

# ВЛИЯНИЕ МОЩНЫХ НИЗКОЧАСТОТНЫХ КОЛЕБАНИЙ НА УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ВАКУУМНОМ ЗАЗОРЕ И ЛИНИЮ ВЫКЛЮЧЕНИЯ ПУЛЬСАРА

А.Б. Фланчик, В.М. Конторович

Радиоастрономический институт НАН, Харьков, Украина

E-mail: vkont@ri.kharkov.ua; alex.svs.fl@gmail.com

Рассмотрены потери энергии частиц в вакуумном зазоре пульсара вследствие комптоновского рассеяния мощных низкочастотных колебаний и их роль в выключении пульсаров. Показано, что при высоких плотностях энергии колебания влияют на условия рождения электронно-позитронной плазмы и соответственно на положение линии выключения. Получены оценки плотности энергии колебаний, которые соответствуют выключению пульсара. Найдена зависимость плотности энергии колебаний от периода и его производной.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, нейтронная звезда может проявлять себя как пульсар в течение определенного периода времени (до 10 млн. лет), после чего происходит выключение – прекращение радиоизлучения, а также излучения в других диапазонах. Обычно выключение пульсаров анализируется с помощью диаграммы период–производная периода, на которой пульсары располагаются выше так называемой линии выключения [1].

Выключение пульсаров является одной из важных проблем физики этих объектов, детальное теоретическое описание которой не дано до сих пор. Как известно [2], выключение пульсаров связано с прекращением рождения электронно-позитронной плазмы в магнитосфере звезды. В работах [3–6] показано, что выключение пульсаров может определяться потерями энергии ускоряемых в вакуумном зазоре частиц за счет излучения кривизны и комптоновского рассеяния тепловых фотонов горячей полярной шапки пульсара. Выключение пульсара зависит от модели продольного электрического поля  $E_{\parallel}(z)$ , ускоряющего частицы в зазоре. Влияние на выключение пульсаров, по-видимому, оказывают свойства поверхности звезды и выхода частиц из нее. В модели с затрудненным выходом частиц, в которой  $E_{\parallel}(0) \neq 0$  (модель Рудермана-Сазерленда),

линия выключения пульсаров  $\dot{P} \propto P^{11/4}$  ( $P$  – период,  $\dot{P}$  – его производная) была впервые найдена в работе [3], где предполагалось, что основным механизмом потерь энергии в зазоре является излучение кривизны. На диаграмме  $P-\dot{P}$  эта линия выключения проходит выше реальной границы области активных пульсаров, которая для немиллисекундных пульсаров хорошо описывается выражением

$$\lg \dot{P} = -17 + 2.8 \lg P, \quad (1)$$

где  $P$  – в секундах, а  $\dot{P}$  – в секундах на наносекунду. При этом максимальное значение периода достигает всего нескольких секунд. На положение линии выключения в этой модели влияют эффекты выбивания частиц из поверхности пульсара при попадании в нее энергичной частицы из зазора, а также наличие продольных токов в магнитосфере [4].

При этом линия выключения оказывается ниже, чем в модели Рудермана-Сазерленда. В модели со свободным выходом частиц (модель Аронса) максимальный период оказывается также слишком мал – меньше секунды [5], т.е. еще меньше, чем в модели с затрудненным выходом. В этом случае на наклон и положение линии выключения пульсаров может существенно влиять возможная недипольность магнитного поля звезды [6]. При наличии вблизи поверхности сильного недипольного магнитного поля с радиусом кривизны силовой линии  $R_c \sim 10^6$  см линия выключения будет практически совпадать с реальной границей области активных пульсаров. Для некоторых пульсаров существенную роль в выключении может сыграть обратное комптоновское рассеяние тепловых фотонов на электронах в зазоре. В этом случае для модели с затрудненным выходом линия выключения имеет вид  $\dot{P} \propto P^{2.4}$ ; она проходит ниже границы области активных пульсаров (1) и линии выключения в модели с излучением кривизны, а также имеет меньший наклон [7]. Рассеяние тепловых фотонов в зазоре играет важную роль в выключении миллисекундных пульсаров [8], у которых отличаются физические условия из-за меньшей величины магнитного поля на поверхности звезды.

