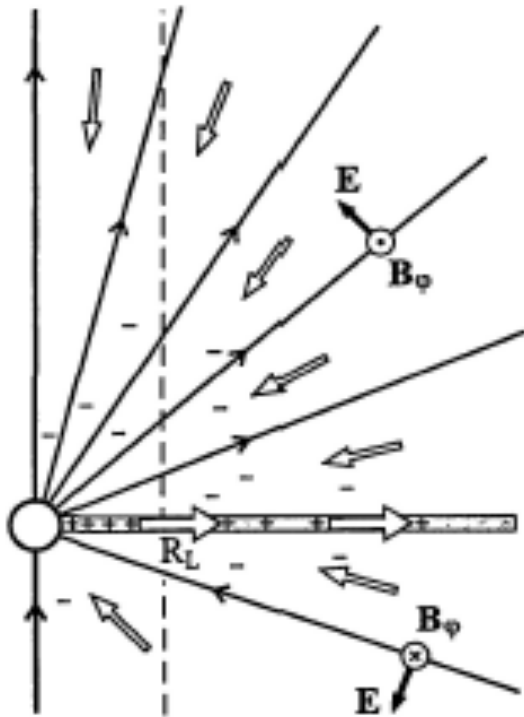




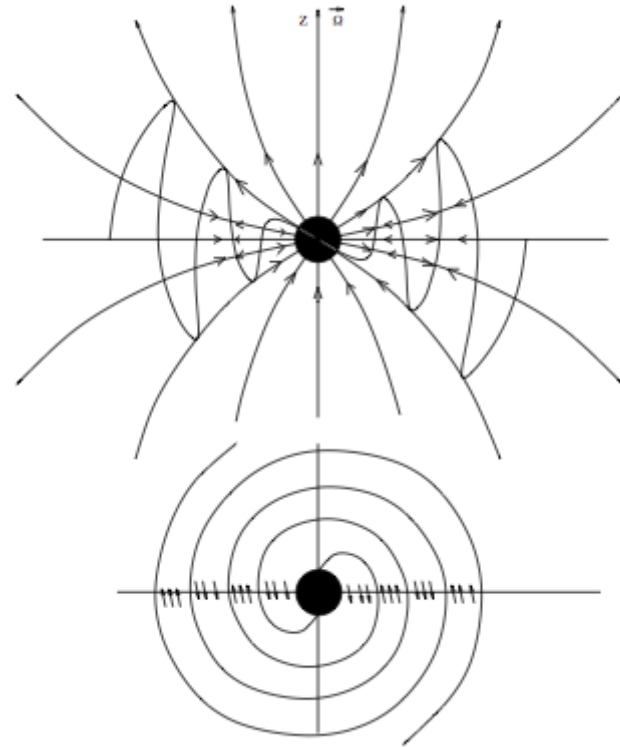
# Аналитическая модель асимптотической структуры пульсарного ветра

