

Барсуков Д.П.

**Изгибное гамма излучение
в полярных областях радиопульсаров
с недипольным магнитным полем**

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

24 февраля 2009

План

1 Электродинамика пульсарной трубки

1.1 Введение

1.2 Электродинамика пульсарной трубки
(дипольное поле)

1.3 Электродинамика пульсарной трубки
(недипольное поле)

2 Гамма излучение в полярных областях

2.1 Введение

2.2 Процессы

2.3 Изгибное гамма излучение

2.4 Влияние радиуса пульсарной трубки

2.5 Изгибное гамма излучение старых пульсаров

3 Обратный ток позитронов

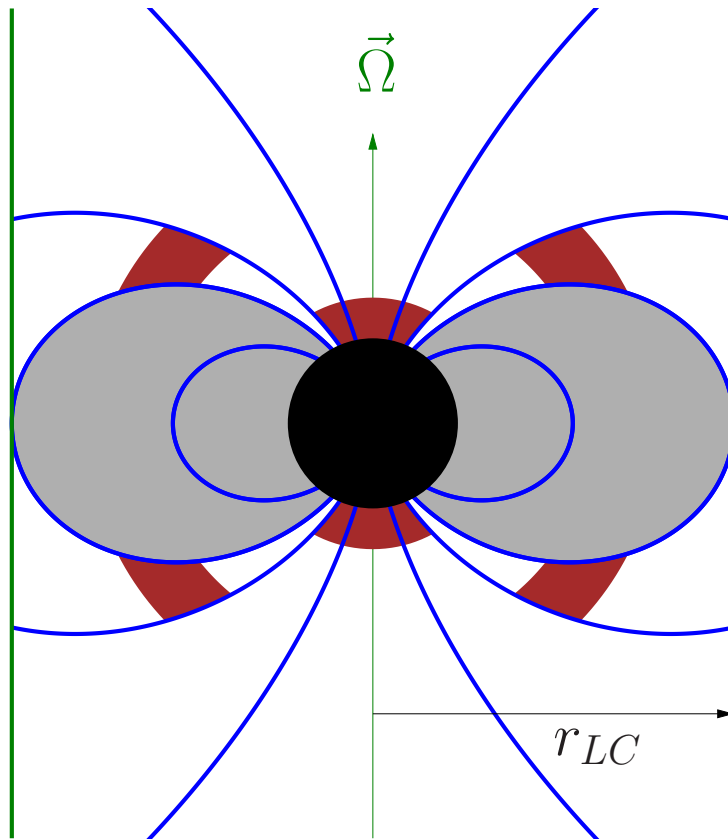
3.1 Введение

3.2 Имеющиеся модели

3.4 Обратный ток позитронов

4 Заключение

Модель Голдрайха-Джулиана



световой цилиндр

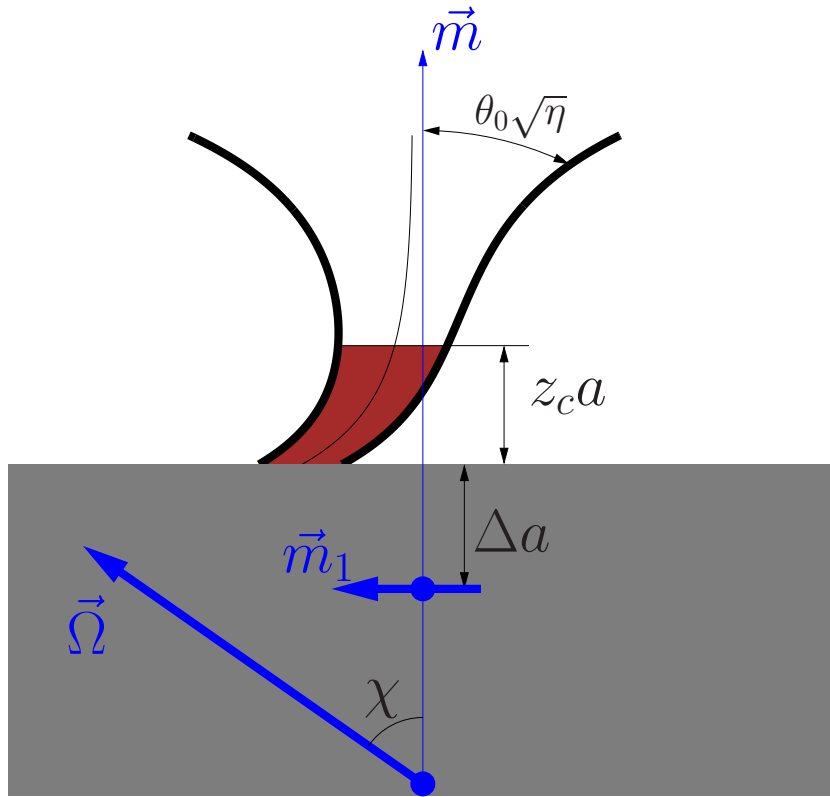
$$r_{LC} = \frac{c}{\Omega}$$

$$\sin \theta_0 = \sqrt{\frac{\Omega a}{c}}$$

плотность Голдрайха-Джулиана

$$\rho_{GJ} = -\frac{\vec{\Omega} \vec{B}}{2\pi c} \frac{1}{1 - \left(\frac{\Omega r}{c} \sin \theta\right)^2}$$

Недипольное магнитное поле



Для описания недипольности магнитного поля используется модель [5]. Введем сферическую систему координат $(\eta = r/a, \theta, \phi)$. При этом направим ось z – вдоль вектора \vec{m} , а ось x – вдоль вектора \vec{m}_1 . Тогда используя малоугловое приближение

$$\theta \ll 1$$

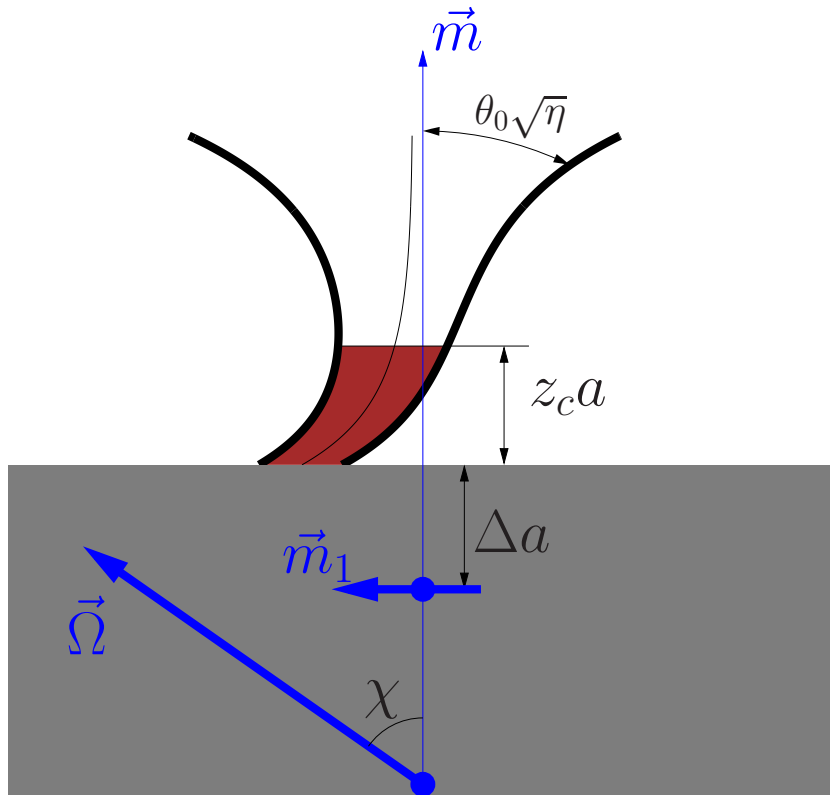
выражение для суммарного магнитного поля $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_1$ записывается в следующем виде:

$$B_r = \frac{B_0}{\eta^3} \quad B_\theta = \frac{B_0}{\eta^3} \left(\frac{\theta}{2} + \mu \cos \phi \right) \quad B_\phi = -\frac{B_0}{\eta^3} \mu \sin \phi$$

$$\mu = \nu \left(\frac{\Delta \eta}{\eta - 1 + \Delta} \right)^3 \quad \nu = \frac{B_1}{B_0} \quad \eta = \frac{r}{a}$$

$$k_c = \frac{1}{\rho_c} = \frac{1}{2\eta a} \left(\frac{3}{2}\theta + \mu \left(\left(\frac{3(1-\Delta)}{\eta - 1 + \Delta} \right) - \frac{1}{2} \right) \right)$$

Уравнения электростатики



$$\operatorname{div} \left(\frac{\vec{E}}{\sqrt{h}} \right) = 4\pi(\rho - \rho_{GJ})$$

$$E = -\nabla\Phi$$

$$\rho_{GJ} = -\frac{1}{4\pi} \operatorname{div}[\vec{g} \times \vec{H}]$$

$$\Phi|_{\xi=1} = 0 \quad \Phi|_{z=0} = 0$$

$$E_{||}|_{z=0} = 0 \quad E_{||}|_{z=z_c} = 0$$

Здесь $z = \eta - 1 = \frac{r-a}{a}$ – координата вдоль магнитной силовой линии, ξ – расстояние поперек трубки, $\xi = 0$ соответствует центру трубки, а $\xi = 1$ – границе пульсарной трубки.

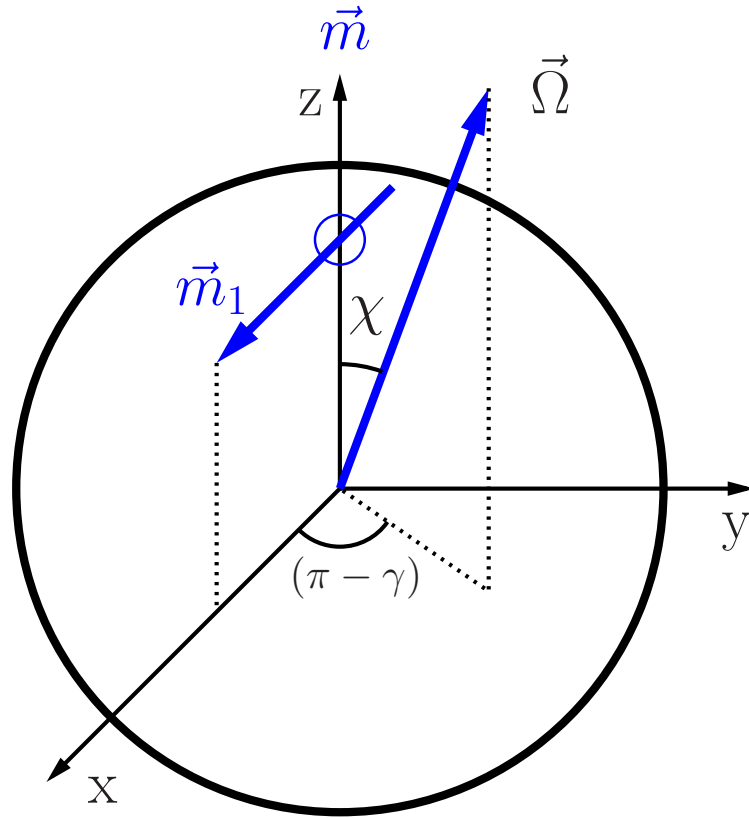
$$\vec{g} = \frac{r}{c} \frac{1}{h} \left(1 - \frac{\kappa}{\eta^3} \right) [\vec{\Omega} \times \vec{e}_r]$$

$$\kappa \approx 0.15$$

$$\text{и} \quad h = 1 - \frac{r_g}{r} \quad \text{при} \quad \frac{\Omega a}{c} \ll 1$$

$$r_g \sim 0.3a$$

Электрический ток в пульсарной трубке



Будем считать, что частицы в пульсарной трубке движутся со скоростями близкими к скорости света вдоль магнитных силовых линий.

$$\vec{j} = \frac{\Omega \tilde{A}}{2\pi c} \vec{B} \quad \rho \approx \frac{j}{c}$$

тогда используя уравнения

$$\operatorname{div} \vec{j} = 0 \quad \text{и} \quad \operatorname{div} \vec{B} = 0$$

получаем

$$(\vec{B} \nabla) \tilde{A} = 0 \quad \text{и} \quad \tilde{A} = \tilde{A}(\xi)$$

В рассматриваемой модели магнитного поля можно с хорошей точностью считать, что Годлрайх-Джулиановская плотность ρ_{GJ} постоянна по сечению трубки и меняется только с высотой η . Это означает в частности, что мы пренебрегаем Аронс-Шарлемановским членом $\theta_0 \xi \sqrt{\eta} \cos \phi$ в ρ_{GJ} .

$$\rho_{GJ} = \frac{\Omega B(\eta)}{2\pi c} \cos \chi f(\eta)$$

$$f(\eta) = \frac{1}{\sqrt{1 + \mu^2}} \left(\left(1 - \frac{\kappa}{\eta^3} \right) + \mu(\eta) \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\kappa}{\eta^3} \right) \operatorname{tg} \chi \cos \gamma \right)$$

Электростатический потенциал

В случае тонкой пульсарной трубки

$$\theta_s \ll z_c = \eta_c - 1$$

где θ_s – ширина пульсарной трубки, электростатический потенциал может быть записан в виде [6]

$$\Phi(\eta, \xi, \phi) = \frac{\Omega F}{2\pi c} (f(\eta) - f(1)) (1 - \xi^2) \cos \chi \quad \text{при } 0 \leq z \leq z_c$$
$$\Phi(\eta, \xi, \phi) = \Phi(\eta_c, \xi, \phi) \quad \text{при } z > z_c$$

где F – магнитный поток через пульсарную трубку

$$F = \pi (\theta_s a)^2 B$$

при этом ток текущий через пульсарную трубку равен

$$j = \frac{\Omega B}{2\pi} f(1) \cos \chi$$

В случае если $z_c \ll 1$, $z_c \ll \Delta$, $\theta \ll 1$ и $\sin \beta \ll \frac{\theta_s}{z_c}$ или $\frac{z_c}{\theta_s}$, где β – угол между вектором магнитного поля и поверхностью нейтронной звезды, потенциал (10) из [6] может быть переписан в следующем виде:

$$\Phi = 2\Phi_0 K_1 \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{\gamma_i^2} \left(z + \frac{F(z, \gamma_i)}{\gamma_i} \right) \frac{2}{k_i J_1(k_i)} J_0(k_i \xi)$$

где $\Phi_0 = \frac{\Omega a}{c} B_s a$, B_s – величина магнитного поля в точке ($\eta = 1$, $\xi = 0$, $\phi = 0$), $\theta_s a$ – радиус пульсарной трубки (на поверхности нейтронной звезды), χ – угол между \vec{m} и $\vec{\Omega}$, $\gamma_i = \frac{k_i}{\theta_s}$ и k_i – корни уравнения $J_0(k) = 0$

$$F(z, \gamma) = - \frac{(1 - e^{-\gamma z})(1 + e^{-\gamma(z_c - z)})}{1 + e^{-\gamma z_c}}$$

$$K_0 = \frac{1}{\sqrt{1 + \nu^2}} \left((1 - k) \cos \chi + \left(1 + \frac{k}{2}\right) \nu \sin \chi \cos \gamma \right)$$

$$K_1 = \frac{1}{\sqrt{1 + \nu^2}} \left(3k + \frac{3\nu}{\Delta} \frac{\nu}{1 + \nu^2} (1 - \Delta)(1 - k) \right) \cos \chi - \frac{3\nu}{\Delta} \frac{1}{(1 + \nu^2)^{3/2}} \left(1 - \Delta + \frac{k}{2} + \frac{k}{2} \nu^2 \Delta \right) \sin \chi \cos \gamma$$

и плотность электрического заряда в трубке вычисляется по следующей формуле

$$\rho = \frac{\Omega B}{2\pi c} A(\xi) \quad A(\xi) = -K_0 - K_1 \sum_{i=0}^{\infty} \frac{1}{\gamma_i} \frac{1 - e^{-\gamma_i z_c}}{1 + e^{-\gamma_i z_c}} \frac{2}{k_i J_1(k_i)} J_0(k_i \xi)$$

Электростатический потенциал

В случае плоского диода

$$z_c \ll \theta_s \quad \text{и} \quad z_c \ll \Delta$$

решение переходит в решение Бескина

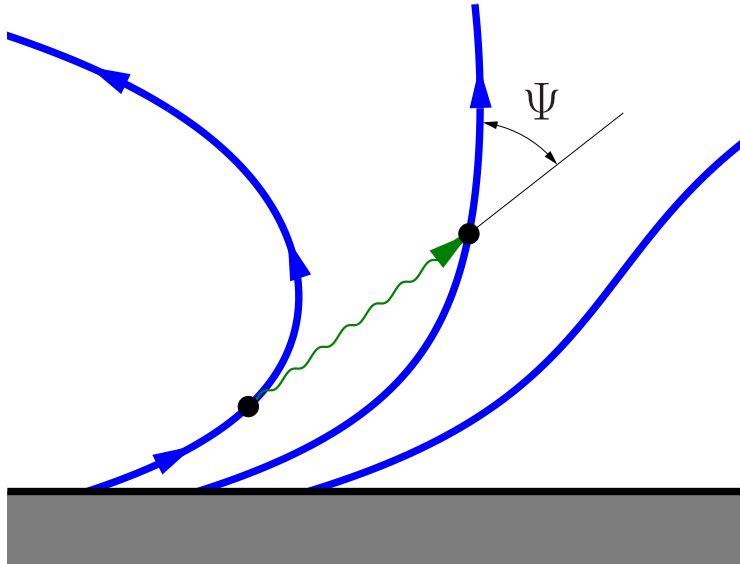
$$\Phi(\eta, \xi, \phi) = B_s a \left(\frac{\Omega a}{c} \right) K_1 \left(\frac{z^2 z_c}{2} - \frac{z^3}{3} \right)$$

где B_s – напряженность магнитного поля на поверхности нейтронной звезды

$$3\kappa \approx 0.5 \quad \rightarrow \quad K_1 \sim 2 \div 5$$

Изгибное излучение

Интенсивность изгибного излучения вычисляется по следующей формуле:



$$\frac{dN}{dt d\gamma} = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \alpha_F \frac{c}{\rho_c} \beta \Gamma F \left(\frac{\gamma}{\gamma_c} \right) \frac{1}{\gamma_c}$$

$$\gamma_c = \frac{3}{2} \frac{\lambda_c}{2\pi \rho_c} \beta \Gamma^3$$

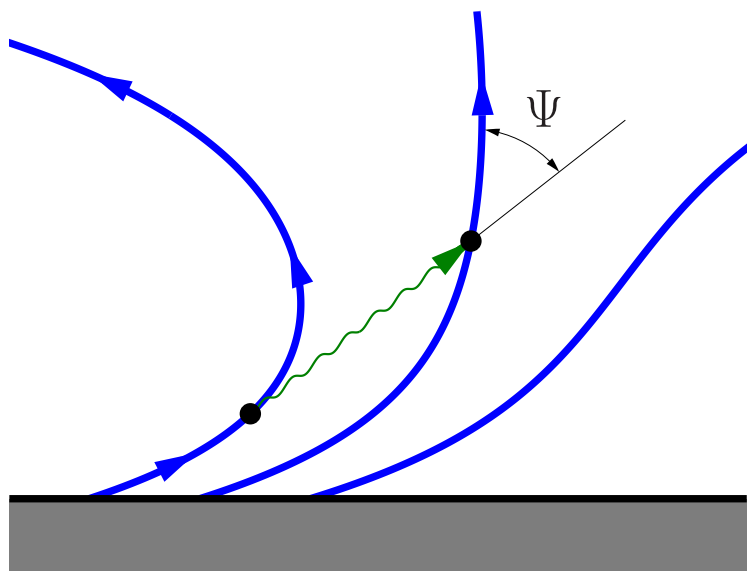
$$F(\xi) = \int_{\xi}^{+\infty} K_{5/3}(s) ds$$

здесь $\frac{dN}{dt d\gamma} d\gamma$ – число фотонов с энергией γ в интервале $d\gamma$, испускаемых электроном в точке x за 1 с,
 $\gamma = \frac{\hbar\omega}{mc^2}$ – энергия фотона в единицах mc^2 , ω – его частота, Γ – лоренц-фактор электрона в точке x ,
 $\beta = \frac{\sqrt{\Gamma^2 - 1}}{\Gamma}$, $\lambda_c = \frac{h}{mc^2}$ – комптоновская длина волны электрона, α_F – постоянная тонкой структуры,
 ρ_c – радиус кривизны силовых линий магнитного поля в точке x .