Таким образом, в настоящее время рассматривается несколько механизмов потерь энергии частиц в зазоре пульсара, которые приводят к его погасанию, связанному с прекращением рождения плазмы. В [9] показано, что в вакуумном зазоре пульсара большую роль в механизме потерь энергии может играть мощное низкочастотное излучение радиодиапазона, возбуждаемое в процессах разрядов. Вакуумный зазор в этом случае играет роль резонатора [10,11], ограниченного поверхностью звезды и плазмой магнитосферы пульсара. Низкочастотное излучение может выходить через пустоты в магнитосферной плазме, а также просачиваться через нее. Потери энергии электрона в зазоре на рассеяние низкочастотных квантов зависят от гамма-фактора таким же образом, как и при излучении кривизны:  $\mu(\Gamma) = -(d\varepsilon/dt)_{ICS} \propto \Gamma^4$ , но они зависят и от полной мощности низкочастотных колебаний [9], которая становится важным дополнительным параметром.

При высоких плотностях энергии низкочастотного излучения комптоновские потери превышают потери энергии на излучение кривизны и ограничивают процесс ускорения частиц в электрическом поле зазора. Максимальная энергия, набираемая электроном, зависит от плотности энергии колебаний и убывает с ее ростом. Уменьшение энергий электронов приводит к убыванию энергии излучаемых ими  $\gamma$ -квантов, что вызывает подавление рождения плазмы и погасание пульсара. Это позволяет сформулировать условие эффективного рождения плазмы и оценить плотность энергии колебаний в зазоре, которая соответствует выключению пульсара.

Разность потенциалов  $\Delta\Phi$  между верхней границей зазора и поверхностью полярной шапки ограничена генерацией электрических полей при вращении звезды [3]:

$$\Delta\Phi \leq \Delta\Phi_m \approx B\Omega^2 R_*^3 / c^2, \quad (2)$$

где  $B$  – магнитное поле вблизи поверхности звезды,  $\Omega$  и  $R_*$  – угловая скорость вращения и радиус звезды. Разность потенциалов  $\Delta\Phi$  связана с высотой зазора  $h$  соотношением

$$\Delta\Phi = \int_0^h E_{||}(z) dz, \quad (3)$$

где  $E_{||}(z)$  – продольное электрическое поле в зазоре. С помощью (3) условие (2) можно записать в виде ограничения на высоту зазора. Действительно, в модели с затрудненным выходом [3] напряженность продольного поля  $E_{||}(z) = 2\Omega B(h-z)/c$ , поэтому  $E_{||}(0) \neq 0$ , и условие (2) в этом случае дает

$$h \leq R_{PC} \approx R_* \sqrt{\Omega R_* / c}, \quad (4)$$

$R_{PC}$  – радиус полярной шапки пульсара. В модели со свободным выходом и учетом эффектов общей теории относительности (ОТО) [12] продольное электрическое поле при  $h \ll R_*$

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

$$a = 4(R_g / R_*) \cos \beta + \sqrt{\Omega R_* / c} \sin \beta \cos \varphi_m,$$

где  $R_g \sim 0.2R_*$  – гравитационный радиус звезды;  $\beta$  – угол между магнитной осью и осью вращения;  $\varphi_m$  – азимутальный угол относительно магнитной оси пульсара. В этом случае  $E_{||}(0) = 0$ , и условие (2) приводит к ограничению:

$$h/h_{\max} \leq 1, \quad h_{\max} \approx 2 \cdot (\Omega R_*^4 / (ac))^{1/3}. \quad (5)$$

При этом высота зазора может стать больше размера полярной шапки пульсара. Ниже условия (4) и (5) будут использоваться для описания выключения пульсара с учетом влияния комптоновских потерь при рассеянии ускоряемых электронов на низкочастотном излучении в зазоре.

## 2. УСЛОВИЕ ПРЕОБЛАДАНИЯ КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ

Для того чтобы выключение пульсаров определялось комптоновским рассеянием, необходимо, чтобы потери энергии электрона на рассеяние низкочастотных фотонов превышали потери энергии

вследствие других механизмов торможения, например, вследствие излучения кривизны. Для этого требуются высокие значения плотности энергии колебаний в зазоре [9]:

$$U > U_{\min}(\dot{P}) = \frac{2e^2}{3R_c^2 g \sigma_T},$$

$$g \approx \frac{24}{5} \frac{\alpha_R - 1}{3 - \alpha_R} \left( \frac{B_{cr}}{B} \right)^2 \left( \frac{\hbar \omega_2}{mc^2} \right)^2 \left( \frac{\omega_{\min}}{\omega_2} \right)^{\alpha_R - 1}, \quad (6)$$