Л.И. Арзамасский, В.С. Бескин, В.В. Прокофьев  
Пушино, 2014

# Бессиловая магнитосфера: простейшие аналитические решения



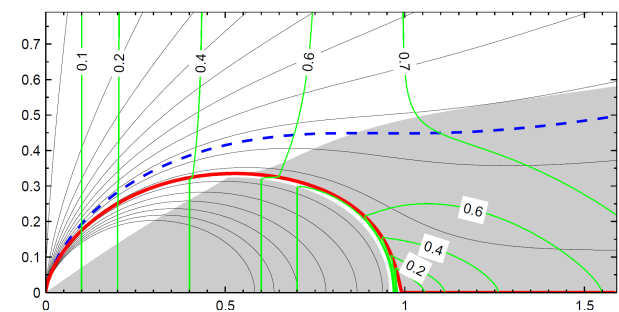
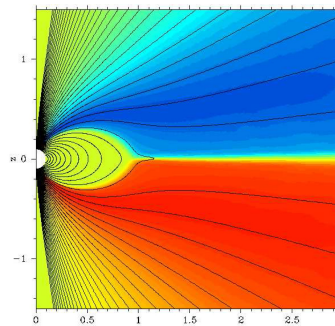
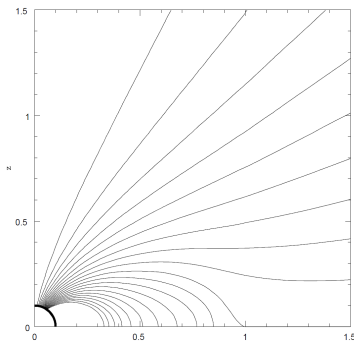
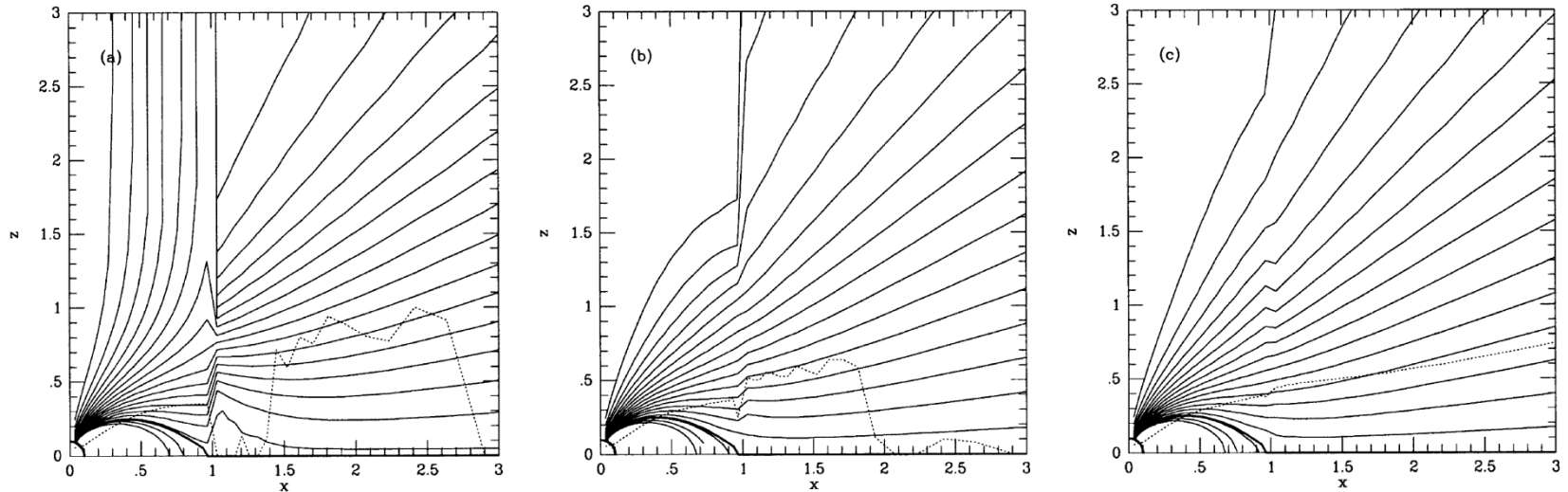
Michel (1973)



Bogovalov (1999)

$$S \propto \sin^2 \theta$$

I.Contopoulos, D.Kazanas & Ch.Fendt, ApJ, **511**, 351 (1999)