Поглощение фотонов

Вероятность поглощения фотона в магнитном поле с рождением электрон-позитронной пары вычисляется по формуле

$$k(x, \gamma, \Psi) = \frac{3}{16} \sqrt{\frac{3}{2}} \alpha_F \frac{2\pi}{\lambda_c} \frac{B}{B_{cr}} \sin \Psi \times \exp\left(-\frac{8}{3} \varkappa\right)$$
$$\varkappa = \frac{B}{B_{cr}} \gamma \sin \Psi$$



где γ – энергия фотона в единицах mc^2 , $B = B(x)$ – величина магнитного поля в точке x , Ψ – угол между импульсом гамма-кванта и вектором магнитного поля \vec{B} . При $\gamma \leq 2$ коэффициент k считается равным нулю.

$$k(x, \gamma, \Psi) = 0 \quad \text{при } \gamma \leq 2$$

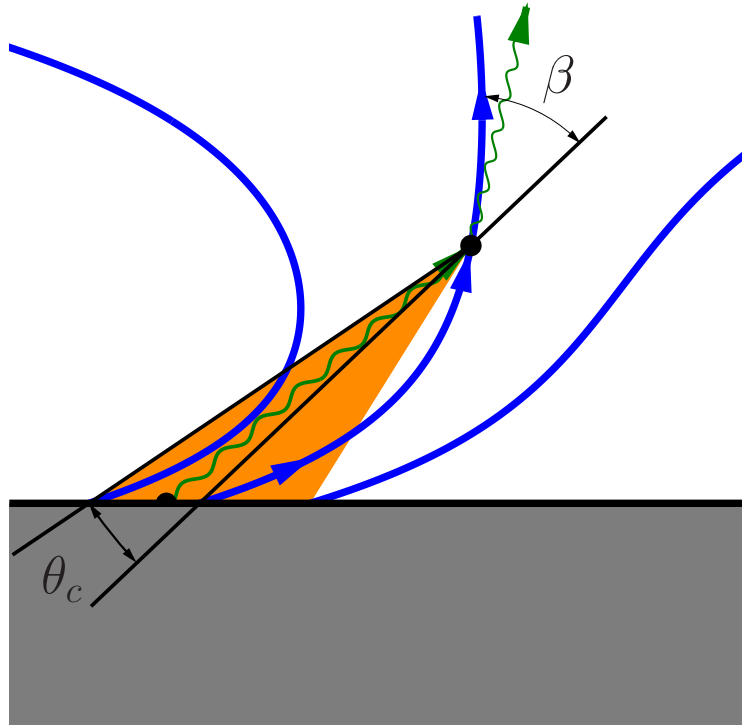
нужно отметить, что данное выражение не корректно вблизи порога

$$\gamma \sin \Psi \sim 2$$

Положение точки поглощения можно оценить с помощью формулы

$$\varkappa \approx 0.2$$

Нерезонансное обратное комптоновское рассеяние



Интенсивность гамма-излучения в точке x , связанного с нерезонансным комптоновским рассеянием тепловых фотонов с горячего пятна на первичных электронах вычисляется следующим образом:

$$\frac{dN}{dt d\gamma_s} = \pi r_e^2 c \left(\frac{n_0}{\gamma_0} \right) \left(\frac{n_e}{\Gamma^2} \right) \times$$

$$\times \left(2 \cdot I_0 + I_2 - 2 \cdot I_1 + \frac{q^2}{q_c(q + q_c)} I_0 \right)$$

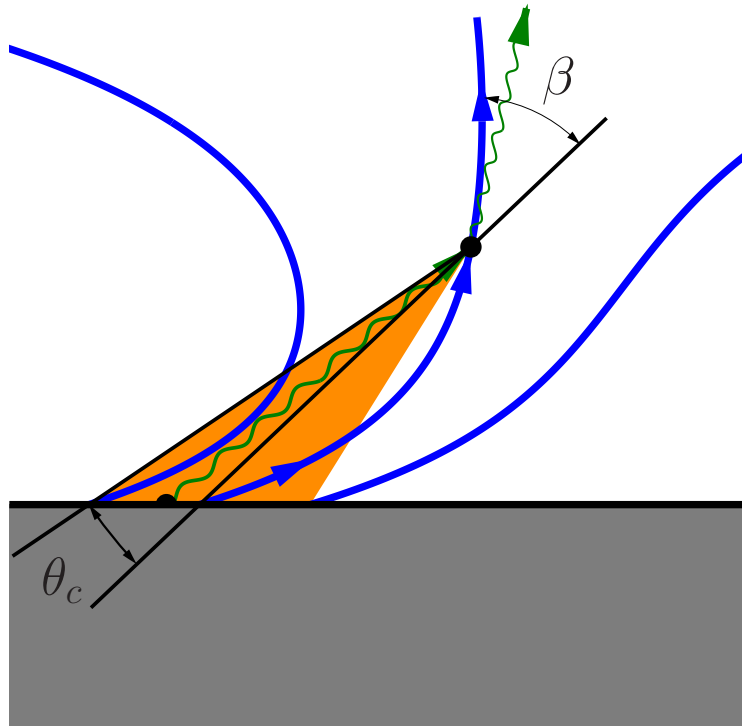
где γ_s – энергия рассеянного фотона в единицах mc^2 , Γ – энергия первичных электронов в единицах mc^2 ,

n_e – концентрация первичных электронов, $n_0 = 20T^3 \text{ см}^{-2}$ – концентрация тепловых фотонов (вблизи поверхности нейтронной звезды), $\gamma_0 = 2.7 \frac{k_B T}{mc^2}$ – энергия тепловых электронов.

$$I_n = \int_{-1}^{+1} \frac{1}{g(\mu)^n} \theta \left(g(\mu) - \frac{1}{2} \right) f(\mu) d\mu \quad \text{и} \quad g(\mu) = \frac{q_c}{q} \gamma_0 \Gamma (1 - \mu)$$

$$\frac{q}{q_c} = \frac{\gamma_s}{\Gamma - \gamma_s} \quad \text{и} \quad q_c = (2 \cdot \Gamma \cdot \gamma_0 (1 - \mu_c))^{-1}$$

Нерезонансное обратное комптоновское рассеяние



Функция $f(\mu)$ описывает угловое распределение фотонов

$$f(\mu) = 2 \arccos \left(\frac{\mu_c - \mu \cos(\beta)}{\sin(\beta) \sqrt{1 - \mu^2}} \right)$$

здесь β – угол между магнитным полем в точке x и прямой, соединяющей точку x и центр горячего пятна, μ – косинус угла между этой прямой и импульсом фотона, $\mu_c = \cos(\theta_c)$, $\text{tg}(\theta_c)$ равен отношению радиуса горячего пятна к расстоянию от центра пятна до точки x .

При $\beta = 0$ используемое приближение совпадает с выражением, использованным А.Хардинг:

$$\frac{dN}{dt d\gamma_s} = \pi r_e^2 c \left(\frac{n_0}{\gamma_0} \right) \left(\frac{n_e}{\Gamma^2} \right) (1 - \mu_c) \times$$

$$\times \left(2q \log(q) + (1 + 2q)(1 - q) + \frac{q^2}{q_c(q + q_c)} \frac{(1 - q)}{2} \right)$$

В качестве высоты верхней обкладки диода z_c выбирается высота z , на которой на силовой линии ($\xi = 0.5, \phi = 0$) коэффициент умножения Q равен 0.1. При этом, при вычислении коэффициента умножения Q , учитывается только генерация электрон-позитронных пар изгибными фотонами.

$$Q = 0.1 \quad \text{при} \quad (z = z_c, \xi = \frac{1}{2}, \phi = 0)$$

Обратный ток позитронов вычисляется с помощью уравнения (3) из [5], в случае дипольного поля оно принимает вид:

$$n_+ = \frac{k}{2} \left(1 - \frac{1}{\eta_c^3} \right) n_e$$

а для недипольного поля его можно записать в виде:

$$n_+ = \frac{1}{2} K_1 z_c n_e$$

здесь n_+ – концентрация позитронов обратного тока, а n_e – концентрация первичных электронов. Рентгеновская светимость L и температура T полярной шапки оцениваются с помощью формулы:

$$L = \sigma_B \cdot T^4 \cdot S_{cap} = n_+ \cdot c \cdot mc^2 \cdot \Gamma \cdot S_{cap}$$

где $\Gamma = \frac{e\Phi}{mc^2}$ – энергия первичных электронов в точке ($z = z_c, \xi = 0, \phi = 0$), $S_{cap} = \pi (\theta_s a)^2$ – площадь полярной шапки.

При нахождении L_{tot}, T используется оценка обратного тока $\rho_+ \approx \frac{1}{2} K_1 z_c \rho_{eff}$, а при нахождении $L_{\frac{k}{2}}, T_{\frac{k}{2}}$ используется значение обратного тока, полученное в работе [7], а именно, полагается $\rho_+ \approx \frac{k}{2} \rho_{eff}$.

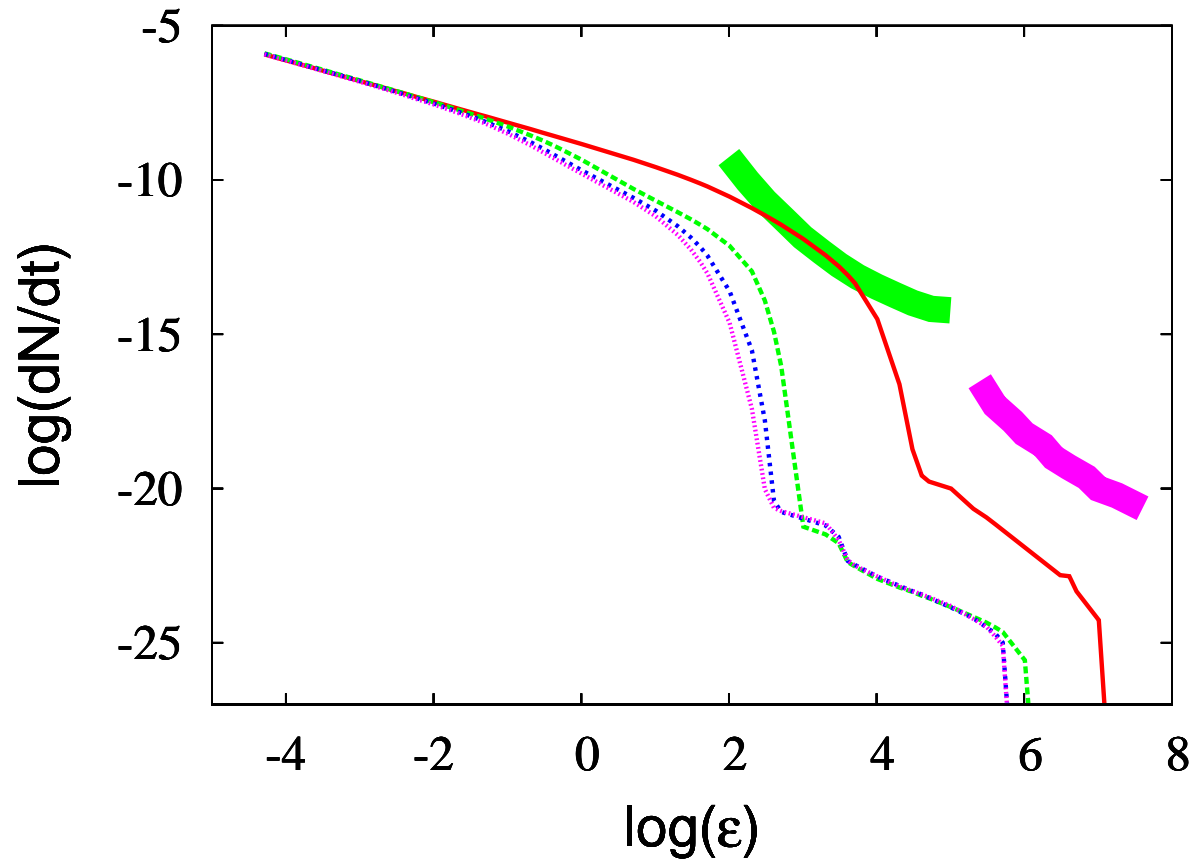
Используемые параметры

$$B = 0.02 B_{cr}, P = 0.2 \text{ с}$$

$$\chi = 10^\circ, \Delta = 0.1, k = 0.15$$

| α | $z_c, 10^{-2}$ | $\Gamma, 10^6$ | $T, 10^6 K$ |
|--------------------------|----------------|----------------|-------------|
| 0 | 29,6 | 33,9 | 3.67 |
| $\gamma = \pi$ | | | |
| 0.1 | 3.2 | 2.95 | 1.64 |
| 0.2 | 2.05 | 1.81 | 1.53 |
| 0.3 | 1.61 | 1.53 | 1.55 |
| $\gamma = \frac{\pi}{2}$ | | | |
| 0.1 | 4.28 | 3.22 | 1.80 |
| 0.2 | 2.53 | 1.86 | 1.63 |
| 0.3 | 1.89 | 1.52 | 1.61 |

Гамма излучение $B = 0.02B_{cr}$ и $P = 0.2$ сек.



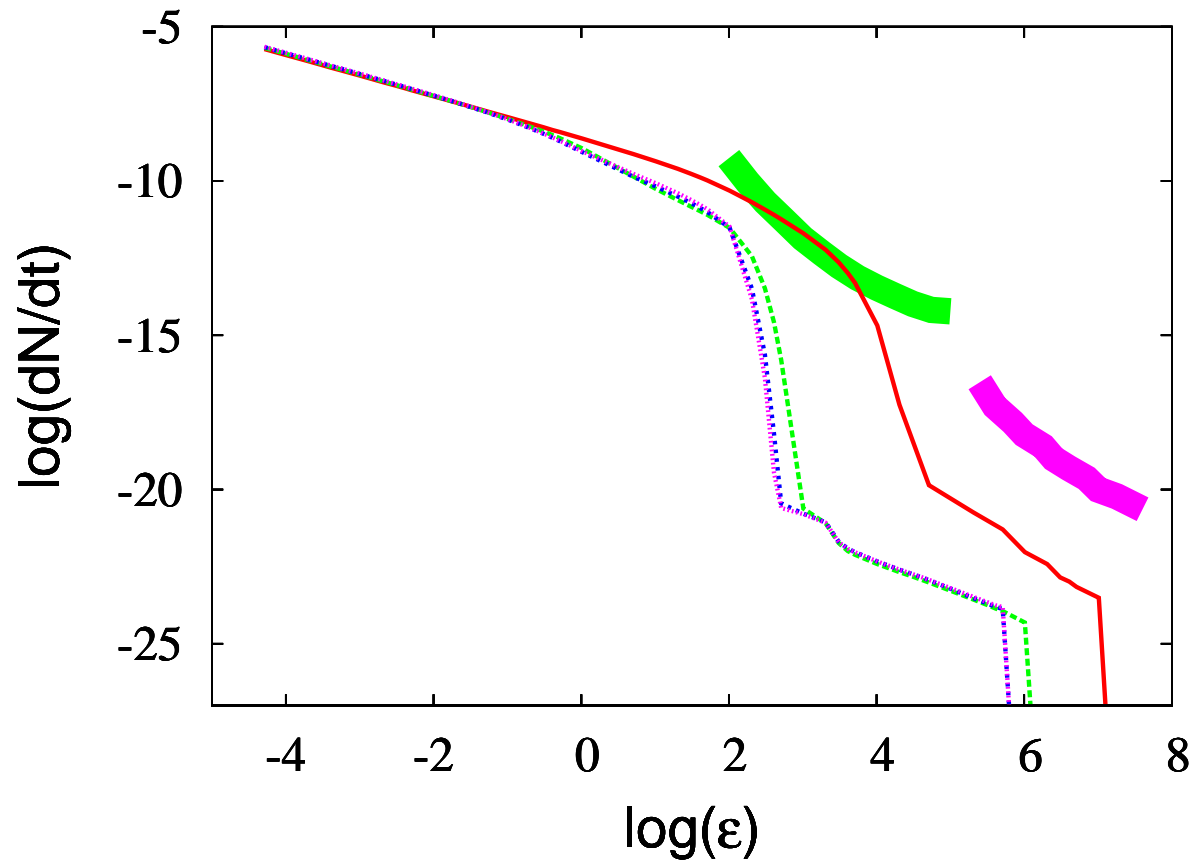
Усредненный по времени спектр гамма-излучения пульсарной трубки для $B = 0.02B_{cr}$, $P = 0.2$, $\chi = 10^\circ$, $k = 0.15$, $\Delta = 0.1$, $\gamma = \pi$

угол между лучом зрения и осью вращения пульсара равен 10° .

Интенсивность гамма-излучения $\frac{dN}{dt}$ измеряется в принимаемом потоке $\frac{\text{Фотон}}{\text{см}^2 \text{сек МэВ}}$ от источника, находящегося на расстоянии 1кпс. Энергия фотонов ϵ измеряется в МэВ.

Сплошная (красная) кривая соответствует дипольному полю ($\nu = 0$), пунктирная (зеленая)– $\nu = 0.1$, штриховая с длинным штрихом (синяя)– $\nu = 0.2$, штриховая с коротким штрихом (фиолетовая)– $\nu = 0.3$. Зеленая полоса – чувствительность телескопа Ферми, фиолетовая – телескопа HESS.

Гамма излучение $B = 0.02B_{cr}$ и $P = 0.1$ сек.



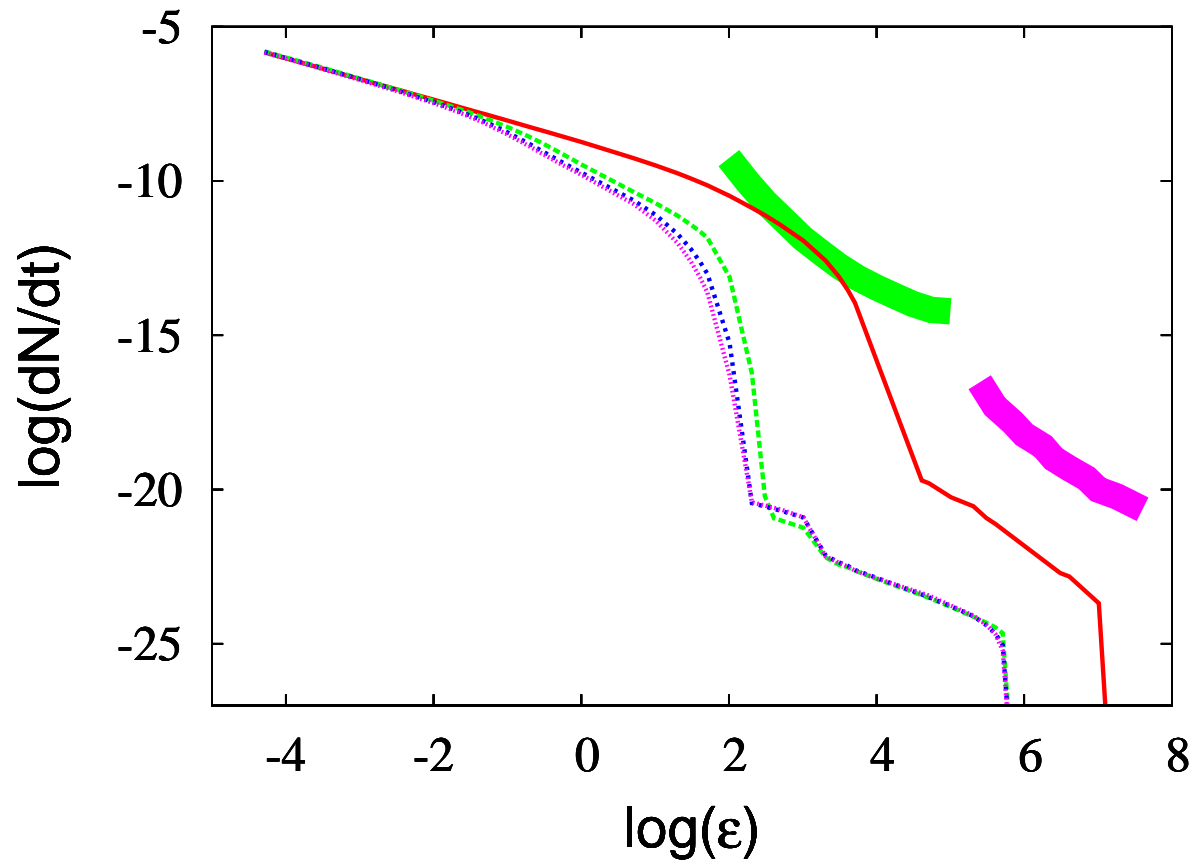
Усредненный по времени спектр гамма-излучения пульсарной трубки для $B = 0.02B_{cr}$, $P = 0.1$, $\chi = 10^\circ$, $k = 0.15$, $\Delta = 0.1$, $\gamma = \pi$

угол между лучом зрения и осью вращения пульсара равен 10° .

Интенсивность гамма-излучения $\frac{dN}{dt}$ измеряется в принимаемом потоке $\frac{\text{Фотон}}{\text{см}^2 \text{сек МэВ}}$ от источника, находящегося на расстоянии 1кпс. Энергия фотонов ϵ измеряется в МэВ.

