

МГД МОДЕЛИРОВАНИЕ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ И ЛАБОРАТОРНЫХ ДЖЕТОВ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ КОНФИГУРАЦИЯХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

© 2024 г. О. Д. Торопина*, Г. С. Бисноватый-Коган*, С. Г. Моисеенко*

Институт космических исследований Российской академии наук, Москва, Россия

**E-mail: toropina@cosmos.ru*

Поступила в редакцию 21.02.2024 г.

После доработки 11.03.2024 г.

Принята в печать 11.03.2024 г.

В настоящей работе представлены результаты МГД моделирования астрофизических и лабораторных сверхзвуковых джетов при суперпозиции полоидального (B_r , B_z) и тороидального (B_ϕ) магнитных полей. Показано, что вылетающее вещество быстро коллимируется магнитным полем. Образуется ударная волна вытянутой формы, которая движется от мишени к границе камеры, оставляя за собой устойчивое течение. Внутри основной конической расширяющейся ударной волны наблюдается периодическая ударно-волновая структура. Показано, что тороидальный компонент магнитного поля остается в области на протяжении всего расчета и играет роль в коллимации потока. Полоидальное магнитное поле уменьшается в области конуса джета, но сохраняется в области моделирования на всем протяжении расчета и также участвует в коллимации потока. Таким образом, в коллимации потока магнитным полем принимают участие оба компонента B_z и B_ϕ . Ширина джета и угол раствора конуса θ зависят от величины индукции магнитного поля. По мере увеличения поля джет становится более узким, а угол раствора конуса уменьшается. Изначально мы не задаем вращение джета Ω . Однако благодаря наличию поля B_ϕ вещество приобретает угловую скорость и закручивается вдоль оси z . Результаты моделирования качественно согласуются с лабораторными джетами, возникающими в эксперименте на лазерной установке «Неодим», и с ранее полученными результатами МГД моделирования образования джетов отдельно, в полоидальном или тороидальном магнитном поле.

Ключевые слова: астрофизические джеты, МГД, численное моделирование, лабораторная астрофизика

DOI: 10.31857/S0004629924040066 **EDN:** KFNWQO

1. ВВЕДЕНИЕ

Астрофизические джеты наблюдаются в самых различных астрономических объектах. В радиодиапазоне многие квазары и активные ядра галактик (AGN) часто представляют собой яркие компактные источники, из которых вылетают одиночные или двойные узконаправленные плазменные струи (джеты). В некоторых случаях они бывают видны в оптическом и в рентгеновском диапазонах. Наиболее известные объекты: ядро гигантской эллиптической галактики M87 в созвездии Дева [1, 2] и первый из открытых квазаров 3C 273 [3]. Джеты наблюдаются в компактных объектах в двойных системах и в молодых звездах, а также могут возникать при взрыве коллапсирующих сверхновых [4]. Анизотропный взрыв, который считается возможной причиной происхождения космических гамма-всплесков, также сопровождается формированием узконаправленного джета.

Форма струйного выброса зависит от многих параметров, существенным образом влияющих на коллимацию плазмы. Например, хорошо известный джет от молодой звезды IRAS 17527–2439 имеет извилистую структуру, которая обусловлена изменением направления струи с течением времени из-за притяжения звезд-компаньонов. Магнитные поля могут придавать джетам узконаправленную форму. Процессы формирования и эволюции релятивистских джетов представляют собой одну из самых интересных задач современной астрофизики [5, 6].

Основные направления изучения астрофизических джетов — это наблюдения в оптическом, рентгеновском и радиодиапазонах, а также многомерное численное моделирование. Для успешного и корректного моделирования необходимо учесть ряд физических процессов, происходящих в релятивистских струйных выбросах, в том числе магнитное поле и гравитационное поле центрального объекта, а воз-

можно, и звезд-компаньонов. Некоторое время назад для исследования астрофизических джетов начали применяться методы лабораторной астрофизики, которые позволяют создавать релятивистские струи плазмы в лабораторных условиях при помощи лазеров и дают возможность исследовать структуру, эволюцию и особенности строения джетов. Сопоставить результаты лабораторных экспериментов с результатами астрофизических наблюдений и численного моделирования можно с помощью методов подобия [7, 8].

Ранее мы численно исследовали формирование струйных выбросов плазмы в полоидальном [9] и тороидальном магнитных полях [10], где получили значительное сходство расчетных параметров с параметрами джетов от молодых звезд. Результаты расчетов показали качественное соответствие с результатами лазерного эксперимента по образованию джетов на установке «Неодим» (ЦНИИМАН) [11].

Для теоретического описания происходящих в джетах процессов можно применять методы многомерного численного моделирования. Численные расчеты позволяют получить детальную картину течения вещества в джете и ударно-волновую структуру течения. Численное моделирование позволяет проводить расчеты как для начальных данных, соответствующих астрофизическим джетам, так и для набора параметров из лабораторного эксперимента.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Основная цель данного исследования — численное моделирование процессов формирования и эволюции джетов, анализ результатов и сравнение их с наблюдаемыми в радио, рентгеновском и оптическом диапазонах астрофизическими джетами, а также с результатами плазменных лабораторных экспериментов, имитирующих образование астрофизических джетов. Здесь представлены результаты моделирования джетов при наличии магнитного поля, содержащего все три компонента (B_r , B_z , B_ϕ).

Мы не рассматриваем, также как и в [9, 10], процессы лазерного нагрева и испарения вещества мишени, предшествующие образованию и формированию джета. Процессы лазерной абляции исследованы в большом количестве работ, например, в работах Мажукина и др. [12, 13, 14]. В процессе моделирования мы считаем, что процесс абляции уже завершился, и протоны и электроны испарились с поверхности мишени, и учитываем это при определении начальных и граничных условий. Для численного моделирования эксперимента используется стандартная система уравнений магнитной гидродинамики с учетом конечной проводимости [15].

2.1. Лабораторный эксперимент

Мы сравниваем полученные результаты с лабораторными экспериментами по исследованию пространственного распределения пучков ускоренных протонов, которые проводились в ЦНИИМАН группой В. С. Беляева и А. П. Матафонова на созданной ими 10 ТВт пикосекундной лазерной установке «Неодим» [11].