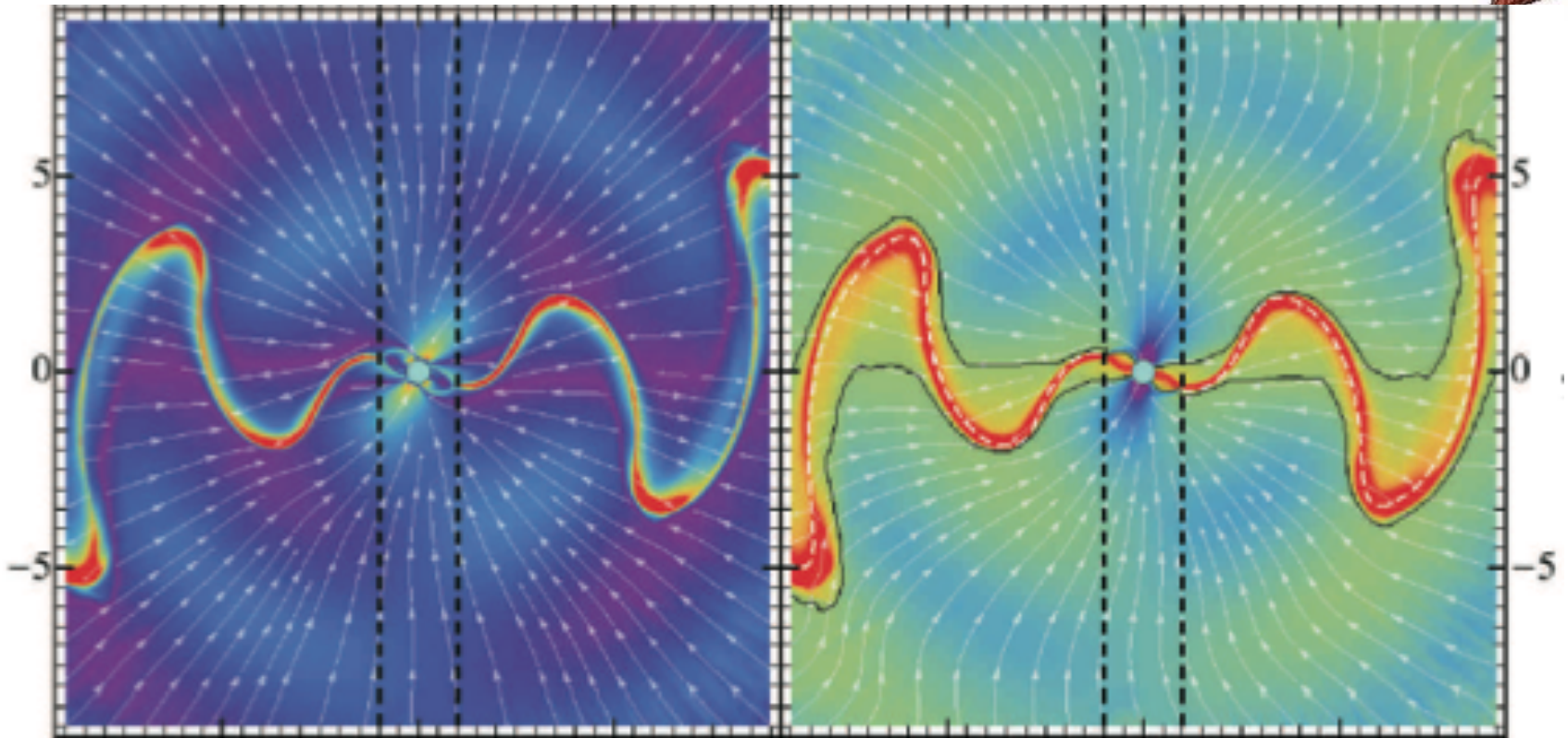
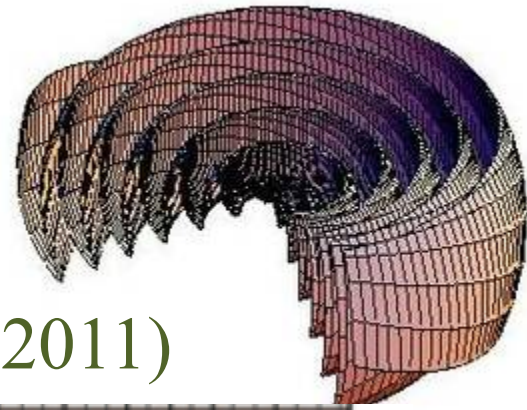


Gruzinov (2005), Komissarov (2005), A.Timokhin (2005)



