

Абстракт

В работе исследуется влияние пучка первичной плазмы на динамику пульсарного ветра как внутри светового цилиндра, где его торможение обусловлено изгибными потерями, так и вне светового цилиндра, где потери обуславливаются силой Лоренца. Вне светового цилиндра использовано приближение трехжидкостной магнитной гидродинамики с компонентами, соответствующими позитронам и электронам вторичной плазмы, а также частицам первичного пучка. Показано, что учёт торможения первичного пучка в большинстве пульсаров не вносит корректировки в полученные ранее результаты[1,2].

Введение

Согласно современным представлениям, радиоизлучение пульсара связано с электрон-позитронной плазмой, рождающейся вблизи магнитных полюсов. Численное моделирование показало, что спектр истекающей плазмы состоит из первичного пучка с энергией 10^7 МэВ и концентрацией $n_b \approx n_{GJ}$, где $n_{GJ} = \Omega B / 2\pi c e$ - концентрация Гольдрейха-Джулиана и вторичной электрон позитронной плазмы с $n_p = \lambda n_{GJ}$, где λ - множественность.

Внутри светового цилиндра как первичная, так и вторичная плазма движутся вдоль магнитных силовых линий, так что торможение пучка определяется радиоационными потерями. Вне светового цилиндра движение как пучка, так и вторичной плазмы идёт радиально, вдоль полоидального магнитного поля, поэтому в этой зоне торможение вызвано силой Лоренца, которая из-за различий в скоростях первичной и вторичной плазмы не может равняться нулю для обеих компонент одновременно.

Внутри светового цилиндра

Внутри светового цилиндра существуют две области:

1) Зазор между поверхностью звезды и магнитосферой, в котором существует продольное электрическое поле. Величина зазора много меньше радиуса светового цилиндра, но в нем происходит ускорение первичной плазмы до энергий порядка 10^9 МэВ [3].

2) Вне зазора продольное поле отсутствует, поэтому движение плазмы описывается следующим уравнением:

$$\frac{d\gamma}{dl} = -\frac{2}{3} \frac{e^2}{R_c^2} \gamma^4$$

Его решение показывает, что при больших начальных значениях лоренц-фактора пучка, его значение на световом цилиндре не зависит от начальных условий и может быть записано как $\gamma^b = \eta (R_L / r_e)^{1/3}$, где η - геометрический фактор порядка 1-10, а r_e - классический радиус электрона. Тогда для гамма-фактора пучка на световом цилиндре мы получим значение 10^6 .

За световым цилиндром

В работе [2] было показано, что внутри быстрой магнитозвуковой поверхности величинны $\delta, \zeta, \varepsilon f$ равны нулю, что приводит к следующим уравнениям движения для пучка:

$$\frac{\partial}{\partial r} (\gamma^b \xi_\theta^b r) = 4\lambda\sigma \left(\sin\theta \xi_r^b - \xi_\phi^b \frac{R_L}{r} \right), \quad \frac{\partial}{\partial r} (\gamma^b) = 4\lambda\sigma \left(\frac{\sin\theta}{r} \xi_\theta^b \right)$$

Анализ этой системы показывает, что внутри быстрой магнитозвуковой поверхности ни ускорения, ни замедления не происходит, а энергия пучка может лишь слегка колебаться около начального значения.

За быстрой магнитозвуковой поверхностью уравнения меняются и преобретают следующий вид:

$$\frac{\partial}{\partial r} (\xi_\theta^b \gamma^b) + \frac{\xi_\theta^b \gamma^b}{r} = 4\lambda\sigma \left(\frac{\sin\theta}{r} (\xi_r^b - \xi_r) - \frac{c}{\Omega r^2} (\xi_\phi^b - \xi_\phi) \right),$$

$$\frac{\partial}{\partial r} (\gamma^b) = 4\lambda\sigma \left(\frac{\sin\theta}{r} \xi_\theta^b \right)$$

Считая, что пучок не влияет на плазму можно получить следующее решение: $\gamma_b = \gamma_0^b \sqrt{1 - A \ln(r/r_F)}$ где $A = (\lambda\sigma/\gamma_{out}^b \gamma_0^b)^2$, а γ_{out} - гамма фактор вторичной плазмы. Если параметр А большой, то пучок затормозится до уровня вторичной плазмы. Решение этого уравнения совместно с уравнением на лоренц-фактор вторичной плазмы дает зависимость конечного гамма фактора вторичной плазмы от начального гамма фактора пучка как показано на рисунке (2).

