

## НЕКОТОРЫЕ ОБОБЩЕНИЯ КОНВЕКТИВНОЙ МОДЕЛИ ГЕНЕРАЦИИ ДЖЕТА

Научная статья

Артеха С.Н.<sup>1,\*</sup><sup>1</sup>ORCID : 0000-0002-4714-4277;<sup>1</sup>Институт космических исследований РАН, Москва, Российская Федерация

\* Корреспондирующий автор (sergey.arteha[at]gmail.com)

**Аннотация**

Для аналитического описания начальной стадии генерации джета в неравновесной неоднородной плазме в магнитогиродинамическом приближении проанализированы возможные обобщения решений нелинейного уравнения для функции тока. Модель генерации джета опирается на механизм конвективной неустойчивости и условие вмерзновения силовых линий магнитного поля и характеризуется рядом свободных параметров. Уравнение для радиальной части функции тока удовлетворяется функциями Бесселя первого порядка. Чтобы удовлетворить всем условиям вблизи оси джета и на его периферии, найденные решения гладко стыкуются на границе. Итоговое аналитическое решение для поля скорости применимо для произвольных значений безразмерных координат. Полоидальная скорость нарастает примерно по экспоненциальному закону, а азимутальная скорость – по сверхэкспоненциальному закону. В работе рассчитано поле скорости джета, который составлен из семи участков. Вращение джета оказывается дифференциальным, причём для получения решения в квадратурах для азимутальной скорости можно использовать не только линейные, но и степенные зависимости от высоты. При показателе степени  $n < 1$  сразу от оси джета наблюдается заметный рост азимутальной скорости с радиусом, а при  $n > 1$  вблизи оси наблюдается область относительного затишья. Модель джета обобщена на случай произвольной зависимости частоты Брента – Вайсяля от высоты. Найден соответствующие решения для радиальной и вертикальной компонент скорости. Для начальной стадии развития в работе также найдены вертикальная и азимутальная компоненты генерируемого магнитного поля джета.

**Ключевые слова:** неоднородная плазма, магнитосфера, джет, МГД-приближение, частота Брента – Вайсяля.

## SOME GENERALIZATIONS OF THE CONVECTIVE MODEL OF JET GENERATION

Research article

Artekha S.N.<sup>1,\*</sup><sup>1</sup>ORCID : 0000-0002-4714-4277;<sup>1</sup>Space Research Institute of RAS, Moscow, Russian Federation

\* Corresponding author (sergey.arteha[at]gmail.com)

**Abstract**

Possible generalizations of solutions of the nonlinear equation for the current function are analysed for the analytical description of the initial stage of jet generation in nonequilibrium inhomogeneous plasma in the magnetohydrodynamic approximation. The model of jet generation is based on the mechanism of convective instability and the condition of freezing-in of magnetic field lines, and is characterized by a number of free parameters. The equation for the radial part of the current function is fulfilled by first-order Bessel functions. To meet all the conditions near the jet axis and at its periphery, the solutions found are joined smoothly at the boundary. The final analytical solution for the velocity field is applicable for arbitrary values of dimensionless coordinates. The poloidal velocity increases approximately according to the exponential law, and the azimuthal velocity increases according to the superexponential law. In this work, the velocity field of the jets is calculated, which is composed of seven sections. The rotation of the jet turns out to be differential, and not only linear but also degree dependences on height can be used to obtain a quadrature solution for the azimuthal velocity. When the degree exponent  $n < 1$ , a noticeable growth of the azimuthal velocity with radius is observed immediately from the jet axis, and when  $n > 1$ , a region of relative quiescence is observed near the axis. The jet model is generalized to the case of arbitrary dependence of the Brunt – Väisälä frequency on height. The corresponding solutions for the radial and vertical velocity components are found. The vertical and azimuthal components of the generated magnetic field of the jet are also obtained for the initial stage of development in the paper.

**Keywords:** non-homogeneous plasma, magnetosphere, jet, MHD approximation, Brunt – Väisälä frequency.

**Введение**

Среди структур в магнитосферной, лабораторной и космической плазме довольно часто наблюдаются направленные струи – джеты [1], [2]. Подобные локализованные нестационарные объекты представляют собой вытянутые вихревые структуры, в которых наблюдается спиральное движение. При этом скорость движения плазменного выброса и поля достигают максимальных значений в определённой области и убывают на периферии структуры. Наблюдаемый в природе широкий класс джетов включает в себя астрофизические джеты [3], [4], [5], солнечные корональные джеты и петли [6], [7], [8] и магнитосферные джеты [9], [10], [11], [12]. Исследование возникающих в плазме динамических структур является одной из фундаментальных задач физики и представляет большой теоретический и практический интерес.

Многочисленные работы посвящены развитию теории плазменных джетов [13], [14], [15], [16], исследованию их динамики, в том числе учитывающей циклотронное движение вещества, [17], [18], [19], [20]. В связи с явными ограничениями существующих моделей (см., например, [1], [2], [4], [20]), отыскание новых решений является актуальной задачей. Создание моделей генерации джетов открывает наиболее простой и корректный путь к получению ряда теоретически и практически интересных результатов. В работе [21] построена малопараметрическая магнитогидродинамическая модель описания начальной стадии развития нерелятивистских джетов, основанная на механизме конвективной неустойчивости. Новая аналитическая модель позволяет описывать структуру магнитного поля и скорости локализованного в пространстве джета в приполярных областях при всех значениях координат и представляет собой точное решение в виде комбинаций функций Бесселя.

Целью настоящей работы является обобщение предложенной аналитической модели на случай неоднородной плазмы.