Сплошная (красная) кривая соответствует дипольному полю ($\nu = 0$), пунктирная (зеленая)– $\nu = 0.1$, штриховая с длинным штрихом (синяя)– $\nu = 0.2$, штриховая с коротким штрихом (фиолетовая)– $\nu = 0.3$. Зеленая полоса – чувствительность телескопа Ферми, фиолетовая – телескопа HESS.

Гамма излучение $B = 0.05B_{cr}$ и $P = 0.2$ сек.



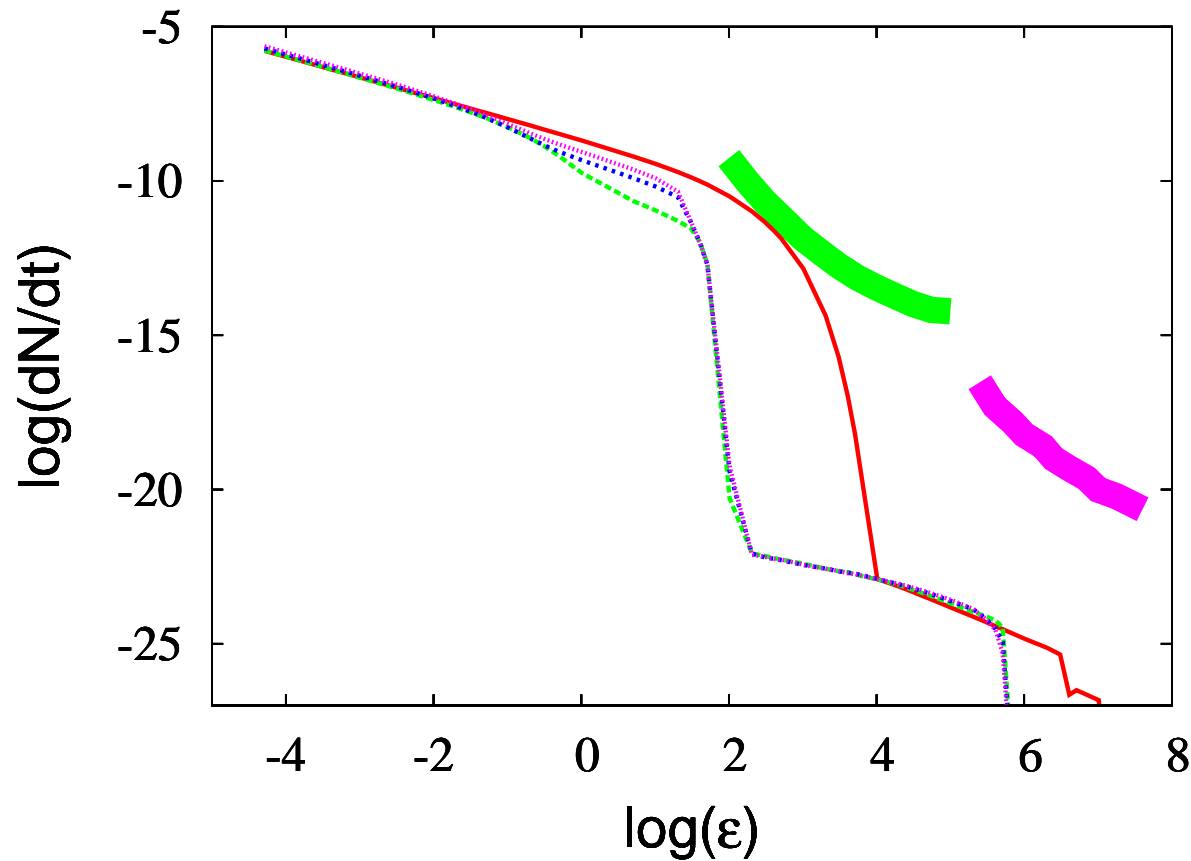
Усредненный по времени спектр гамма-излучения пульсарной трубки для $B = 0.05B_{cr}$, $P = 0.2$, $\chi = 10^\circ$, $k = 0.15$, $\Delta = 0.1$, $\gamma = \pi$

угол между лучом зрения и осью вращения пульсара равен 10° .

Интенсивность гамма-излучения $\frac{dN}{dt}$ измеряется в принимаемом потоке $\frac{\text{Фотон}}{\text{см}^2 \text{сек МэВ}}$ от источника, находящегося на расстоянии 1кпс. Энергия фотонов ϵ измеряется в МэВ.

Сплошная (красная) кривая соответствует дипольному полю ($\nu = 0$), пунктирная (зеленая)– $\nu = 0.1$, штриховая с длинным штрихом (синяя)– $\nu = 0.2$, штриховая с коротким штрихом (фиолетовая)– $\nu = 0.3$. Зеленая полоса – чувствительность телескопа Ферми, фиолетовая – телескопа HESS.

Гамма излучение $B = 0.05B_{cr}$ и $P = 0.2$ сек.



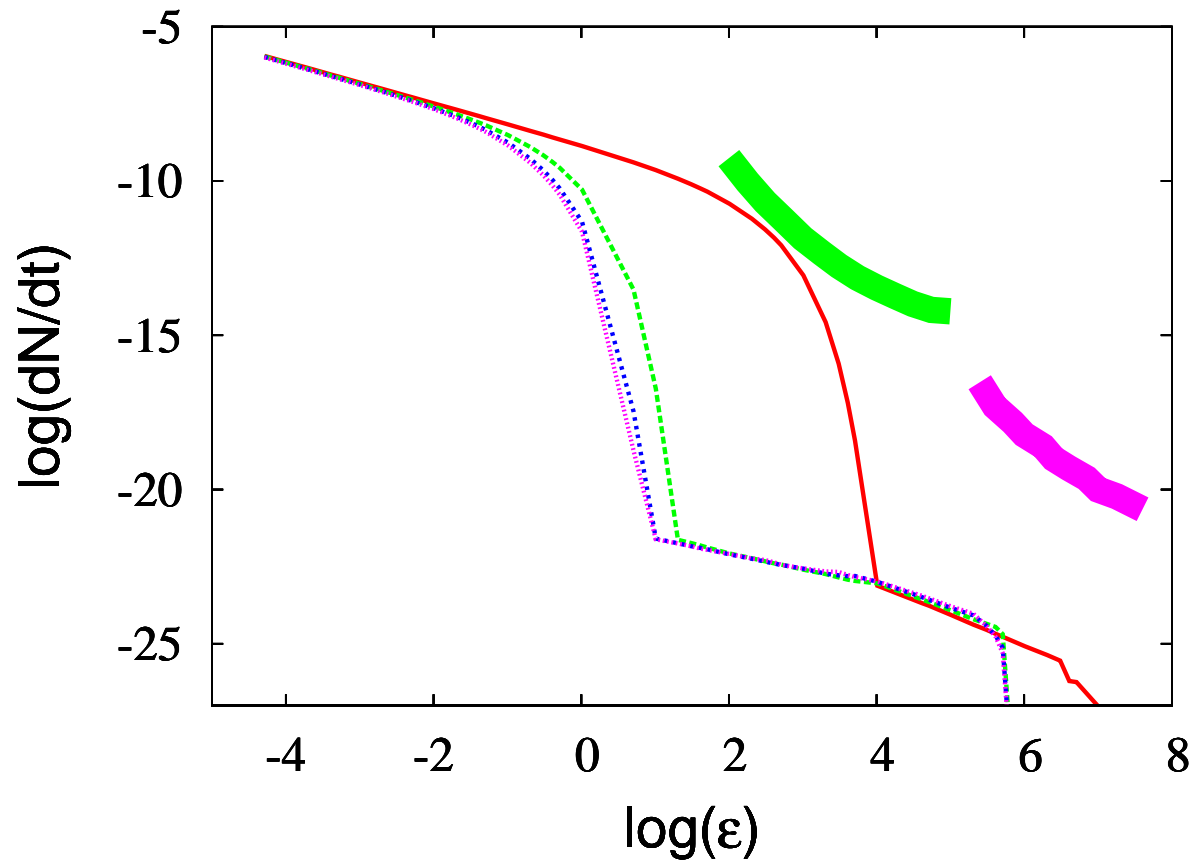
Усредненный по времени спектр гамма-излучения пульсарной трубки для $B = 0.05B_{cr}$, $P = 0.2$, $\chi = 10^\circ$, $k = 0.15$, $\Delta = 0.1$, $\gamma = \pi$

угол между лучом зрения и осью вращения пульсара равен 7° .

Интенсивность гамма-излучения $\frac{dN}{dt}$ измеряется в принимаемом потоке $\frac{\text{Фотон}}{\text{см}^2 \text{сек МэВ}}$ от источника, находящегося на расстоянии 1кпс. Энергия фотонов ϵ измеряется в МэВ.

Сплошная (красная) кривая соответствует дипольному полю ($\nu = 0$), пунктирная (зеленая)– $\nu = 0.1$, штриховая с длинным штрихом (синяя)– $\nu = 0.2$, штриховая с коротким штрихом (фиолетовая)– $\nu = 0.3$. Зеленая полоса – чувствительность телескопа Ферми, фиолетовая – телескопа HESS.

Гамма излучение $B = 0.05B_{cr}$ и $P = 0.2$ сек.



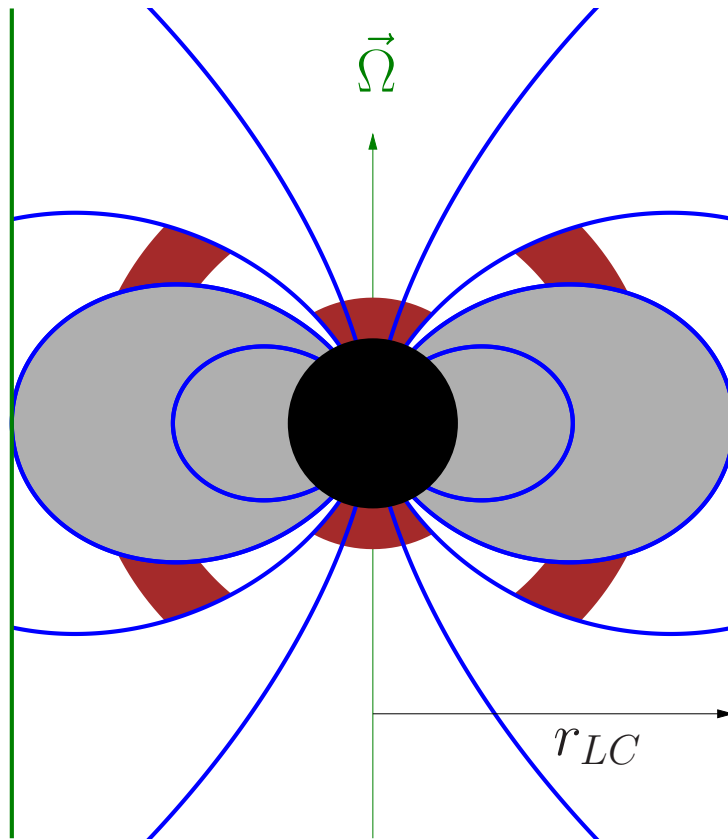
Усредненный по времени спектр гамма-излучения пульсарной трубки для $B = 0.05B_{cr}$, $P = 0.2$, $\chi = 10^\circ$, $k = 0.15$, $\Delta = 0.1$, $\gamma = \pi$

угол между лучом зрения и осью вращения пульсара равен 13° .

Интенсивность гамма-излучения $\frac{dN}{dt}$ измеряется в принимаемом потоке $\frac{\text{Фотон}}{\text{см}^2 \text{сек МэВ}}$ от источника, находящегося на расстоянии 1кпс. Энергия фотонов ϵ измеряется в МэВ.

Сплошная (красная) кривая соответствует дипольному полю ($\nu = 0$), пунктирная (зеленая)– $\nu = 0.1$, штриховая с длинным штрихом (синяя)– $\nu = 0.2$, штриховая с коротким штрихом (фиолетовая)– $\nu = 0.3$. Зеленая полоса – чувствительность телескопа Ферми, фиолетовая – телескопа HESS.

Модель Голдрайха-Джулиана



световой цилиндр

$$r_{LC} = \frac{c}{\Omega}$$

$$\sin \theta_0 = \sqrt{\frac{\Omega a}{c}}$$

плотность Голдрайха-Джулиана

$$\rho_{GJ} = -\frac{\vec{\Omega} \vec{B}}{2\pi c} \frac{1}{1 - \left(\frac{\Omega r}{c} \sin \theta\right)^2}$$

Изменение радиуса пульсарной трубки

Искажение магнитосферы радиопульсара учитывается только в изменении радиуса пульсарной трубки $\theta_0 a$. При нахождении коэффициента умножения электрон-позитронных пар Q и интенсивности гамма-излучения на больших высотах магнитное поле считается чисто дипольным (совпадающим с полем главного диполя) и не учитывается смещение центра пульсарной трубки относительно оси главного диполя \vec{m} . Всюду считается, что сечение пульсарной трубки имеет форму круга.

$$d = \frac{\theta_0}{\theta_{0 \text{ dip}}} \quad \theta_{0 \text{ dip}} = \sqrt{\frac{\Omega a}{c}}$$

Влияние внешнего магнитного поля на работу радиопульсара с дипольным магнитным полем было рассмотрено в [11].

Для нахождения радиуса пульсарной трубки ищутся силовые линии магнитного поля [11]:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{3(\vec{m}, \vec{r})\vec{r} - \vec{m}r^2}{r^5} + \vec{B}_c$$

вектор \vec{B}_c лежит в плоскости векторов \vec{m} и $\vec{\Omega}$, β – угол между вектором \vec{B}_c и осью вращения пульсара $\vec{\Omega}$, $\alpha_b = \frac{B_c}{B_0} \left(\frac{\Omega a}{c}\right)^{-3}$ – отношение напряженности магнитного поля \vec{B}_c к напряженности поля главного диполя на световом цилиндре.

Для нахождения радиуса пульсарной трубки искались силовые линии магнитного поля начинающиеся в точках

$$\vec{x} = a (\vec{e}_m \cos \mu + \vec{e}_n \sin \mu) \quad \text{где} \quad 0 \leq \mu \leq 2\pi$$

здесь a – радиус нейтронной звезды, $\vec{e}_m = \frac{\vec{m}}{m}$ – единичный вектор вдоль оси главного диполя, \vec{e}_n – единичный вектор, перпендикулярный векторам $\vec{\Omega}$ и \vec{m} . В качестве угла θ_0 , обозначающего границу пульсарной трубки, бралось значение μ , соответствующее последней силовой линии не пересекающей световой цилиндр.

Изменение радиуса пульсарной трубки

В случае если вблизи радиопульсара находится околорпульсарный диск, то его взаимодействие с магнитосферой пульсара может приводить к появлению электрических токов, что в некоторых ситуациях может вызвать изменение всей структуры магнитосферы и, как минимум, радиуса пульсарной трубки [10, 14, 15, 13]. В данной работе рассматривается влияние диска только в модели [10]. При нахождении радиуса пульсарной трубки магнитное поле считается равным

$$B_r = \frac{2m}{r^3} \left(\sin \theta \cos \phi \sin \chi + \frac{2}{\pi} \cos \chi \cos \theta \left(\arctan(X) + \frac{1 - Y}{X} \right) \right)$$

$$B_\theta = \frac{m}{r^3} \left(-\cos \theta \cos \phi \sin \chi + \frac{2}{\pi} \cos \chi \sin \theta \times \right. \\ \left. \times \left(\arctan(X) + \frac{\operatorname{ctg}^2 \theta}{X} \left(\frac{Y X^2}{\cos^2 \theta} \frac{r^2 + b^2}{b^2} - 1 \right) \right) \right)$$

$$B_\phi = \frac{m}{r^3} \sin \phi \sin \chi$$

$$X = b |\cos \theta| \sqrt{2 / ((r^2 - b^2) + r^2 / Y)}, \quad Y = r^2 / \sqrt{(r^2 - b^2)^2 + 4b^2 r^2 \cos^2 \theta}$$

здесь все величины даны в сферической системе координат (r, θ, ϕ) с осью Oz направленной вдоль оси вращения пульсара $\vec{\Omega}$, b – внутренний радиус диска.

Используемые значения параметров

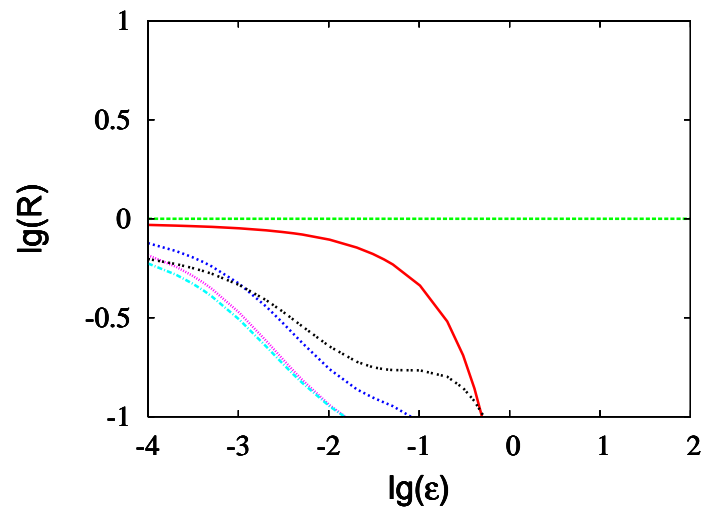
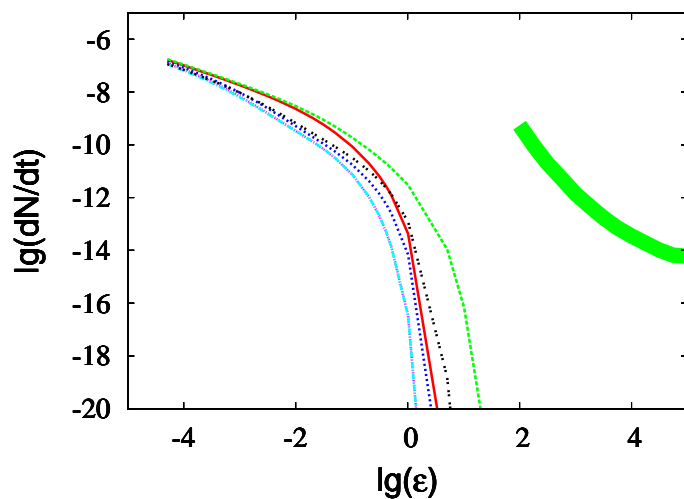
$$B = 0.2 B_{cr}, P = 0.5 c$$

$$\chi = 10^\circ, \Delta = 0.1, k = 0.15$$

| ν | $z_c, 10^{-2}$ | $\Gamma, 10^5$ | ν | $z_c, 10^{-2}$ | $\Gamma, 10^5$ |
|---|----------------|----------------|-----------------------------------|----------------|----------------|
| $d = 0.2, \gamma = \pi$ | | | $d = 0.2, \gamma = \frac{\pi}{2}$ | | |
| 0.0 | 200.0 | 26.1 | 0.0 | 200.0 | 26.1 |
| 0.1 | 200.0 | 29.5 | 0.1 | 200.0 | 26.8 |
| 0.2 | 2.72 | 9.77 | 0.2 | 5.21 | 11.5 |
| 0.3 | 1.54 | 7.87 | 0.3 | 2.23 | 7.71 |
| 0.5 | 0.98 | 7.79 | 0.5 | 1.21 | 7.32 |
| 0.7 | 1.05 | 11.7 | 0.7 | 1.16 | 10.4 |
| $d = 0.363, \gamma = \pi, \frac{\Omega b}{c} = \frac{1}{3}$ | | | $d = 0.5, \gamma = \pi$ | | |
| 0.0 | 200.0 | 85.9 | 0.0 | 200.0 | 163.0 |
| 0.1 | 3.21 | 14.5 | 0.1 | 1.93 | 14.1 |
| 0.2 | 1.31 | 9.49 | 0.2 | 1.12 | 9.35 |
| 0.3 | 0.94 | 8.17 | 0.3 | 0.85 | 8.01 |
| 0.5 | 0.70 | 8.43 | 0.5 | 0.66 | 8.41 |
| 0.7 | 0.73 | 13.4 | 0.7 | 0.61 | 10.3 |

| ν | $z_c, 10^{-2}$ | $\Gamma, 10^5$ | ν | $z_c, 10^{-2}$ | $\Gamma, 10^5$ |
|---|----------------|----------------|-------------------------|----------------|----------------|
| $d = 0.71, \gamma = \pi, \alpha_b = \frac{1}{2}, \beta = \pi$ | | | $d = 1.0, \gamma = \pi$ | | |
| 0.0 | 45.3 | 230.0 | 0.0 | 14.7 | 248.0 |
| 0.1 | 1.59 | 13.5 | 0.1 | 1.47 | 12.9 |
| 0.2 | 1.03 | 8.99 | 0.2 | 0.90 | 8.74 |
| 0.3 | 0.81 | 7.76 | 0.3 | 0.80 | 7.72 |
| 0.4 | 0.69 | 7.64 | 0.4 | 0.70 | 7.80 |
| 0.5 | 0.65 | 8.48 | 0.5 | 0.66 | 9.03 |
| 0.6 | 0.68 | 12.4 | 0.6 | 0.75 | 16.8 |
| 0.7 | 0.56 | 8.62 | 0.7 | 0.54 | 7.63 |
| $d = 1.22, \gamma = \pi, \alpha_b = \frac{1}{2}, \beta = 0$ | | | $d = 1.5, \gamma = \pi$ | | |
| 0.0 | 9.47 | 239.0 | 0.0 | 6.0 | 245.0 |
| 0.1 | 1.44 | 12.6 | 0.1 | 1.42 | 12.5 |
| 0.2 | 0.99 | 8.73 | 0.2 | 1.0 | 8.88 |
| 0.3 | 0.81 | 7.85 | 0.3 | 0.81 | 8.15 |
| 0.4 | 0.71 | 8.08 | 0.4 | 0.72 | 8.61 |
| 0.5 | 0.68 | 9.79 | 0.5 | 0.71 | 11.3 |
| 0.6 | 0.67 | 12.5 | 0.6 | 0.62 | 9.65 |
| 0.7 | 0.53 | 7.22 | 0.7 | 0.51 | 6.86 |