Приближение

В рамках трёхкомпонентного МГД приближения можно написать систему линеаризованных уравнений на поправки к нулевому решению Майкеля бессилевой задачи [4]:

$$\begin{aligned} n^\pm &= \frac{\Omega B_s R_s^2}{2\pi c e r^2} [\lambda + \eta^\pm(r, \theta)], \\ n^b &= \frac{\Omega B_s R_s^2}{2\pi c e r^2} \cos\theta, \\ \Phi(r, \theta) &= \frac{\Omega R_s^2 B_s}{c} [-\cos\theta + \delta(r, \theta)], \\ \Psi(r, \theta) &= 2\pi B_s R_s^2 [1 - \cos\theta + \varepsilon f(r, \theta)], \\ v_\theta^\pm &= c \xi_\theta^\pm, \quad v_\theta^b = c \xi_\theta^b, \quad v_\phi^\pm = c \xi_\phi^\pm, \quad v_\phi^b = c \xi_\phi^b, \\ v_r^\pm &= c [1 - \xi_r^\pm], \quad v_r^b = c [1 - \xi_r^b], \\ B_\phi &= B_s \frac{\Omega R_s R_s}{c r} [-\sin\theta - \zeta(r, \theta)], \\ B_r &= B_s \frac{R_s^2}{r^2} \left(1 + \frac{\varepsilon}{\sin\theta} \frac{\partial f}{\partial r} \right), \\ B_\theta &= -\varepsilon \frac{B_s R_s^2}{r \sin\theta} \frac{\partial f}{\partial r}, \\ E_r &= -\frac{\Omega B_s R_s^2}{c} \frac{\partial \delta}{\partial r}, \\ E_\theta &= \frac{\Omega R_s^2 B_s}{c r} \left(-\sin\theta - \frac{\partial \delta}{\partial \theta} \right). \end{aligned}$$

Индексы "+" и "-" обозначают величины, относящиеся к позитронной и электронной компонентам ветра, а индекс "b" - относящиеся к пучку.

Интегралы движения

Используя линеаризованные уравнения Максвелла и движения частиц, можно получить следующие интегралы движения:

$$\begin{aligned} \zeta - \frac{2}{\tan\theta} \delta + \frac{\lambda(\gamma^+ + \gamma^-) + (\gamma^b - \gamma_0^b) \cos\theta}{2\lambda\sigma \sin\theta} &= \frac{1}{\sigma \sin\theta} \gamma_{in} + \frac{l(\theta)}{\sin\theta} \\ \delta &= \varepsilon f - \frac{1}{4\lambda\sigma} \gamma^+ \left(1 - \frac{\Omega r \sin\theta}{c} \xi_\phi^+ \right) + \frac{1}{4\lambda\sigma} \gamma_{in}; \\ \delta &= \varepsilon f + \frac{1}{4\lambda\sigma} \gamma^- \left(1 - \frac{\Omega r \sin\theta}{c} \xi_\phi^- \right) - \frac{1}{4\lambda\sigma} \gamma_{in} \\ \delta &= \varepsilon f + \frac{1}{4\lambda\sigma} \gamma^b \left(1 - \frac{\Omega r \sin\theta}{c} \xi_\phi^b \right) - \frac{1}{4\lambda\sigma} \gamma_0^b. \end{aligned}$$

Здесь σ - параметр намагниченности Майкеля:

$\sigma = \Omega e B_s R_s / 4\lambda m c^3$, а γ_{in} - гамма фактор пульсарного ветра на световом цилиндре.