где  $g \ll 1$  – фактор подавления рассеяния низкочастотного излучения сильным магнитным полем пульсара;  $\sigma_T$  – томсоновское сечение;  $R_c$  – радиус кривизны магнитной силовой линии;  $\alpha_R$  – спектральный индекс мощности радиоизлучения пульсара;  $\omega_{\min}$  и  $\omega_2$  – минимальная и максимальная частоты колебаний в зазоре;  $B_{cr} = m^2 c^3 / e\hbar = 4.4 \cdot 10^3$  Гс. Ниже будем считать, что спектральный индекс радиоизлучения находится в интервале  $1 < \alpha_R < 3$ . Используя оценку [13] для магнитного поля  $B = 3.2 \cdot 10^{19} \sqrt{P\dot{P}}$  Гс на поверхности звезды, из (6) получим ограничение на производную периода:

$$\dot{P} < 6.2 \cdot 10^{-15} \frac{U}{10^8 \text{ эрг} / \text{см}^3} \left( \frac{\omega_2}{10^{10} \text{ с}^{-1}} \right)^2 \left( \frac{\omega_{\min}}{\omega_2} \right)^{\alpha_R - 1}. \quad (7)$$

На диаграмме  $P - \dot{P}$  это условие определяет область пульсаров, у которых рассеяние низкочастотных фотонов в зазоре преобладает над излучением кривизны. Ограничение сверху производной  $\dot{P}$  увеличивается величина магнитного поля, которое подавляет рассеяние низкочастотных квантов. Поэтому для преобладания рассеяния над излучением кривизны требуются более высокие значения плотности энергии. Условие (7) для дальнейшего применения удобно представить в виде

$$\lg U > 42.2 - 2 \lg \omega_2 + (\alpha_R - 1) \lg \frac{\omega_2}{\omega_{\min}} + \lg \dot{P}. \quad (8)$$

Здесь и ниже  $U$  – в эрг/см<sup>3</sup>, а  $\omega_{\min}$  и  $\omega_2$  – в с<sup>-1</sup>.

## 3. ОЦЕНКА ВЫСОТЫ ВАКУУМНОГО ЗАЗОРА И УСЛОВИЕ ЭФФЕКТИВНОГО РОЖДЕНИЯ ПЛАЗМЫ

Согласно (4) и (5) для формулировки условия стабильного рождения плазмы над зазором нужно знать его высоту, которая является функцией параметров пульсара. В рассматриваемом случае высота зазора будет также функцией плотности энергии низкочастотных колебаний. Высота зазора оценивается как  $h \approx z_m + s_\gamma(\bar{\Gamma})$ , где  $z_m$  – длина ускорения до максимального гамма-фактора  $\bar{\Gamma}$ , а  $s_\gamma(\bar{\Gamma})$  – длина пробега самого жесткого комптоновского кванта, испускаемого электроном с гамма-фактором  $\bar{\Gamma}$ . В соответствии с [9] энергия этого кванта есть  $\hbar \omega_2 \bar{\Gamma}^2$ . При высоких плотностях энергии колебаний длина ускорения  $z_m \ll s_\gamma(\bar{\Gamma})$ , поэтому последняя опреде-

ляет высоту зазора. Длина пробега  $\gamma$ -кванта с энергией  $\hbar\omega$  до рождения пары

$$s_\gamma \approx \frac{4R_c B_{cr} mc^2}{3\Lambda B \hbar\omega}, \quad \Lambda = \frac{1}{2} \ln \left[ \frac{\alpha R_c B_{cr} (mc^2)^2}{2\sqrt{6}\lambda B \hbar\omega} \right], \quad (9)$$

где  $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$ ,  $\lambda = \hbar/mc$ . С учетом (9) оценка высоты зазора принимает вид:

$$h(U) \approx \frac{4}{3\Lambda} R_c \frac{B_{cr}}{B} \frac{mc^2}{\hbar\omega_2 \bar{\Gamma}^2(U)}, \quad (10)$$

Воспользовавшись выражением (10), оценим высоту зазора в разных моделях продольного поля. При затрудненном выходе оценка максимального гамма-фактора имеет вид [9]:

$$\bar{\Gamma}(U) \sim \left( \frac{4}{3\Lambda} \frac{e\Omega B_{cr} R_c mc^2}{cg\sigma_T U \hbar\omega_2} \right)^{\frac{1}{6}}. \quad (11)$$

Подставляя (11) в (10), получим для высоты зазора

$$h(U) \approx \frac{B_{cr}}{B} \left( \frac{4}{3\Lambda} \frac{R_c mc^2}{\hbar\omega_2} \right)^{\frac{2}{3}} \left( \frac{cg\sigma_T U}{e\Omega B_{cr}} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (12)$$