Гамма-излучение пульсарной трубки



Усредненный по времени спектр гамма-излучения пульсарной трубки для

$B = 0.2$, $P = 0.5$, $\chi = 10^\circ$, $k = 0.15$, $\Delta = 0.1$, $\gamma = \pi$, $d = 0.2$

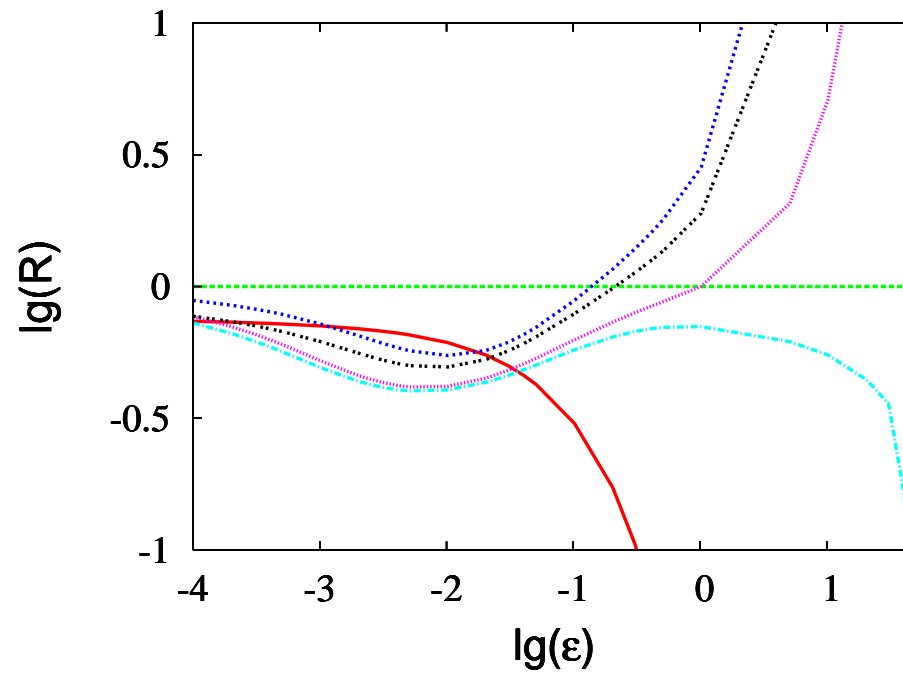
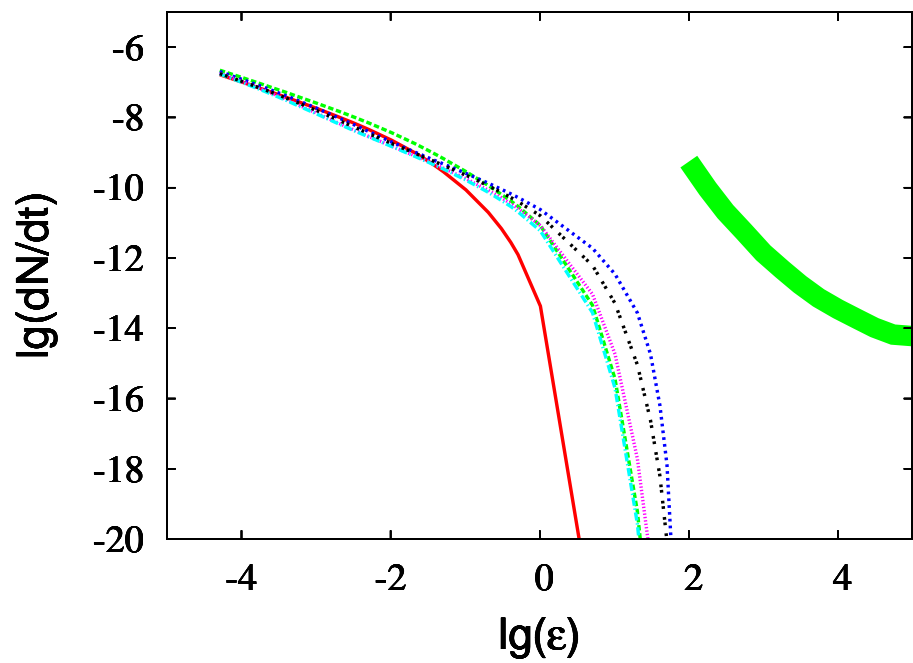
Угол между лучом зрения и осью вращения пульсара равен 10° ,

На левом рисунке показана интенсивность изгибного гамма-излучения, на правом – отношение R интенсивностей гамма-излучения к интенсивности для случая $\nu = 0.1$.

Сплошная (красная) кривая соответствует дипольному полю ($\nu = 0$), штриховая с длинным штрихом (зеленая) – $\nu = 0.1$, штриховая с коротким штрихом (синяя) – $\nu = 0.2$, пунктирная (фиолетовая) – $\nu = 0.3$, штрих-пунктирная (сине-зеленая) – $\nu = 0.5$, пунктирная со сдвоенным пунктиром (черная) – $\nu = 0.7$.

Интенсивность гамма-излучения $\frac{dN}{dt}$ измеряется в принимаемом потоке $\frac{\text{Фотон}}{\text{см}^2 \text{сек МэВ}}$ от источника, находящегося на расстоянии 1кпс. Энергия фотонов ϵ измеряется в МэВ.

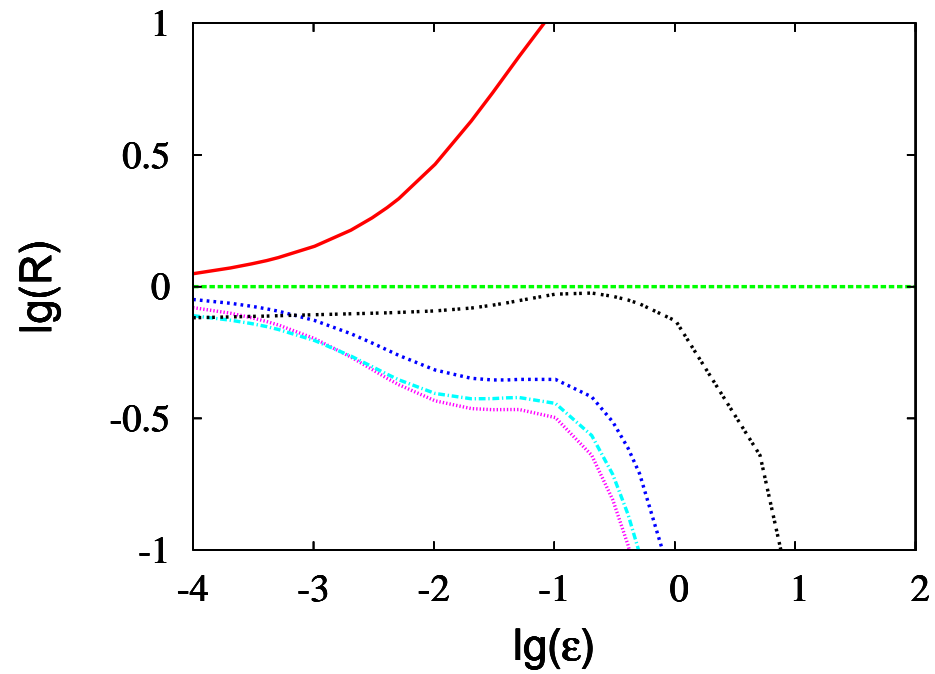
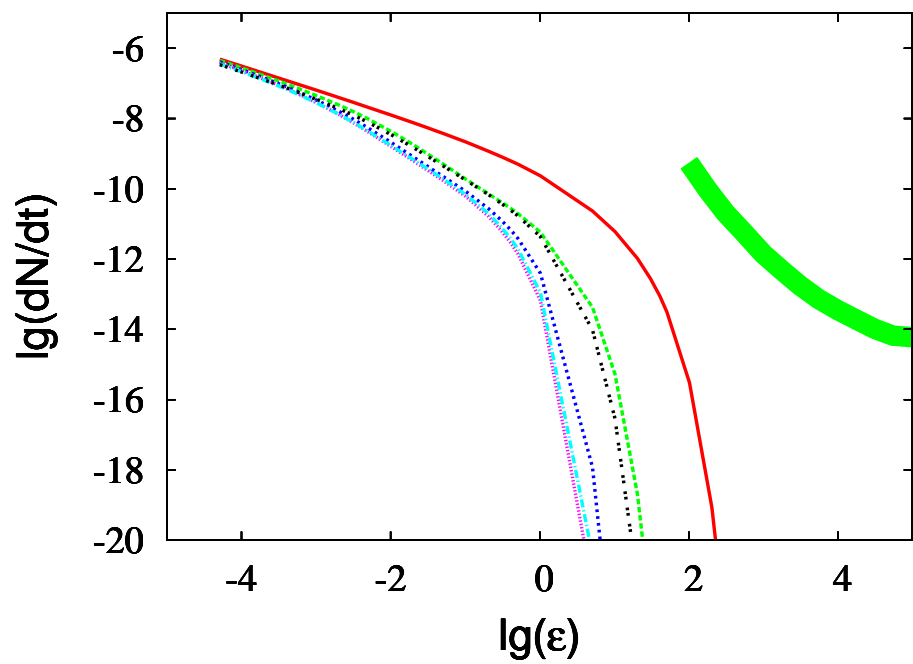
Для случаев $\nu = 0$ и $\nu = 0.1$ показана оценка интенсивности гамма-излучения снизу – пульсар выключен по генерации электрон-позитронных пар изгибным излучением в магнитном поле.



То же, что на рис.1

$B = 0.2, P = 0.5, \chi = 10^\circ, k = 0.15, \Delta = 0.1, \gamma = \frac{\pi}{2}, d = 0.2$

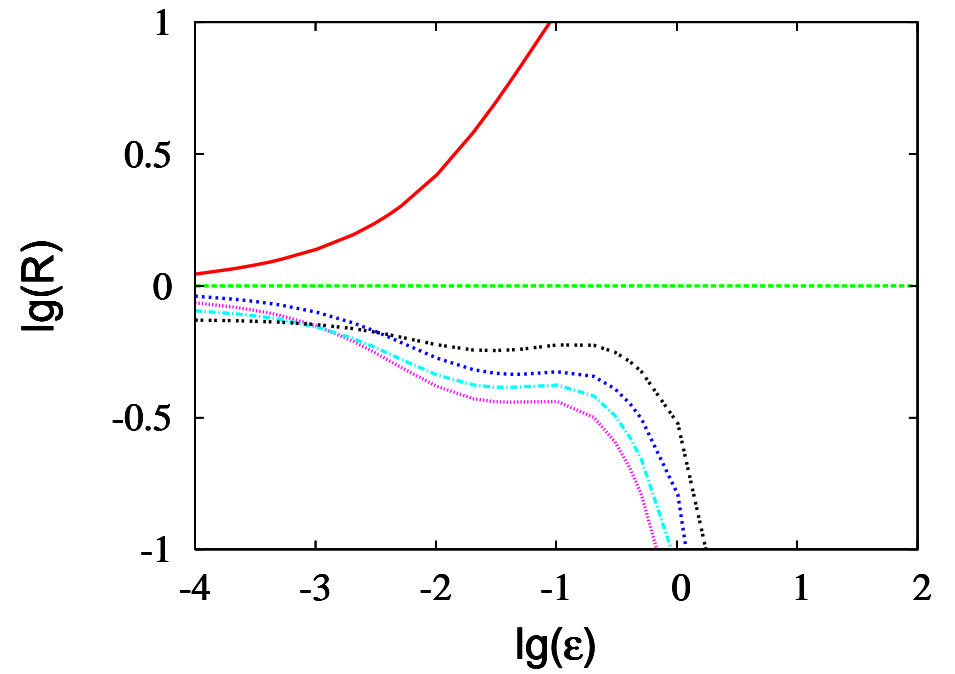
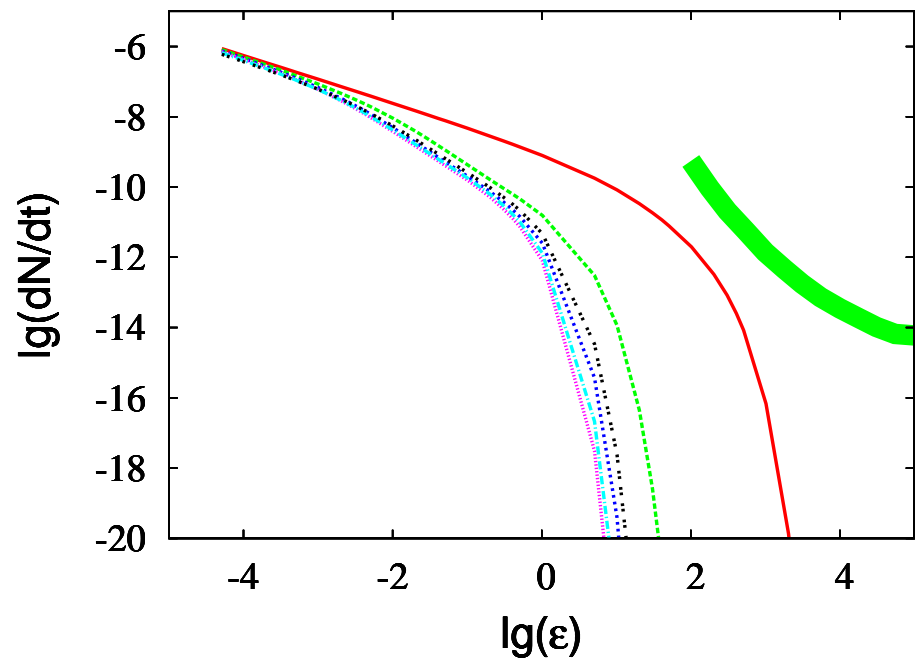
Для случаев $\nu = 0$ и $\nu = 0.1$ — пульсар выключен.



То же, что на рис.1

$$B = 0.2, P = 0.5, \chi = 10^\circ, k = 0.15, \Delta = 0.1, \gamma = \pi, d = 0.363, \frac{\Omega b}{c} = \frac{1}{3}$$

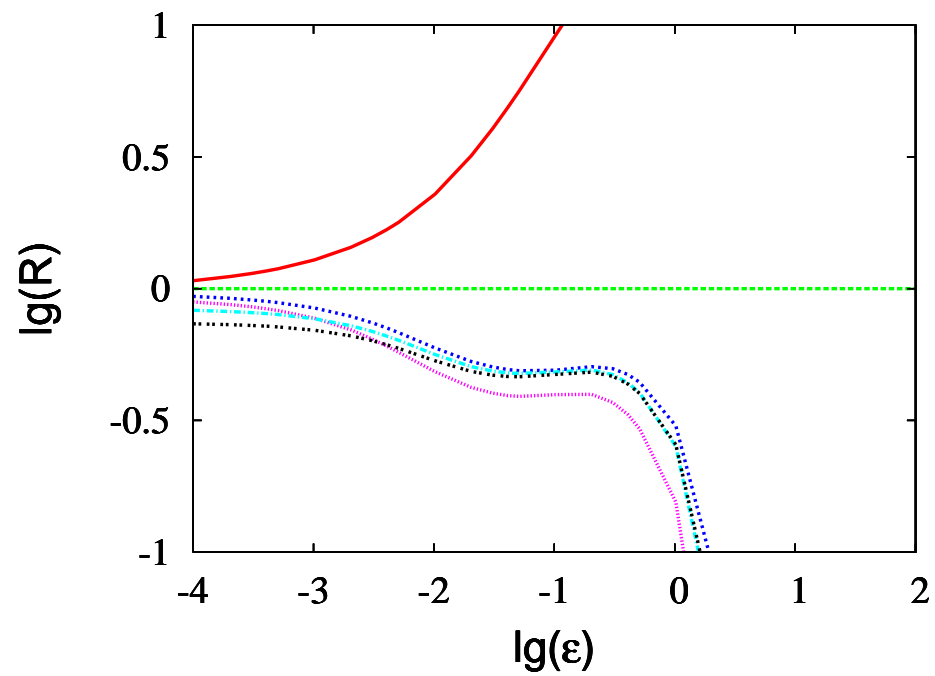
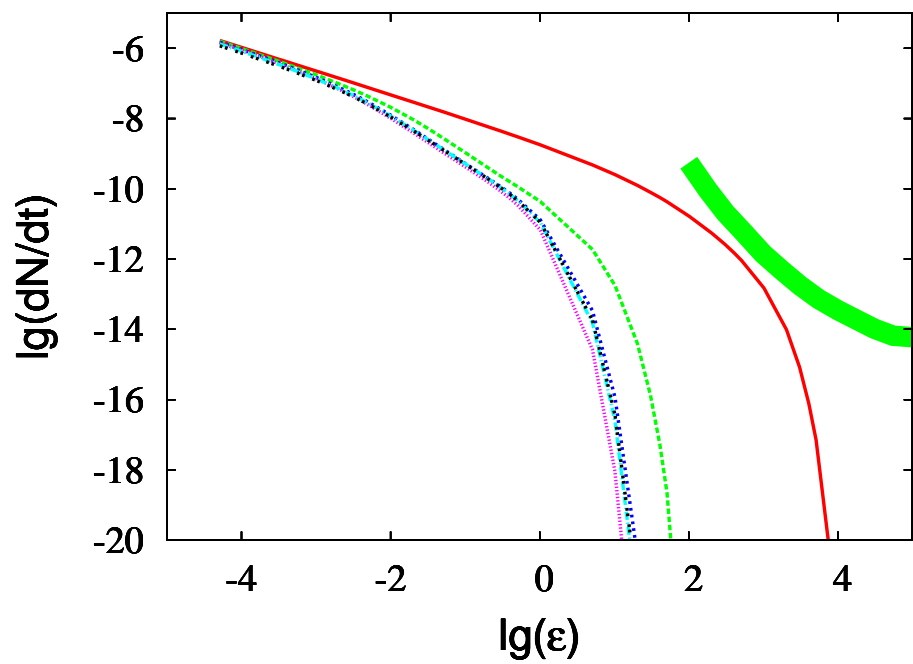
Для случая чисто дипольного поля ($\nu = 0$) пульсар выключен.