Установка «Неодим» имеет следующие параметры лазерного импульса: энергия до 10 Дж, длина волны 1.055 мкм, длительность 1.5 пс. Система фокусировки на основе внеосевого параболического зеркала с фокусным расстоянием 20 см обеспечивает концентрацию не менее 40% энергии лазерного пучка в пятно диаметром 15 мкм и пиковую интенсивность $(2 - 5) \times 10^{18}$ Вт/см². Схема эксперимента показана на рис. 1.

В цилиндрической камере в качестве мишени (М) использовалась фольга из меди (Cu), толщиной 30 мкм либо 50 мкм или фольга из тантала (Ta) толщиной 50 мкм. На расстоянии 20 мм от мишени по нормали перед мишенью (А), по нормали за мишенью (В) располагались трековые детекторы CR-39. Перед трековыми детекторами CR-39 устанавливались фильтры из Al толщиной от 11 до 80 мкм. К центральной области мишени с диаметром 10 мкм однородно и мгновенно прикладывалась

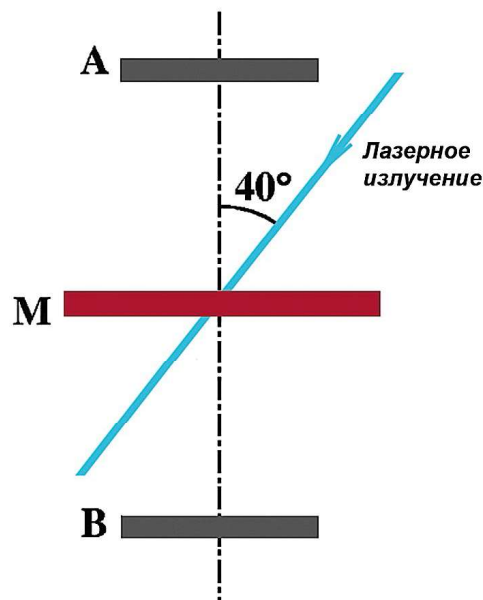


Рис. 1. Схема лазерного эксперимента. На мишень М (Cu 30 мкм, 50 мкм, либо Ta 50 мкм) приходит лазерное излучение. В результате нагрева мишени возникают два направленных протонных пучка, которые фиксируют трековые детекторы CR-39 А и В.

энергия лазерного излучения $10 \text{ Дж} = 6.24 \times 10^{19} \text{ эВ}$. В результате нагрева мишени возникали два направленных симметричных протонных пучка, которые регистрируются только в направлении нормали перед мишенью (А) и за мишенью (В). В численном моделировании для простоты рассматривается только один из этих пучков.

На трековых детекторах были получены изображения протонных пучков с различной энергией. Было обнаружено, что изображения часто представляют собой кольцевые структуры. Причем, для одной и той же мишени из Си толщиной 50 мкм при увеличении энергии протонного пучка с 0.8 до 1.7 МэВ угол отклонения протонов уменьшался с 21.8° до 15.4° . А в случае протонных пучков с одинаковой энергией ($E_p > 1.7 \text{ МэВ}$) при увеличении толщины мишени из фольги из одного и того же материала Си от 30 до 50 мкм угол раствора конуса пучка протонов одинаковой энергии ($E_p > 1.7 \text{ МэВ}$) уменьшался с 20.5° до 15.4° . При переходе от одной мишени Си (50 мкм) к другой Та (50 мкм) одинаковой толщины, но с большим атомным номером атомов мишени ($Z_{\text{Cu}} = 29$, $Z_{\text{Ta}} = 73$) угол раствора конуса пучка протонов так же уменьшался с 15.4° до 5.7° [9].

В ряде экспериментов было показано, что образование выброса связано с нагревом пластины, а форма и угол падения лазерного пучка не играет роли. Поэтому можно считать, что разогретое лазером пятно на мишени имеет форму круга и для построения математической модели джета использовать осесимметричное приближение.

2.2. Область моделирования

Для моделирования задачи выбрана инерциальная лабораторная цилиндрическая система координат (r, ϕ, z) с центром в середине мишени, ось z перпендикулярна мишени. В задаче предполагается осевая симметрия в распределении всех макроскопических величин ρ , T , v , B , $\partial / \partial \phi = 0$, однако вычисляются все три компонента скорости v и магнитного поля B . Моделирование проводится в половине координатной плоскости (r, z) . В задаче используется равномерная разностная сетка, координаты узлов сетки лежат в пределах $0 \leq r \leq R_{\text{max}}$, $0 \leq z \leq Z_{\text{max}}$. Размеры области моделирования равны $Z_{\text{max}} = 5.12$, $R_{\text{max}} = 2.56$. Моделирование проводится на равномерной сетке (r, z) с числом ячеек $N_r \times N_z = 257 \times 513$ или $N_r \times N_z = 513 \times 1026$. Центральная область ми-

шени, к которой однородно и мгновенно прикладывается энергия лазерного излучения, представляет собой однородный цилиндр с радиусом R_d и толщиной Z_d . При этом $R_d / R_{\text{max}} = 0.06$ и $Z_d / Z_{\text{max}} = 0.03$. Схема области моделирования приведена на рис. 2.

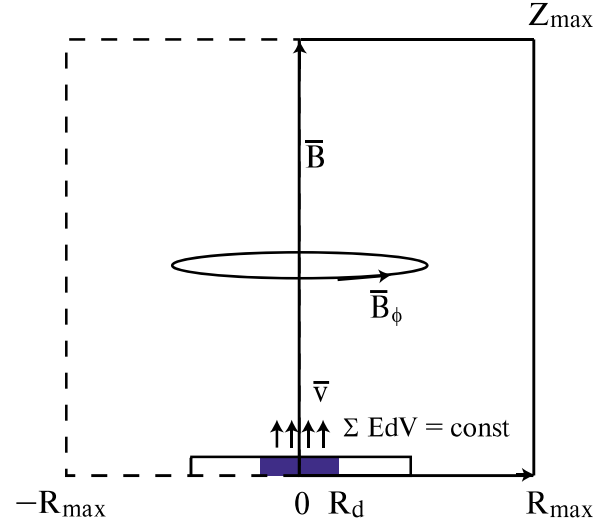


Рис. 2. Схема области моделирования: используется инерциальная цилиндрическая система координат (r, ϕ, z) с центром в середине мишени, ось z перпендикулярна мишени. Задано полоидальное B и торoidalное магнитное поле B_ϕ . Центральная область мишени представляет собой однородный цилиндр радиуса $R_d \ll R_{\text{max}}$, Z_{max} и толщины $Z_d \ll R_{\text{max}}$, Z_{max} .