В модели со свободным выходом вместо (11) имеем

$$\bar{\Gamma} \sim \left( \frac{e\Omega B_{cr} R_c a}{ch\omega_2 R_* \Lambda} \right)^{\frac{1}{9}} \left( \frac{mc^2}{g\sigma_T U} \right)^{\frac{2}{9}}, \quad (13)$$

поэтому оценка высоты зазора примет вид:

$$h(U) \approx \frac{4B_{cr}}{3\Lambda B} \left( \frac{R_c mc^2}{\hbar\omega_2} \right)^{\frac{7}{9}} \left( \frac{cR_* \Lambda}{e\Omega B_{cr} a mc^2} \right)^{\frac{2}{9}} (g\sigma_T U)^{\frac{4}{9}}. \quad (14)$$

Заметим, что согласно (12) и (14) высота зазора возрастает с увеличением плотности энергии  $U$  низкочастотного излучения в обеих моделях продольного поля.

С помощью полученных выражений для высоты зазора сформулируем условия, при которых возможны эффективное рождение электронно-позитронных пар и экранировка продольного поля. В модели с  $E_{||}(0) \neq 0$  ограничение (2) дает условие

$$\frac{\hbar}{R_{PC}} \approx \left( \frac{16\sqrt{2}}{9\Lambda} \right)^{\frac{2}{3}} \left( \frac{24}{5} \frac{\alpha_R - 1}{3 - \alpha_R} \right)^{\frac{1}{3}} \left( \frac{\omega_{\min}}{\omega_2} \right)^{\frac{\alpha_R - 1}{3}} \times \quad (15)$$

$$\left[ \left( \frac{cP}{2\pi R_*} \right)^{\frac{7}{2}} \frac{\sigma_T U}{eB_{cr} (B/B_{cr})^5} \right]^{\frac{1}{3}} \leq 1.$$

Выразив магнитное поле через период и его производную  $B \propto \sqrt{P\dot{P}}$ , найдем зависимость отношения  $\hbar/R_{PC}$  от параметров  $P$ ,  $\dot{P}$  и  $U$ :

$$\frac{\hbar}{R_{PC}} \propto U^{\frac{1}{3}} \dot{P}^{-\frac{5}{6}} P^{\frac{1}{3}}. \quad (16)$$

Рассмотрим вначале простейшую модель, в которой  $U = const$ . Тогда, выбирая пульсар в массиве точек на диаграмме  $P - \dot{P}$  (Рис.1) и двигаясь от него либо по пути 1, либо по пути 2, придем к линии выключения, которой соответствует равенство  $\hbar = R_{PC}$ .

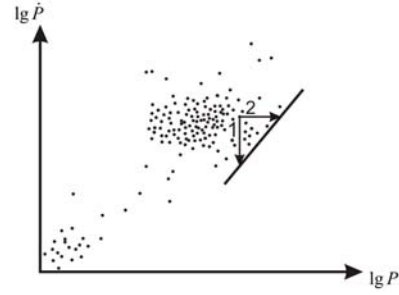


Рис.1. Выход на линию выключения пульсаров в модели с затрудненным выходом и  $U = const$

В общем случае плотность энергии  $U$  зависит от  $P$ ,  $\dot{P}$ :  $U = U(P, \dot{P})$ . Логарифмируя условие (15), получим неравенство

$$\frac{5}{2} \lg \dot{P} - \lg P + (\alpha_R - 1) \lg \frac{\omega_2}{\omega_{\min}} \geq -46.47 + \lg U, \quad (17)$$

при выполнении которого возможно стабильное рождение плазмы над зазором.

Таким образом, плотность энергии колебаний в зазоре должна удовлетворять условиям:

$$U_{\min}(\dot{P}) \leq U \leq U_{\max}(P, \dot{P}). \quad (18)$$

Неравенство в левой части (18) представляет собой условие (6) преобладания комптоновских потерь энергии над потерями на излучение кривизны, а в правой – условие (17) эффективного рождения электрон-позитронной плазмы. Согласно (15) максимальная плотность энергии, при которой еще возможно рождение пар, равна

$$U_{\max}(P, \dot{P}) \approx \frac{5}{24} \frac{3 - \alpha_R}{\alpha_R - 1} \left( \frac{9\Lambda}{16\sqrt{2}} \right)^2 \left( \frac{\omega_2}{\omega_{\min}} \right)^{\alpha_R - 1} \times \quad (19)$$

$$\left( \frac{2\pi R_*}{cP} \right)^{\frac{7}{2}} \frac{eB_{cr}}{\sigma_T} \left( \frac{B}{B_{cr}} \right)^5.$$

