсаров [1]. Им присуща, однако, до сих пор полностью не преодоленная трудность в объяснении когерентности [2], необходимой для появления высоких яркостных температур  $T_{BR} \sim 10^{25} - 10^{28}$  К, типичных для радиоизлучения пульсаров [3].

Обсуждаемый механизм когерентного радиоизлучения состоит в раскачке колебаний в «резонаторе» [4], которым является вакуумный зазор над полярной шапкой пульсара (рис. 1). Свод резонатора образуется электронно-позитронной плазмой за счет рождения пар в сильном магнитном поле пульсара. Последнее не происходит вблизи магнитной оси в связи с малой кривизной магнитных силовых линий, вследствие чего образуется волновод. Колебания возбуждаются сгустками электронов, стекающими в процессе разрядов, в которых ускоряются электроны [5], с заострений поверхности полярной шапки. Ими могут быть микроскопические выступы на

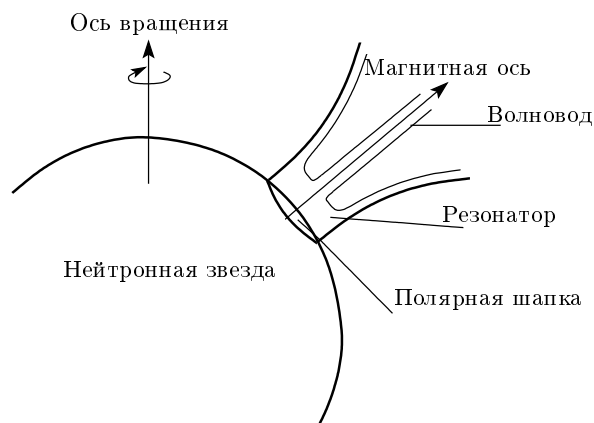


Рис. 1. «Резонатор» и «волновод» на схеме пульсара в области открытых силовых линий

твердой поверхности или вершины волн на жидкой поверхности полярной шапки в сильном продольном электрическом поле, возникающем в зазоре [6].

Известно, что в традиционно рассматриваемых механизмах радиоизлучения пульсара быстрое пересечение релятивистским электронным пучком области генерации колебаний в неоднородной магнитосферной плазме затрудняет формирование сгустков (бунчей), необходимых для когерентного излучения. Иная ситуация может возникать при разрядах в вакуумном зазоре. Так как разряды происходят «слу-

\*E-mail: vkont@ri.kharkov.ua

\*\*E-mail: alex\_svs\_fl@vk.kh.ua

чайно» в различных местах полярной шапки, времени для формирования очередного сгустка вполне хватает — оно непосредственно не ограничено малыми временами ускорения и пролета электрона через зазор.

Обратное комптоновское рассеяние радиоизлучения в резонаторе [7] на релятивистских электронах, ускоряемых в зазоре, приводит к рентгеновскому и гамма-излучению, наблюдаемому у ряда пульсаров. В отличие от работы [7], ниже учитывается влияние сильного магнитного поля на сечение рассеяния. Мы покажем, что возникающее жесткое излучение несет важную информацию о низкочастотных колебаниях в зазоре. Ее естественно использовать как для апробации модели, так и для получения данных о мощности низкочастотных колебаний в резонаторе и их спектре. Заметим, что обратное комптоновское рассеяние неоднократно привлекалось для объяснения излучения пульсаров, но рассматривалось оно либо на тепловых фотонах излучения полярной шапки [8], либо на синхрофотонах вблизи светового цилиндра [9]. Комптоновское рассеяние «вдогон» с малым преобразованием частоты привлекалось для объяснения когерентного радиоизлучения в толще «пористой» магнитосферы [10].

Мы ограничим наше рассмотрение излучением, выходящем из резонатора через «волновод», возникающий вблизи магнитной оси пульсара [11]. Такая возможность реализуется в случае трехгорбой формы импульса (как, например, у пульсаров PSR 0329+54 и 2045-15), где центральный горб связывается как раз с излучением вдоль оси [12], в то время как за появление двух других горбов считается ответственным конус<sup>1)</sup> максимальной кривизны [1]. Такая центральная часть присутствует и в импульсах некоторых гамма-пульсаров [13]. Радиоизлучение, выходящее по другим каналам, в том числе и просачивающееся сквозь магнитосферную плазму, может иметь интенсивность того же порядка, что и выходящее через волновод (по крайней мере для

<sup>1)</sup> Формирование конуса и соответствующей ему двугорбой формы импульса связано не только с пояском силовых линий с максимальной кривизной на периферии полярной шапки, но и с чисто геометрическим условием рождения пар, для чего требуется пересечение фотоном силовой линии поля, на которой рождается пара, под достаточно большим углом [3]. Обеспечить такие углы на малых длинах пробега (при дипольном магнитном поле) могут лишь фотоны, испущенные с периферийных силовых линий. Поэтому даже в отсутствие фотонов кривизны, например при преобладании комптоновских фотонов, с чем мы столкнемся ниже, все равно может формироваться полный конус и соответствующая ему двугорбая кривая.

ряда пульсаров [10]). Свойства спектра наблюдаемого радиоизлучения пульсара должны быть связаны с параметрами резонатора (его высотой и формой) и волновода (его формой и радиусом). Заметим, что эффективный радиус волновода в силу его сложной формы и характера спектра может различаться для радиоизлучения и для жесткого излучения.

## 2. РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ В РЕЗОНАТОРЕ И ВОЛНОВОДЕ

Рассмотрим низкочастотные колебания, возбуждаемые разрядами в вакуумном зазоре пульсара. Плотность энергии  $U_R$  этих колебаний может быть оценена по мощности  $I_R$  радиоизлучения, выходящего через волновод:

$$I_R = cU_R \Sigma_w, \quad \Sigma_w = \pi R_w^2, \quad (1)$$

где  $R_w$  — радиус волновода, для которого существуют различные модели (см., например, обзор [11]), смысл индекса « $R$ » у плотности энергии выясняется ниже. Ниже мы будем считать  $R_w$  параметром, причем  $R_w \ll R_{PC}$ , где  $R_{PC} \approx R_* \sqrt{\Omega R_*/c}$  — радиус полярной шапки,  $R_* \sim 10^6$  см — радиус нейтронной звезды,  $\Omega = 2\pi/P$  — угловая скорость вращения пульсара с периодом  $P$ ,  $c$  — скорость света.