Основной метод исследования – теоретический анализ возникающих в плазме структур в рамках идеальной магнитной гидродинамики. Описание использует понятие функции тока. Основным математический метод получения точных решений – метод разделения переменных. Для приближённых оценок используется метод последовательных приближений. Визуализация решений в виде графиков и численный счёт осуществляется с помощью программы Wolfram Mathematica.

## Основные результаты

### 2.1. Основное уравнение для функции тока

В работе [21] в цилиндрической системе координат  $(r, \varphi, z)$  в осесимметричном случае  $\partial/\partial\varphi=0$  была выписана система уравнений идеальной магнитной гидродинамики (МГД) и рассмотрены слабые возмущения давления, плотности и магнитного поля:

$$p = p_0(z) + \tilde{p}(t, r, z), \quad \rho = \rho_0(z) + \tilde{\rho}(t, r, z), \quad \mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \tilde{\mathbf{B}} \quad (1)$$

где  $\mathbf{B}_0=(0,0,B_z)$ ; величины  $p_0, \rho_0, \mathbf{B}_0$  – равновесные невозмущённые значения, а  $\tilde{p}, \tilde{\rho}$  и  $\tilde{\mathbf{B}}$  – малые возмущения соответствующих величин на начальном этапе развития неустойчивости. В равновесном состоянии

$$\frac{dp_0}{dz} = -\rho_0(z)g, \quad \frac{d}{dr}\left(p_0 + \frac{B_0^2}{2\mu_0}\right) \quad (2)$$

где  $\mu_0$  – магнитная проницаемость вакуума,  $\mathbf{g}=-g\mathbf{e}_z$  – гравитационное ускорение на Солнце (звезде, или в магнитосфере планеты),  $\mathbf{e}_z$  – единичный вектор вдоль вертикали. В случае бездивергентного потока  $\mathbf{v}=(v_r, v_\varphi, v_z)$  можно ввести функцию тока  $\psi(t, r, \varphi, z)$ :

$$v_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad v_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \quad (3)$$

для которой в [21], [22] из системы МГД-уравнений было получено следующее уравнение:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_g^2\right)\Delta^*\psi + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial t} J(\psi, \Delta^*\psi) = 0 \quad (4)$$

В данном уравнении введены обозначения для Якобиана

$$J(a, b) = \frac{\partial a}{\partial r} \frac{\partial b}{\partial z} - \frac{\partial a}{\partial z} \frac{\partial b}{\partial r} \quad (5)$$

для оператора Грэда–Шафранова (в приближении вытянутых структур  $\partial/\partial r \gg \partial/\partial z$ ):

$$\Delta^* = r \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) \quad (6)$$

и для квадрата частоты Брента–Вайсяля:

$$\omega_g^2 = g \left( \frac{\gamma_a - 1}{\gamma_a H} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} \right) \quad (7)$$

где  $\gamma_a$  – показатель адиабаты,  $T$  – температура газа; характерный масштаб высоты  $H = \frac{\gamma p_0}{g\rho_0}$ . Уравнение (4) применимо к полярным джетам, когда для итогового магнитного поля  $\frac{L}{B_z} \frac{dB_z}{dz} \ll 1$ . В частности, в работе [21] рассмотрен линейный случай, когда добавка к полоидальной завихренности от возникающего магнитного поля  $-\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{B_0 z}{\rho} \frac{\partial \tilde{B}_z}{\partial z} \right) i_\varphi \equiv 0$ . В этих случаях работает чисто конвективный механизм.

В случае  $\omega_g^2 > 0$  уравнение (4) описывает внутренние гравитационные волны. Мы рассматриваем противоположную ситуацию, когда в момент  $t = 0$  возникает неустойчивость, т.е. в (4) имеем  $\omega_g^2 \rightarrow -\gamma^2$ . В этом случае уравнение (4) описывает растущие со временем локализованные динамические структуры. Такая ситуация возникает, если внутренние области плазмы (Солнца, звезды, или магнитосферы) более горячие, чем более высокие слои плазмы: если вертикальный градиент температуры (второй член в (7)) отрицателен, и его величина превышает первый член.

Решение в работе [21] искалось методом разделения переменных:

$$\psi(t, r, z) = v_0 r^2 f(Z) \sinh(\gamma t) \Psi(R) \quad (8)$$

где  $Z=z/L$ ,  $R=r/r_0$ , а  $v_0, r_0, L$  – некоторые характерные скорость, радиальный и вертикальный пространственные масштабы. Для внутренней и внешней области соответственно были выбраны следующие решения:

$$\Psi_{int}(R) = \frac{J_1(\delta_0 R)}{R J_1(\delta_0)} \quad (9)$$

$$\Psi_{ext}(R) = m \frac{K_1(\delta R)}{RK_1(\delta)} \quad (10)$$

где  $\delta_0 \approx 1.841184$ , параметр  $\delta$  произволен, а величина  $m$  определяется из условия гладкой стыковки функции и её производных на границе внутренней и внешней области.

Для определения азимутальной скорости в [21] использовалось уравнение:

$$\frac{\partial v_\varphi}{\partial t} + \frac{v_r}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rv_\varphi) + v_z \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} = 0 \quad (11)$$

Оно допускает решение методом разделения переменных

$$v_\varphi = v_{\varphi 0} y(t) f_0(Z) V_{\varphi r}(R) \quad (12)$$

если выбрать линейную функцию  $f(Z)$ . В таком случае получаем

$$y(t) = \exp\{c_0(\cosh(\gamma t) - 1)\} \quad (13)$$

а координатная зависимость определяется уравнением

$$f'(Z) \left( \frac{\hat{V}_r(R)}{R} + \frac{\hat{V}_r(R)}{V_{\varphi r}(R)} \frac{dV_{\varphi r}(R)}{dR} + \frac{f(Z)f'_0(Z)\hat{V}_z(R)}{f'(Z)f_0(Z)} \right) = -\frac{\gamma c_0 L}{v_0} \quad (14)$$

В работе [21] была выбрана линейная функция  $f_0(Z)=f(Z)$  с максимумом при  $Z = L/2$ . Тогда радиальная зависимость выражается в квадратурах. Полученные соответствующие графики для составляющих поля скорости можно посмотреть в работе [21]. Для удобства сравнения мы будем использовать в данной статье такие же свободные параметры модели.