Условие

$$U_{\min}(\dot{P}) \leq U_{\max}(P, \dot{P}) \quad (20)$$

задает область на плоскости  $P - \dot{P}$ , в которой погасание пульсаров определяется комптоновским рассеянием низкочастотных квантов. Подставляя в (20) выражения (8) и (19), приведем это неравенство к виду

$$\lg \dot{P} \geq - \left( 3.1 + \frac{4}{3} \lg \omega_2 \right) + \frac{2}{3} \lg P. \quad (21)$$

При выборе частоты  $\omega_2 = 10^{10} c^{-1}$  неравенство (21) переписывается как

$$\lg \dot{P} \geq -16.46 + 0.67 \lg P. \quad (22)$$

Область, определяемая этим условием, расположена выше прямой 1 на Рис.2.

Неравенство, аналогичное (20), можно записать и при свободном выходе, причем максимальная плотность энергии имеет вид:

$$U_{\max} \approx \frac{5}{24} \left( \frac{\Lambda^7}{a} \right)^{\frac{1}{4}} \left( \frac{27\pi}{4} \right)^{\frac{3}{4}} \frac{3 - \alpha_R}{\alpha_R - 1} \frac{\sqrt{e\Omega B_{cr} \cdot mc}}{\sigma_T} \times \quad (23)$$

$$\left( \frac{B}{B_{cr}} \right)^{\frac{17}{4}} \left( \frac{mc^2}{\hbar\omega_2} \right)^{\frac{1}{4}} \left( \frac{R_*}{cP} \right)^{\frac{13}{8}} \left( \frac{\omega_2}{\omega_{\min}} \right)^{\alpha_R - 1},$$

тогда неравенство (20) дает

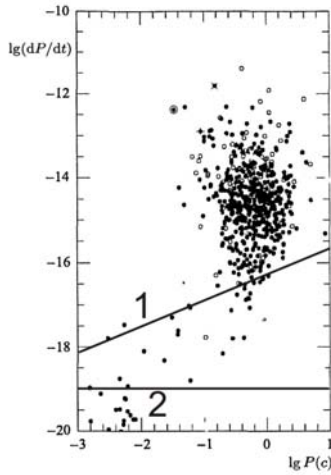


Рис.2. Граница области (над линиями), где выключение обусловлено комптоновским рассеянием низкочастотных квантов: 1 – затрудненный выход, 2 – свободный выход частиц из поверхности звезды

$$\lg \dot{P} \geq -\frac{8}{9} \left( 3.9 + \frac{7}{4} \lg \omega_2 \right). \quad (24)$$

Отметим, что это условие не зависит от периода пульсара. Соответственно при  $\omega_2 = 10^{10} c^{-1}$  из неравенства (24) имеем  $\dot{P} \geq 10^{-19}$ , поэтому такие пульсары располагаются выше прямой 2 (см. Рис.2).

Подставляя оценку высоты зазора (14) для модели свободного выхода ( $E_{\parallel}(0) = 0$ ) в условие эффективного рождения пар (5), получаем

$$\frac{17}{8} \lg \dot{P} + (\alpha_R - 1) \lg \frac{\omega_2}{\omega_{\min}} - \frac{\lg \omega_2}{4} \geq -46 + \lg U. \quad (25)$$

Заметим, что период  $P$  входит в это условие только через зависимость  $U = U(P, \dot{P})$ . Вместе с этой зависимостью условия (17) и (25) определяют область активных пульсаров в рамках рассматриваемой модели с затрудненным и свободным выходами частиц из поверхности звезды.

#### 4. ОЦЕНКА ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ КОЛЕБАНИЙ ДЛЯ ПУЛЬСАРОВ НА ЛИНИИ ВЫКЛЮЧЕНИЯ

Полученные выше условия рождения плазмы с учетом низкочастотного излучения в зазоре позволяют оценить плотность энергии колебаний для пульсаров, находящихся вблизи линии выключения на плоскости  $P - \dot{P}$ . В качестве уравнения линии выключения возьмем теоретическую зависимость (1). Эта линия соответствует модели с затрудненным выходом, в которой механизмом потерь является излучение кривизны, а ее положение регулируется условиями на поверхности [4]. Она достаточно хорошо описывает границу области активных пульсаров при интересующих нас значениях  $P, \dot{P}$ , которые удовлетворяют условиям (21) и (24), и мы используем ее именно в этом качестве.