2.3. Система уравнений

Для численного моделирования процессов образования и коллимации джетов в лабораторном эксперименте используется стандартная система уравнений магнитной гидродинамики с учетом конечной проводимости [15] в отсутствие гравитации.

$$\partial \rho / \partial t + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p + 1/c \mathbf{J} \times \mathbf{B}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla^2 \mathbf{B}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial (\rho \epsilon)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \epsilon \mathbf{v}) = -p \nabla \cdot \mathbf{v} + \frac{\mathbf{J}^2}{\sigma}, \quad (4)$$

$$\frac{4\pi}{c} \mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{B}. \quad (5)$$

Переменные в системе уравнений имеют следующие значения: ρ — плотность вещества, v — скорость, B — индукция магнитного поля, ε — внутренняя энергия единицы массы вещества, J — плотность электрического тока, σ — эффективная электропроводность среды, c — скорость света. Для описания термодинамических свойств вещества используется адиабатическое уравнение состояния идеального газа:

$$p = (\gamma - 1)\rho\varepsilon.$$

Здесь γ — показатель адиабаты. Для текущей задачи выбрано значение $\gamma = 5/3$, которое соответствует показателю адиабаты одноатомного нерелятивистского газа. В системе уравнений (1–5) учтен закон Ома в виде:

$$\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \cdot \mathbf{B}/c).$$

Магнитная вязкость $\eta_m \equiv c^2 / (4\pi\sigma)$, проводимость σ и показатель адиабаты γ считаются постоянными во всей области расчета и не изменяются во времени. Рассматривается скалярная проводимость плазмы. Токами Холла пренебрегалось.

2.4. Магнитное поле

В предыдущих сериях расчетов магнитное поле в области моделирования имело одну из двух конфигураций: полоидальное поле (B_r, B_z) [9] либо тороидальное поле B_ϕ [10]. В первом случае для точного выполнения условия равенства $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ в расчетах вместо полоидальных компонентов магнитного поля (B_r, B_z) использовался тороидальный компонент A_ϕ вектор-потенциала магнитного поля $\mathbf{A}$, $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$. Во втором случае было задано тороидальное магнитное поле B_ϕ , для которого в качестве наиболее подходящей модели было выбрано поле проводника с током, направленного вдоль оси z , как в работе [10].

Мы учитываем здесь все три компонента магнитного поля: B_r, B_z и B_ϕ . Полоидальные компоненты поля B_r, B_z вычисляем с помощью тороидального компонента A_ϕ вектор-потенциала поля: $B_r = -\partial A_\phi / \partial z$ и $B_z = (1/r)\partial(rA_\phi) / \partial r$.

Тороидальный компонент поля B_ϕ задаем как поле проводника с током, направленного вдоль оси z , как схематично показано на рис. 2: для $0 \leq r \leq R_d$ $B_\phi = B_0 r / R_d$, для $R_d \leq r \leq R_{\max}$ $B_\phi = B_0 R_d / r$, где B_0 — постоянная величина, на оси z поле $B_\phi = 0$.

После приведения системы уравнений (1–5) к безразмерному виду в ней возникают два характерных безразмерных параметра. Первый параметр,

$$\beta = \frac{8\pi P_{0,jet}}{B_0^2} = \frac{2}{\gamma} \frac{c_{s0}^2}{V_{A0}^2}, \quad (6)$$

определяет соотношение между характерными значениями давления вещества $P_{0,jet} = \rho_{0,jet} c_{s0}^2 / \gamma$ и энергии единицы объема магнитного поля. Здесь $\rho_{0,jet}$ — плотность втекающего вещества на границе расчетной области, $P_{0,jet}$, c_{s0} — давление и скорость звука во втекающем веществе, B_0 — индукция магнитного поля в области, $V_{A0} = \frac{B_0}{\sqrt{4\pi\rho_{0,jet}}}$ — альфвеновская скорость втекающего вещества на границе расчетной области.

Второй параметр — характерная безразмерная магнитная вязкость (или обратное ей характерное магнитное число Рейнольдса Re_M)

$$\tilde{\eta}_M = \frac{\eta_M}{L_0 V_{A0}} = \frac{c^2}{4\pi\sigma L_0 V_A} = 1 / Re_M. \quad (7)$$

Здесь σ — постоянная эффективная проводимость плазмы, L_0 — характерный размер и V_A — характерная альфвеновская скорость, используемая при определении магнитного числа Рейнольдса Re_M . В качестве характерного размера L_0 был взят масштаб задачи $R_{\max}$. В качестве характерной скорости V_0 взята альфвеновская скорость втекающего вещества на границе расчетной V_{A0} .

Для решения системы уравнений использовалась осесимметричная разностная МГД схема с конечной проводимостью гибридного типа, основанная на методе локальных итераций [16] и методе коррекции потоков [17, 18]. Для решения астрофизических задач эта схема впервые была использована в работах [19, 20] и получила дальнейшее развитие в работах [21, 22].

2.5. Граничные и начальные условия

Система уравнений (1–5) численно решалась в цилиндрической области $0 \leq z \leq Z_{\max}$, $0 \leq r \leq R_{\max}$. Предполагалось, что на границах ($z = Z_{\max}$, $0 < r \leq R_{\max}$), ($z = 0$, $R_d \leq r \leq R_{\max}$), ($r = R_{\max}$, $0 \leq z \leq Z_{\max}$) есть магнитное поле, но отсутствуют токи, и были заданы свободные граничные условия, т. е. для любой величины f , $\partial f / \partial n = 0$.

Здесь $\partial f / \partial n$ — производная по нормали к поверхности. В соответствии с предположением об осевой симметрии, граничные условия на оси z ($r = 0$, $0 < z < Z_{\max}$) записываются как

$$v_r = v_\phi = 0, \quad A_\phi = B_\phi = 0.$$

На части границы ($z = 0$, $R_d \leq r \leq R_{\max}$) были заданы фиксированные граничные условия, $\rho = \rho_0$ и $v_0 = 0$, чтобы запретить втекание вещества в область моделирования через эту границу. На границе ($z = Z_{\max}$, $0 \leq r \leq R_{\max}$) были заданы свободные граничные условия $\partial / \partial n = 0$, чтобы позволить веществу вытекать из области. Втекание вещества через эту границу в область моделирования также запрещено. На цилиндрической границе ($0 \leq z \leq Z_{\max}$, $r = R_{\max}$) также были заданы свободные граничные условия $\partial / \partial n = 0$. Для изучения влияния граничных условий была проведена серия расчетов с различными размерами области моделирования.