## 2.2. Некоторые обобщения модели джета

Для срабатывания метода разделения переменных можно выбрать следующее более общее линейное выражение для функции

$$f(Z) = \begin{cases} k_1 Z, & 0 \leq Z \leq Z_1 \\ \frac{k_1 Z_1}{1-Z_1} (1-Z), & Z_1 < Z \leq 1 \end{cases} \quad (15)$$

где  $Z_1$  определяет координату максимума, а  $k_1$  определяет скорость изменения с высотой. При этом наиболее общим выражением для функции  $f_0(Z)$ , которое допускает радиальное решение в квадратурах, будет следующее:

$$\hat{f}_0(Z) = \begin{cases} k_2 Z^n, & 0 \leq Z \leq Z_1 \\ \frac{k_2 Z_1^n}{(1-Z_1)^n} (1-Z)^n, & Z_1 < Z \leq 1 \end{cases} \quad (16)$$

с произвольным показателем степени  $n$ . В результате будет наблюдаться различное дифференциальное вращение. Азимутальная скорость определяется квадратурами:

$$V_{\varphi r}^{int}(R) = v_{0\varphi} \exp \left\{ \int_1^R \frac{-\alpha x - nx \hat{V}_z^{int}(x) - \hat{V}_r^{int}(x)}{x \hat{V}_r^{int}(x)} dx \right\} \quad (17)$$

$$V_{\varphi r}^{ext}(R) = C v_{0\varphi} \exp \left\{ \int_1^R \frac{-\alpha x - nx \hat{V}_z^{ext}(x) - \hat{V}_r^{ext}(x)}{x \hat{V}_r^{ext}(x)} dx \right\} \quad (18)$$

Полученную радиальную зависимость легко рассчитать численно (мы взяли  $\alpha = 0,01$ ) и изобразить графически с помощью программы Wolfram Mathematica (функция Plot). При  $n < 1$  быстрое возрастание азимутальной скорости по радиусу начинается сразу от оси джета, как это видно из Рис. 1, а при  $n > 1$  мы видим вращение полого цилиндра (см. Рис. 2), т.е. вблизи оси наблюдается область относительного затишья.

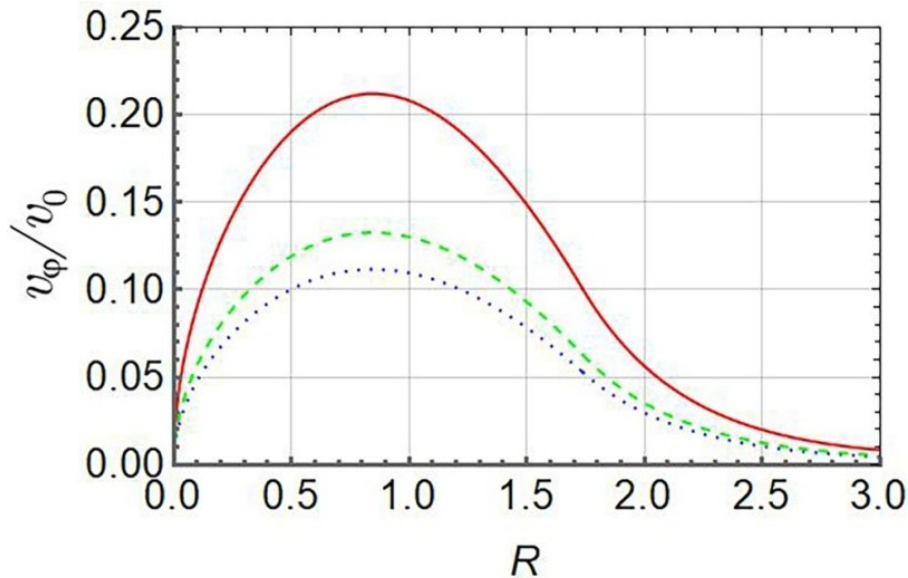


Рисунок 1 - Радиальная зависимость относительной азимутальной скорости  $v_\phi/v_0$  при  $z/L=0,1$  и  $n = 0,75$ :  
 пунктирная линия - момент времени  $\gamma t = 3$ ; штриховая -  $\gamma t = 4$ ; сплошная -  $\gamma t = 5$   
 DOI: <https://doi.org/10.60797/IRJ.2024.148.48.1>