Рассмотрим сначала случай  $E_{\parallel}(0) \neq 0$ , когда условие рождения плазмы над зазором имеет вид (17). Как видно из Рис.3, линия выключения пересекает

границу области (22) в точке  $P = P_* \approx 1.7 c$ . Поэтому оценка плотности энергии колебаний для пульсаров на линии выключения может быть получена лишь при  $P \geq P_*$ . При меньших периодах комптоновские потери энергии электрона оказываются меньше потерь на излучение кривизны и потому не могут определять выключение пульсаров. Подставляя (1) в (17), найдем плотность энергии колебаний  $U_{DL}(P)$  на линии выключения:

$$\lg U_{DL}(P) \approx 4 + 6 \lg P + (\alpha_R - 1) \lg \frac{\omega_2}{\omega_{\min}}, \quad (26)$$

где  $P \geq 1.7 c$ . При  $\alpha_R = 2.6$ ,  $\omega_{\min} = 10^7 c^{-1}$ ,  $\omega_2 = 10^{10} c^{-1}$  с помощью (26) получим

$$U_{DL}(P) \approx 1.5 \cdot 10^{10} \left( \frac{P}{1.7c} \right)^6 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}. \quad (27)$$

Отметим, что оценка (27) согласуется с оценками плотности энергии колебаний в резонаторе по мощности выходящего радиоизлучения и его спектру [9]. Возрастание плотности энергии колебаний  $U_{DL}(P) \propto P^6$  с ростом периода может трактоваться следующим образом. При увеличении периода вдоль линии выключения  $\dot{P} \propto P^{2.8}$  возрастает магнитное поле пульсара (так как  $B \propto \sqrt{P\dot{P}} \propto P^{1.9}$ ), которое подавляет рассеяние низкочастотных квантов и уменьшает комптоновские потери.

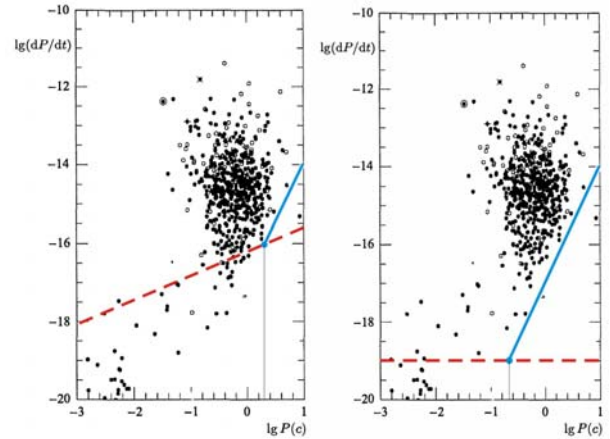


Рис.3. К оценке плотности энергии колебаний – слева модель с затрудненным выходом ( $E_{\parallel}(0) \neq 0$ ), справа – со свободным ( $E_{\parallel}(0) = 0$ )

В результате ускорение электронов в зазоре до высоких энергий и излучение жестких квантов, порождающих пары, оказываются совместимыми с более высокими значениями плотности энергии колебаний.

При  $E_{\parallel}(0) = 0$  условие рождения плазмы определяется неравенством (25). Граница области, в которой выключение пульсаров определяется рассеянием низкочастотных фотонов, пересекается с линией выключения при  $P = P_* \approx 0.2 c$  (см. Рис.3). Поэтому плотность энергии колебаний  $U_{DL}(P)$  принимает вид:

$$\lg U_{DL}(P) \approx 10 + 6 \lg P + (\alpha_R - 1) \lg \frac{\omega_2}{\omega_{\min}} - \frac{\lg \omega_2}{4}. \quad (28)$$

При указанных параметрах выражение (28) дает

$$U_{DL}(P) \approx 10^{10} \left( \frac{P}{0.2c} \right)^6 \frac{\partial p \rho}{\text{см}^3}, \quad P \geq 0.2c, \quad (29)$$

т.е. мощность колебаний для пульсаров вблизи линии выключения возрастает с ростом периода примерно по тому же закону, что и при затрудненном выходе частиц из поверхности звезды. Отметим существенное влияние на эти зависимости спектральных индексов пульсаров.

С помощью полученных оценок плотности энергии колебаний для пульсаров вблизи линии выключения можно построить зависимость плотности энергии колебаний как функцию параметров  $P, \dot{P}$ , т.е. для пульсаров, находящихся внутри массива точек диаграммы  $P - \dot{P}$ .