Мощности радиоизлучения большинства пульсаров составляют  $I_R \sim 10^{27} - 10^{30}$  эрг/с [1], так что для плотности энергии  $U_R$  при параметрах  $P = 0.1$  с,  $R_w \sim 10^3$  см получим

$$U_R \sim 10^{10} - 10^{13} \text{ эрг/см}^3. \quad (2)$$

Плотность энергии (2) существенно превышает плотность энергии теплового излучения полярной шапки пульсара  $U_T \sim 10^6$  эрг/см<sup>3</sup> (при температуре полярной шапки  $T_{PC} \sim 10^5$  К).

Частота радиоизлучения, возбуждаемого в зазоре, ограничена снизу временем  $\tau$  пролета ускоренным электроном вакуумного зазора высотой  $h$ :

$$\omega \geq \frac{2\pi}{\tau} \approx \frac{2\pi c}{h}. \quad (3)$$

При  $h \sim 10^4$  см условие (3) дает  $\omega \geq 10^7$  с<sup>-1</sup>.

Другое ограничение спектра наблюдаемого радиоизлучения со стороны низких частот связано с условием выхода радиоизлучения через волновод:  $\lambda \leq R_w$  ( $\lambda$  — длина волны), или<sup>2)</sup>

$$\omega \geq \frac{2\pi c}{R_w}. \quad (4)$$

<sup>2)</sup> Вообще говоря, нужно учитывать активационный характер закона дисперсии в волноводе и резонаторе, но на оценки это не влияет.

Низкочастотному обрыву спектра радиоизлучения соответствует более жесткое из условий (3) и (4). Для параметров  $P = 0.1$  с,  $R_w \approx 10^3$  см ограничение (4) дает  $\omega \geq 10^8$  с<sup>-1</sup>. Как радиус  $R_w$  волновода, так и высота  $h$  зазора являются функциями параметров пульсаров и могут сильно различаться. Для быстрых пульсаров с  $h < R_{PC}$  [3] возможна ситуация, когда  $R_w \sim h$  и условия (3) и (4) совпадают, так что даже самые длинноволновые моды способны выйти через волновод. Если условие (4) не выполняется, то имеются «запертые» моды, не пропускаемые волноводом. В этом случае плотность энергии колебаний в резонаторе может быть значительно выше, чем определяемая по радиоизлучению (2). Поэтому оценка (2) полной плотности энергии из формулы (1) верна лишь в том случае, когда запертые моды с  $\lambda < R_w$  не дают значительного вклада в плотность энергии. Наличие запертых мод должно существенно отражаться на интенсивности жесткого излучения, которое возникает в результате обратного комптоновского рассеяния.

Ограничение со стороны высоких частот оценим по наблюдаемому высокочастотному «завалу» в спектре радиоизлучения:

$$\omega \leq \omega_{max} \sim 1-10 \text{ ГГц}, \quad (5)$$

Заметим, что по порядку величины частота  $\omega_{max}$  близка к плазменной частоте, определяемой голдрайх-джулиановской плотностью заряда над полярной шапкой, что соответствует верхней поверхности рассматриваемого нами резонатора. Через частоты  $\omega_{min}$  и  $\omega_{max}$  определяется (см. ниже) интервал частот в спектре жесткого излучения, возникающего при обратном комптоновском рассеянии радиоизлучения релятивистскими электронами в зазоре.

Оценим также вклад запертых мод в плотность энергии низкочастотных колебаний в резонаторе. Полная плотность энергии  $U$  низкочастотных колебаний в резонаторе может быть записана как  $U = U_{tr} + U_R$ , где  $U_{tr}$  — вклад запертых мод. Для изотропных распределений

$$U_{tr} = \int_{\omega_{min}}^{\omega_1} U(\omega) d\omega, \quad U_R = \int_{\omega_1}^{\omega_{max}} U(\omega) d\omega, \quad (6)$$

где  $\omega_1$  — минимальная частота выходящего через волновод радиоизлучения.

Для спектрального распределения мощности радиоизлучения пульсара, имеющего вид

$$I(\omega) \propto \omega^{-\alpha_R}, \quad (7)$$

где  $\alpha_R$  — спектральный индекс, распределение будем считать изотропным и степенным с тем же индексом,  $U(\omega) \propto \omega^{-\alpha_R}$ , во всем интервале частот  $\omega_{min} \leq \omega \leq \omega_{max}$ . В случае  $\alpha_R > 1$  для отношения  $\mu = U_{tr}/U_R$  имеем

$$\mu \approx \left( \frac{\omega_1}{\omega_{min}} \right)^{\alpha_R-1} \left[ 1 - \left( \frac{\omega_{min}}{\omega_1} \right)^{\alpha_R-1} \right]. \quad (8)$$

При  $\omega_{min} \ll \omega_1$  видна возможность преимущественной концентрации энергии в запертых модах. При  $h > R_w$  имеем  $\omega_{min} \sim 2\pi c/h$ ,  $\omega_1 \sim 2\pi c/R_w$ , тогда величину (8) можно оценить как

$$\begin{aligned} \mu &\approx \left( \frac{h}{R_w} \right)^{\alpha_R-1} \approx \\ &\approx 10^{\alpha_R-1} \left( \frac{h}{10^4 \text{ см}} \frac{10^3 \text{ см}}{R_w} \right)^{\alpha_R-1}. \end{aligned} \quad (9)$$