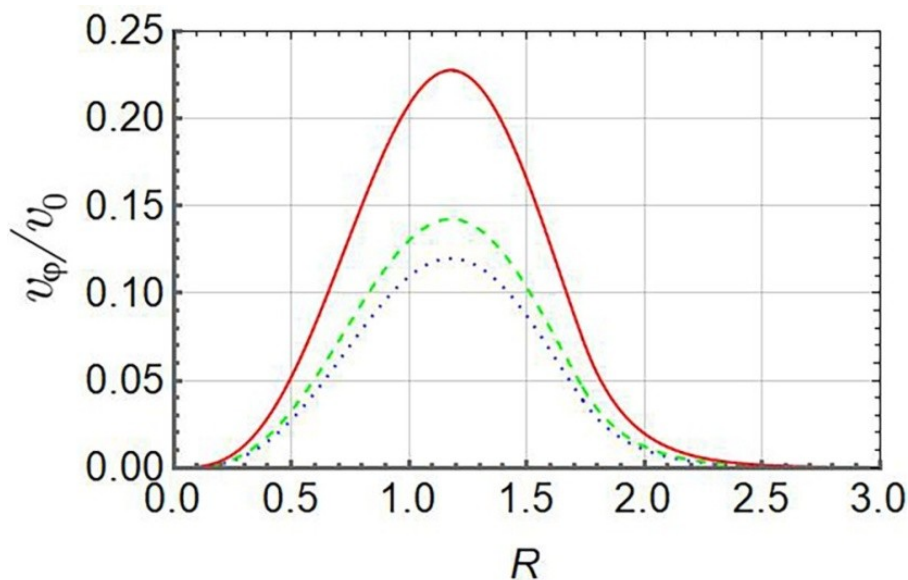


Рисунок 2 - Радиальная зависимость относительной азимутальной скорости  $v_\phi/v_0$  при  $z/L=0,1$  и  $n = 2$ :  
 пунктирная линия - момент времени  $\gamma t = 3$ ; штриховая -  $\gamma t = 4$ ; сплошная -  $\gamma t = 5$   
 DOI: <https://doi.org/10.60797/IRJ.2024.148.48.2>

Заметим, что по высоте джета можно гладко соединять из более чем двух участков с разными зависимостями, как конструктор. Например, поле скоростей  $v_r$ ,  $v_z$ ,  $v_\phi$  на Рис. 3 рассчитано по полученным выше формулам для джета, состоящего из семи участков по вертикали  $Z$ : (0,0.05); (0.05,0.1); (0.1,0.2); (0.2,0.5); (0.5,0.7); (0.7,0.9); (0.9,1). Графическое изображение получено с помощью программы Wolfram Mathematica (функция DensityPlot).

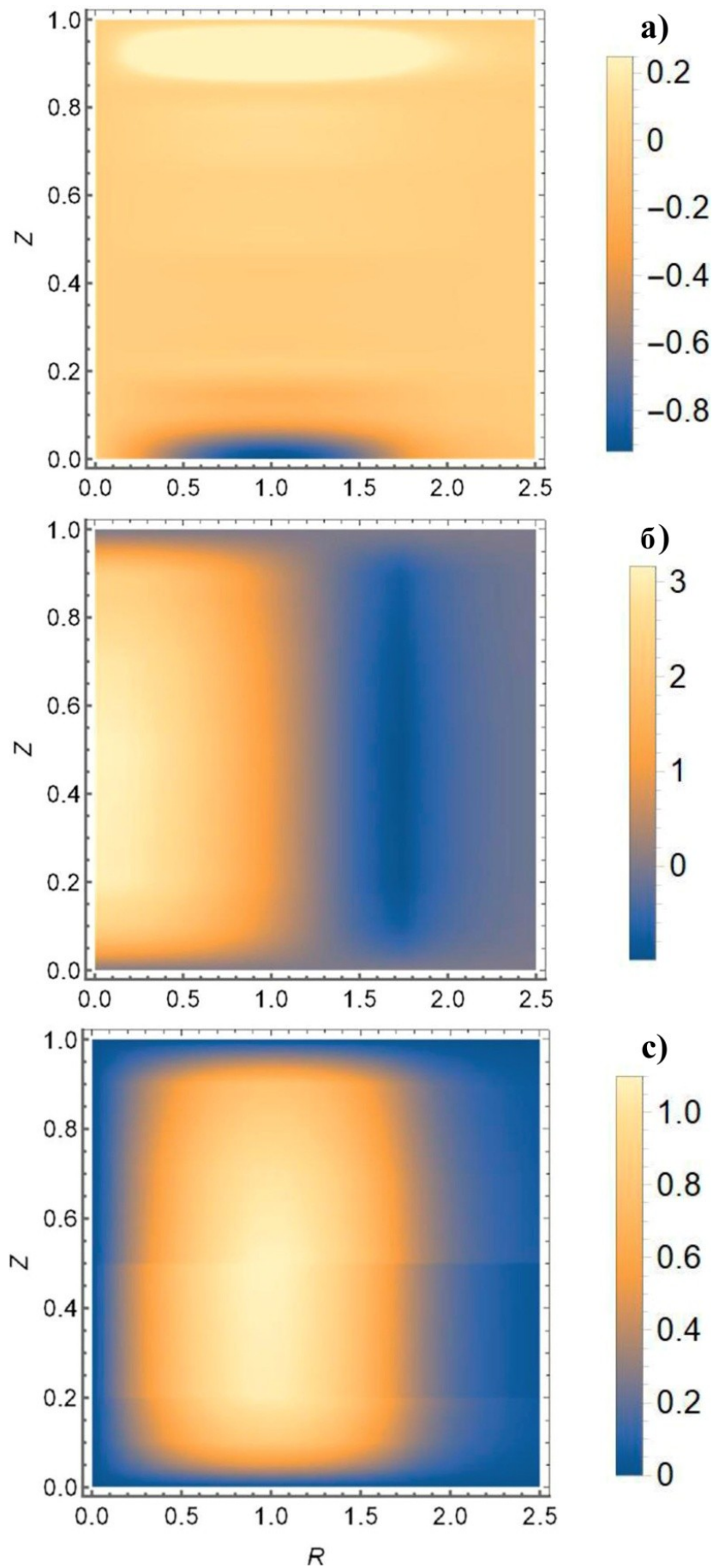


Рисунок 3 - Поле скоростей джета, который сконструирован по высоте с помощью семи линейных участков функции  $f(Z)$ , в зависимости от безразмерных координат  $R$  и  $Z$ :