Проделаем это для модели с  $E_{\parallel}(0) \neq 0$ . Ищем плотность энергии колебаний  $U = U(P, \dot{P})$  в виде

$$\lg U(P, \dot{P}) = c_1 + c_2 \lg P + c_3 \lg \dot{P}, \quad (30)$$

где  $c_1, c_2, c_3$  – пока неизвестные коэффициенты. На линии выключения (1) интерполяция (30) должна переходить в (26):  $U(P, \dot{P})|_{\dot{P}=\dot{P}_{DL}(P)} = U_{DL}(P)$ , это дает уравнения коэффициентов  $c_1$  и  $c_2$ :

$$c_1 - 17c_3 = 4 + (\alpha_R - 1) \lg \frac{\omega_2}{\omega_{\min}}, \quad c_2 + 2.8c_3 = 6. \quad (31)$$

С помощью уравнений (31) найдем

$$\lg U(P, \dot{P}) \approx 4 + 17c_3 + (\alpha_R - 1) \lg \frac{\omega_2}{\omega_{\min}} + (6 - 2.8c_3) \lg P + c_3 \lg \dot{P}. \quad (32)$$

Коэффициент  $c_3$  определяется таким образом, чтобы выражение (32) давало бы оценку  $\lg U \approx 18$  для пульсара PSR B0531+21 (Crab), который имеет следующие параметры:  $\dot{P} = 4.23 \cdot 10^{-13}$ ,  $P = 33$  мс,  $\alpha_R \approx 2.8$ . Значение  $\lg U \approx 18$  для этого пульсара следует из предположения о связи мощностей комптоновского гамма-излучения и радиоизлучения [9]. Согласно этому предположению для PSR B0531+21 мощность гамма-излучения связана с плотностью энергии соотношением  $\lg I_{\gamma} \approx 23 + \frac{2}{3} \lg U$ , что при  $I_{\gamma} \sim 10^{35}$  эрг/с приводит к указанному значению  $U$ . В результате имеем  $c_3 \approx 2$ , а (32) принимает вид:

$$\lg U(P, \dot{P}) \approx 38 + (\alpha_R - 1) \lg \frac{\omega_2}{\omega_{\min}} + \frac{2}{5} \lg P + 2 \lg \dot{P}. \quad (33)$$

Как видно из (33), плотность энергии колебаний существенно зависит от спектрального индекса  $\alpha_R$ . Для выборки из 200 пульсаров с известными радиосветимостями [13] и простыми спектрами без изломов [14] распределение по спектральному индексу оказывается неоднородным (Рис.4).

Поэтому в зависимости от спектрального индекса пульсары выборки распределяются по четырем группам (Таблица).

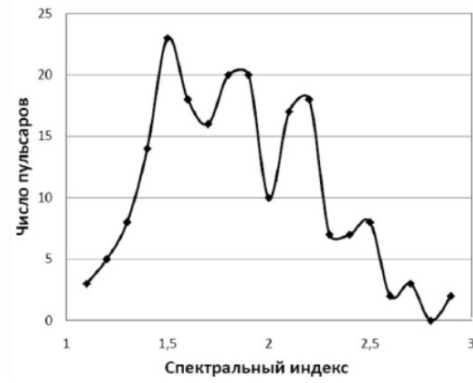


Рис.4. Распределение рассматриваемых пульсаров по спектральным индексам

Распределение пульсаров выборки по группам в зависимости от спектрального индекса

Группа	Число пульсаров	Интервал индексов	$\langle \alpha_R \rangle$
I	71	$1.1 \leq \alpha_R < 1.7$	1.4
II	56	$1.7 \leq \alpha_R < 2$	1.9
III	42	$2 \leq \alpha_R < 2.3$	2.2
IV	31	$2.3 \leq \alpha_R < 2.6$	2.5

Далее эту выборку планируется использовать для построения зависимости мощности радиоизлучения пульсара от плотности энергии колебаний в вакуумном зазоре.