Оценка вклада запертых мод в плотность энергии низкочастотного поля есть

$$U_{tr} \approx 10^{\alpha_R-1} U_R \left( \frac{h}{10^4 \text{ см}} \frac{10^3 \text{ см}}{R_w} \right)^{\alpha_R-1}. \quad (10)$$

Оценку плотности энергии  $U$  можно получить из закона сохранения энергии электромагнитного поля в резонаторе, возбуждаемом сторонними токами разрядов. Действительно, закон сохранения энергии поля гласит  $\text{div} \mathbf{S} = -\mathbf{j}_{ex} \cdot \mathbf{E}_\sim$ , где  $\mathbf{S}$  — вектор Пойтинга,  $\mathbf{j}_{ex}$  — плотность сторонних токов разрядов,  $\mathbf{E}_\sim$  — напряженность низкочастотного электрического поля, а черта означает усреднение по времени. Проинтегрировав это уравнение по объему резонатора и применив теорему Гаусса, получим

$$\oint \mathbf{S} d\Sigma = - \int \mathbf{j}_{ex} \cdot \mathbf{E}_\sim dV. \quad (11)$$

Заметив, что излучаемая в радиодиапазоне мощность

$$I_R = \oint \mathbf{S} d\Sigma = cU_R \Sigma_w,$$

где  $U_R = U(1 + \mu)$ ,  $U \sim E_\sim^2/4\pi$ , и оценив интеграл в правой части равенства (11),

$$\int \mathbf{j}_{ex} \cdot \mathbf{E}_\sim dV \leq c\rho_{GJ}\eta E_\sim \Sigma_{PC} h,$$

получим оценку

$$U \leq 4\pi(1 + \mu)^2 (\Sigma_{PC}/\Sigma_w)^2 (h\rho_{GJ}\eta)^2. \quad (12)$$

Здесь  $\Sigma_{PC} = \pi R_{PC}^2$  — площадь полярной шапки пульсара,  $\eta < 1$  — отношение средней плотности тока разрядов к плотности тока Голдрайха-Джулиана  $j_{GJ} = c\rho_{GJ}$ ,  $\rho_{GJ} = -\mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{B}/2\pi c$ .

При указанных параметрах отсюда следует, что  $U < 10^{16} \eta^2 (1 + \mu)^2$  эрг/см<sup>3</sup>.

Оценим добротность резонатора  $Q = \omega/2\delta$ , где  $\delta$  — декремент затухания низкочастотного поля. Последний может быть выражен через потери энергии на излучение:

$$\delta = -\frac{\dot{W}}{2W} = \frac{c\Sigma_w}{2(1 + \mu)\Sigma_{PC}h},$$

где  $W = U\Sigma_{PC}h$  — энергия электромагнитных колебаний в резонаторе, а  $\dot{W} = -I_R = -cU\Sigma_w/(1 + \mu)$  — потери за счет излучения через волновод. В результате для добротности получим

$$Q = (1 + \mu)\frac{\omega}{c}h\frac{\Sigma_{PC}}{\Sigma_w} \approx \approx 70(1 + \mu)\frac{\omega}{10^6 \text{ c}^{-1}}\frac{h}{10^4 \text{ см}}\left(\frac{10^3 \text{ см}}{R_w}\right)^2\frac{1 \text{ с}}{P}. \quad (13)$$

При параметрах  $P = 0.1 \text{ с}$ ,  $R_w = 10^3 \text{ см}$ ,  $h = 3 \cdot 10^4 \text{ см}$  и спектральном индексе радиоизлучения  $\alpha_R = 3$  имеем  $\mu \sim 10^3$  и добротность, оцененная согласно (11), может изменяться от  $10^2$  до  $10^6$ .

### 3. КОМПТОНОВСКОЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ И ОЦЕНКА МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРА В ГАММА-ДИАПАЗОНЕ

Обратное комптоновское рассеяние (рис. 2) низкочастотного излучения ультрарелятивистскими электронами в зазоре должно приводить к мощному рентгеновскому и гамма-излучению (комптоновское излучение). Определим энергии рассеянных фотонов и оценим спектр и мощность этого излучения.

После рассеяния энергия  $\hbar\omega_\gamma$  фотона равна

$$\hbar\omega_\gamma = \hbar\omega\frac{1 - \frac{V}{c}\cos\theta}{1 - \frac{V}{c}\cos\theta'}, \quad (14)$$

где  $V = c\sqrt{1 - \Gamma^{-2}}$  — скорость электрона,  $\Gamma$  — гамма-фактор,  $\omega$  — частота рассеиваемого радиоизлучения,  $\theta, \theta'$  — углы между импульсами начального и конечного фотонов и магнитным полем. Учитывая, что из-за релятивистской аберрации  $1 - (V/c)\cos\theta' \sim 1/\Gamma^2$ , получим частоту фотона после рассеяния:

$$\omega_\gamma = \omega\Gamma^2\left(1 - \frac{V}{c}\cos\theta\right) \approx \omega\Gamma^2. \quad (15)$$

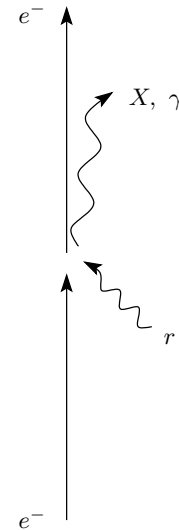


Рис. 2. Схема обратного комптоновского рассеяния. Здесь  $r$  обозначает фотон радиоизлучения, возбуждаемого в зазоре, а  $X$  или  $\gamma$  — рентгеновский или гамма-квант

Это излучение попадает в рентгеновский и гамма-диапазоны.

