Письма в ЖЭТФ, том 49, вып. 11, стр. 581–584 *10 июня 1989 г.*

ПЛАЗМЕННЫЙ ПИНЧ КАК ИСТОЧНИК КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

В.П.Власов, С.К.Жданов, Б.А.Трубников

Показано, что гипотеза о рождении галактических космических лучей в космических плазменных пинчах приводит к спектру ускоренных частиц $dN/dE \sim E^{-\nu}$ с показателем $\nu = 1 + \sqrt{3}$, близким к наблюдаемому $\nu_0 = 2{,}7$, что делает данную гипотезу весьма правдоподобной.

1. В области энергий $10^{10} \div 10^{20}$ эВ галактические космические лучи (ГКЛ) имеют спектр $dN/dE \sim E^{-\nu}$ с показателем, близким к значению $\nu_0 = 2{,}7$, однако существующие теории рождения ГКЛ [1] не дают однозначно такого показателя.

В данной работе решена задача о нарастании нелинейных возмущений типа перетяжек на релятивистском,полностью скинированном цилиндрическом пинче, и при этом получен спектр ускоренных частиц вида $\sim E^{-\nu}$ с показателем $\nu = 1 + \sqrt{3}$, весьма близким к наблюдаемому и, притом,однозначным. Этот результат позволяет выдвинуть гипотезу о том, что ГКЛ рождаются именно таким путем. Заметим, что плазменные пинчи уже давно изучаются в лабораторных условиях, и на них наблюдаются возмущения типа перетяжек, теория которых впервые была рассмотрена в работах [2]. Важно, что в этих опытах наблюдаются и ускоренные частицы с энергиями порядка МэВ, поэтому идея о возможности проявления сходных процессов в космических условиях является довольно естественной. Она высказана,например, в работе [3], но без какого либо анализа. Возникает, однако, вопрос, где и каким образом в космических условиях могут формироваться цилиндрические плазменные пинчи, по которым должны, по-видимому, протекать хотя бы и кратковременные, но весьма значительные токи "космических молний". Этот вопрос нуждается в дальнейшем изучении, однако в качестве возможных кандидатов можно указать обнаруженные сравнительно недавно новые астрономические объекты – "джеты", представляющие собой гигантские струи плазмы, движущиеся с огромными скоростями. В основном "джеты" наблюдаются в радиогалактиках (РГ), например, в РГ–*NGC*6251 обнаружена струя длиной порядка 1 Мпс, однако встречаются и вблизи звезд. Так, двойная звезда *SS*433 – нейтронная или "дыра", дает "джет", движущийся со скоростью 80 тыс. км/с. При этом в "узлах" струи наблюдается магнитное поле, перпендикулярное оси струи, что весьма напоминает ситуацию в перетяжках лабораторных пинчей. По нашему мнению, однако, наиболее эффективным механизмом формирования цилиндрических пинчей в космосе может оказаться процесс, при котором вначале сталкиваются два сгустка плазмы, несущие в себе "вмороженные" магнитные поля противоположных направлений. При этом на границе раздела должен возникать так называемый "нейтральный токовый слой" в виде плоского пинча, который вследствие "тиринг-неустойчивости" вскоре разрывается на отдельные токовые волокна – цилиндрические пинчи, на которых и могут нарастать перетяжки, приводящие к их обрыву, как это и наблюдается в лабораторных пинчах. Этот процесс, по-видимому, может многократно повторяться, так что в космических туманностях обрывающиеся "зет-пинчи" могут встречаться достаточно часто.

2. Рассмотрим отдельный z-пинч, считая его для простоты полностью скинированным и поэтому описывая плазму внутри него известными уравнениями одножидкостной релятивистской газодинамики (см., например, [4]). Эти уравнения трудно решить в трехмерном варианте, и поэтому мы приближенно заменим их одномерными, используя известное приближение узкой струи или канала (ПУСК), при котором все величины считаются постоянными по сечению $S = \pi a^2$, где $a = a(t, z)$ – радиус пинча. В "собственной" системе координат, движущейся со скоростью $v = v_z(t, z)$ вместе с веществом, вводим величины h – плотность энтальпии, n – плотность числа частиц и p – давление, а также вводим невозмущенные значения a_0, n_0, p_0. Считая плазму в собственной системе нерелятивистской, используем обычные соотношения $p = p_0(n/n_0)^s$, $s = C_p/C_V$, $h = nM_0c^2$, где M_0 – масса иона. Если теперь ввести безразмерную "погонную плотность" $\rho_* = Sn/S_0n_0$ и считать, что по пинчу течет постоянный ток I_0, создающий на границе $r = a(t, z)$ поле $B = 2I_0/ca$, давление которого $B^2/8\pi$ уравновешивает давление плазмы, так что $p = p_0(a_0/a)^2$, то в ПУСК-приближении z-компонента уравнения движения и уравнение непрерывности в наших обозначениях можно записать в виде (см. также [6])