$a - v_r(R,Z); б - v_z(R,Z); в - v_\theta(R,Z)$

DOI: <https://doi.org/10.60797/IRJ.2024.148.48.3>

В решении для компонент полоидальной скорости функция  $f(Z)$  может быть выбрана совершенно произвольной, а не только линейной. Однако в таком случае, а также в случае произвольной функции  $f_0(Z)$ , переменные  $R$  и  $Z$  в уравнении (14) не разделяются. Следовательно, это уравнение надо разрешать одновременно по двум переменным. К сожалению, во многих случаях численное решение оказывается неустойчивым и быстро турбулизуется. Джет разбивается на множество областей с разнонаправленными азимутальными скоростями, как это видно из Рис. 4. Графическое изображение получено с помощью программы Wolfram Mathematica (функция DensityPlot).

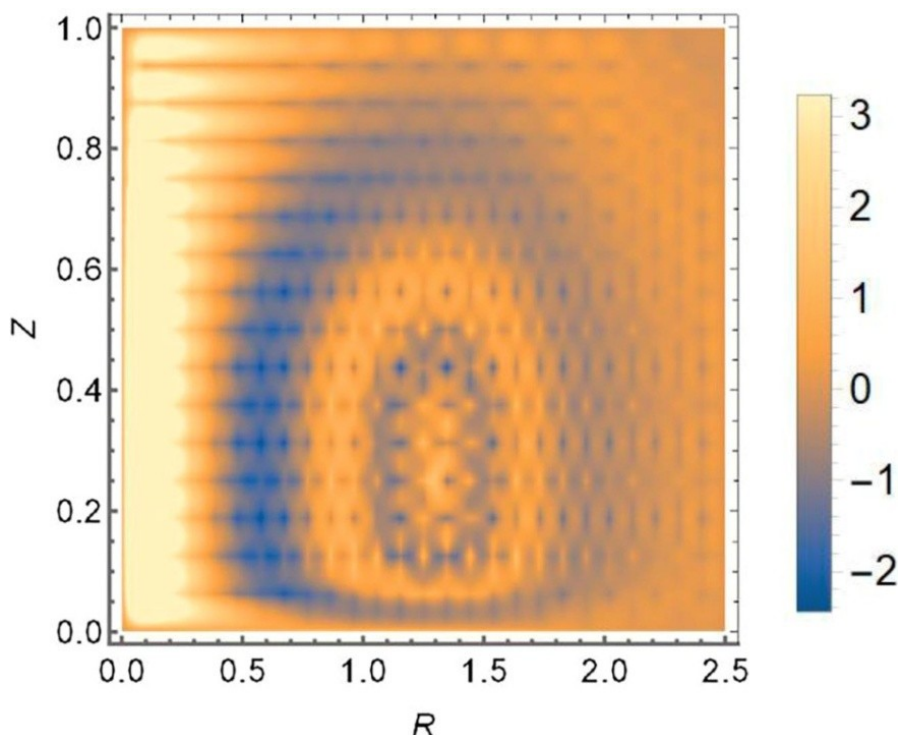


Рисунок 4 - Пример разнонаправленной азимутальной скорости джета  $v_\phi(R, Z)$ , зависящей от безразмерных координат  $R$  и  $Z$ , для случая нелинейной зависимости  $f(Z)$   
DOI: <https://doi.org/10.60797/IRJ.2024.148.48.4>

Скорее всего, в таких случаях решение состоит в том, что будет наблюдаться не только дифференциальное вращение, но и сама скорость роста азимутальной скорости тоже будет зависеть от высоты, т.е. надо решать уравнение (11) по всем трём переменным. Учёт вязкости также может привести к преимущественному направлению вращения такой турбулентной плазмы.

Для реальной системы частота Брента – Вяйсяля всегда зависит от высоты. Заметим следующий важный момент, связанный со структурой уравнения (4). При произвольной  $z$ -зависимости частоты Брента – Вяйсяля  $\omega_g(z)$  решением останется та же самая функция тока  $\psi$ . Дело в том, что последнее слагаемое в (4) удовлетворяется только за счёт радиальной зависимости, а первое слагаемое удовлетворяется только за счёт зависимости от времени. Таким образом, в выражении для функции тока произойдёт единственная замена:  $\gamma \rightarrow \gamma(Z)$ , т.е. скорость роста всех величин будет дифференциальной по  $z$ . В результате, в выражении для вертикальной компоненты скорости произойдёт единственная замена:  $\gamma \rightarrow \gamma(Z)$ . Однако в выражении для радиальной компоненты скорости кроме замены  $\gamma \rightarrow \gamma(Z)$  также произойдёт следующая замена:  $f'(Z) \rightarrow f'(Z) + f(Z)\gamma'(Z)t \text{Coth}[\gamma(Z)t]$ . Как следствие, уравнение (11) уже нельзя решить методом разделения переменных, и зависимость от всех трёх переменных нужно искать численно.