Как известно [14], сильное магнитное поле оказывает существенное влияние на комптоновское рассеяние за счет резонансных и квантовых эффектов. Но для наших диапазонов и значений поля эти эффекты, как правило, незначительны. В то же время, как было показано в работе [15], комптоновское рассеяние на ультрарелятивистских электронах в одномерном случае (при колебаниях электрона строго вдоль магнитного поля), в силу поперечного характера волн и релятивистской аберрации, оказывается сильно подавленным. Более существенным, хотя также ослабленным, является комптоновское рассеяние за счет колебаний при дрейфе электрона [15] в магнитном поле звезды и электрическом поле низкочастотного излучения (рис. 3).

Дифференциальное сечение комптоновского рассеяния в системе покоя электрона с учетом влияния дрейфа (см. рис. 3) имеет вид [15]

$$d\sigma = \frac{r_e^2}{4}\frac{\omega^2}{\omega_B^2}(1 + \cos^2\theta) \times \times (1 + \cos^2\theta') d\Omega', \quad d\Omega' = 2\pi \sin\theta' d\theta', \quad (16)$$

где  $\omega_B = eB/mc$ ,  $r_e = e^2/mc^2$ . Используя преобразования Лоренца для углов и частот, получим сечение рассеяния на ультрарелятивистском электроде в лабораторной системе:

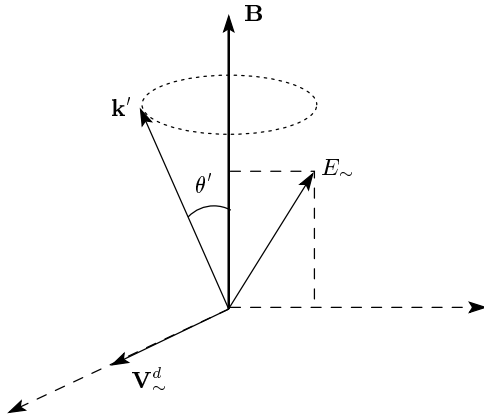


Рис. 3. Схема дрейфа электрона в магнитном поле  $\mathbf{B}$  пульсара и электрическом поле  $\mathbf{E}_{\sim}$  низкочастотного излучения в зазоре,  $\mathbf{V}_{\sim}^d = c\mathbf{E}_{\sim} \times \mathbf{B}/B^2$  — дрейфовая скорость

$$d\sigma = r_e^2 \frac{\omega^2}{\omega_B^2} \frac{\left(1 - \frac{V}{c} \cos \theta\right)^2}{\left(1 - \frac{V}{c} \cos \theta'\right)^2} d\Omega'. \quad (17)$$

Множитель  $1 - (V/c) \cos \theta'$  в знаменателе отвечает релятивистской абберации. В области малых углов  $\theta' \sim 1/\Gamma$ , дающих основной вклад в рассеяние, имеем  $1 - (V/c) \cos \theta' \sim 1/\Gamma^2$ , так что в этой области  $d\sigma/d\Omega' \sim \Gamma^4$ .

Интегрируя выражение (17) по  $d\Omega'$ , найдем полное сечение рассеяния

$$\sigma = \sigma_T \frac{\omega^2 \Gamma^2}{\omega_B^2} \left(1 - \frac{V}{c} \cos \theta\right)^2 \quad (L\text{-система}), \quad (18)$$

которое можно записать в релятивистски-инвариантном виде

$$\sigma = \sigma_T \frac{(kp)^2}{m^2 \omega_B^2}, \quad (19)$$

где  $\sigma_T$  — томсоновское сечение,  $p = (\varepsilon/c, \mathbf{p})$  и  $k = (\omega/c, \mathbf{k})$  — 4-импульс электрона и волновой 4-вектор начального фотона, их скалярное произведение есть  $pk = m\Gamma\omega(1 - (V/c) \cos \theta)$ . В системе покоя электрона имеем  $p = (mc, 0)$  и  $pk = m\omega$ , так что полное сечение рассеяния будет

$$\sigma = \sigma_T \frac{\omega^2}{\omega_B^2} \quad (R\text{-система}), \quad (20)$$

что совпадает с проинтегрированным по углам выражением (16).

Вероятность  $w(\mathbf{k}', \mathbf{k}) d^3k'$  комптоновского рассеяния фотона радиоизлучения с испусканием гам-

ма-кванта с волновым вектором в интервале  $d^3k'$  определяется как [16]

$$w(\mathbf{k}', \mathbf{k}) d^3k' = c \frac{d\sigma}{d\Omega'} \left(1 - \frac{V}{c} \cos \theta\right) d\Omega',$$

откуда, используя соотношение (17), получаем

$$w(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = \frac{c^4 r_e^2 \omega^2}{\omega'^2 \omega_B^2} \frac{\left(1 - \frac{V}{c} \cos \theta\right)^3}{\left(1 - \frac{V}{c} \cos \theta'\right)^2} \times \delta \left( \omega' - \omega \frac{1 - \frac{V}{c} \cos \theta}{1 - \frac{V}{c} \cos \theta'} \right). \quad (21)$$

Оценим мощность  $I_\gamma$  комптоновского излучения:

$$I_\gamma = \int q(\Gamma) f(\Gamma, \mathbf{r}) d\Gamma d^3r, \quad (22)$$

где  $f$  — функция распределения электронов, ускоряемых продольным электрическим полем в зазоре,  $q$  — мощность комптоновского излучения отдельной частицы. С учетом влияния магнитного поля пульсара и низкочастотных колебаний, возбуждаемых в зазоре, потери энергии релятивистского электрона при рассеянии на низкочастотных модах в резонаторе со степенным спектром (7) определяются формулой [15]

$$q(\Gamma) = \int \hbar\omega' w(\mathbf{k}', \mathbf{k}) N_R(\mathbf{k}) \frac{2d^3k}{(2\pi)^3} d^3k' = cg\sigma_T U \Gamma^4, \quad (23)$$

где в нашем случае

$$g = \frac{24}{5} \frac{\alpha_R - 1}{\omega_B^2} \omega_{min}^{\alpha_R - 1} \int_{\omega_{min}}^{\omega_{max}} \omega^{2 - \alpha_R} d\omega, \quad (24)$$