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{c}{\gamma}u\frac{\partial u}{\partial z} = -\epsilon\left(c\gamma\frac{\partial}{\partial z} + u\frac{\partial}{\partial t}\right)\rho_*^{-1}, \quad \frac{\partial}{\partial t}\gamma\rho_* + c\frac{\partial}{\partial z}u\rho_* = 0, \tag{1}$$

где $\beta = v/c$, $u = \beta\gamma$, $\gamma = \sqrt{1-\beta^2}$, а $\epsilon = sp_0/(s-1)n_0M_0c^2$ – постоянная.

Для решения релятивистской системы (1) полагаем $\rho_* = \epsilon/x$, $u = \operatorname{sh} y$ и затем вводим обратные функции $\varphi(x,y)$ и $\psi(x,y)$ по формулам

$$ct = T(x,y) = (\psi\operatorname{sh} y - \varphi\operatorname{ch} y)xe^{-x}, \quad z = Z(x,y) = (\psi\operatorname{ch} y - \varphi\operatorname{sh} y)xe^{-x}. \tag{2}$$

При этом получим два уравнения: $\varphi'_y = \psi'_x + \psi/x$, $\psi'_y = x(\varphi - \varphi'_x)$, откуда имеем

$$\Delta^{(*)}\varphi = \varphi''_{yy} - 2\varphi + \hat{L}\varphi = 0, \quad \hat{L}\varphi = x\varphi''_{xx} + (2-x)\varphi'_x. \tag{3}$$

Здесь собственными функциями оператора $\hat{L}$ являются ортонормированные полиномы Лагерра $\lambda_n = L_n^{(1)}(x)$ с верхним индексом 1, и поскольку набор $\lambda_n(x)$ является полным, то общее решение (3) можно искать в виде ряда $\varphi = \sum_0^\infty \lambda_n f_n(y)$, где $f_n = C_n \exp(-|y|\sqrt{n+2})$. Для определения коэффициентов C_n заметим, что стадии нарастания перетяжек на пинче в естественных условиях космоса должна предшествовать стадия сравнительно спокойного сгребания плазмы и формирования самого пинча. В нашей модели мы не можем рассмотреть эту предварительную стадию, однако, имитируя ее, введем требование отсутствия возмущений в пределе времени $t \to -\infty$, что соответствует условию $\varphi \to \infty$ при $\rho_* = 1$, $v = 0$, Иными словами, потенциал $\varphi(x,y)$ должен иметь особенность в точке $x = \epsilon$, $y = 0$, и поэтому более правильно записать уравнение (3) как бы в виде уравнения Пуассона $\Delta^{(*)}\varphi = -4\pi\rho_0$, где $\rho_0^{\cdot}$ – δ-образные "заряды", порождающие потенциал и расположенные в точке $x = \epsilon$, $y = 0$. Тогда решение можно записать через функцию Грина

$$\varphi = \int_0^\infty dx' \int_{-\infty}^\infty dy' \rho_0(x', y') G, \quad G = 2\pi w(x') S, \quad S = \sum_0^\infty \frac{\lambda_n(x)\lambda_n(x')}{\sqrt{n+2}} e^{-|y-y'|\sqrt{n+2}}. \qquad (4)$$

3. Далее, однако, следует учесть, что заряды ρ_0 расположены лишь в точке $x = \epsilon$, $y = 0$, и поэтому удобно перейти к новым переменным x_1, y_1, полагая $x' = \epsilon + x_1$, $y' = -y_1$. Учтя, что $w(x) = xe^{-x}$ и обозначив $\rho_{eff}(x_1, y_1) = 2\pi w(x')\rho_0$, перепишем (4) в более адекватном виде

$$\varphi(x,y) = \iint dx_1 dy_1 \rho_{eff} S(x; \epsilon + x_1, y + y_1) \qquad (5)$$