То же, что на рис.1

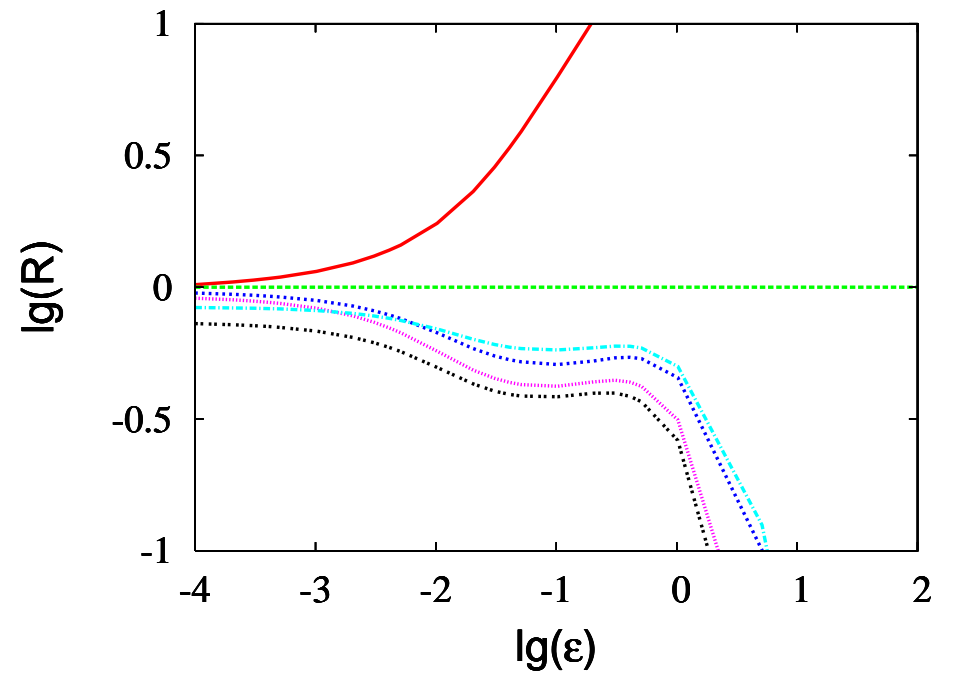
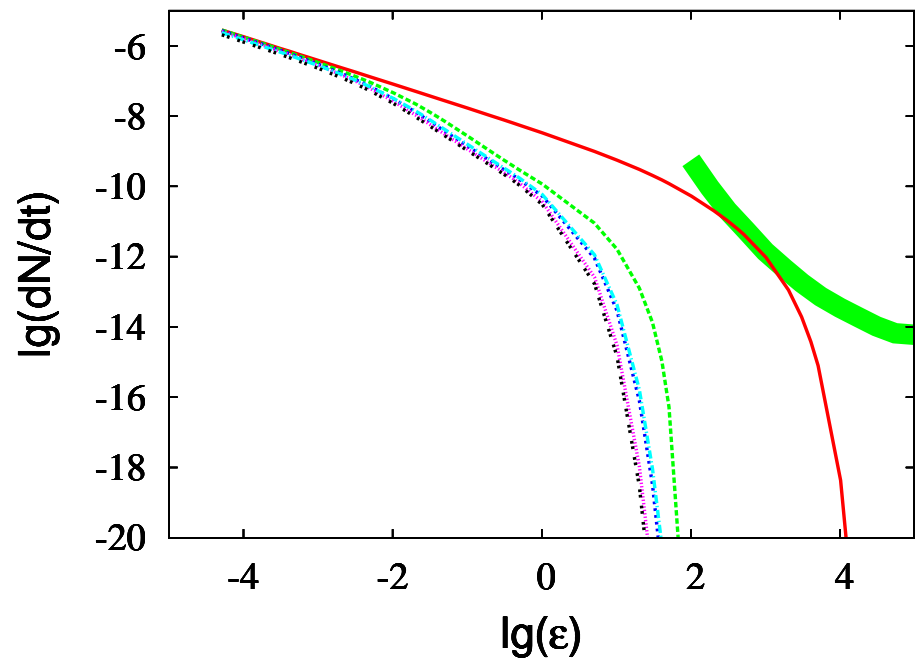
$B = 0.2, P = 0.5, \chi = 10^\circ, k = 0.15, \Delta = 0.1, \gamma = \pi, d = 0.5$

Для случая чисто дипольного поля ($\nu = 0$) пульсар выключен.



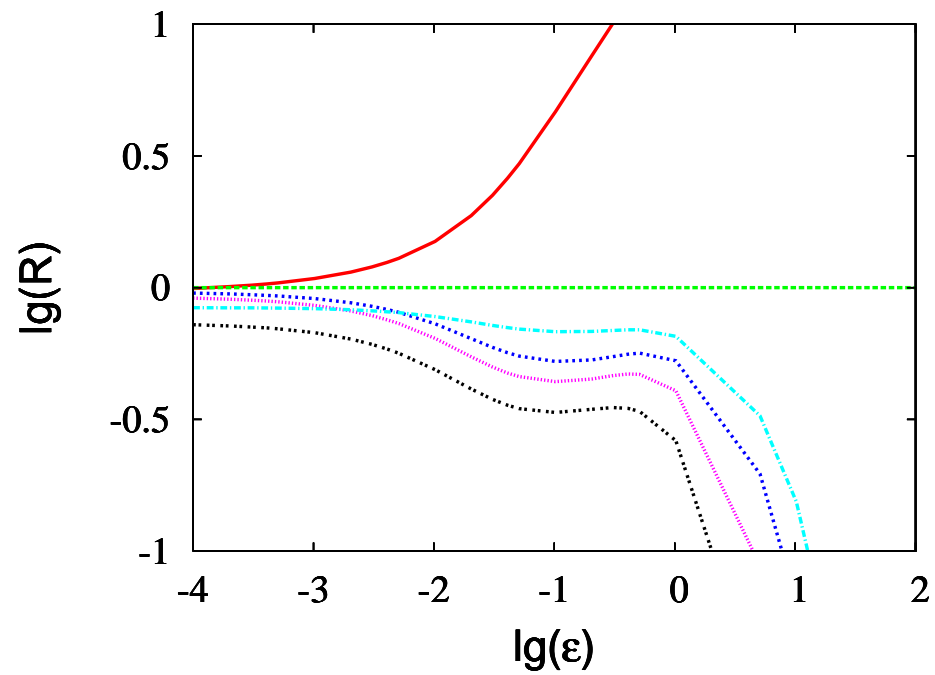
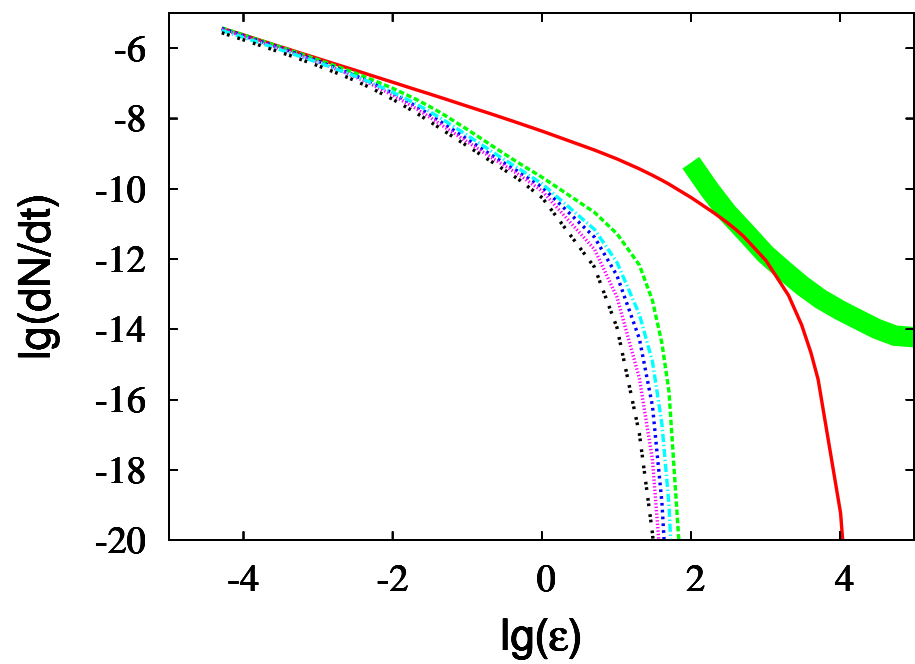
То же, что на рис.1

$B = 0.2, P = 0.5, \chi = 10^\circ, k = 0.15, \Delta = 0.1, \gamma = \pi, d = 0.71, \alpha_b = 0.5, \beta = \pi$



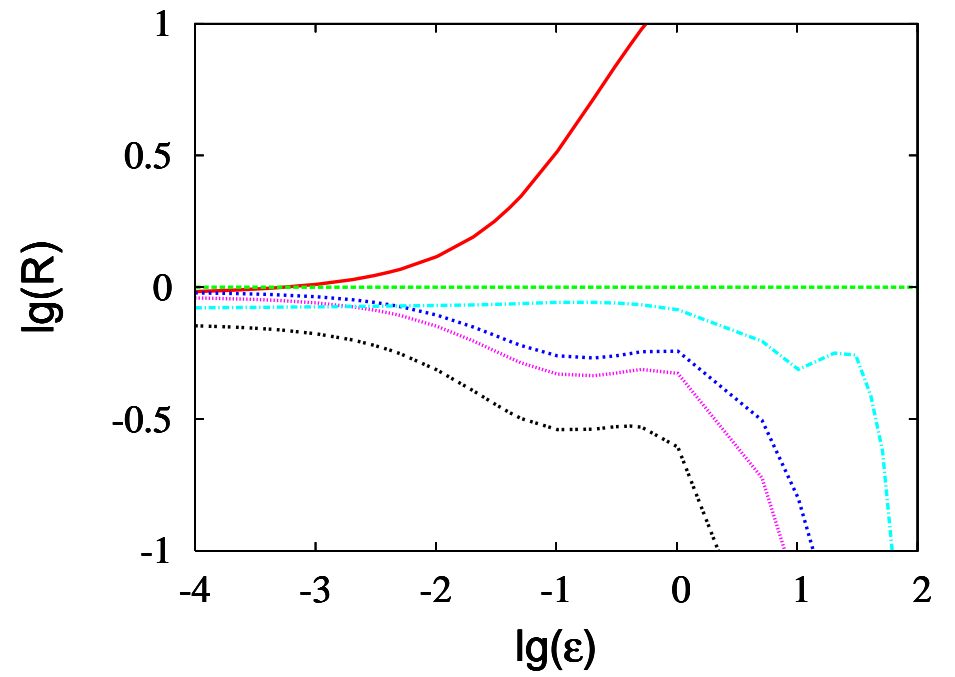
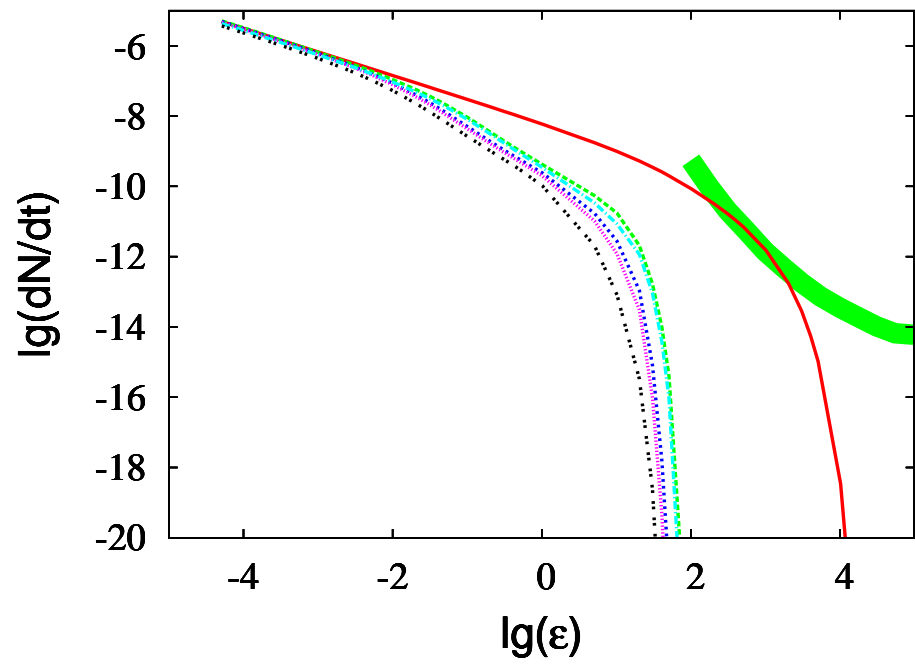
То же, что на рис.1

$B = 0.2, P = 0.5, \chi = 10^{\circ}, k = 0.15, \Delta = 0.1, \gamma = \pi, d = 1.0$



То же, что на рис.1

$B = 0.2, P = 0.5, \chi = 10^\circ, k = 0.15, \Delta = 0.1, \gamma = \pi, d = 1.22, \alpha_b = 0.5, \beta = 0$



То же, что на рис.1

$B = 0.2, P = 0.5, \chi = 10^\circ, k = 0.15, \Delta = 0.1, \gamma = \pi, d = 1.5,$

Используемые значения параметров

B0943+10

$$P = 1.099 \text{ с}, B_0 = 1.98 \cdot 10^{12} \text{ Гс}$$

$$\chi = 12.4^\circ, \Delta = 0.1, k = 0.15$$

$$\beta = 5.8^\circ, D = 0.63 \text{ кпк}$$

B1133+16

$$P = 1.188 \text{ с}, B_0 = 2.13 \cdot 10^{12} \text{ Гс}$$

$$\chi = 51.3^\circ, \Delta = 0.1, k = 0.15$$

$$\beta = 3.7^\circ, D = 0.36 \text{ кпк}$$

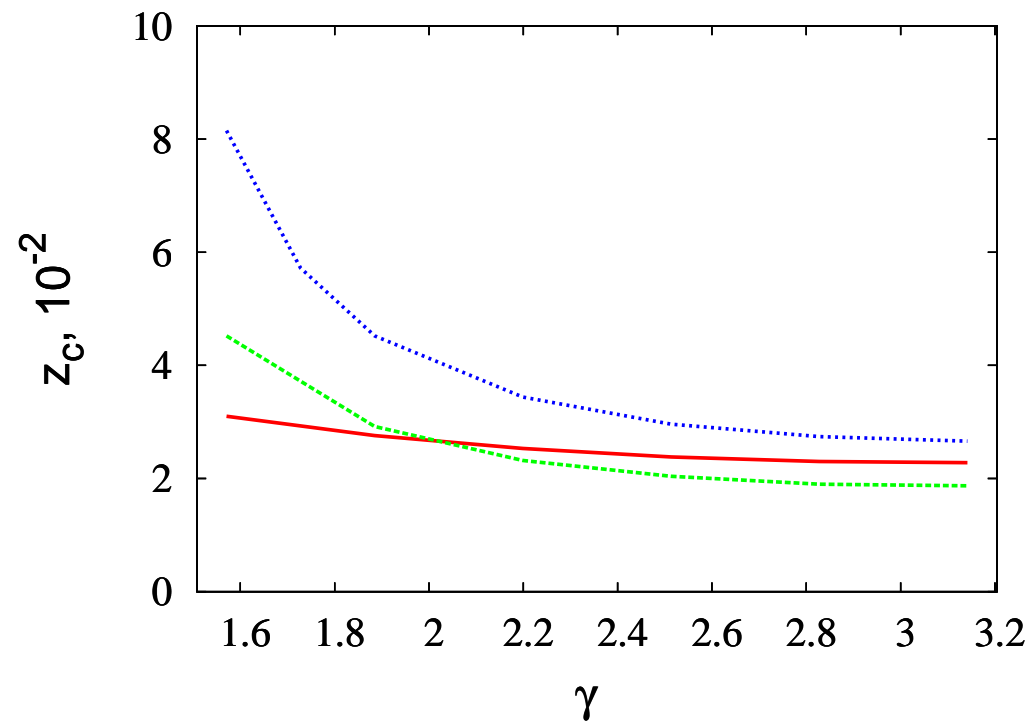
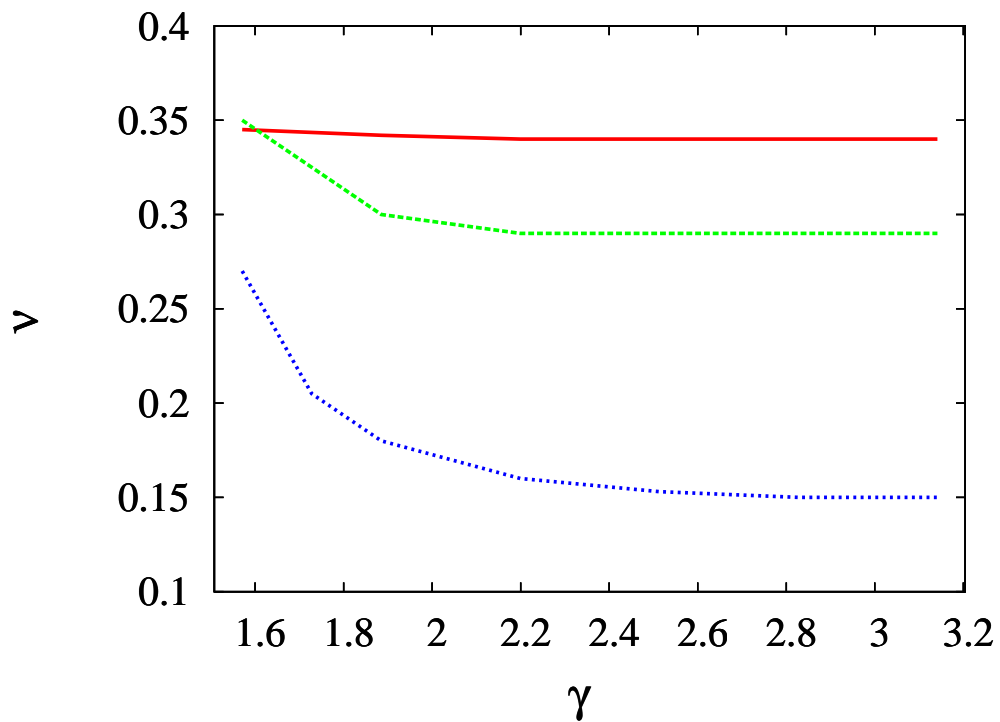
B0834+06

$$P = 1.274 \text{ с}, B_0 = 2.98 \cdot 10^{12} \text{ Гс}$$

$$\chi = 60.7^\circ, \Delta = 0.1, k = 0.15$$

$$\beta = 4.5^\circ, D = 0.72 \text{ кпк}$$

| γ | ν | $z_c, 10^{-2}$ | $L_{tot}, 10^{28} \frac{\text{эрг}}{\text{с}}$ | $T, 10^6 K$ | $L_{\frac{\kappa}{2}}, 10^{28} \frac{\text{эрг}}{\text{с}}$ | $T_{\frac{\kappa}{2}}, 10^6 K$ | P_4/P |
|-----------------|--------------|----------------|--|-------------|---|--------------------------------|-------------|
| B0943+10 | | | | | | | |
| 0.5 π | 0.345 | 3.10 | 2.75 | 1.26 | 4.99 | 1.46 | 37.4 |
| 0.6 π | 0.342 | 2.76 | 2.92 | 1.28 | 4.96 | 1.46 | 37.5 |
| 0.7 π | 0.340 | 2.53 | 3.09 | 1.30 | 4.96 | 1.46 | 37.5 |
| 0.8 π | 0.340 | 2.38 | 3.22 | 1.31 | 4.96 | 1.46 | 37.5 |
| 0.9 π | 0.340 | 2.30 | 3.31 | 1.32 | 4.96 | 1.46 | 37.5 |
| 1.0 π | 0.340 | 2.28 | 3.34 | 1.32 | 4.97 | 1.46 | 37.5 |
| B1133+16 | | | | | | | |
| 0.5 π | 0.350 | 4.52 | 2.51 | 1.26 | 4.77 | 1.47 | 33.1 |
| 0.6 π | 0.300 | 2.92 | 3.03 | 1.32 | 4.77 | 1.48 | 33.1 |
| 0.7 π | 0.290 | 2.32 | 3.56 | 1.37 | 4.79 | 1.48 | 32.9 |
| 0.8 π | 0.290 | 2.04 | 3.95 | 1.41 | 4.78 | 1.47 | 33.0 |
| 0.9 π | 0.290 | 1.90 | 4.21 | 1.43 | 4.79 | 1.48 | 32.9 |
| 1.0 π | 0.290 | 1.87 | 4.30 | 1.44 | 4.79 | 1.48 | 32.9 |
| B0834+06 | | | | | | | |
| 0.5 π | 0.270 | 8.15 | 4.07 | 1.44 | 7.88 | 1.70 | 29.8 |
| 0.55 π | 0.205 | 5.72 | 4.23 | 1.46 | 7.75 | 1.69 | 30.1 |
| 0.6 π | 0.180 | 4.52 | 4.45 | 1.48 | 7.69 | 1.69 | 30.3 |
| 0.7 π | 0.160 | 3.44 | 4.95 | 1.52 | 7.70 | 1.69 | 30.4 |
| 0.8 π | 0.153 | 2.96 | 5.35 | 1.55 | 7.70 | 1.69 | 30.3 |
| 0.9 π | 0.150 | 2.74 | 5.61 | 1.56 | 7.69 | 1.69 | 30.3 |
| 1.0 π | 0.150 | 2.66 | 5.67 | 1.57 | 7.66 | 1.69 | 30.4 |

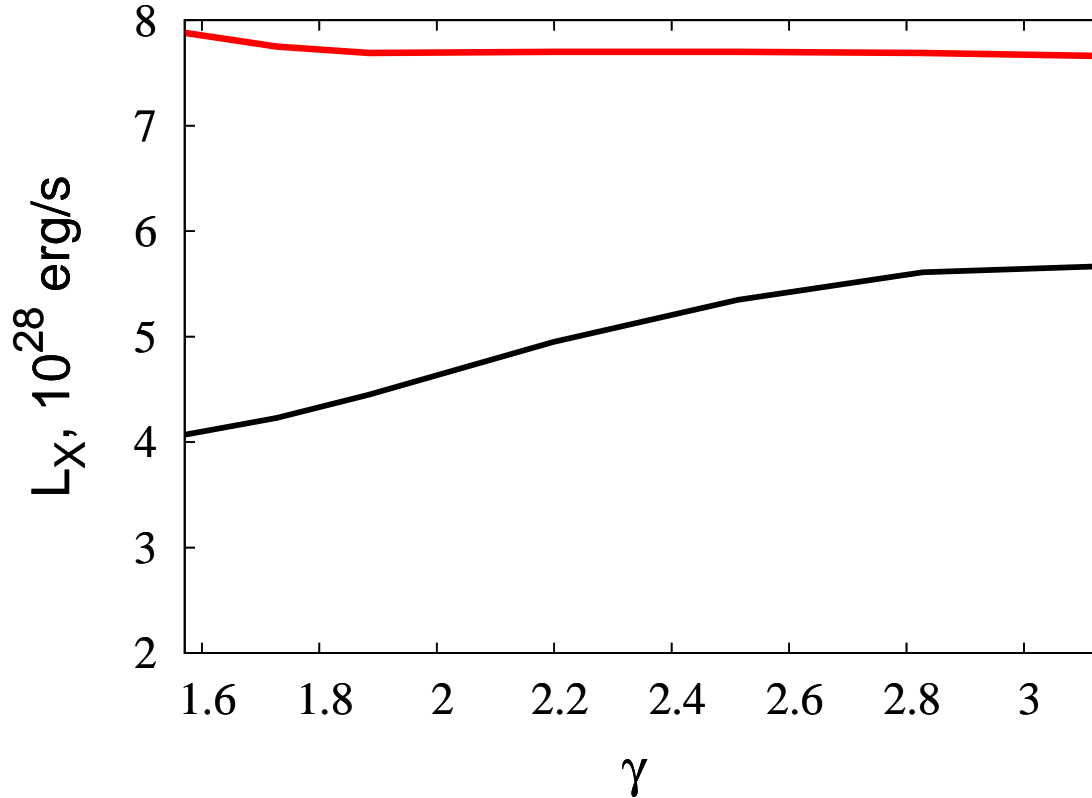


На левом рисунке изображена зависимость параметра недипольности ν от ориентации дополнительного диполя. На правом рисунке показана зависимость высоты диода z_c от ориентации дополнительного диполя.