а  $N_R(\mathbf{k})$  — функция распределения фотонов радиоизлучения, которую при спектре (7) мы представляем в виде  $N_R(\mathbf{k}) = \text{const} \cdot \omega^{-(3+\alpha_R)}$ . Нормируя ее на плотность энергии волн в резонаторе

$$U = \int \hbar\omega N_R(\mathbf{k}) \frac{2d^3k}{(2\pi)^3},$$

получим

$$N_R(\mathbf{k}) = \frac{\pi^2 c^3}{\hbar} (\alpha_R - 1) U \omega_{min}^{\alpha_R - 1} \omega^{-(3+\alpha_R)}. \quad (25)$$

Отметим, что в отсутствие влияния магнитного поля и указанного дрейфа на комптоновское

рассеяние сечение определяется формулой Томсона, а комптоновские потери энергии составляют [17]  $q(\Gamma) = (4/3)c\sigma_T U \Gamma^2$ . Сравнивая это выражение с (23), видим, что томсоновское сечение здесь должно быть заменено согласно

$$\sigma_T \rightarrow \frac{3}{4}g\sigma_T \Gamma^2, \quad g \approx 2 \cdot 10^{-14} \cdot 10^{-4\alpha_R} \times \left(\frac{\omega_{min}}{10^6 c^{-1}}\right)^{\alpha_R-1} \left(\frac{\omega_{max}}{10^{10} c^{-1}}\right)^{3-\alpha_R} \left(\frac{10^{12} \Gamma c}{B}\right)^2. \quad (26)$$

Малый параметр  $(\omega/\omega_B)^2$  в сечении комптоновского рассеяния (16) приводит к тому, что комптоновские потери (23) много меньше, чем потери при рассеянии на свободных электронах. Эта малость при рассеянии может компенсироваться помимо множителя  $\Gamma^2$  большим значением плотности энергии  $U$  низкочастотных колебаний в зазоре, совместимым с процессом ускорения частиц до значений гамма-фактора  $\Gamma \approx 10^7-10^8$ .

Действительно, функцию распределения  $f$  можно представить в виде

$$f(\Gamma, \mathbf{r}) = n_e \delta(\Gamma - \Gamma(z)) \quad (27)$$

( $n_e$  — концентрация электронов в зазоре), где гамма-фактор  $\Gamma(z)$  электрона удовлетворяет уравнению движения

$$\frac{d\Gamma(z)}{dz} = \frac{e}{mc^2} E_{\parallel}(z) - \frac{2e^2}{3mc^3 R_c^2} \Gamma^4(z) - g \frac{\sigma_T U}{mc^2} \Gamma^4(z), \quad (28)$$

где  $E_{\parallel}(z)$  — продольное электрическое поле в зазоре, для которого существуют различные модели,  $R_c = 7 \cdot 10^7 \text{ см} \sqrt{P[\text{c}]}$  — радиус кривизны магнитной силовой линии. В уравнении (28) первый член описывает ускорение электрона в поле  $E_{\parallel}(z)$ , второй и третий — потери энергии на излучение кривизны и обратное комптоновское рассеяние. Подставляя (23) и (27) в (22), для мощности жесткого излучения, выходящего через волновод, находим

$$I_{\gamma} \approx c g \sigma_T n_e U \Sigma_w \int \Gamma^4(z) dz \sim \sim c g \sigma_T n_e U \Sigma_w h \bar{\Gamma}^4, \quad (29)$$

где  $\bar{\Gamma}$  — максимальное значение гамма-фактора, достижимое в зазоре и определяемое наиболее эффективным механизмом потери энергии. При выполнении неравенства

**Таблица 1.** Мощности излучения трех пульсаров в радиодиапазоне [1] и в гамма-лучах [13]

|                      | B0531+21<br>Crab  | B0833-45<br>Vela    | B1951+32            |
|----------------------|-------------------|---------------------|---------------------|
| $I_R$ , эрг/с        | $4 \cdot 10^{31}$ | $1.6 \cdot 10^{29}$ | $8 \cdot 10^{28}$   |
| $I_{\gamma}$ , эрг/с | $5 \cdot 10^{35}$ | $8.6 \cdot 10^{33}$ | $2.5 \cdot 10^{34}$ |
| $I_{\gamma}/I_R$     | $1.25 \cdot 10^4$ | $5.37 \cdot 10^4$   | $3.15 \cdot 10^5$   |

$$U \gg U_{min} = \frac{2e^2}{3R_c^2 g \sigma_T}, \quad (30)$$

$$U_{min} \left[ \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3} \right] = 2.3 \cdot 10^{14} \left( \frac{10^8 \text{ см}}{R_c} \right)^2 \frac{10^{-25}}{g}$$

потери энергии на обратное комптоновское рассеяние преобладают над потерями на излучение кривизны. В этом случае можно опустить второй член в правой части уравнения (28), а максимальный гамма-фактор электрона в зазоре будет определяться обратным комптоновским рассеянием. Его оценка имеет вид

$$\bar{\Gamma} \approx \left( \frac{mc^2}{g \sigma_T U z_{\Gamma}} \right)^{1/3}, \quad (31)$$

где  $z_{\Gamma}$  — высота над поверхностью звезды, на которой достигается максимум  $\Gamma$ . Высота  $z_{\Gamma}$  определяется уравнением

$$e E_{\parallel}(z_{\Gamma}) z_{\Gamma}^{4/3} = \left( \frac{(mc^2)^4}{g \sigma_T U} \right)^{1/3}. \quad (32)$$

В результате отношение мощности комптоновского излучения пульсара к мощности его радиоизлучения можно оценить, используя соотношения (1), (8) и (23), как

$$\frac{I_{\gamma}}{I_R} \approx \mu g \sigma_T n_e h \bar{\Gamma}^4. \quad (33)$$

Мощности радиоизлучения и гамма-излучения трех пульсаров приведены в табл. 1, откуда видно, что  $I_{\gamma}/I_R \sim 10^4-10^5$ . В данной модели такие значения могут быть получены за счет вклада запертых мод при  $\mu \approx 10^3$ . Такое значение  $\mu$  можно получить при параметрах  $h = 2 \cdot 10^4 \text{ см}$ ,  $\bar{\Gamma} = 3 \cdot 10^8$ ,  $n_e = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $g = 2 \cdot 10^{-26}$ .