Для полоидального компонента магнитного поля использовался векторный потенциал магнитного поля $A = A_\phi$, который был задан во всей области расчета. Для однородного магнитного поля B , сонаправленного с осью z , векторный потенциал записывается следующим образом: $A_\phi = rB$, $A_r = 0$, $A_z = 0$. Тороидальный компонент магнитного поля B_ϕ был задан по формуле поля проводника с током, направленного вдоль оси z : для $0 \leq r \leq R_d$ $B_\phi = B_0 r / R_d$, для $R_d \leq r \leq R_{\max}$ $B_\phi = B_0 R_d / r$, где B_0 — постоянная величина. При этом автоматически гарантировано, что поле на оси z $B_\phi = 0$.

В начальный момент времени $t = 0$ магнитное поле в области представляет собой магнитное поле, заданное приведенным выше способом. Начальная плотность вещества во всей области моделирования, за исключением мишени, была однородной и имела малое значение, $\rho = \rho_0$. Начальная скорость вещества во всей области моделирования, за исключением центральной области, $v_z = v_r = 0$. Вещество не имеет углового момента ($v_\phi = 0$).

В центральной области $0 \leq r \leq R_d$, $0 \leq z \leq Z_d$ задано значение плотности $\rho \gg \rho_0$ и сверхзвуковая скорость вылетающего из мишени вещества. Большинство расчетов было проведено для начальных

чисел Маха $M = 3$ и $M = 6$. В большинстве исследованных случаев вылетающее из центральной области вещество несет магнитное поле, по величине и структуре аналогичное магнитному полю в области моделирования.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Мы провели значительный ряд тестовых расчетов для проверки корректности выбранной модели магнитного поля и устойчивости системы. Один из наиболее интересных случаев, показывающих эволюцию джета в умеренном магнитном поле, имеет параметры: $\beta = 8\pi P_\infty / B_0^2 = 10^{-2}$ и $M = 3$. Безразмерная магнитная вязкость равна $\tilde{\eta}_M = 1 / \text{Re}_M = 10^{-5}$. Начальная плотность вещества во всей области моделирования однородна и имеет малое значение, $\rho = \rho_0$. Начальная скорость вещества во всей области моделирования, за исключением мишени, нулевая, $v_z = v_r = 0$. Вещество не имеет углового момента, $v_\phi = 0$. В области мишени $0 \leq r \leq R_d$, $0 \leq z \leq Z_d$ задан впрыск вещества со значением плотности $\rho \approx 300\rho_0$ и сверхзвуковой скоростью вылетающих из мишени частиц $v = Mc_s$, где $c_s = \gamma P_0 / \rho_0$ — скорость звука в невозмущенной области, M — число Маха. Скорость втекающего в расчетную область через границу мишени вещества в начальный момент времени имеет только z -компоненту v_z ; $v_r = 0$. Втекающее вещество имеет такое же магнитное поле, как и поле в области в начальный момент времени.

На рис. 3 показана эволюция течения вещества. Цветная заливка соответствует логарифму плотности вещества ρ , стрелками обозначены векторы скоростей. Можно видеть, что вещество мишени под воздействием энергии лазерного излучения начинает лететь вдоль оси z в направлении детектора. Сразу после выброса течение немного расширяется, но затем коллимируется магнитным полем. Образуется ударная волна вытянутой формы, которая движется от мишени к границе камеры. Влияние внешнего газа на коллимацию потока в данном случае незначительно. Внутри основной ударной волны вещество неоднородно, можно различить множественные перепады плотности.

Более детально картина истечения в момент времени $T_4 = 2.5$ показана на рис. 4. Для большей визуализации деталей контрастность рисунка понижена. Можно видеть, что джет имеет сложную конфигурацию. Внутри основной конической рас-

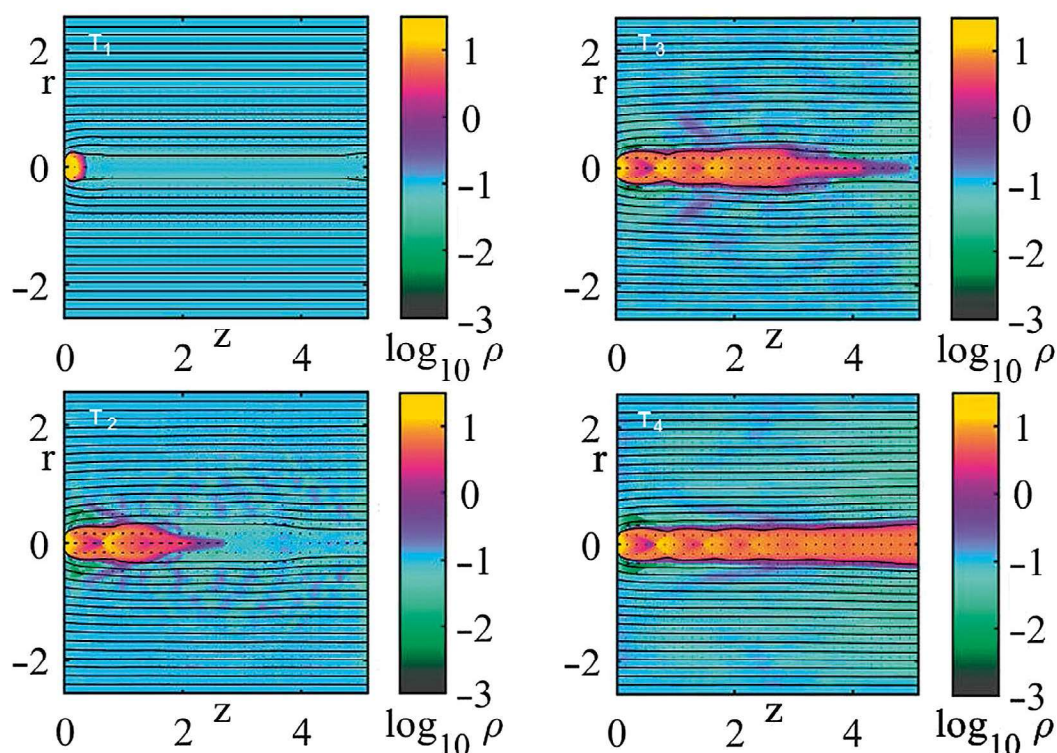
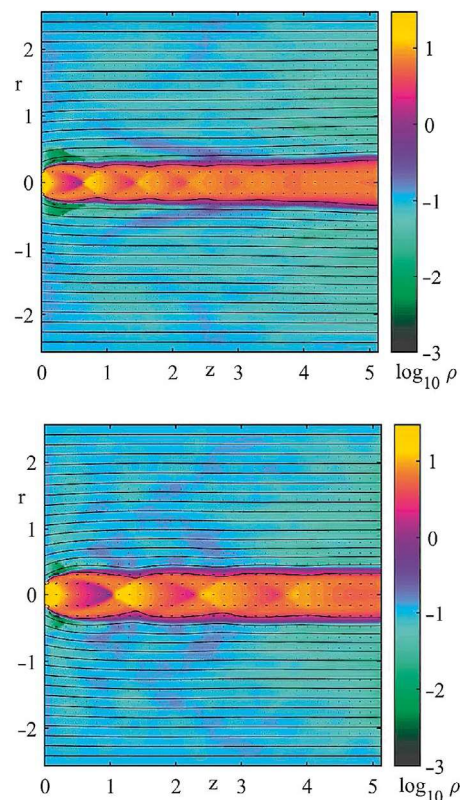