Красная кривая соответствует пульсару B0943+10, зеленая кривая – пульсару B1133+16, синяя кривая – пульсару B0834+06

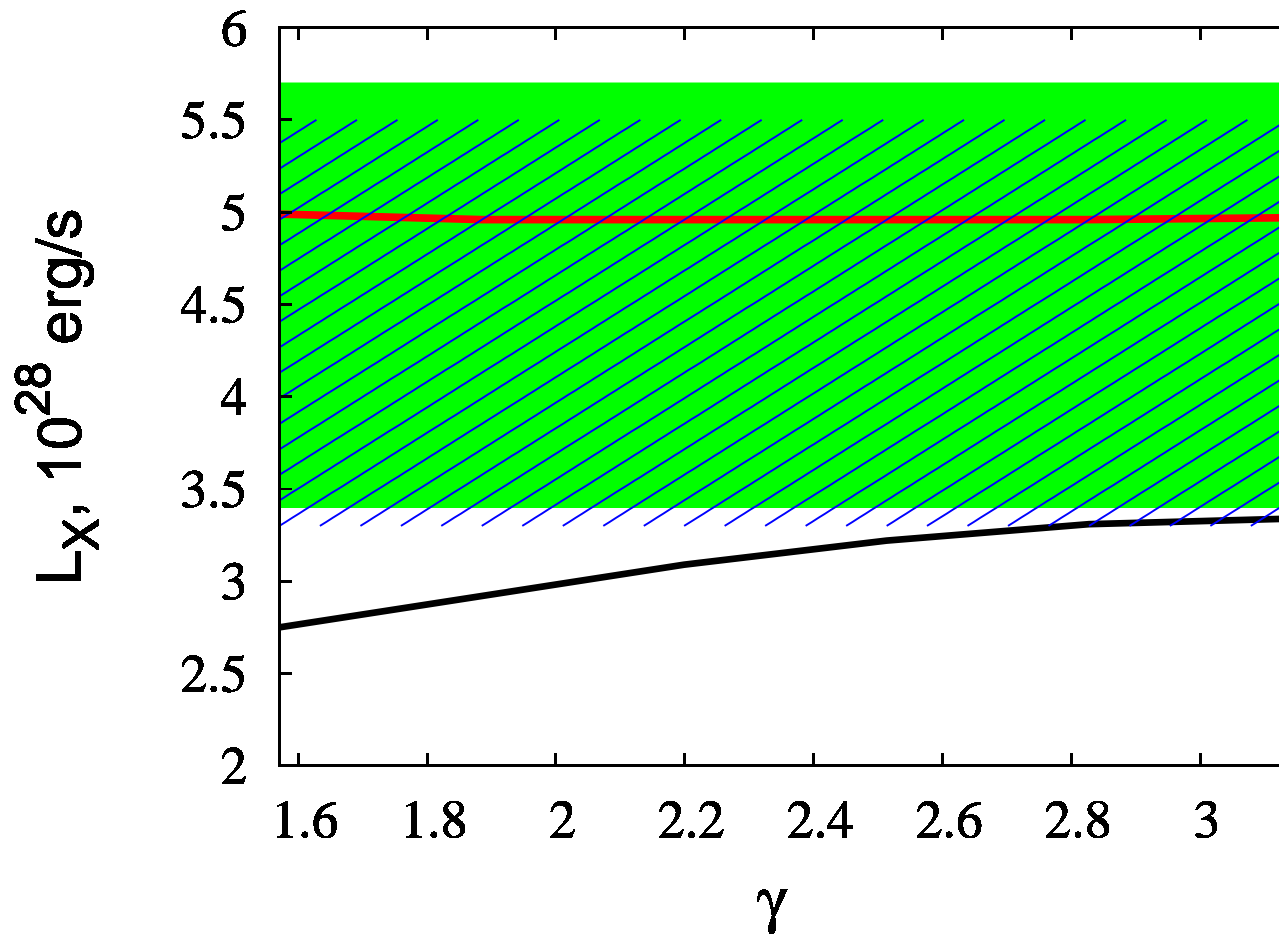
Рентгеновское излучение полярной шапки

V0834+06



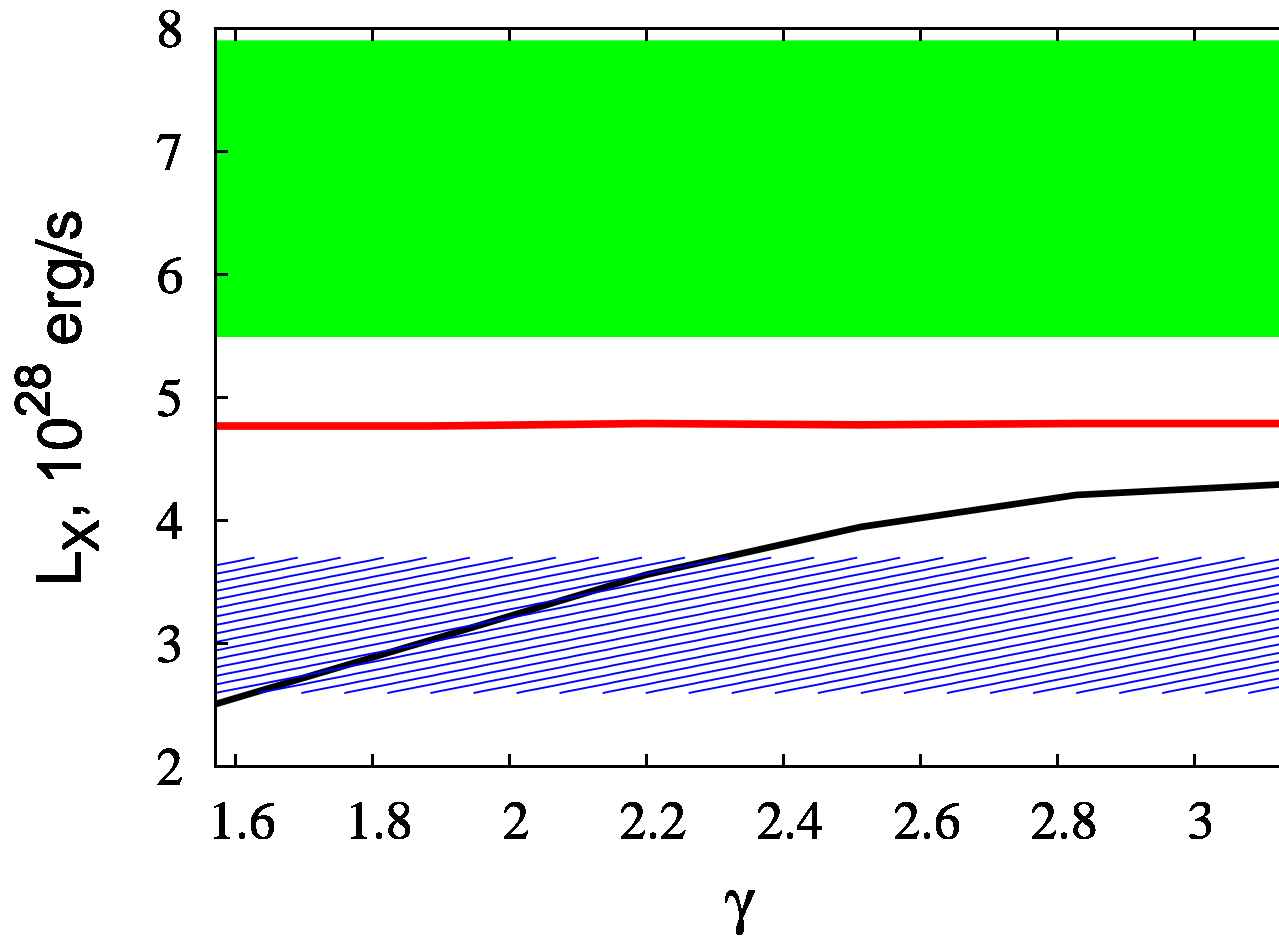
Зависимость рентгеновской светимости полярной шапки от ориентации дополнительного диполя.
Черная кривая соответствует обратному току позитронов, найденному по формуле $\rho_+ \approx \frac{1}{2} K_1 z_c \rho_{eff}$,
при построении красной кривой предполагалось, что обратный ток позитронов равен $\rho_+ \approx \frac{\kappa}{2} \rho_{eff}$.

B0943+10



Зависимость рентгеновской светимости полярной шапки от ориентации дополнительного диполя.
Черная кривая соответствует обратному току позитронов, найденному по формуле $\rho_+ \approx \frac{1}{2} K_1 z_c \rho_{eff}$,
при построении красной кривой предполагалось, что обратный ток позитронов равен $\rho_+ \approx \frac{k}{2} \rho_{eff}$.
Зеленая область – наблюдаемая рентгеновская светимость согласно [1], синяя штриховка –
наблюдаемая рентгеновская светимость из работы [2]

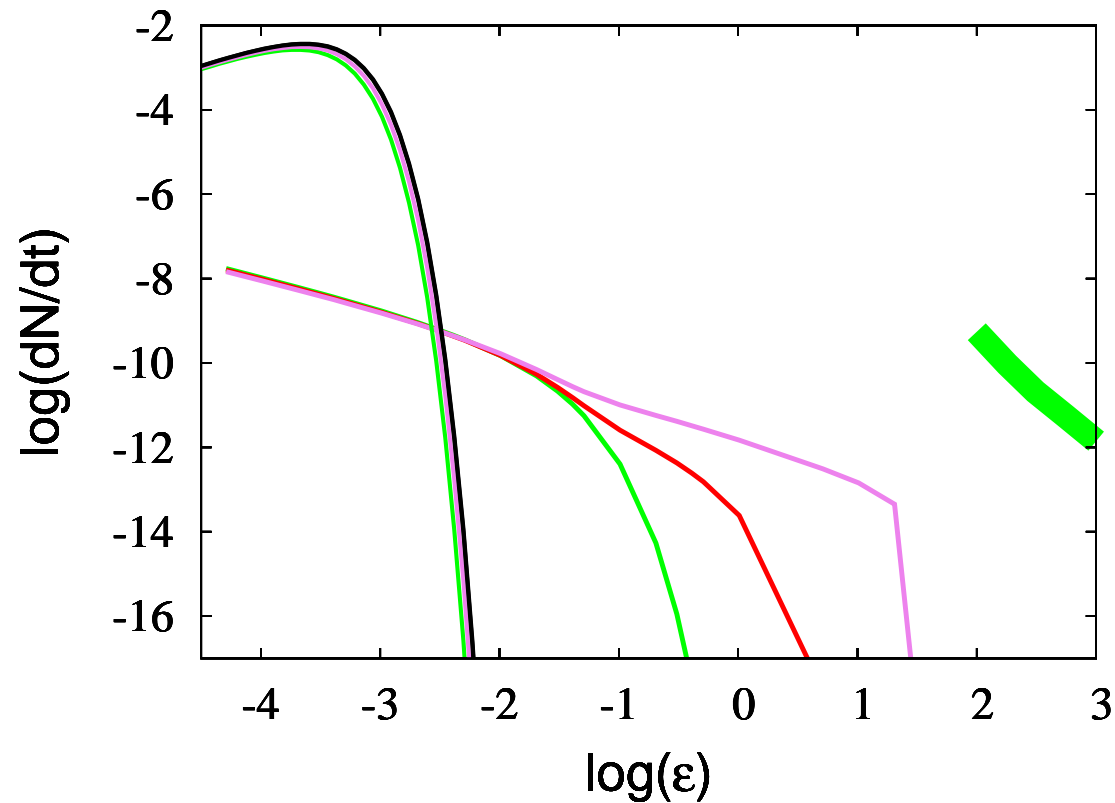
B1133+16



Зависимость рентгеновской светимости полярной шапки от ориентации дополнительного диполя. Черная кривая соответствует обратному току позитронов, найденному по формуле $\rho_+ \approx \frac{1}{2} K_1 z_c \rho_{eff}$, при построении красной кривой предполагалось, что обратный ток позитронов равен $\rho_+ \approx \frac{\kappa}{2} \rho_{eff}$. Зеленая область – наблюдаемая рентгеновская светимость согласно [1], синяя штриховка – наблюдаемая рентгеновская светимость из работы [3]

Гамма-излучение пульсарной трубки

V0834+06



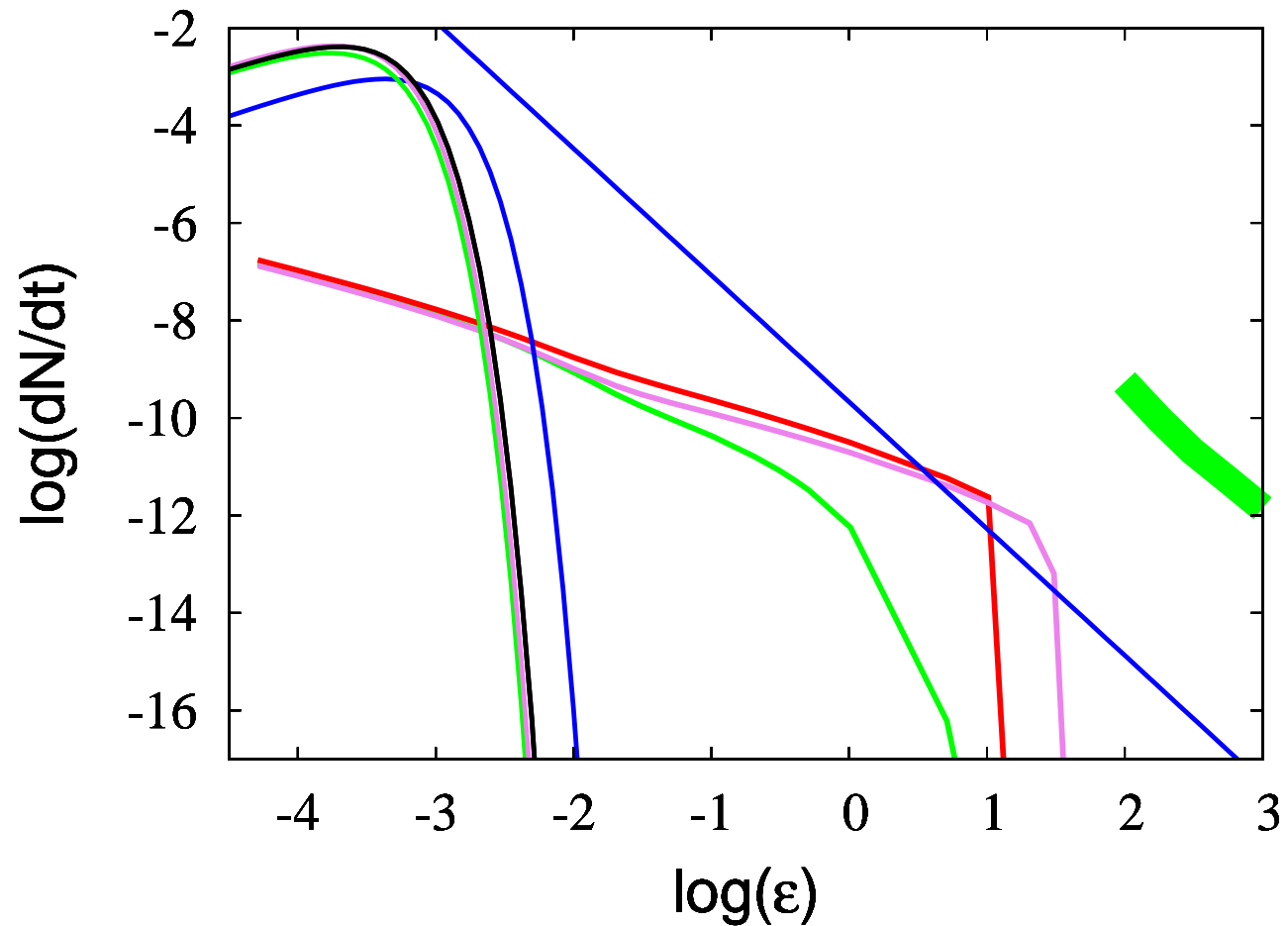
Показан усредненный по времени спектр гамма-излучения пульсарной трубки для пульсара V0834+06.

Зеленая кривая соответствует $\gamma = \frac{\pi}{2}$, красная кривая – $\gamma = 0.7\pi$, фиолетовая кривая – $\gamma = \pi$.

Для случаев $\gamma = \frac{\pi}{2}$ и $\gamma = \pi$ показано также тепловое излучение с полярной шапки. Зеленая кривая соответствует $\gamma = \frac{\pi}{2}$, фиолетовая кривая – $\gamma = \pi$. Черные кривые соответствуют тепловому рентгеновскому излучению с полярной шапки для обратного тока $\rho_+ \approx \frac{\kappa}{2} \rho_{eff}$

Интенсивность гамма-излучения $\frac{dN}{dt}$ измеряется в $\frac{\text{Фотон}}{\text{см}^2 \text{сек МэВ}}$, а энергия фотонов ϵ – в МэВ.

B0943+10



Показан усредненный по времени спектр гамма-излучения пульсарной трубки для пульсара B0934+10.

Зеленая кривая соответствует $\gamma = \frac{\pi}{2}$, красная кривая – $\gamma = 0.7\pi$, фиолетовая кривая – $\gamma = \pi$.