Минимальную  $\omega_{\gamma 1}$  и максимальную  $\omega_{\gamma 2}$  частоты комптоновского излучения можно оценить по интервалу частот радиоизлучения в зазоре:

$$\omega_{\gamma 1} \approx \omega_{min} \bar{\Gamma}^2, \quad \omega_{\gamma 2} \approx \omega_{max} \bar{\Gamma}^2. \quad (34)$$

Оценки гамма-фактора электрона  $\bar{\Gamma}$  и интервала частот комптоновского излучения зависят от модели

**Таблица 2.** Спектральные индексы пульсаров в радио- и гамма-диапазонах с разностью индексов  $\alpha_R - \alpha_\gamma \approx 2$

|                      | $\alpha_R$               | $\alpha_\gamma$      | $\alpha_R - \alpha_\gamma$ |
|----------------------|--------------------------|----------------------|----------------------------|
| B0531+21 (Crab)      | $2.9 \pm 0.4$ [21]       | $1.07 \pm 0.03$ [20] | $1.83 \pm 0.4$             |
| B0833-45 (Vela)      | $2.9^{+1.1}_{-0.8}$ [22] | $0.54 \pm 0.01$ [20] | $2.36^{+1.1}_{-0.8}$       |
| J0633-1746 (Geminga) | $2.65 \pm 0.2$ [23]      | $0.39 \pm 0.02$ [20] | $2.26 \pm 0.2$             |

продольного электрического поля в зазоре. В модели с затрудненным выходом частиц [6] продольное поле имеет вид  $E_{||}(z) = \Omega B(h - z)/c$ , где  $B$  — величина магнитного поля вблизи поверхности звезды. Предельный гамма-фактор электрона, длину  $z_\Gamma$  ускорения и частоты  $\omega_\gamma$  комптоновского гамма-излучения в этом случае можно оценить, воспользовавшись соотношениями (31), (32) и (34):

$$\bar{\Gamma} \approx 3.0 \cdot 10^7 \left( \frac{10^{-25}}{g} \frac{10^{16} \text{ эрг/см}^3}{U} F \right)^{1/6}, \quad (35)$$

$$z_\Gamma \approx 4.8 \cdot 10^4 \text{ см} \left( \frac{1}{F} \frac{10^{-25}}{g} \frac{10^{16} \text{ эрг/см}^3}{U} \right)^{1/2}, \quad (36)$$

$$\omega_\gamma \approx 10^{15} \omega \left( \frac{10^{-25}}{g} \frac{10^{16} \text{ эрг/см}^3}{U} F \right)^{1/3}, \quad (37)$$

где

$$F = \frac{1 \text{ с}}{P} \frac{R_c}{10^7 \text{ см}} \frac{10^{10} \text{ с}^{-1}}{\omega_{max}}.$$

Продольное поле в модели со свободным выходом электронов [18] (с учетом поправок ОТО [3]) имеет вид

$$E_{||}(z) = \frac{3\Omega B a z (h - z)}{4cR_*},$$

$$a = 4 \left( \frac{R_g}{R_*} \right)^3 \cos \chi + \sqrt{\frac{\Omega R_*}{c}} \sin \chi \cos \varphi_m,$$

$R_g \approx 0.2R_*$  — гравитационный радиус звезды,  $\chi$  — угол между магнитной осью и осью вращения,  $\varphi_m$  — азимутальный угол относительно магнитной оси пульсара. Аналогично получению выражений (35)–(37) найдем

$$\bar{\Gamma} \approx 2.1 \cdot 10^7 \times \left[ \left( \frac{10^{-25}}{g} \right)^2 \left( \frac{10^{16} \text{ эрг/см}^3}{U} F \right)^2 a F \right]^{1/9}, \quad (38)$$

$$z_\Gamma \approx 1.5 \cdot 10^5 \text{ см} \times \left( \frac{1}{aF} \frac{10^{-25}}{g} \frac{10^{16} \text{ эрг/см}^3}{U} \right)^{1/3}, \quad (39)$$

$$\omega_\gamma \approx 4.4 \cdot 10^{14} \omega \times \left[ \left( \frac{10^{-25}}{g} \right)^2 \left( \frac{10^{16} \text{ эрг/см}^3}{U} \right)^2 a F \right]^{2/9}. \quad (40)$$

Для низкочастотного излучения, удовлетворяющего условиям (3)–(5), комптоновское излучение, как видно из выражений (37) и (40), попадает в гамма-диапазон.

Заметим, что в рассматриваемом случае эффективное ускорение электронов возможно при гораздо больших плотностях энергии низкочастотного излучения, чем при рассеянии на свободных электронах. Как уже отмечалось, из-за вклада запертых мод плотность энергии низкочастотных колебаний может существенно превышать ее оценку (2) по радиоизлучению.