Генерируемое магнитное поле можно найти из следующего уравнения (условия вмороженности магнитного поля в плазму):

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \tag{19}$$

На начальном этапе генерации итоговое поле можно найти методом последовательных приближений:

$$\begin{aligned} B_z &= B_0 + B_{z1} + B_{z2} + \dots, B_0 > B_{z1} > B_{z2} \\ B_\phi &= B_{\phi1} + B_{\phi2} + \dots, B_0 \gg B_{\phi1} > B_{\phi2} \\ B_r &= B_{r2} + \dots, B_0 \gg B_{r2} \end{aligned} \tag{20}$$

где уравнения для соответствующих поправок имеют следующий вид:

$$\frac{\partial B_{z1}}{\partial t} = B_0 \frac{\partial v_z}{\partial z}, \frac{\partial B_{z2}}{\partial t} = B_{z1} \frac{\partial v_z}{\partial z} - v_r \frac{\partial B_{z1}}{\partial r} \tag{21}$$

$$\frac{\partial B_{\phi1}}{\partial t} = B_0 \frac{\partial v_\phi}{\partial z}, \frac{\partial B_{\phi2}}{\partial t} = B_{z1} \frac{\partial v_\phi}{\partial z} - v_r \frac{\partial B_{\phi1}}{\partial r} \tag{22}$$

$$\frac{\partial B_{r2}}{\partial t} = B_{r2} \frac{\partial v_r}{\partial r} - v_r \frac{\partial B_{r2}}{\partial r} - v_z \frac{\partial B_{r2}}{\partial z} \quad (23)$$

при этом начиная со вторых поправок возможен только численный счёт, а для первых поправок решения можно записать в квадратурах:

$$\tilde{B}_{z1}^{int} = \frac{B_0 v_0}{\gamma L} f'(Z) (\cosh(\gamma t) - 1) \delta_0 \frac{J_0(\delta_0 R)}{J_1(\delta_0)} \quad (24)$$

$$\tilde{B}_{z1}^{ext} = \frac{B_0 v_0}{\gamma L} f'(Z) (\cosh(\gamma t) - 1) m \delta_0 \frac{K_0(\delta_R)}{K_1(\delta)} \quad (25)$$

$$\tilde{B}_{\varphi 1}^{int} = \frac{B_0 v_{\varphi 0}}{L} f'(Z) \exp \left\{ - \int_R^1 \frac{\alpha_{1,2} + V_z^{int}(x) - V_r^{int}(x)}{R V_r^{int}(x)} dx \right\} \int_0^t \exp \{ c_0 (\cosh(\gamma \tau) - 1) \} d\tau \quad (26)$$

$$\tilde{B}_{\varphi 1}^{ext} = \frac{B_0 v_{\varphi 0}}{L} f'(Z) C \exp \left\{ \int_R^1 \frac{\alpha_{1,2} + V_z^{ext}(x) - V_r^{ext}(x)}{R V_r^{ext}(x)} dx \right\} \int_0^t \exp \{ c_0 (\cosh(\gamma \tau) - 1) \} d\tau \quad (27)$$

Генерируемая вертикальная компонента магнитного поля начинает экспоненциально расти по модулю, (затем рост постепенно перейдёт в сверх экспоненциальный). Азимутальная компонента магнитного поля растёт по сверхэкспоненциальному закону, но вначале медленнее, чем вертикальная компонента. Радиальная компонента магнитного поля растёт ещё медленнее и всегда остаётся меньшей из этих трёх компонент поля. Для случая семи линейных участков функции  $f(Z)$  распределение итоговой вертикальной компоненты и азимутальной компоненты магнитного поля показаны на Рис. 5 а) и б) соответственно. Графическое изображение получено с помощью программы Wolfram Mathematica (функция DensityPlot).