Рис. 3. Картина течения вещества при формировании джета в магнитном поле в моменты времени (сверху вниз и слева направо): $T_1 = 0.1$, $T_2 = 0.8$, $T_3 = 1.6$, $T_4 = 2.5$ для случая с параметрами $b_0 = 1$, $\beta = 10^{-2}$ и $M = 3$. Цветной заливкой обозначен логарифм плотности, тонкие сплошные линии соответствуют силовым линиям полоидального поля.

Рис. 4. Структура джета в магнитном поле в момент времени $T_4 = 2.5$. Вверху: случай с параметрами $b_0 = 1$, $\beta = 10^{-2}$ и $M = 3$. Внизу: случай с параметрами $b_0 = 1$, $\beta = 10^{-2}$ и $M = 6$. Цветной заливкой обозначен логарифм плотности, тонкие сплошные линии соответствуют силовым линиям полоидального поля. Для визуализации деталей контрастность рисунка понижена.



ширяющейся ударной волны имеется ударно-волновая структура, которая имеет периодичный характер, так называемые «бочки». Посредством «бочек» происходит выравнивание статических давлений. Интенсивность ударно-волновых процессов максимальна в первой «бочке» и заметно снижается в следующих. Об этом так же свидетельствуют рис. 5 и 6. Кроме того, рис. 4 позволяет оценить значение угла раствора конуса ударной волны как $\theta \approx 15^\circ$.

На рис. 5 показано распределение логарифма плотности ρ вдоль оси z на расстоянии $r = 0.01$ (сплошная линия) и $r = 0.16$ (штриховая линия) в момент времени $T = 2.5$. Вблизи границы конуса джета плотность уменьшается равномерно, а внутри конуса наблюдаются многочисленные колебания плотности. На рис. 6 показано число Маха $M = v/c_s$ вдоль оси z на аналогичных расстояниях и в тот же момент времени $T = 2.5$. Наблюдаются колебания числа Маха M внутри джета, слабые на границе и значительные внутри джета (см. рис. 6). Сопоставив рисунки, можно видеть, что минимумам плотности соответствуют максимумам числа Маха M . Это подтверждает образование внутри конуса джета мелких ударных волн, «бочек», распространяющихся в направлении основной ударной волны.

На рис. 7 можно проследить эволюцию тороидального компонента магнитного поля в области моделирования. Начальное распределение индукции магнитного поля B_ϕ вдоль оси r показано сплошной линией. Его структура в начальный момент времени $T_0 = 0$ соответствует полю проводника с током, направленного вдоль оси z . В моменты времени $T_1 = 1.2$ и $T_2 = 2.5$ поле B_ϕ уменьшается по абсолютному значению и быстро спадает вдоль r к границе области (пунктирная и штриховая линии). Таким образом, тороидальный компонент магнитного поля сохраняется в области на протяжении всего расчета и играет роль в коллимации потока.

Полоидальный компонент поля B_z показан на рис. 8. Распределение B_z вдоль радиуса на разных расстояниях от мишени свидетельствует о том, что полоидальное магнитное поле хотя и уменьшается в области конуса джета, но сохраняется в области моделирования на всем протяжении расчета и также играет роль в коллимации потока.

Изначально мы не задаем вращение джета Ω . Однако благодаря наличию всех трех компонентов магнитного поля, B_r , B_ϕ и B_z , вещество начинает закручиваться вдоль оси z . На рис. 9 можно видеть, что в момент времени $T = 0.0$ на расстоянии $z = 1.128$ угловая скорость $\Omega = v_\phi / r$ вдоль оси r была нулевой (сплошная линия). Распределение угловой скорости в момент времени $T = 1.2$ показано пунктиром, а моменту $T = 2.5$ соответствует штриховая линия.

Мы видим, что в коллимации потока магнитным полем принимают участие оба компонента B_z и B_ϕ . На данный момент сложно сказать, какой компонент вносит больший вклад, и необходимы дополнительные расчеты.

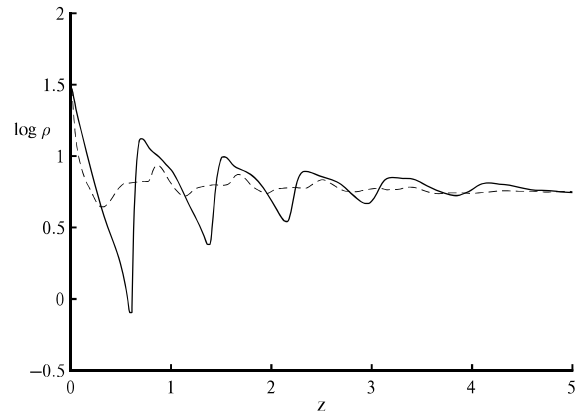


Рис. 5. Распределение логарифма плотности вещества вдоль оси z на расстоянии $r = 0.01$ (сплошная линия) и $r = 0.16$ (штриховая линия) в момент времени $T = 2.5$ для случая с параметрами $\beta = 10^{-2}$ и $M = 3$.