#### 4. СПЕКТРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОМПТОНОВСКОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрим спектральное распределение гамма-излучения, возникающего при обратном комптоновском рассеянии радиоизлучения электронами в зазоре. Представим его в виде

$$I_\gamma(\omega_\gamma, z) = \frac{2\hbar\omega_\gamma^3}{(2\pi c)^3} \int_{\Sigma_w} dx dy \int d\Omega' N_\gamma(\mathbf{k}_\gamma, \mathbf{r}), \quad (41)$$

где  $N_\gamma(\mathbf{k}_\gamma, \mathbf{r})$  — сильноанизотропная функция распределения комптоновских фотонов, определяемая кинетическим уравнением

$$c \frac{\partial}{\partial z} N_\gamma(\mathbf{k}_\gamma, \mathbf{r}) = \int d\Gamma d^3k w(\mathbf{k}_\gamma, \mathbf{k}) f(\Gamma, \mathbf{r}) N_R(\mathbf{k}, \mathbf{r}). \quad (42)$$

Из формул (41) и (42) находим

**Таблица 3.** Спектральные индексы пульсаров в радио- и гамма-диапазонах с разностью индексов  $\alpha_R - \alpha_\gamma \approx 1$

|            | $\alpha_R$ | $\alpha_\gamma$      | $\alpha_R - \alpha_\gamma$ |
|------------|------------|----------------------|----------------------------|
| J0218+4232 | 2.92 [26]  | 1.6 [24]             | 1.32                       |
| B1951+32   | 1.6 [25]   | $0.78 \pm 0.09$ [20] | $0.82 \pm 0.09$            |

**Таблица 4.** Спектральные индексы пульсаров с близкими индексами в радио- и гамма-диапазонах

|          | $\alpha_R$ | $\alpha_\gamma$      | $\alpha_R - \alpha_\gamma$ |
|----------|------------|----------------------|----------------------------|
| B1509-58 | 0.37 [26]  | $0.68 \pm 0.09$ [20] | $-0.31 \pm 0.09$           |
| B1046-58 | 0.96 [27]  | $1.0 \pm 0.10$ [28]  | $-0.04 \pm 0.10$           |
| B1706-44 | 0.53 [23]  | $0.56 \pm 0.05$ [20] | $-0.03 \pm 0.05$           |

$$I_\gamma(\omega_\gamma, z) = \frac{2\hbar\omega_\gamma^3}{(2\pi c)^3 c} \int_{\Sigma_w} dx dy \int d\Omega' \int_0^z dz' \times \\ \times \int d\Gamma d^3k w(\mathbf{k}_\gamma, \mathbf{k}) f(\Gamma, x, y, z') N_R(\mathbf{k}, x, y, z') \quad (43)$$

(при интегрировании в уравнении (42) мы считали, что  $N_\gamma|_{z=0} = 0$  и пренебрегали тепловыми рентгеновскими фотонами [19], излучаемыми горячей полярной шапкой звезды). Подставляя выражения (21), (25) и (27) в (43) и интегрируя, для спектра гамма-излучения получим

$$I_\gamma(\omega_\gamma, z) \approx c\sigma_T \frac{\omega_\gamma^{2-\alpha_R}}{\omega_B^2} (\alpha_R - 1) \omega_{min}^{\alpha_R-1} n_e U \Sigma_w \times \\ \times \int_0^z \Gamma^{2\alpha_R-2}(z') dz'. \quad (44)$$

Из (44) видна связь индексов спектральных распределений низкочастотных (радио) и комптоновских (гамма) квантов:

$$\alpha_\gamma = \alpha_R - 2, \quad I_\gamma(\omega) \propto \omega^{-\alpha_\gamma}, \quad I_R(\omega) \propto \omega^{-\alpha_R}. \quad (45)$$

Сравнение данных EGRET [20] по гамма-излучению пульсаров и данных по радиоизлучению приводится в табл. 2–4. Для пульсаров B0531+21 (Crab), B0833-45 (Vela) и J0633-1746 (Geminga) видно вполне удовлетворительное совпадение с полученной выше связью индексов (45). Спектральные индексы остальных известных гамма-пульсаров приведены в табл. 3, 4. Видно, что для пульсаров

из табл. 3 разность  $\alpha_R - \alpha_\gamma$  близка к единице, а для пульсаров из табл. 4 спектральные индексы имеют близкие значения,  $\alpha_R \sim \alpha_\gamma$ , что не соответствует принятой модели излучения (рассеяния)<sup>3)</sup>.

В гамма-спектре пульсара B1706-44 (табл. 4) может существовать излом при энергии фотона  $\hbar\omega = 1$  ГэВ [29], при этом спектральный индекс изменяется на единицу:  $\alpha_\gamma = 0.27 \pm 0.09$  при  $\hbar\omega = 1$  ГэВ и  $\alpha_\gamma = 1.25 \pm 0.13$  при  $\hbar\omega > 1$  ГэВ. В рассматриваемой модели излом может возникать за счет перехода от рассеяния на запертых модах к рассеянию на радиоизлучении при  $\hbar\omega_1 \bar{\Gamma}^2 \sim 1$  ГэВ, где  $\omega_1 \approx 2\pi c/R_w$ . Для гамма-фактора  $\bar{\Gamma} \sim 10^8$  такой переход происходит на частоте  $\omega_1 \sim 10^8$  с<sup>-1</sup>, чему соответствует радиус волновода  $R_w \sim 10^3$  см.

Для пульсара B1055-52 нет данных по спектру радиоизлучения, а его спектральный индекс в гамма-диапазоне  $\alpha_\gamma = 0.50 \pm 0.13$  [20]. Для рассматриваемого механизма излучения спектральный индекс в радиодиапазоне, согласно (45), должен быть  $\alpha_R = \alpha_\gamma + 2 \approx 2.5 \pm 0.13$ .

## 5. ВЫВОДЫ

В данной работе предлагается модель излучения пульсара, в которой мощное когерентное радиоизлучение возникает в вакуумном зазоре над полярной шапкой звезды, рассматриваемом как резонатор [4], возбуждаемый разрядами в продольном электрическом поле. Вблизи магнитной оси из-за малой кривизны магнитных силовых линий рождение пар подавлено, что приводит к формированию волновода, через который выходит радиоизлучение<sup>4)</sup>, свойства спектра которого можно связать с параметрами резонатора и волновода. Обратное комптоновское рассеяние радиоизлучения на электронах в зазоре, с одной стороны, приводит к рентгеновскому и гамма-излучению пульсара через волновод, а с другой, ограничивает достижимые энергии ускоренных частиц в зазоре. В силу этого гамма-излучение и радиоизлучение должны быть связаны. Предсказаны некоторые наблюдательные следствия этой свя-

<sup>3)</sup> Случай  $\alpha_R \sim \alpha_\gamma$  мог бы возникать при возбуждении электромагнитных колебаний во внешнем зазоре [1, 30] пульсара, где магнитное поле существенно меньше, чем вблизи поверхности звезды. В этом случае  $\omega > \omega_B$  и сечение рассеяния  $\sigma \sim \sigma_T$  не зависело бы от частоты, что и приводит к  $\alpha_\gamma = \alpha_R$ . Случай  $\alpha_R - \alpha_\gamma = 1$  при этом мог бы соответствовать промежуточной ситуации  $\omega \sim \omega_B$  в L-системе.