и разложим функцию S в ряд Тейлора по малым величинам x_1, y_1. Тем самым получаем разложение потенциала φ по мультиполям заряда. Первый член

$$\varphi^{\mathrm{I}} = QS_0, \quad Q = \iint \rho_{eff} dx_1 dy_1, \quad S_0(x; \epsilon, y) = \sum_0^\infty \frac{\lambda_n(x)\lambda_n(\epsilon)}{\sqrt{n+2}} e^{-|y|\sqrt{n+2}} \qquad (6)$$

будет отличен от нуля, если не равен нулю "полный заряд" Q. Однако решения с $Q \neq 0$ описывают возмущения, периодические по длине пинча [5], для которых нужны периодические "затравки", и если считать, что такие "затравки" не могут возникнуть в условиях космоса, то решения с $Q \neq 0$ следует считать *нереализующимися*! Решения же с $Q = 0$ являются не периодическими, а локальными, и простейшим из них будет решение $\varphi^{\mathrm{II}} = DS'_{0\epsilon}$ с "дипольным моментом" $D = \int x_1 \rho_{eff} dx_1 dy_1$, и поскольку $\lambda_0 = 1$, а $d\lambda_0/d\epsilon = 0$, то сумма $\partial S_0/\partial\epsilon$ в этом решении начинается с члена с множителем $\exp(-|y|\sqrt{3})$, который, как показано ниже, и дает "космический спектр" $\sim E^{-(1+\sqrt{3})}$.

Для определения спектра заметим, что на длине dz число частиц равно $dN = \pi a^2 n\gamma dz = F(u)du$, и если для краткости обозначить $N_0 = \pi a_0^2 n_0$, то из приведенных выше формул можно найти функцию распределения частиц

$$F = \left(\frac{\partial N}{\partial u}\right)_t = N_0 \frac{\epsilon}{\gamma} e^{-x}[(\varphi - \psi'_y)^2 + x(\psi - \varphi'_y)^2][\varphi - \psi'_y + x(\psi - \varphi'_y)\,\mathrm{th}\,y]^{-1}, \qquad (7)$$

которая дает спектр в произвольный момент времени. Однако типичное возмущение имеет вид горба, расположенного между двумя перетяжками, которые обрываются при $t = 0$, и в этот же момент горб превращается в плоский "блин", в котором и содержатся частицы, выдавленные из перетяжек. В таком блине $\rho_* \to \infty$, $x \to 0$, а поскольку при малых $x \ll 1$ имеем

$$\varphi(x, y) = \varphi_0(y) + x\varphi_1(y) + x^2\varphi_2(y) + \ldots, \quad \psi(x, y) = \frac{x}{2}\varphi'_0(y) + \frac{x^2}{3}\varphi'_1(y) + \ldots, \qquad (8)$$

то в пределе $t \to 0$, $x \to 0$ функция распределения оказывается равной $F_0 = N_0\epsilon\varphi_0(y)/\gamma$. В частности, для "дипольного решения" найдем

$$\varphi_0(y) = -|D| \sum_0^\infty \sqrt{\frac{k+2}{k+3}} e^{-|y|\sqrt{k+3}} \lambda'_{k+1}(\epsilon), \quad F_0(y \gg 1) = C\gamma^{-(1+\sqrt{3})}. \qquad (9)$$

Последняя асимптотика справедлива по существу для всех локальных возмущений и фактически совпадает с наблюдаемым спектром ГКЛ, что делает рассмотренный нами "пинч-механизм" рождения ГКЛ весьма правдоподобным.

Авторы признательны Б.Б.Кадомцеву, В.Д.Шафранову и Ю.Д.Котову за полезные замечания.

Литература

1. *Гинзбург В.Л., Сыроватский С.И.* Происхождение космических лучей. М.: Изд. АН СССР, 1963; *Бережко Е.Г. и др.* Генерация космических лучей ударными волнами. М.: Наука, 1988.

2. *Трубников Б.А.* В сб.: Физика плазмы и проблема УТР. М.: Изд. АН СССР, 1958, 1, 289; там же, 4, 87.

3. *Герлах Н.И. и др.* Препринт ИПМ № 83, 1979.

4. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1986, с. 696.

5. *Жданов С.К., Трубников Б.А.* Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 178; *Trubnikov B.A., Zhdanov S.K.* Phys. Rep., 1987, 155, 137.

6. *Власов В.П. и др.* Препринт ИАЭ-4828/6, 1989.

Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова

Московский инженерно-физический институт

Поступила в редакцию

20 марта 1989 г.