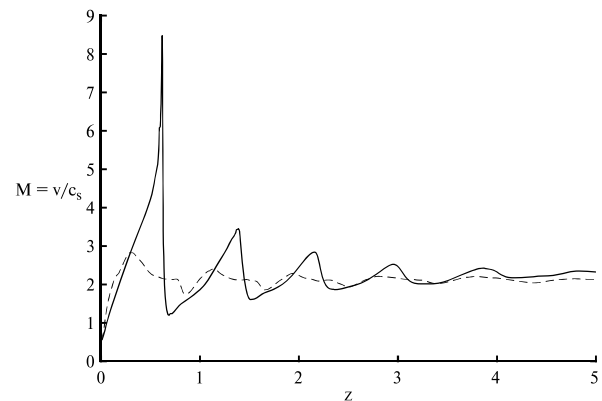


Рис. 6. Число Маха $M = v/c_s$ вдоль оси z на расстоянии $r = 0.01$ (сплошная линия) и $r = 0.16$ (штриховая линия) в момент времени $T = 2.5$ для случая с параметрами $\beta = 10^{-2}$ и $M = 3$.

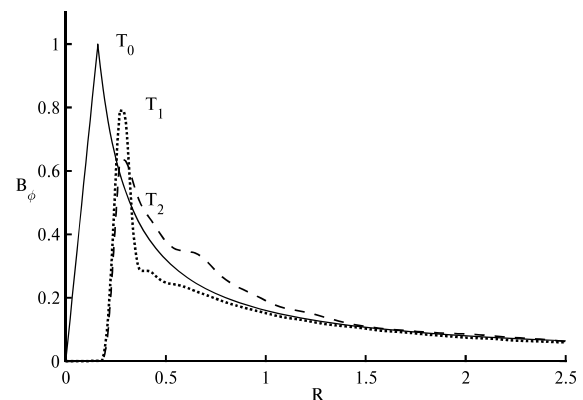


Рис. 7. Распределение индукции магнитного поля B_ϕ вдоль оси r на одном и том же расстоянии $z = 0.2$ в моменты времени $T = 0.0$, $T = 1.2$, $T = 2.5$ для случая с параметрами $\beta = 10^{-2}$ и $M = 3$.

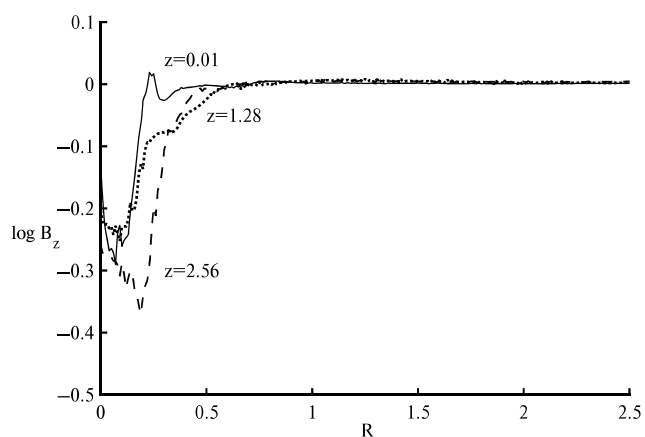


Рис. 8. Распределение индукции магнитного поля B_z вдоль оси r на расстоянии $z = 0.01$, $z = 1.28$, $z = 2.56$ в момент времени $T = 2.5$, для случая с параметрами $\beta = 10^{-2}$ и $M = 3$.

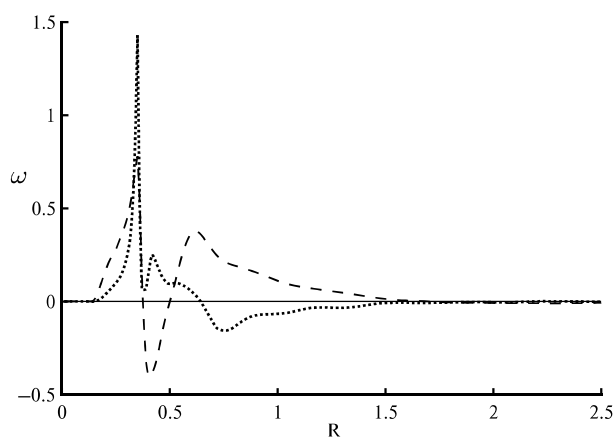


Рис. 9. Распределение угловой скорости ω вдоль оси r на расстоянии $z = 1.128$ в моменты времени $T = 0.0$ (сплошная линия), $T = 1.2$ (пунктирная линия) и $T = 2.5$ (штриховая линия) для базового случая с параметрами $b_0 = 1.0$, $\beta = 10^{-2}$ и $M = 3$.