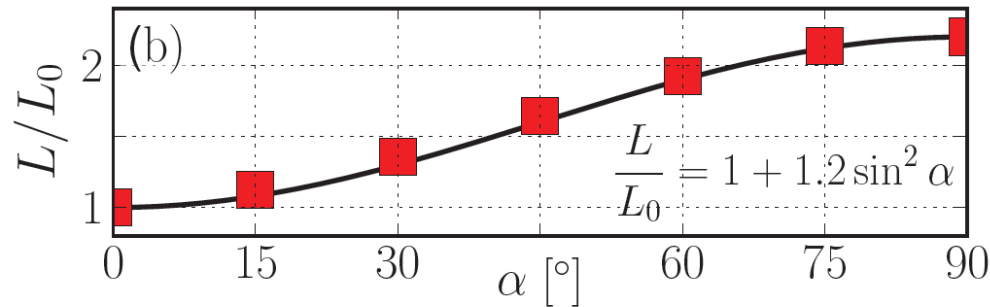
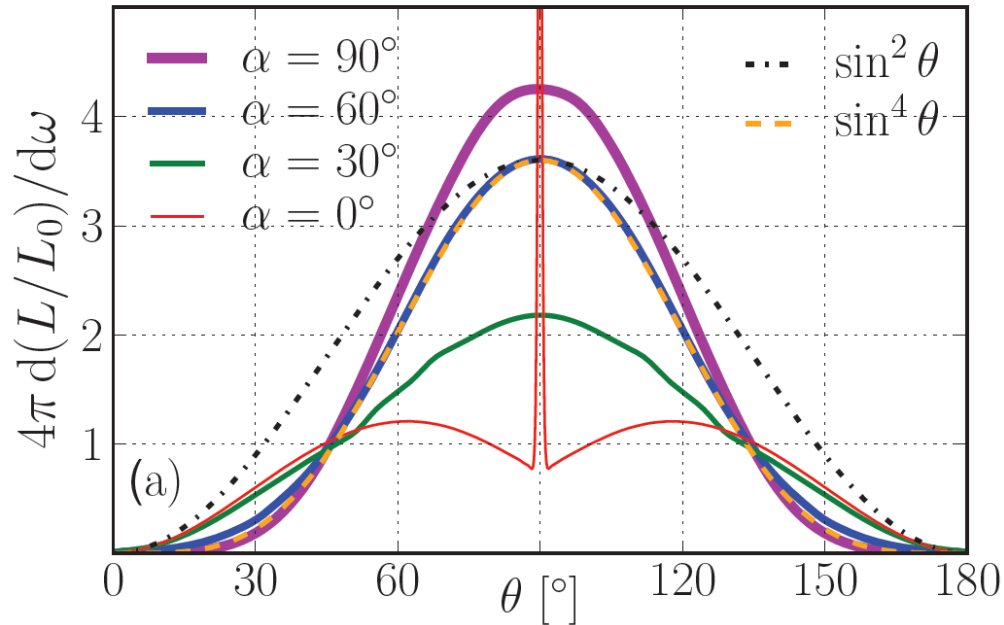
# Oblique rotator

Kalapothisarakos, Contopoulos, Kazanas (2011)



$$\Phi = \sin \alpha \sin \theta \sin(\varphi - \Omega t + \Omega r/c) + \cos \theta \cos \alpha$$

# Произвольный наклон - численно



A.Tchekhovskoy,  
A.Spitkovsky, J.Li  
[arxiv.org/pdf/1211.2803.pdf](https://arxiv.org/pdf/1211.2803.pdf)

MHD

$$B_r \sim \sin \theta$$

$$E_\theta, B_\phi \sim \sin^2 \theta$$

# Произвольный наклон - численно

- No magnetodipole radiation
- Larger energy losses for orthogonal rotator
- No monopole Michel-Bogovalov poloidal field
- Inclination angle evolves to 0 deg.

**Problem 5.2.** Show that the relation similar to (5.24) can be obtained for the conical solutions  $\Psi = \Psi(\theta)$ , but only at large distances  $r \gg R_L$  from the compact object. It has the form [Ingraham, 1973, Michel, 1974]

$$4\pi I(\theta) = \Omega_F(\theta) \sin \theta \frac{d\Psi}{d\theta}. \quad (5.25)$$

$$E_\theta = B_\varphi$$


S.Gralla, T.Jacobson, G.Menon, C.Dermer ( $B_p = 0$ )