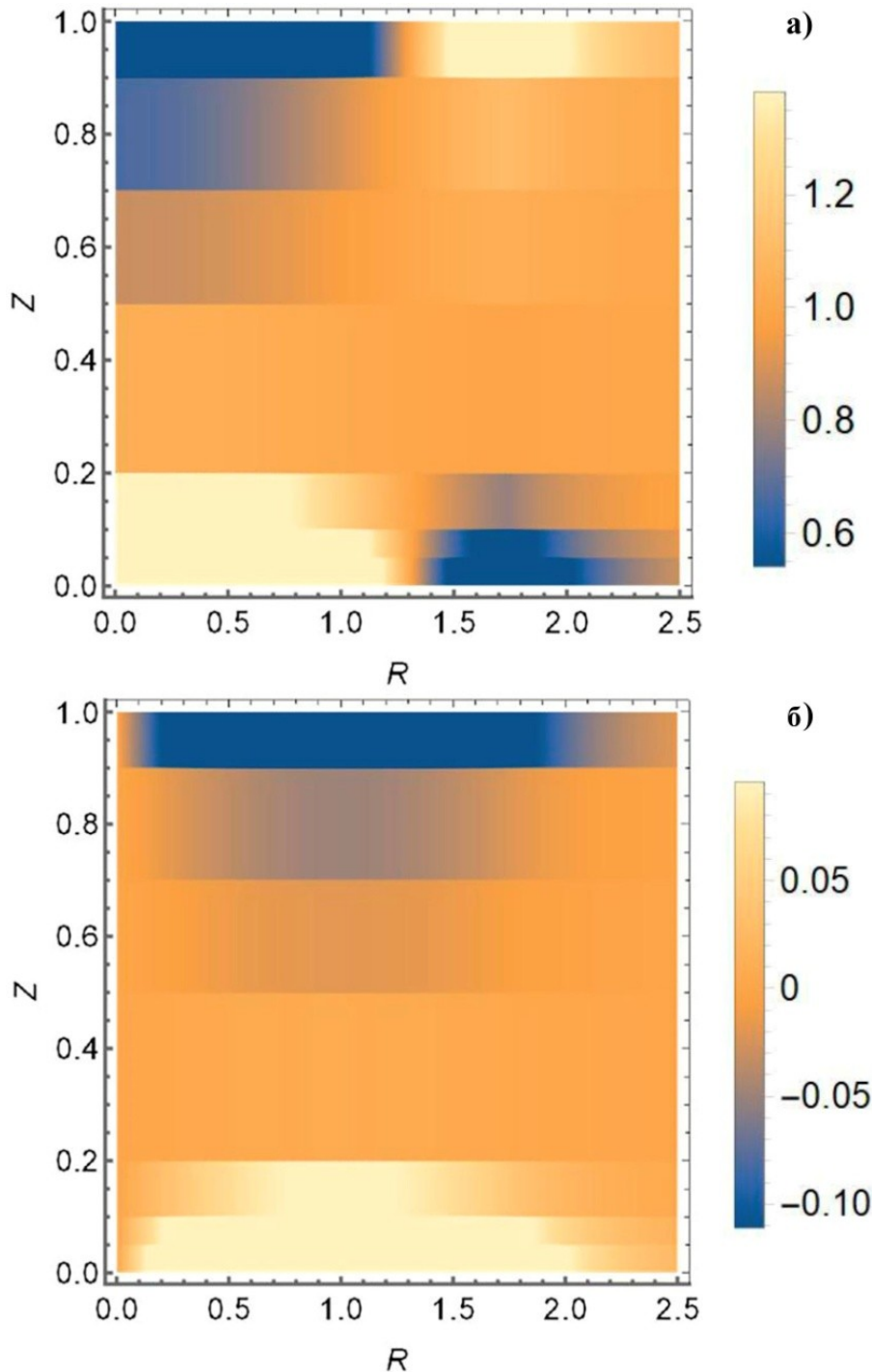


Рисунок 5 - Итоговое безразмерное магнитное поле на начальном этапе роста в зависимости от безразмерных координат  $R$  и  $Z$ :  
 $a - B_z(R,Z)/B_0$ ;  $b - B_\phi(R,Z)/B_0$   
 DOI: <https://doi.org/10.60797/IRJ.2024.148.48.5>

*Примечание: джет сконструирован по высоте с помощью семи линейных участков функции  $f(Z)$*

Через некоторое время, генерируемое неоднородное магнитное поле может превзойти первоначальное однородное поле. Разумеется, на более поздних временах при переходе к квазистационарной стадии необходимо учитывать диссипативные процессы и влияние генерируемого поля на процесс генерации джета.

#### **Заключение**

В настоящей работе в рамках идеальной МГД приведено нелинейное уравнение для функции тока, которое в неустойчивой стратифицированной плазме описывает образование аксиально-симметричных структур, растущих во времени. Полученное уравнение можно решить методом разделения переменных, что позволяет для радиальной части получить в качестве решений функции Бесселя первого порядка. Для удовлетворения всем условиям вблизи оси джета и на его периферии, найденные решения гладко стыкуются в промежуточной области. В результате получается



аналитическое решение для поля скорости применимое для всех значений безразмерных координат  $R$  и  $Z$ . Модель джета характеризуется рядом свободных параметров: характерной радиальной скоростью  $v_0$  и начальной азимутальной скоростью  $v_{0\phi}$ ; характерным радиальным масштабом джета  $r_0$  и вертикальным масштабом  $L$ ; параметром  $m$ , который характеризует радиальную структуру джета; однородным внешним магнитным полем  $B_0$  и инкрементом конвективной неустойчивости  $\gamma$ . Джет может быть сконструирован по вертикали из ряда участков. В данной работе рассчитано поле скорости для джета, который составлен из семи линейных участков. Полоидальная скорость нарастает примерно по экспоненциальному закону, а азимутальная скорость – по сверхэкспоненциальному закону. Вращение джета оказывается дифференциальным, причём для получения решения в квадратурах для азимутальной скорости можно использовать не только линейные, но и степенные зависимости по высоте  $Z^n$ . При  $n < 1$  быстрое возрастание азимутальной скорости по радиусу начинается сразу от оси джета, а при  $n > 1$  вблизи оси наблюдается область относительного затишья. Модель джета обобщена на случай произвольной  $z$ -зависимости частоты Брента – Вайсяля  $\omega_g(z)$ . Найденные соответствующие решения для радиальной и вертикальной компонент скорости. В случае произвольной зависимости от высоты уравнение для азимутальной скорости нельзя решить методом разделения переменных, и зависимость от всех трёх переменных нужно искать численно. В этом случае могут получаться решения с разнонаправленными вращениями. Для начальной стадии развития в работе также найдены вертикальная и азимутальная компоненты генерируемого магнитного поля джета, который составлен из семи линейных участков.

Таким образом, в конвективно-неустойчивой плазме чрезвычайно быстро формируются интенсивные джеты. Обобщённая модель описывает генерацию поля скорости и магнитного поля, величина которых нарастает со временем.

### Финансирование

Работа выполнена в рамках Государственного задания по теме фундаментального научного исследования «Плазма» ИКИ РАН (122042700118-4).

### Конфликт интересов

Не указан.

### Рецензия

Все статьи проходят рецензирование. Но рецензент или автор статьи предпочли не публиковать рецензию к этой статье в открытом доступе. Рецензия может быть предоставлена компетентным органам по запросу.

### Funding

The work was carried out within the State assignment on the topic of fundamental scientific research "Plasma" of SRI RAS (122042700118-4).

### Conflict of Interest

None declared.

### Review

All articles are peer-reviewed. But the reviewer or the author of the article chose not to publish a review of this article in the public domain. The review can be provided to the competent authorities upon request.