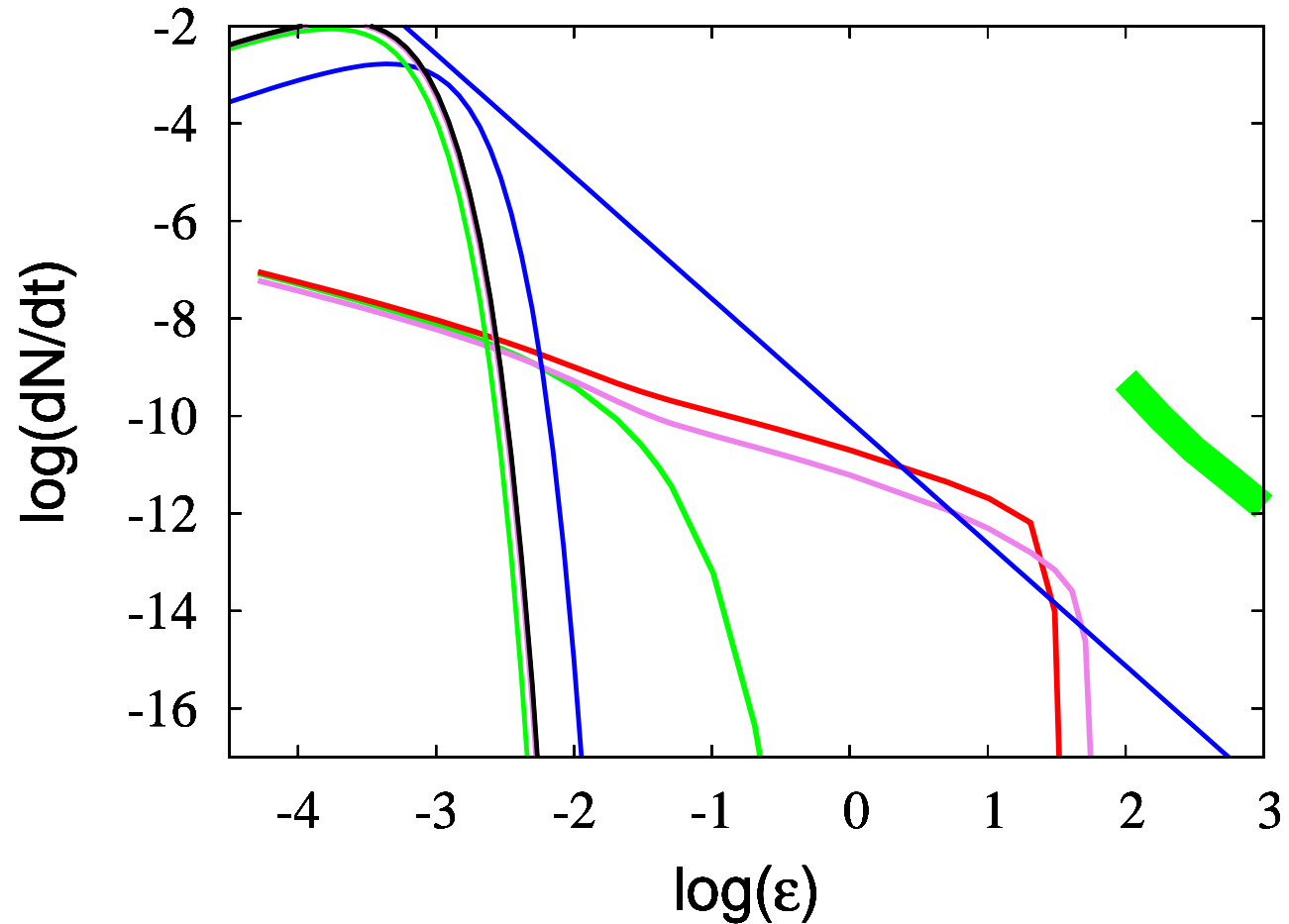
Для случаев $\gamma = \frac{\pi}{2}$ и $\gamma = \pi$ показано также тепловое излучение с полярной шапки. Зеленая кривая соответствует $\gamma = \frac{\pi}{2}$, фиолетовая кривая – $\gamma = \pi$. Черные кривые соответствуют тепловому рентгеновскому излучению с полярной шапки для обратного тока $\rho_+ \approx \frac{\kappa}{2} \rho_{eff}$

Синие кривые соответствуют наблюдаемому спектру из работы [2].

Синие кривые соответствуют наблюдаемому спектру из работы [2].

Интенсивность гамма-излучения $\frac{dN}{dt}$ измеряется в $\frac{\text{Фотон}}{\text{см}^2 \text{сек МэВ}}$, а энергия фотонов ϵ – в МэВ.

B1133+16



Показан усредненный по времени спектр гамма-излучения пульсарной трубки для пульсара B1133+16.

Зеленая кривая соответствует $\gamma = \frac{\pi}{2}$, красная кривая – $\gamma = 0.7\pi$, фиолетовая кривая – $\gamma = \pi$.

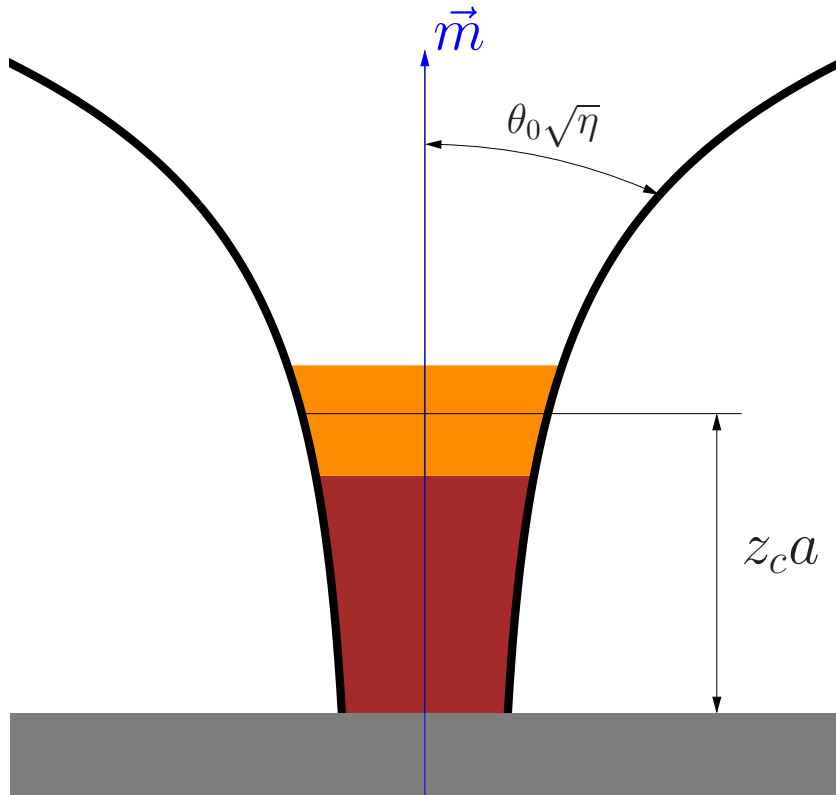
Для случаев $\gamma = \frac{\pi}{2}$ и $\gamma = \pi$ показано также тепловое излучение с полярной шапки. Зеленая кривая соответствует $\gamma = \frac{\pi}{2}$, фиолетовая кривая – $\gamma = \pi$. Черные кривые соответствуют тепловому рентгеновскому излучению с полярной шапки для обратного тока $\rho_+ \approx \frac{\kappa}{2} \rho_{eff}$

Синие кривые соответствуют наблюдаемому спектру из работы [3].

Синие кривые соответствуют наблюдаемому спектру из работы [3].

Интенсивность гамма-излучения $\frac{dN}{dt}$ измеряется в $\frac{\text{Фотон}}{\text{см}^2 \text{сек МэВ}}$, а энергия фотонов ϵ – в МэВ.

Обратный ток позитронов



– модель Аронса-Шарлемана

$$E_{||} = 0 \text{ и } \nabla_{||} E_{||} = 0 \text{ при } z = z_f$$

– модель Муслимова-Хардинг

$$\Phi \rightarrow \Phi_{\infty} \text{ при } \eta \rightarrow +\infty$$

– модель Цыгана-Пальшина

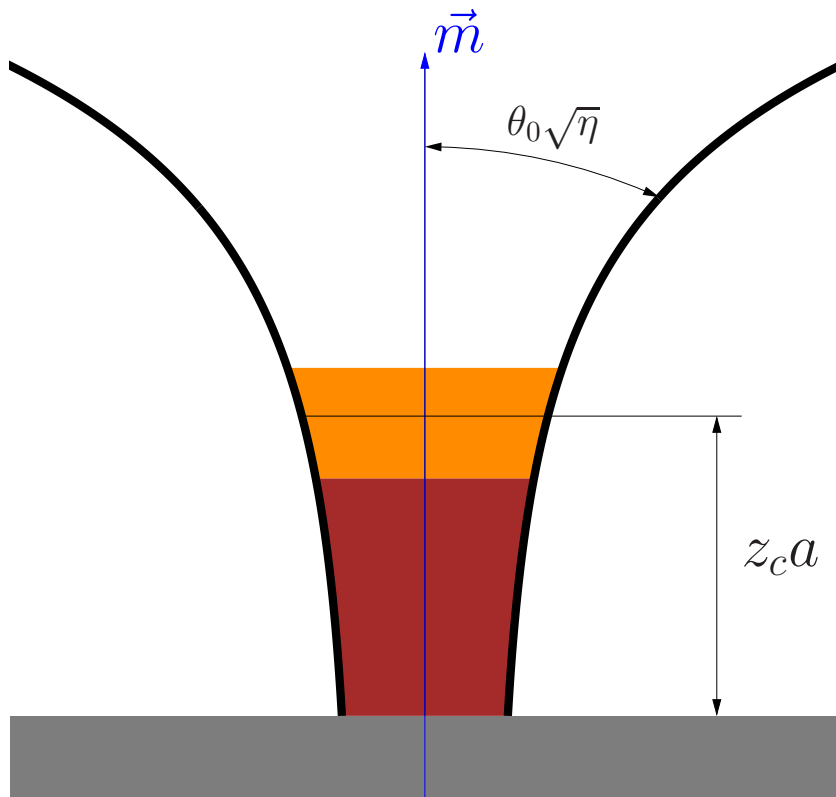
$$(\rho_{prim} + \rho_{sec} - \rho_{GJ})|_{z=z_c} \approx 0$$

$$(\rho_{prim} + \rho_{+} - \rho_{GJ})|_{z=0} \approx 0$$

$$n_{+} = \frac{k}{2} \left(1 - \frac{1}{\eta_c^3} \right) n_e$$

$$n_{+} = \frac{1}{2} K_1 z_c n_e$$

Обратный ток позитронов



Стационарное одномерное уравнение Власова

$$v \frac{\partial f_{\pm}}{\partial z} + eE_{\parallel} \frac{\partial f_{\pm}}{\partial p} = q_{\pm}$$

$$\operatorname{div} \left(\frac{\vec{E}}{\sqrt{h}} \right) = 4\pi (\rho_{prim} + \rho_{sec} - \rho_{GJ})$$

$$\rho_{sec} = e \int_{-\infty}^{+\infty} (f_{+} - f_{-}) dp$$

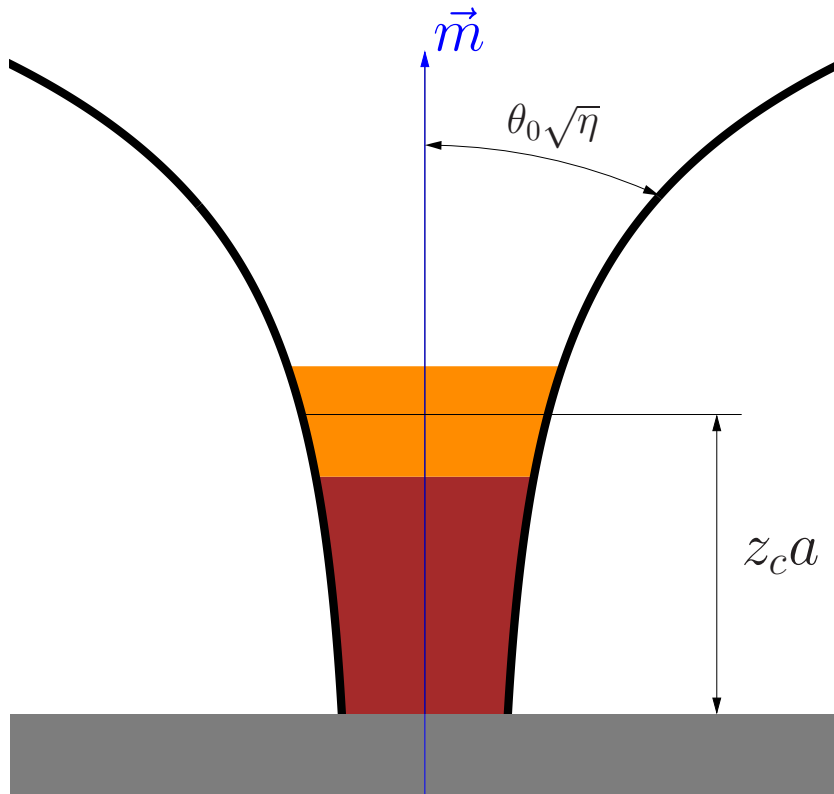
Граничные условия

$$\Phi|_{\xi=1} = 0 \quad \Phi|_{z=0} = 0$$

$$E_{\parallel}|_{z=0} = 0$$

$$\Phi \rightarrow \Phi_{\infty} \quad \text{и} \quad E_{\parallel} \rightarrow 0 \quad \text{при} \quad \eta \rightarrow +\infty$$

Обратный ток позитронов



При нахождении обратного тока делается ряд упрощающих предположений:

- пренебрегается перекрестными членами в лапласиане (возникающими из-за неортогональности выбранной системы координат);
- считается, что вторичные электроны всюду движутся со скоростью света; вторичные позитроны до и после точки разворота также идут со скоростью света;
- для упрощения расчетов предполагается, что спектр рождающихся частиц $df/d\Gamma$ постоянен вдоль силовой линии и в качестве него возьмем реальный спектр порожденный изгибными фотонами на высоте $1.5z_c$;

- пренебрегается влиянием гравитационного красного смещения на энергию электронов и позитронов;
- поскольку относительное увеличение первичного тока из-за обратного тока позитронов составляет малую величину порядка $k \sim 0.15$, то пренебрегается изменением интенсивности генерации электрон-позитронных пар, т.к. вблизи z_c из-за быстрого роста функции $q(x)$ данная поправка будет просто незаметна, а на больших высотах величина функции $q(x)$ слабо влияет на решение.

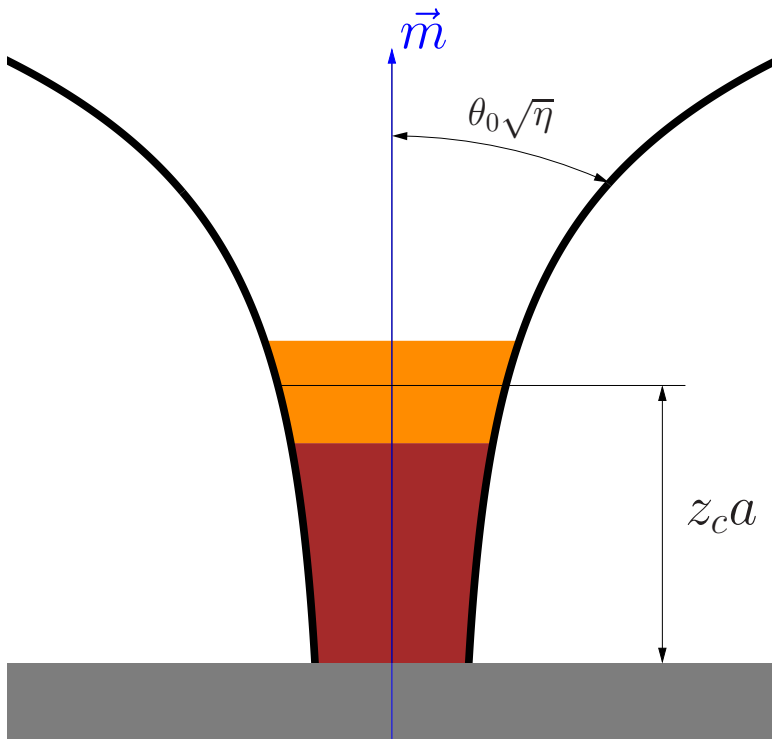
Обратный ток позитронов

Введем обозначение

$$U = \frac{e\Phi}{mc^2}$$

Тогда уравнения примут следующий вид:

$$\frac{1}{\eta^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta^2 \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} \right) + \frac{1}{\alpha^2 \eta^2 \theta^2} \frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \right) = -4\pi \frac{\Omega B_o}{2\pi c} \frac{1}{\alpha^2 \eta^3} \frac{f(\eta)}{f(1)} \left(A(\xi) + I(U) + 1 - \frac{k}{\eta^3} \right)$$



$$I(U) = -2 \int_1^\eta d\eta_y \sqrt{\gamma(y)} q(y) \int_1^{1+U(x)-U(y)} \frac{df}{d\Gamma}(\Gamma_y) d\Gamma_y$$

Константа $A(\xi)$ описывает полный ток релятивистских частиц в пульсарном диоде, $q(x)$ – количество позитронов рождающихся в точке x в единице объёма за 1 сек., $\frac{df}{d\Gamma}(\Gamma)$ – спектр рождающихся позитронов, и Γ – Лоренц-фактор продольного движения частицы.

Обратный ток позитронов

Вся пульсарная трубка разбивается на 3 части:

1) область пульсарного диода

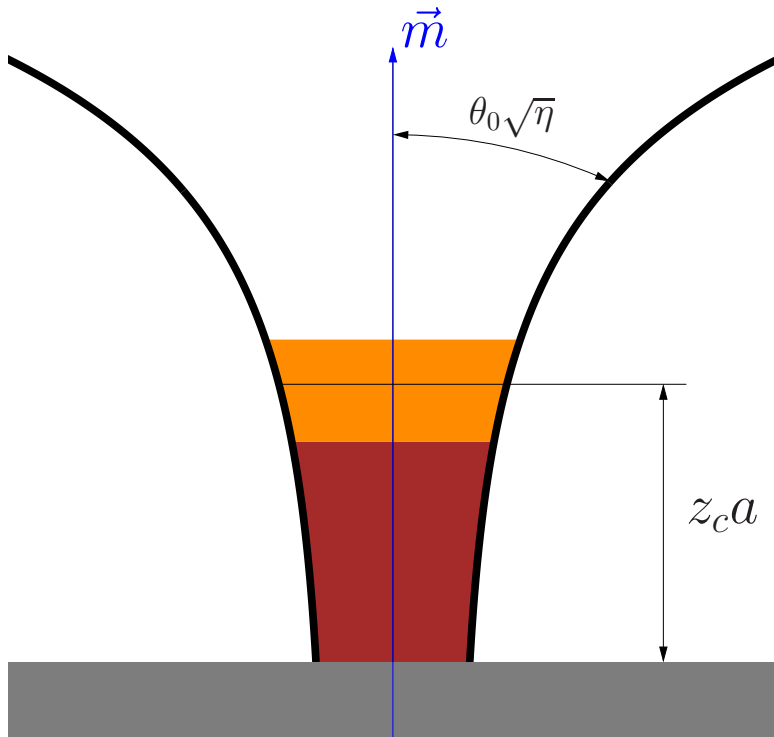
$$Q < 10^{-3}$$

$$\Phi = \Phi_{diode}$$

2) переходная область

$$10^{-3} < Q < 1$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\eta^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta^2 \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} \right) + \frac{1}{\alpha^2 \eta^2 \theta^2} \frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi \frac{\partial \Phi_{diode}}{\partial \xi} \right) = \\ & = -4\pi \frac{\Omega B_o}{2\pi c} \frac{1}{\alpha^2 \eta^3} \frac{f(\eta)}{f(1)} \left(A(\xi) + I(U) + 1 - \frac{k}{\eta^3} \right) \end{aligned}$$



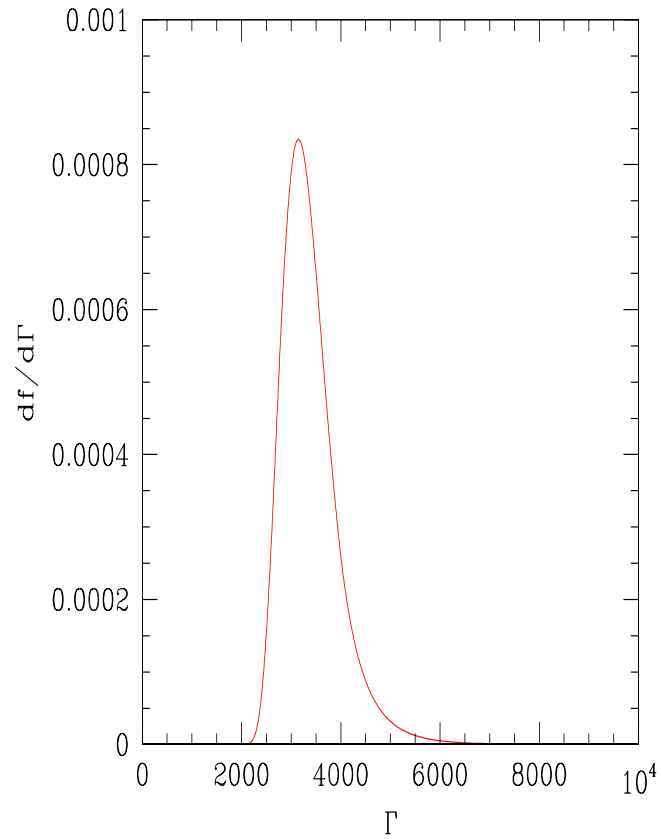
3) зона экранировки,

$$Q > 1$$

здесь задача сводится к решению в каждой точке алгебраического уравнения относительно $U = \frac{e\Phi}{mc^2}$:

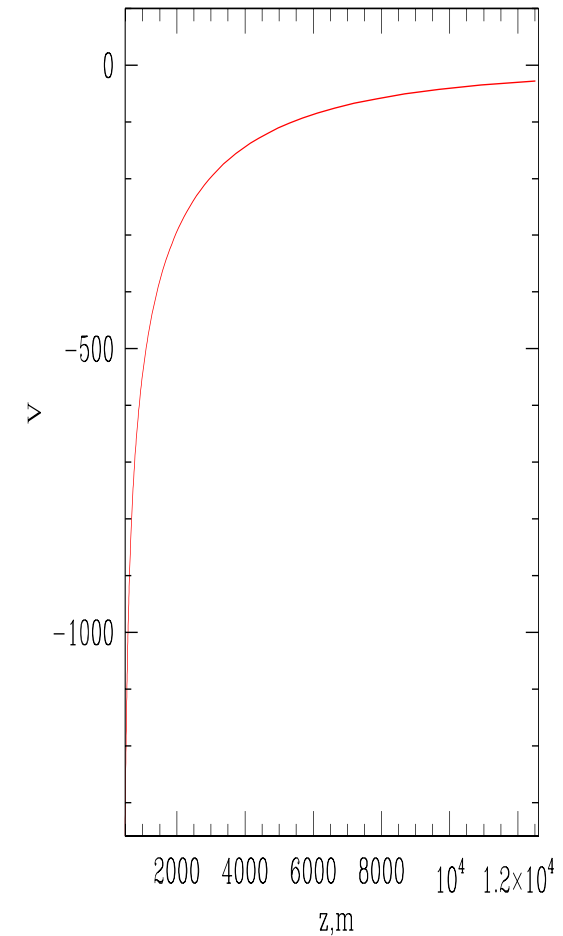
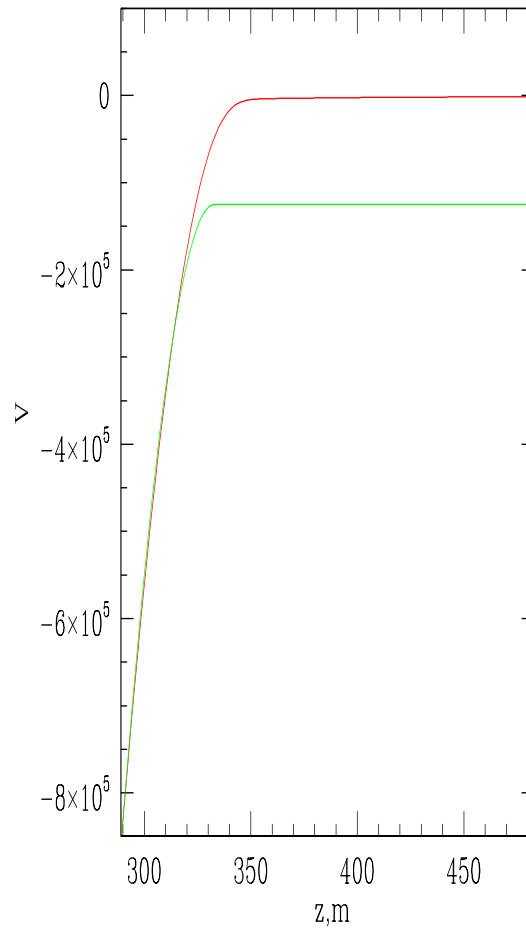
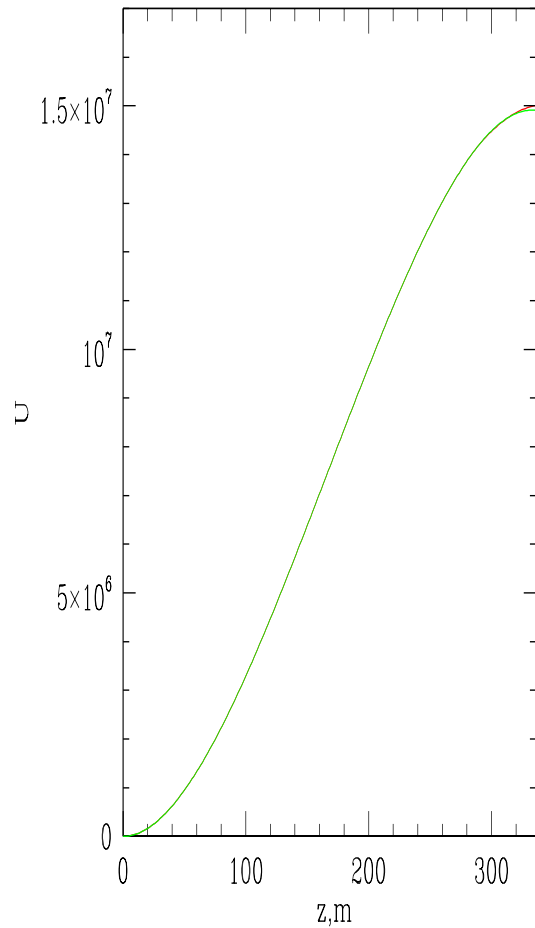
$$-4\pi \frac{\Omega B_o}{2\pi c} \frac{1}{\alpha^2 \eta^3} \frac{f(\eta)}{f(1)} \left(A(\xi) + I(U(\eta)) + 1 - \frac{k}{\eta^3} \right) = \frac{1}{\alpha^2 \eta^2 \theta^2} \frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi \frac{\partial \Phi_{diode}}{\partial \xi} \right)$$

Используемые параметры



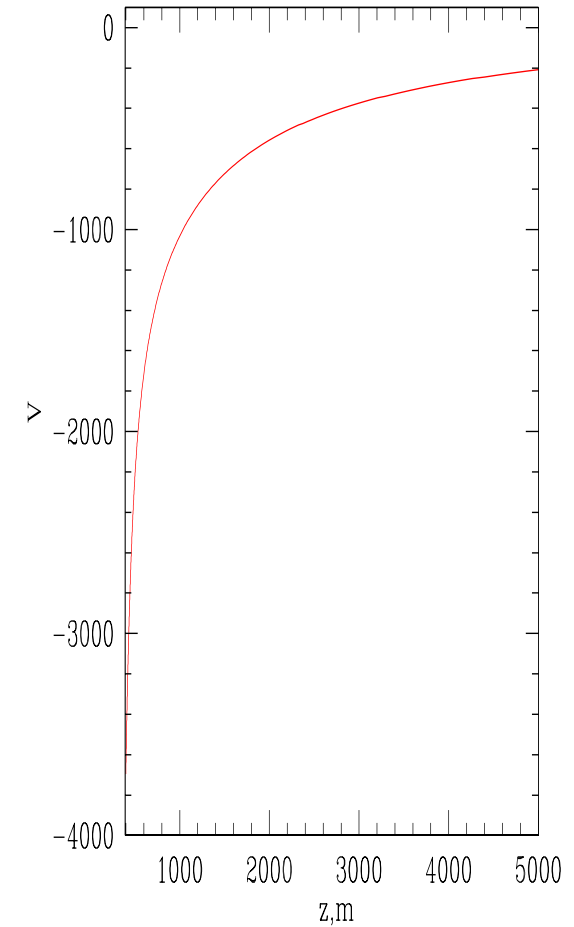
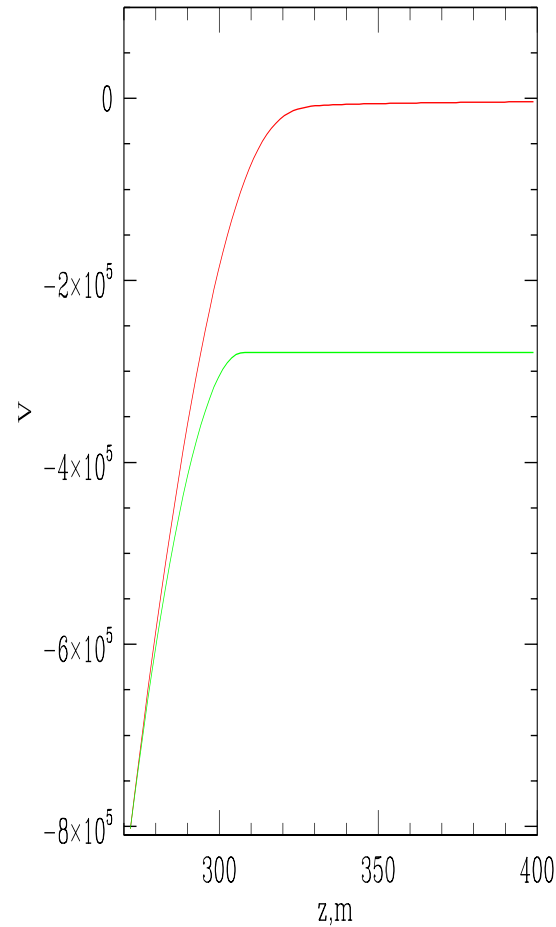
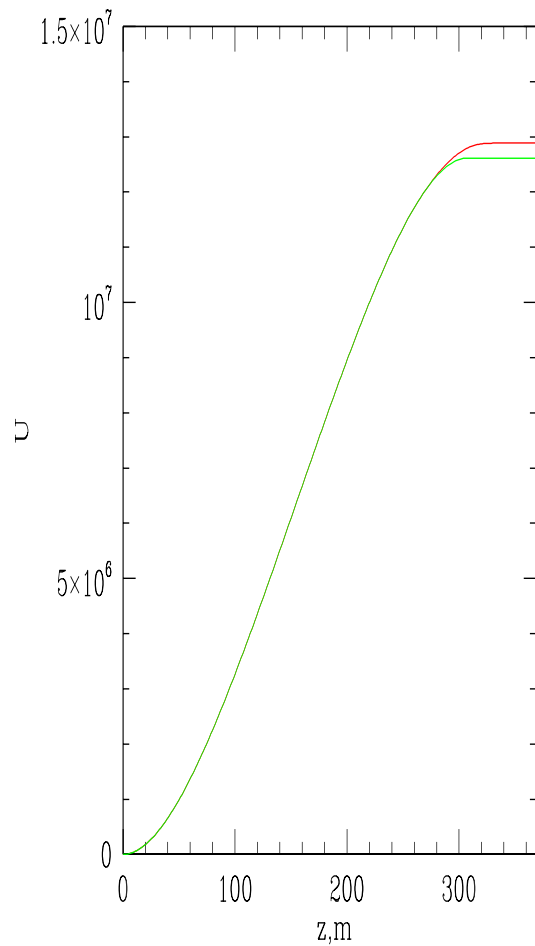
| ξ | $10^{-2}, n_+/n_B$ | $10^{-2}, z_c$ | $10^6 K, T$ |
|-------------------------------------|--------------------|----------------|-------------|
| $B_o = 0.1B_{cr}, P = 100\text{мс}$ | | | |
| 0.3 | 7.00 | 3.6 | 7.2 |
| 0.5 | 7.03 | 3.3 | 6.7 |
| 0.7 | 6.97 | 3.4 | 6.2 |
| $B_o = 0.5B_{cr}, P = 300\text{мс}$ | | | |
| 0.3 | 6.96 | 3.4 | 7.8 |
| 0.5 | 7.0 | 3.1 | 7.3 |
| 0.7 | 6.93 | 3.2 | 6.9 |
| $B_o = 0.09B_{cr}, P = 33\text{мс}$ | | | |
| 0.3 | 7.25 | 2.2 | 9.0 |
| 0.5 | 7.27 | 2.0 | 8.3 |
| 0.7 | 7.27 | 1.9 | 7.8 |

Электрическое поле



Зависимость потенциала $\Phi(z, \xi)$ от z в единицах $\frac{e\Phi}{mc^2}$ для $\xi = 0.5$, $B_0 = 0.1B_{cr}$, $P = 100$ мс. На центральном и правом рисунках потенциал отсчитывается от своего значения на бесконечности $U_\infty = \frac{e\Phi_\infty}{mc^2}$, на левом от потенциала на поверхности звезды. Нижняя кривая на левом и центральном рисунках соответствует потенциалу $\Phi_{diode}(z, \xi)$.

Электрическое поле



Зависимость потенциала $\Phi(z, \xi)$ от z в единицах $\frac{e\Phi}{mc^2}$ для $\xi = 0.5$, $B_0 = 0.5B_{cr}$, $P = 300$ мс. На центральном и правом рисунках потенциал отсчитывается от своего значения на бесконечности $U_\infty = \frac{e\Phi_\infty}{mc^2}$, на левом от потенциала на поверхности звезды. Нижняя кривая на левом и центральном рисунках соответствует потенциалу $\Phi_{diode}(z, \xi)$.

Результаты

Было рассмотрено влияние недипольности магнитного поля на изгибаемое гамма излучение в полярных областях радиопульсаров в модели свободного истечения электронов с поверхности нейтронной звезды. При этом было учтено "увеличение" электростатического потенциала из-за недипольности магнитного поля. Показано, что и в рассматриваемой модели наличие небольшой недипольности приводит к резкому падению интенсивности изгибаемого гамма излучения.

В рассматриваемой модели найдена интенсивность гамма излучения связанного с нерезонансным комптоновским рассеянием тепловых фотонов с полярной шапки на первичных электронах. Показано, что в ряде случаев она слабо зависит от недипольности магнитного поля в полярных областях.

Рассмотрено влияние на изгибаемое излучение в полярных областях радиопульсаров радиуса пульсарной трубки. Показано, что в ряде случаев наличие небольшой недипольности магнитного поля не дает выключаться радиопульсару даже при уменьшении радиуса пульсарной трубки в несколько раз.

Показано, что в ряде случаев спектр изгибаемого излучения может практически совпадать для слабой и сильной недипольности, и заметно отличаться от спектра при умеренных значениях недипольного магнитного поля.

Результаты

Найден обратный ток позитронов во внутреннем зазоре. При этом решалось одномерное стационарное уравнение Власова с переменной плотностью Голдрайха-Джулиана. Показано, что существенный вклад в обратный ток может давать область экранировки электрического поля электрон-позитронной плазмой, где разность электростатического потенциала уже упала на 3-4 порядка. При этом для достаточно молодых радиопульсаров обратный ток позитронов оказался равным примерно 0.07 от величины тока эжектируемых электронов. Эта цифра близка к половине от величины общерелятивистского параметра, описывающего эффект увлечения инерциальных систем отсчета, и примерно в 5 раз больше принятых ранее значений для обратного тока.

Высказано предположение, что полученный результат свидетельствует в пользу того, что у пульсаров на малых высотах для обеспечения экранировки электрического поля помимо вторичной электрон-позитронной плазмы должна находиться среда из нерелятивистских электронов, а на высотах порядка 2 - 15 радиусов нейтронной звезды – среда из нерелятивистских позитронов.

Рассмотрено влияние недипольности магнитного поля на $E \times B$ дрейф субимпульсов радиопульсаров. Показано, что при учете недипольности магнитного поля в модели свободного истечения у пульсаров B1133+16, B0943+10 и B0834+06 могут быть получены наблюдаемые значения периода дрейфа. Для пульсаров B1133+16 и B0943+10 найдена температура полярных шапок и показано, что имеющиеся наблюдения согласуются с обоими методами расчета обратного тока.

Предполагаемые основные положения

1. Было рассмотрено влияние недипольности магнитного поля на изгибное гамма излучение в полярных областях радиопульсаров в модели свободного истечения электронов с поверхности нейтронной звезды. При этом было учтено "увеличение" электростатического потенциала из-за недипольности магнитного поля. Показано, что и в рассматриваемой модели наличие недипольности приводит к резкому падению интенсивности изгибного гамма излучения полярных областей.
2. В рассматриваемой модели найдена интенсивность гамма излучения, связанного с нерезонансным комптоновским рассеянием тепловых фотонов с полярной шапки на первичных электронах. Показано, что в ряде случаев она слабо зависит от недипольности магнитного поля в полярных областях.
3. Используя одномерное стационарное уравнение Власова с переменной плотностью Голдрайха-Джулиана найден обратный ток позитронов во внутреннем зазоре. Показано, что существенный вклад в обратный ток может давать область экранировки электрического поля электрон-позитронной плазмой.

Список публикаций

1. Д.П. Барсуков, А.И. Цыган.

"Обратный ток позитронов в полярных областях радиопульсаров".

Астрон. журн. т. 80, №12, с. 1136-1143, (2003).

2. Д.П. Барсуков, Е.М. Кантор, А.И. Цыган.

"Изгибное гамма-излучение полярных областей радиопульсаров с асимметричным магнитным полем".

Астрон. журн. т. 83, №1, с. 184-192, (2006).

3. Д.П.Барсуков, Е.М.Кантор, А.И.Цыган

"Изгибное и нерезонансное комптоновское гамма-излучение радиопульсара с недипольным магнитным полем".

Астрон. Журн. т.84, №6, с.523-530 (2007).

4. Д.П. Барсуков, П.И. Полякова, А.И. Цыган,

"Влияние радиуса пульсарной трубки на изгибное гамма излучение полярных областей радиопульсаров с недипольным магнитным полем".

Астрон. Журн. т.86, №1, с.95-104 (2009).

Тезисы докладов на конференциях

1. D. Barsukov, "Gamma radiation of radio pulsar polar caps with non-dipolar magnetic field", International conference "Cosmology and high energy astrophysics (Zeldovich-90)" Space Research Institute, Moscow, Russia 20-24 December 2004, Abstract book, p.14, 2004.
2. D.P. Barsukov, E.M. Kantor, A.I. Tsygan. "Gamma radiation of radio pulsar polar caps with asymmetric magnetic field". 7th Russian Conference on "Physics of Neutron Stars". Ioffe Physico-Technical Institute, St. Petersburg (27-29 June 2005). Abstracts. p. 22., издательство СПбГПУ, 2005.
3. Е.М. Кантор, Д.П. Барсуков, "Гамма-излучение радиопульсаров с недипольным магнитным полем", Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра (НЕА-2005), Всероссийская астрофизическая конференция, Москва, ИКИ РАН, 26-28 декабря 2005 г, с.12-13, ротапринт ИКИ РАН, 2005.
4. Д.П. Барсуков, Е.М. Кантор, П.И. Полякова, "Влияние околопульсарного диска на изгибаемое гамма излучение полярных областей радиопульсаров с недипольным магнитным полем Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра-2006, Всероссийская астрофизическая конференция, Москва, ИКИ РАН, 25-27 декабря 2006 г, с.3-4, Москва, ротапринт ИКИ РАН, 2006.
5. Д.П. Барсуков, С.Д. Глушко, П.И. Полякова, "Влияние недипольности магнитного поля на энергию первичных электронов и на период $E \times V$ дрейфа субимпульсов радиопульсара" Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра-2007 (НЕА-2007), Всероссийская астрофизическая конференция, Москва, ИКИ РАН, 24-26 декабря 2007 г, с.3. Москва, ротапринт ИКИ РАН, 2007.

Спасибо за внимание

Список литературы

- [1] J.Gil, G.Melikidze, B.Zhang, MNRAS, V.376, L67 (2007)
- [2] B.Zhang, D.Sanwal, G.G.Pavlov, ApJ, V.624, L109 (2005)
- [3] O.Kargaltsev, G.G.Pavlov, G.P.Garmire, ApJ, V.636, p.406 (2006)
- [4] A.G.Lyne, R.N.Manchester, MNRAS, V.234, p.477 (1988)
- [5] В.Д.Пальшин, А.И.Цыган "Рентгеновское излучение полярных областей радиопульсаров. Недипольное поле."Препринт Физ.-тех. ин-та им. А.Ф.Иоффе №1718 (С.-Петербург, 1998)
- [6] Е.М.Кантор, А.И.Цыган, Астрон. журн., т.80, с.665 (2003)
- [7] Д.П.Барсуков, А.И.Цыган, Астрон. журн., т.80, с.1136 (2003)
- [8] Д.П.Барсуков, Е.М.Кантор, А.И.Цыган, Астрон. журн., т.83, с.184 (2006)
- [9] A.N.Timokhin, MNRAS, V.368, p.1055 (2006)
- [10] J.J.Aly, Astron. Astrophys., V.86, p.192 (1980)
- [11] A.I.Tsygan, MNRAS, V.292, p.317 (1997)
- [12] A.N.Timokhin, astro-ph/0607165 v2 (2006)
- [13] Бескин В.С. "Осесимметричные стационарные течения в астрофизике М. Физматлит 2006
- [14] A.Bardou, J.Heyvaerts, Astron. Astrophys., V.307, p.1009 (1996)
- [15] A.Bardou, MNRAS, V.306, p.669 (1999)