# Произвольный наклон - численно

- The shape of the current sheet

$$\Phi = \sin \alpha \sin \theta \sin(\varphi - \Omega t + \Omega r/c) + \cos \theta \cos \alpha$$

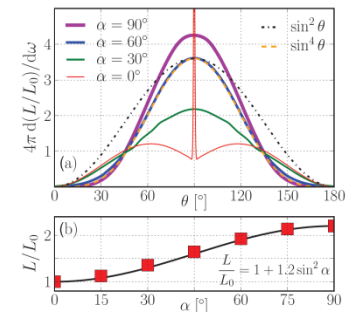
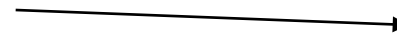
doesn't depend on the azimuthal structure.

$$B_r \sim \sin \theta$$

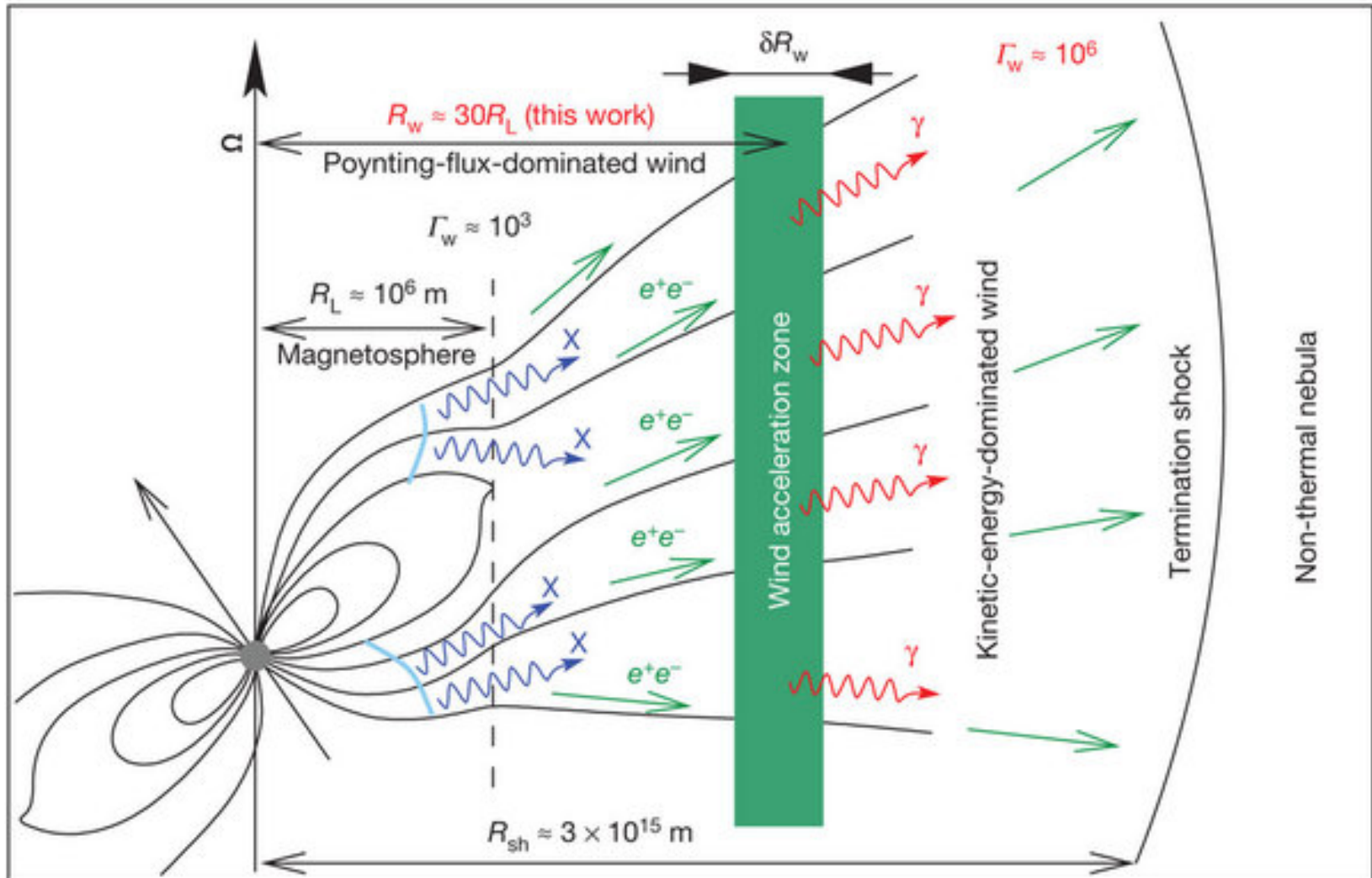
$$E_\theta, B_\varphi \sim \sin^2 \theta$$