### Список литературы на английском языке / References in English

- Chandrasekhar S. Axisymmetric Magnetic Fields and Fluid Motions / S. Chandrasekhar // *Astrophys. J.* — 1956. — Vol. 124. — P. 232–243.
- Blandford R.D. Hydromagnetic flows from accretion disks and the production of radio jets / R.D. Blandford, D.G. Payne // *Mon.Not.R.Astr.Soc.* — 1982. — Vol. 199. — P. 883–903.
- Lovelace R.V.E. Theory of Axisymmetric Magnetohydrodynamic Flows: Disks / R.V.E. Lovelace, C. Mehanian, C.M. Mobarry [et al.] // *Astroph.J.Suppl.Ser.* — 1986. — Vol. 62. — P. 1–37.
- Ferrari A. Modeling extragalactic jets / A. Ferrari // *Ann.Rev.Astron.Astrophys.* — 1998. — Vol. 36. — P. 539–598. — DOI: 10.1146/annurev.astro.36.1.539.
- Marshall H.L. A High-Resolution X-Ray Image of the Jet in M87 / H.L. Marshall, B.P. Miller, D.S. Davis [et al.] // *Astrophys.J.* — 2002. — Vol. 564. — P. 683–687. — DOI: 10.1086/324396.
- Scullion E. Jets in polar coronal holes / E. Scullion, M.D. Popescu, D. Banerjee [et al.] // *Astroph.J.* — 2009. — Vol. 704. — P. 1385–1395. — DOI: 10.1088/0004-637X/704/2/1385.
- Fedun V. Numerical modeling of footpoint-driven magneto-acoustic wave propagation in a localized solar flux tube / V. Fedun, S. Shelyag, R Erdélyi // *Astrophys.J.Lett.* — 2011. — Vol. 727. — P. 17. — DOI: 10.1088/0004-637X/727/1/17.
- Wedemeyer-Böhm S. Magnetic tornadoes as energy channels into the solar corona / S. Wedemeyer-Böhm, E. Scullion, O. Steiner [et al.] // *Nature.* — 2012. — Vol. 486. — P. 505–508. — DOI: 10.1038/nature11202.
- Erickson G.M. Is steady convection possible in the Earth's magnetotail? / G.M. Erickson, R.A. Wolf // *Geophys.Res.Lett.* — 1980. — Vol. 7. — P. 897–900. — DOI: 10.1029/GL007i011p00897.
- Pontius D.H. Transient flux tubes in the terrestrial magnetosphere / D.H. Pontius, R.A. Wolf // *Geophys.Res.Lett.* — 1990. — Vol. 17(1). — P. 49–52. — DOI: 10.1029/GL017i001p00049.
- Chen C. Interpretation of high-speed flows in the plasma sheet / C. Chen, R. Wolf // *J.Geophys.Res.* — 1993. — Vol. 98. — P. 21409–21419. — DOI: 10.1029/93JA02080.
- Grigorenko E.E. THEMIS observations of the current sheet dynamics in response to the intrusion of the high-velocity plasma flow into the near-Earth magnetotail / E.E. Grigorenko, J.-A. Sauvaud, L.C. Palín [et al.] // *J. Geophys. Res. Space Physics.* — 2014. — Vol. 119. — P. 6553–6558. — DOI: 10.1002/2013JA019729.
- Onishchenko O.G. Tornado model for a magnetised plasma / O.G. Onishchenko, V. Fedun, A. Smolyakov [et al.] // *Phys. Plasmas.* — 2018. — Vol. 25. — P. 054503. — DOI: 10.1063/1.5023167.
- Borovsky J. The Earth's plasma sheet as a laboratory for flow turbulence in high- $\beta$  MHD / J. Borovsky, R. Elphic, H. Funsten [et al.] // *J.Plas.Phys.* — 1997. — Vol. 57. — P. 1–34. — DOI: 10.1017/S0022377896005259.
- Chen C.X. Theory of thin-filament motion in Earth's magnetotail and its application to bursty bulk flows / C.X. Chen, R.A. Wolf // *J.Geophys.Res.* — 1999. — Vol. 104 (A7). — P. 14613–14626. — DOI: 10.1029/1999JA900005.

16. Stepanova M. Role of turbulent transport in the evolution of the  $\kappa$  distribution functions in the plasma sheet / M. Stepanova, E.E. Antonova // *J. Geophys. Res. Space Physics.* — 2015. — Vol. 120. — P. 3702–3714. — DOI: 10.1002/2014JA020684.
17. Belyaev V.S. Investigations of the physical nature of the emergence and spread of relativistic astrophysical jets / V.S. Belyaev, A.P. Matafonov, B.V. Zagreev // *J. Modern Physics D.* — 2018. — Vol. 27. — P. 1844002. — DOI: 10.1142/S0218271818440029.
18. Bogoyavlenskij O.I. MHD model of astrophysical jets / O.I. Bogoyavlenskij // *Physics Lett. A.* — 2000. — Vol. 276. — P. 257–266. — DOI: 10.1016/S0375-9601(00)00628-9.
19. Onishchenko O.G. Large-scale Alfvén vortices / O.G. Onishchenko, O.A. Pokhotelov, W. Horton [et al.] // *Phys. Plasmas.* — 2015. — Vol. 22. — P. 122901. — DOI: 10.1063/1.4936978.
20. Bellan P.M. Experiments and models of MHD jets and their relevance to astrophysics and solar physics / P.M. Bellan // *Phys. Plasmas.* — 2018. — Vol. 25. — P. 055601. — DOI: 10.1063/1.5009571.
21. Onishchenko O.G. A model of generation of a jet in stratified nonequilibrium plasma / O.G. Onishchenko, S.N. Artekha, N.S. Artekha [et al.] // *Indian Journal of Physics.* — 2024. — Vol. 98. — P. 2549–2558. — DOI: 10.1007/s12648-023-03005-2.
22. Onishchenko O.G. Dust devil dynamics in the internal vortex region / O.G. Onishchenko, O.A. Pokhotelov, W. Horton // *Phys. Scr.* — 2015. — Vol. 90. — P. 068004. — DOI: 10.1088/0031-8949/90/6/068004.