## ВЫВОДЫ

Показано, что наличие мощных низкочастотных колебаний радиодиапазона в вакуумном зазоре пульсара отражается на процессах ускорения частиц в электрическом поле зазора, а следовательно, и на рождении электронно-позитронной плазмы. В работе показано, что условие рождения электрон-позитронных пар с учетом комптоновских потерь на рассеяние низкочастотных фотонов ограничивает сверху мощность низкочастотных колебаний. Найдено условие того, что комптоновские потери на рассеяние низкочастотных квантов становятся ответственными за выключение пульсаров. Получены оценки плотности энергии колебаний в зазоре для пульсаров на плоскости производная периода–период. Эти оценки согласуются с результатами, полученными по мощности и спектру наблюдаемого  $\gamma$ - и радиоизлучения [9]. Найденное условие выключения пульсаров с использованием данных по излучению пульсара в Крабе B0531+21 позволяет построить интерполяцию плотности энергии колебаний для пульсаров внутри массива точек диаграммы  $P - \dot{P}$ .

Авторы выражают благодарность И.Ф. Малову и В.М. Малюфееву за полезное обсуждение работы и за предоставление каталога радиоспектров пульсаров [14].

## ЛИТЕРАТУРА

1. A.G. Lyne, F. Graham-Smith. *Pulsar Astronomy*. Cambridge: Cambridge University Press, 1998, p.97-100.

2. P.A. Sturrock. A model of pulsars // *Astrophys. J.* 1971, v.164, p.529-556.
3. M.A. Ruderman, P.G. Sutherland. Theory of pulsars: polar gaps, sparks, and coherent microwave radiation // *Astrophys. J.* 1975, v.196, p.51-72.
4. А.В. Гуревич, Я.Н. Истомин. Генерация электронно-позитронной плазмы в магнитосфере пульсара // *ЖЭТФ.* 1985, т.89, с.3-21.
5. J. Arons, E.T. Scharlemann. Pair formation above pulsar polar caps: structure of the low altitude acceleration zone // *Astrophys. J.* 1979, v. 231, p.854-879.
6. A.I. Tsygan, H. Spruit. Switch-off conditions for radio pulsars // *Astron. Letters.* 1995, v.21, p.790-793.
7. G.J. Qiao, B. Zhang. Pulsar birth line, appearance line and death line // *Astron. Astrophys.* 1996, v.306, p.5-8.
8. A.K. Harding, V.V. Usov, A.G. Muslimov. High energy emission from millisecond pulsars // *Astrophys. J.* 2005, v.622, p.531-543.
9. В.М. Конторович, А.Б. Фланчик. О связи спектров гамма-излучения и радиоизлучения пульсаров // *ЖЭТФ.* 2008, т.133, с.996-1004.
10. V.M. Kontorovich. Dice and Pulsars // *Problems of Atomic Science & Technology.* 2007, №3, p.195-199.
11. M.D.T. Young. A resonant-mode model of pulsar radio emission // *Young Neutron Stars and Their Environments: 218-th IAU Symposium.* 2003, v.218, p.1-4.
12. В.С. Бескин. Влияние эффектов ОТО на электродинамические процессы в пульсарах // *Письма в астрон. журнал.* 1990, т.16, с. 665-672.
13. И.Ф. Малов. *Радиопульсары.* М.: «Наука», 2004, с.43.
14. В.М. Малофеев. *Каталог радиоспектров пульсаров.* Пушино: ПРАО АКЦ ФИАН, 1990, с.2-20.

*Статья поступила в редакцию 28.05.2010 г.*

#### **INFLUENCE OF POWERFUL LOW-FREQUENCY OSCILLATIONS IN PULSAR VACUUM GAP ON ELECTRON ACCELERATION AND POSITION OF THE PULSAR DEATH LINE**

*A.B. Flanchik, V.M. Kontorovich*

Particle energy losses due to Compton scattering on the powerful low-frequency electromagnetic oscillations in a pulsar vacuum gap and their role in the pulsar turn-off have been considered. We show that at the high energy densities the oscillations affect the shut-down of the pulsars. By using the electron-positron plasma production condition, the estimations of the low-frequency radiation energy density in the vacuum gap have been obtained.

#### **ВПЛИВ ПОТУЖНИХ НИЗЬКОЧАСТОТНИХ КОЛИВАНЬ У ВАКУУМНОМУ ЗАГОРІ ПУЛЬСАРУ НА ПРИСКОРЕННЯ ЕЛЕКТРОНІВ І ЛІНІЮ ВИМКНЕННЯ ПУЛЬСАРИВ**

*О.Б. Фланчик, В.М. Конторович*

Розглянуто втрати енергії частинок у вакуумному загорі пульсару завдяки комптонівському розсіянню потужного низькочастотного радіовипромінювання та їх роль у вимкненні пульсарів. Показано, що при високих густинах енергії низькочастотні коливання впливають на умови генерації електронно-позитронної плазми. Отримано оцінки густини енергії коливань, які відповідають вимкненню пульсару.