- The general condition is to be fulfilled

$$W_{\text{tot}}(\theta) = \sin^2 \theta B_r^2(\theta)$$



# Пульсарный ветер



Aharonian, Bogovalov, Khangulyan, Nature, **482**, 507 (2012)

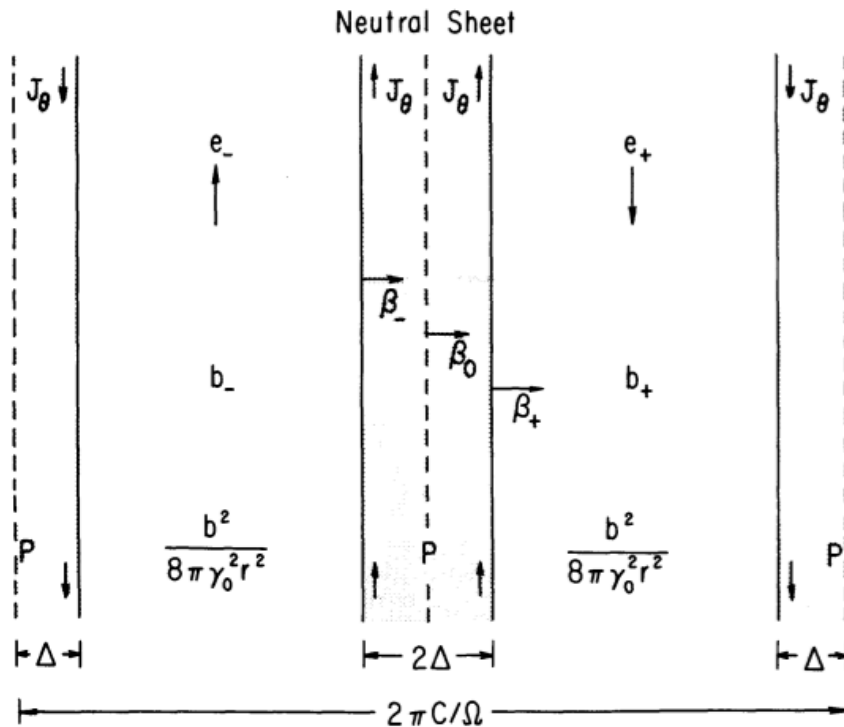


# Открытые вопросы

- Каков механизм ускорения частиц в ветре?
- Как эволюционирует пульсарный ветер?
- Какова внутренняя структура токового слоя?

# Предыдущие теоретические работы

Coronity (1990), Michel (1994)



$$n \propto 1/t^2 \Rightarrow \Delta \propto r$$

Не было получено  
самосогласованное решение!

# Возможность перехода в сопутствующую систему отсчета

Lyutikov M., Physical Review D, vol. 83, Issue 12, id. 124035 (2011)

Wave-type solution for force-free magnetosphere:

$$\partial_t^2 \Omega = \partial_r^2 \Omega$$

$$\Omega = \Omega(r \pm t)$$

Fields in the laboratory frame

$$B_\varphi = -\frac{1}{\beta} \frac{B_s \Omega R_s^2}{r} \sin \theta \tanh \left( \frac{r - \beta t}{\Delta} \right)$$

$$E_\theta = -\frac{B_s \Omega R_s^2}{r} \sin \theta \tanh \left( \frac{r - \beta t}{\Delta} \right)$$

# Переход в движущуюся систему отсчета

При конечной скорости слоя можно осуществить переход в сопутствующую систему отсчета.