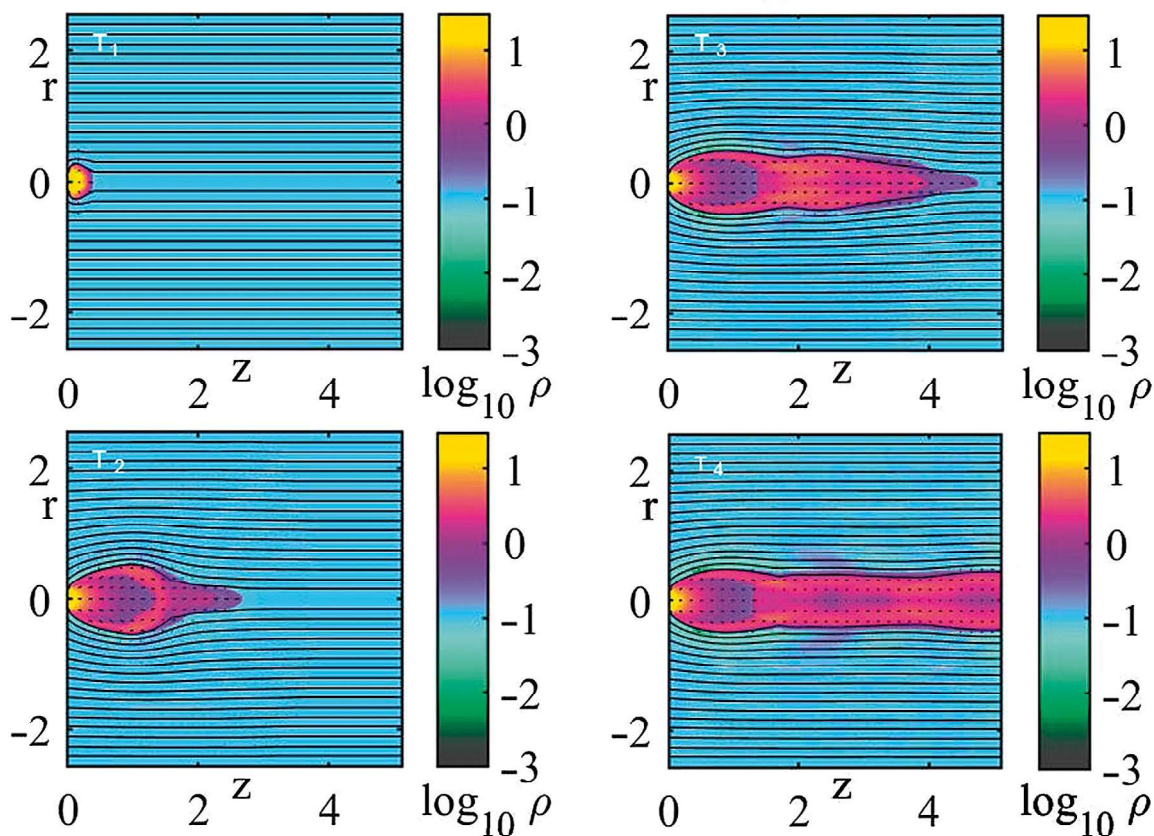


Рис. 10. Картина течения вещества при формировании джета в магнитном поле в моменты времени (сверху вниз слева направо): $T_1 = 0.1$, $T_2 = 0.8$, $T_3 = 1.6$, $T_4 = 2.5$ для случая с параметрами $b_0 = 0.5$, $\beta = 10^{-2}$ и $M = 3$. Цветной заливкой обозначен логарифм плотности, тонкие сплошные линии соответствуют силовым линиям полидального поля.

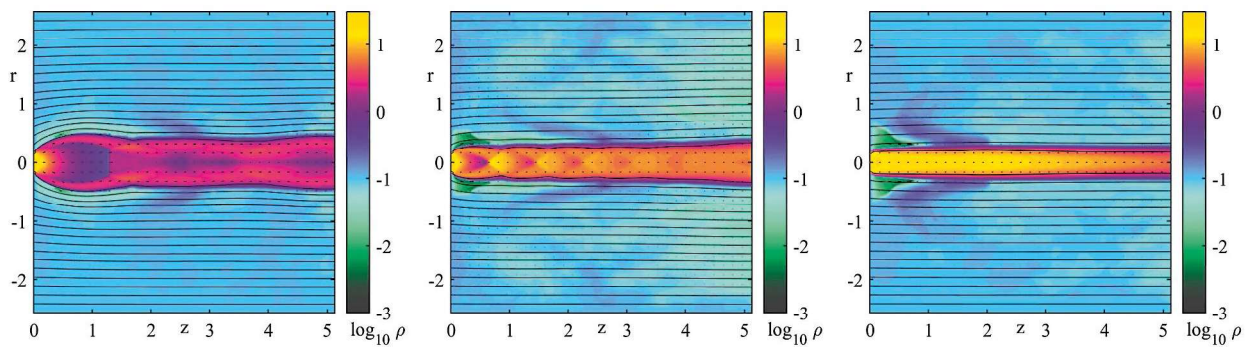


Рис. 11. Картина течения вещества в один и тот же момент времени $T_4 = 2.5$ для трех случаев, отличающихся величиной индукции магнитного поля. Слева направо коэффициенты усиления поля $b_0 = 0.5$, $b_0 = 1.0$ и $b_0 = 2.0$. Число Маха одинаково и равно $M = 3$.

При увеличении числа Маха до $M = 6$ большинство параметров модели почти совпадают с предыдущим случаем, но джет распространяется гораздо быстрее, его ударно-волновая структура выражена сильнее и имеет более четко выраженную форму. Внутри истечения также наблюдается периодическая ударно-волновая структура в виде «бочек». Они более вытянуты и имеют больший перепад плотности по сравнению со случаем $M = 3$ (см. рис. 4).

В расчетах с уменьшенной в 2 раза индукцией магнитного поля B_z и B_ϕ , т. е. $B_z = b_0 B_{z0}$, $B_\phi = b_0 B_{\phi0}$, где коэффициент $b_0 = 0.5$, мы также наблюдаем первоначальное расширение вещества, а затем коллимацию джета, но более слабую, чем в базовом случае. Как видно из рис. 10 и левой панели рис. 11, конус джета становится более толстым и угол раствора конуса увеличивается. Напротив, при увеличении в 2 раза индукции магнитного поля, $B_z = b_0 B_{z0}$, $B_\phi = b_0 B_{\phi0}$, где коэффициент $b_0 = 2.0$, коллимация истечения становится сильнее, джет более тонкий и угол раствора конуса уменьшается. На рис. 11 показана картина течения вещества в один и тот же момент времени $T_4 = 2.5$ для трех случаев, отличающихся величиной индукции магнитного поля. Коэффициенты усиления поля $b_0 = 0.5$, $b_0 = 1.0$ и $b_0 = 2.0$. Можно видеть, что по мере усиления поля джет приобретает более четкую структуру, становится более тонким, угол раствора конуса уменьшается.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлены результаты МГД моделирования сверхзвуковых джетов при суперпозиции полоидального (B_r , B_z) и тороидального (B_ϕ) магнитного поля. Показано, что вылета-

ющее вещество быстро коллимируется магнитным полем. Образуется ударная волна вытянутой формы, которая движется от мишени к границе камеры, оставляя за собой устойчивое истечение. Внутри основной конической расширяющейся ударной волны наблюдается ударно-волновая структура с периодичным характером. Изначально мы не задаем вращение джета Ω . Однако благодаря наличию всех трех компонентов магнитного поля B_r , B_ϕ и B_z вещество приобретает угловую скорость и закручивается вдоль оси z . Показано, что тороидальный компонент магнитного поля сохраняется в области на протяжении всего расчета и играет роль в коллимации потока. Полоидальное магнитное поле уменьшается в области конуса джета, но сохраняется в области моделирования на всем протяжении расчета и так же влияет на коллимацию потока. Таким образом, в коллимации потока магнитным полем принимают участие оба компонента B_z и B_ϕ . На данный момент сложно сказать, какой компонент вносит больший вклад, и необходимы дополнительные расчеты. Ширина джета и угол раствора конуса θ зависят от величины индукции магнитного поля. По мере увеличения поля джет становится более узким, а угол раствора конуса уменьшается. Найденное в результате моделирования значение угла раствора конуса ударной волны для $\theta \approx 10 - 15^\circ$ примерно соответствует значениям, полученным в лазерном эксперименте. Аналогичные результаты мы получили ранее при МГД моделировании образования джетов в одном только полоидальном [9] или тороидальном магнитном поле [10]. Это указывает на то, что в коллимации джетов могут принимать участие оба компонента магнитных полей.