<sup>4)</sup> Существуют также возможности просачивания радиоизлучения через магнитосферную плазму и его выход через слот, которые требуют специального рассмотрения.



зи. В частности, минимальная и максимальная частоты комптоновского излучения, согласно выражениям (37) и (40), коррелируют с интервалом частот радиоизлучения и должны зависеть от плотности энергии низкочастотного излучения в резонаторе. Получена связь (45) между спектральными индексами мощности излучения пульсара в радио- и гамма-диапазонах. Отношение (33) мощности гамма-излучения к мощности радиоизлучения и связь (45) спектральных индексов не противоречат данным наблюдений для ряда пульсаров.

Важную роль в рассматриваемой модели играют запертые моды — низкочастотное излучение в зазоре, которое не может выходить через волновод, если не выполняется условие (4). Его вклад в плотность энергии низкочастотного поля определяется отношением высоты зазора к радиусу волновода; из соотношений (8) и (9) видно, что возможна существенная концентрация энергии в запертых модах, что должно отражаться на мощности комптоновского излучения и его связи с радиоизлучением. Вообще говоря, спектральный индекс для запертых мод может отличаться от своего значения  $\alpha_R$  в наблюдаемом радиоизлучении. В этом случае в спектре гамма-излучения пульсара должен наблюдаться излом.

Авторы выражают благодарность В. С. Бескину, И. Ф. Малову, С. А. Петровой и О. М. Ульянову за важные обсуждения и замечания. С. А. Петровой авторы благодарны также за указание на работу Блендфорда и Шарлеманна [15].

## ЛИТЕРАТУРА

1. И. Ф. Малов, *Радиопульсары*, Наука, Москва (2004).
2. В. Л. Гинзбург, В. В. Железняков, В. В. Зайцев, УФН **98**, 201 (1969).
3. В. С. Бескин, УФН **169**, 1169 (1999); *Осесимметричные стационарные течения в астрофизике*, Физматлит, Москва (2006).
4. В. М. Конторович, *Радиофизика и радиоастрономия* **11**, 308 (2006).
5. В. С. Бескин, *Астрон. ж.* **59**, 726 (1982).
6. М. А. Ruderman and P. G. Sutherland, *Astrophys. J.* **196**, 51 (1975).
7. В. М. Конторович, А. Б. Фланчик, *Письма в ЖЭТФ* **85**, 323 (2007).
8. Н. С. Кардашев, И. Г. Мигрофанов, И. Д. Новиков, *Астрон. ж.* **61**, 1113 (1984).
9. И. Ф. Малов, Г. З. Мачабели, *Астрон. ж.* **79**, 755 (2002).
10. G. J. Qiao and W. P. Lin, *Astron. Astrophys.* **333**, 172 (1998).
11. В. С. Бескин, А. В. Гуревич, Я. Н. Истомин, УФН **150**, 257 (1986).
12. J. M. Rankin, *Astrophys. J.* **274**, 333 (1983).
13. D. J. Thompson, E-print archives, astro-ph/0312272.
14. X. Y. Xia, G. J. Qiao, X. J. Wu, and Y. Q. Hou, *Astron. Astrophys.* **152**, 93 (1985).
15. R. D. Blandford and E. T. Scharlemann, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **174**, 59 (1976).
16. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Пятаевский, *Квантовая электродинамика*, Наука, Москва (1979).
17. Ю. П. Очелков, О. Ф. Прилуцкий, И. Л. Розенталь, В. В. Усов, *Релятивистская гидродинамика и кинетика*, Атомиздат, Москва (1979); Yu. P. Ochelkov and V. V. Usov, *Astrophys. Space Sci.* **96**, 55 (1983).
18. J. Arons and E. T. Scharlemann, *Astrophys. J.* **231**, 854 (1979).
19. V. M. Kaspi, M. Roberts, and A. K. Harding, E-print archives, astro-ph/0402136.
20. P. L. Nolan, J. M. Fierro, Y. C. Lin et al., *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **120**, 61 (1996).
21. J. M. Rankin, J. M. Comella, H. D. Craft et al., *Astrophys. J.* **162**, 707 (1970).
22. W. Sieber, *Astron. Astrophys.* **28**, 237 (1973).
23. M. A. McLaughlin, J. M. Cordes, T. H. Hankins, and D. A. Moffett, E-print archives, astro-ph/9912410.
24. L. Kuiper, W. Hermsen, F. Verbunt et al., *Astron. Astrophys.* **359**, 615 (2000).
25. O. Maron, J. Kijak, M. Kramer et al., *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **147**, 195 (2000).
26. ATNF Pulsar Database <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat>; R. N. Manchester, G. B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs, *Astron. J.* **129**, 1993 (2005).
27. S. Johnston, A. G. Lyne, R. N. Manchester et al., *Month. Not. Roy. Soc. Astron.* **255**, 401 (1992).
28. V. M. Kaspi, J. R. Lackey, J. Mattox et al., *Astrophys. J.* **528**, 445 (2000).
29. D. J. Thompson, M. Bailes, D. L. Bertsch et al., *Astrophys. J.* **465**, 385 (1996).
30. N. J. Holloway, *Nature Phys. Sci.* **246**, 6 (1973).