Поля в этой системе:

- orthogonal

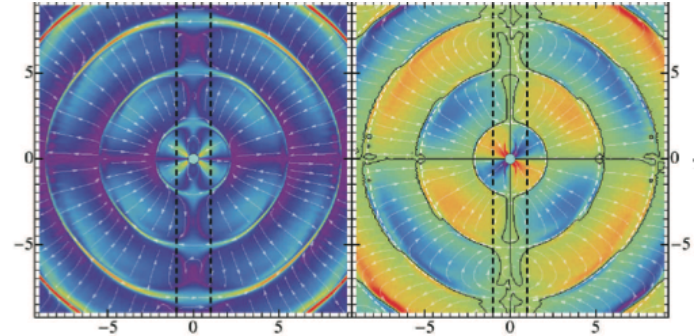
$$B_y = \frac{B_s}{\gamma^2 \beta^2} \frac{R_s}{ct} f(x)$$

$$E_x = \frac{B_s}{\gamma^2 \beta^2} \frac{R_s z}{c^2 t^2} f(x)$$

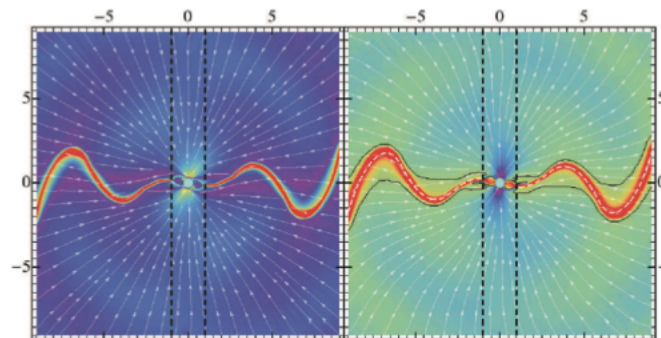
- aligned

$$B_y = \frac{B_s}{\gamma^2 \beta^2} \frac{R_s}{ct} f\left(\frac{z}{ct}\right)$$

$$E_x = \frac{B_s}{\gamma^2 \beta^2} \frac{R_s z}{c^2 t^2} f\left(\frac{z}{ct}\right)$$



Kalapothisarakos, Contopoulos, Kazanas, 2011



При этом уравнения Максвелла выполнены  
не только вне, но и внутри слоя!

# Ортогональный случай

В первом приближении концентрация меняется как  $1/t^2$ , поэтому  $f(x, t)$  должна меняться как  $1/t$ .

$$f(x, t) = x/kct$$

Неизбежно возникновение  $z$ -компоненты поля, которая будет ускорять частицы!

Параметры слоя:

$$k = 1/4\lambda\gamma$$

$$E_z^{\max} = \frac{kB_s}{2ct\gamma^2\beta^2}$$

$$\Delta = R_s\sigma^{1/3}/4\lambda\gamma$$

Оценка ускорения частиц:

$$\left. \frac{d\gamma}{dt/t_0} \right|_{t=t_0} = \frac{\sigma}{2\gamma}$$
$$\sigma = \gamma^3$$



# Внутренняя структура

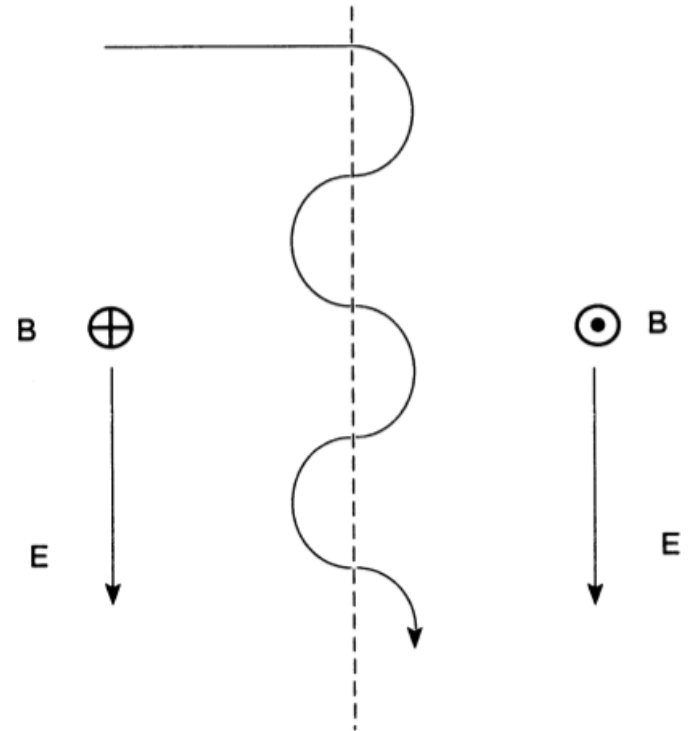
Квазиadiaбатический инвариант (Zeleniy et al., 2013):