Формирование и коллимация как астрофизических, так и лабораторных джетов представляет собой сложное физическое явление с большим количеством различных физических процессов. Используемое приближение магнитной гидродинамики является первым шагом в исследовании данной проблемы. Результаты моделирования показывают удовлетворительное соответствие с результатами лабораторных экспериментов и параметрами молодых звезд.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках направления 10-й научной программы Национального центра физики и математики «Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика».

БЛАГОДАРНОСТИ

Также выражаем благодарность В. В. Савельеву (ИПМ РАН) за предоставленную исходную версию программы МГД моделирования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. S. Wilson and Y. Yang, 568(1), 133 (2002).
2. H. L. Marshall, B. P. Miller, D. S. Davis, E. S. Perlman, M. Wise, C. R. Canizares, and D. E. Harris, 564(2), 683 (2002).
3. H. L. Marshall, D. E. Harris, J. P. Grimes, J. J. Drake, et al. 549(2), L167 (2001).
4. S. G. Moiseenko, G. S. Bisnovatyi-Kogan, and N. V. Ardeljan, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 370(1), 501 (2006).
5. G. S. Bisnovatyi-Kogan, B. V. Komberg, and A. M. Fridman, Soviet Astron. 13, 369 (1969).
6. G. S. Bisnovatyi-Kogan, in: Proc. 6th Intern. Workshop of the Astronomical Observatory of Capodimonte (OAC 6), Capri, Italy, September 18–21, 1991 (Dordrecht: Kluwer, 1991); edited by L. Errico and A. A. Vittone; Astrophys. Space Sci. Library 186, 369 (1993).
7. D. D. Ryutov, R. P. Drake, and B. A. Remington, Astrophys. J. Suppl. 127(2), 465 (2000).
8. S. Bouquet, E. Falize, C. Michaut, C. D. Gregory, B. Loupiau, T. Vinci, and M. Koenig, High Energy Density Physics 6(4), 368 (2010).
9. V. S. Belyaev, G. S. Bisnovatyi-Kogan, A. I. Gromov, B. V. Zagreev, A. V. Lobanov, A. P. Matafonov, S. G. Moiseenko, and O. D. Toropina, Astron. Rep. 62(3), 162 (2018), arXiv:1903.04199 [astro-ph.HE].
10. O. D. Toropina, G. S. Bisnovatyi-Kogan, and S. G. Moiseenko, Astron. Rep. 67(1), 3 (2023).
11. V. S. Belyaev, V. I. Vinogradov, A. P. Matafonov, A. M. Chekmarev, and A. G. Karabadzhak, Laser Phys. 16, 477 (2006).
12. V. I. Mazhukin, A. V. Shapranov, M. M. Demin, A. A. Samokhin, and A. E. Zubko, Mathematica Montisnigri 37, 24 (2016).
13. V. I. Mazhukin, A. V. Shapranov, M. M. Demin, A. A. Samokhin, and A. E. Zubko, Mathematica Montisnigri 38, 3 (2017).
14. V. I. Mazhukin, M. M. Demin, and A. V. Shapranov, Appl. Surface Sci. 302, 6 (2014).
15. Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц, Электродинамика сплошных сред (М.: Наука, 1982).
16. V. T. Zhukov, A. V. Zabrodin, and O. B. Feodoritova, Comp. Math. and Math. Physics 33(8), 1099 (1993).
17. Э. Оран, Дж. Борис, Численное моделирование реагирующих потоков (М.: Мир, 1990).
18. J. P. Boris and D. L. Book, J. Comput. Phys. 11(1), 38 (1973).
19. V. V. Savelyev and V. M. Chechetkin, Astron. Rep. 39(1), 123 (1995).
20. V. V. Savelyev, Yu. M. Toropin, and V. M. Chechetkin, Astron. Rep. 40(4), 494 (1996).
21. O. D. Toropina, M. M. Romanova, Yu. M. Toropin, and R. V. E. Lovelace, 561(2), 964 (2001).
22. O. D. Toropina, M. M. Romanova, and R. V. E. Lovelace, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 420(1), 810 (2012).

MHD SIMULATIONS OF ASTROPHYSICAL AND LABORATORY JETS UNDER DIFFERENT MAGNETIC FIELD CONFIGURATIONS

O. D. Toropina^{*}, G. S. Bisnovatyi-Kogan^{*},
S. G. Moiseenko^{*}

Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

^{}E-mail: toropina@cosmos.ru*

This paper presents the results of MHD simulations of astrophysical and laboratory supersonic jets under a superposition of poloidal (B_r , B_z) and toroidal (B_ϕ) magnetic fields. It is shown that the escaping matter is quickly collimated by the magnetic field. A shock wave of an elongated shape is formed, which moves from the target to the boundary of the chamber, leaving behind a stable flow. A periodic shock wave structure is observed inside the main conical expanding shock wave. It is shown that the toroidal component of the magnetic field remains in the region throughout the entire calculation and plays a role in the collimation of the flow. The poloidal magnetic field decreases in the region of the jet cone, but remains in the simulation region throughout the calculation and also participates in flow collimation. Thus, both components B_z and B_ϕ take part in the collimation of the flow by the magnetic field. The width of the jet and the opening angle of the cone θ depend on the magnitude of the magnetic field induction. As the field increases, the jet becomes narrower and the cone angle decreases. Initially, we do not specify the rotation of the jet Ω . However, due to the presence of the B_ϕ field, the substance acquires angular velocity and twists along the z axis. The simulation results are in agreement with laboratory jets arising in the experiment at the Neodymium laser installation, and with the previously obtained results of MHD modeling of jet formation separately, in poloidal or toroidal magnetic field.

Keywords: astrophysical jets, MHD, numerical simulations, laboratory astrophysics