Используя эти интегралы, можно написать алгебраическое уравнение на величину гамма фактора вторичной плазмы:

$$\begin{aligned} 2\gamma^3 - 2\sigma \left[K + \frac{c^2}{2(\Omega r)^2} + \frac{\gamma_{in}}{\sigma} \right] \gamma^2 + \sigma \sin^2\theta + \sigma \frac{c^2 \gamma_{in}^2}{\Omega^2 r^2} &= 0, \\ K(r, \theta) &= 2 \cos\theta \delta - \sin\theta \frac{\partial \delta}{\partial \theta} - \frac{\gamma^b - \gamma_0^b}{2\sigma \lambda} \cos\theta + \frac{l(\theta)}{\sin\theta} \end{aligned}$$

Анализ этого уравнения показывает, что движение плазмы зависит от её гамма-фактора на световом цилиндре. При $\gamma_{in} < \sigma^{1/3}$ лоренц-фактор основной плазмы растёт до значения $\sigma^{1/3}$ на быстрой магнитозвуковой поверхности. После неё энергия плазмы падает логарифмически с расстоянием, но данными падением мы пренебрежем. Если же начальный лоренц-фактор плазмы больше $\sigma^{1/3}$, то до быстрой магнитозвуковой поверхности он остаётся неизменным, а за ней также испытывает логарифмический спад. Влияние пучка оказывается существенным при $\gamma_0^b - \gamma^b > \lambda\gamma$

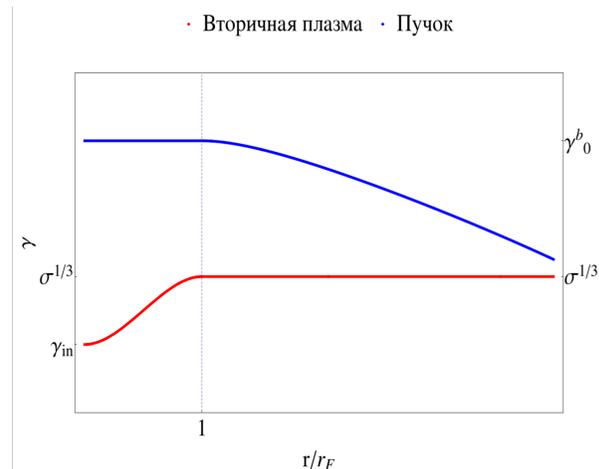


Рис.1 Зависимость гамма фактора вторичной и первичной плазмы от расстояния (случай $\gamma_{in} < \sigma^{1/3}$)

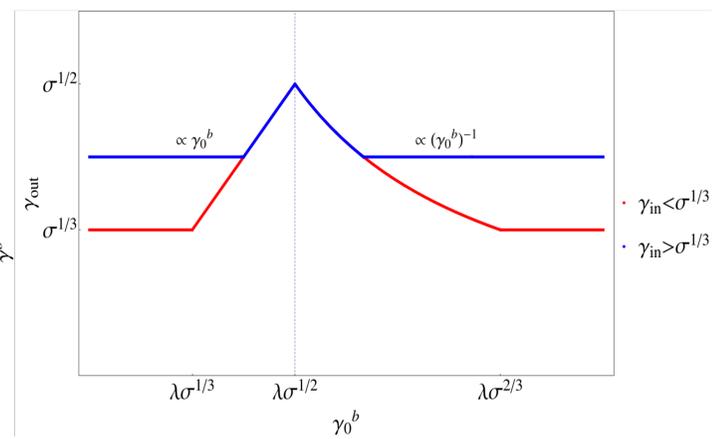


Рис.2 Зависимость конечного гамма фактора вторичной плазмы от начального гамма фактора пучка

Заключение

В данной работе было учтено влияние первичного пучка на движение плазмы, а также были найдены критерии, при которых этим влиянием можно пренебречь. Стоит заметить, что почти для всех пульсаров оказывается, что пучок не тормозится и лишь для самых молодых из них, как например для пульсара в Крабовидной туманности, пучок слегка изменяет скорость пульсарного ветра. Также проведена оценка влияния пучка на вторичную плазму, было показано, что пучок не может изменить энергию основной плазмы более чем на порядок.

Литература

[1] Beskin V.S., Kuznetsova I. V., Rafikov R. R. MNRAS. 1998 V. 299. P. 341.
[2] Beskin V.S., Rafikov R.R. MNRAS. 2000 V. 313. P. 433.
[3] Бескин В.С., Осесимметричные стационарные течения в астрофизике (М.: Физматлит, 2005)
[4] Michel F.C., 1973, ApJ, 180, 207