$$L \ll r_p \Rightarrow I_z = \int p_z dz \approx \text{const}$$

Для осесимметричного случая

$$I_z = (P^3 t L)^{1/2} \psi(P_x / P)$$

$$\psi(s) = \int_{-\sqrt{s+1}}^{\sqrt{s+1}} \sqrt{1 - (s - \xi^2)^2} d\xi$$



# Простое решение

- Баланс давлений

$$nv^2 \sim B^2$$

- Уравнения Максвелла

$$nv_x \sim B/L$$

- Орбиты частиц расширяются вместе со слоем

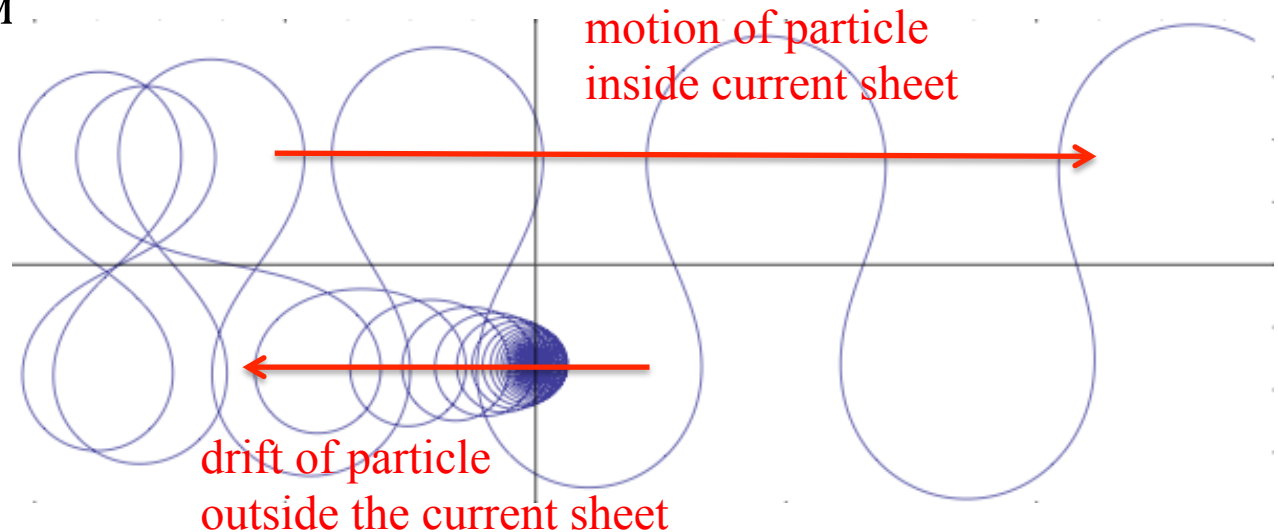
$$L \sim r_{\max}$$

В частном случае  $P_x = 0$  можно получить простое самосогласованное решение:

$$L \sim r_{\max} \sim t^{1/2}$$

$$n \sim t^{-1}$$

$$p \sim t^{-1/2}$$



# Результаты

- Профиль токового слоя не зависит от асимптотического поведения полей
- Были получены поля в движущейся системе отсчета. Есть только две ведущие компоненты!
- Было описано поведение частиц в слое с помощью квазиadiaбатического инварианта
- Наш подход позволяет самосогласованно определить эволюцию токового слоя!