

ЛАБОРАТОРНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ УДАРНЫХ ВОЛН ДЖЕТОВ МОЛОДЫХ ЗВЕЗД

© 2025 г. И. Ю. Калашников^{1,2,3,*}, В. С. Бескин^{2,4,5*}, В. И. Крауз²

¹Федеральное государственное учреждение «Федеральный исследовательский центр
Институт прикладной математики имени М.В. Келдыша Российской академии наук», Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр
«Курчатовский институт», Москва, Россия

³Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт автоматизации проектирования
Российской академии наук», Москва, Россия

⁴Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт имени П. Н. Лебедева
Российской академии наук, Москва, Россия

⁵Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Московский
физико-технический институт (национальный исследовательский университет)», Долгопрудный, Россия
*E-mail: kalasxel@gmail.com

Поступила в редакцию 13.12.2024 г.

После доработки 17.03.2025 г.

Принята к публикации 31.03.2025 г.

Использование Z-пинчевых установок дает возможность реализовать хорошо управляемые и диагностируемые лабораторные эксперименты по исследованию лабораторных джетов, имеющих скейлинговые параметры, близкие к параметрам джетов молодых звезд. Обнаружено, что после первого сверхзвукового выброса образуется область с низкой концентрацией, что позволяет последующим выбросам распространяться коллимированными. Получено точное решение обобщенного уравнения Грэда–Шафранова для осесимметричных потоков плазмы и численно смоделировано взаимодействие плазменного выброса с газом, что хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Ключевые слова: джеты молодых звездных объектов, лабораторное моделирование, магнитная гидродинамика, плазменный фокус.

DOI: 111, EDN: XXX

ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о механизме образования и устойчивости струйных выбросов из компактных астрофизических объектов остается актуальным в современной астрофизике. Джеты наблюдаются у различных источников, включая молодые звезды, активные галактические ядра и микроквазары [1]. Эти струйные выбросы представляют собой направленные потоки материи, которые могут достигать значительных расстояний от центрального объекта. Ударные волны, порожденные этими выбросами, способны ускорять частицы и производить синхротронное излучение, обнаруживаемое на радиочастотах [2, 3]. Наиболее распространенной является электродинамическая модель, основанная на концепции униполярного индуктора [4] — вращающегося намагниченного тела. Такие модели помогают объяснить, как магнитные поля могут ускорять и направлять вещество джетов.

Лабораторное моделирование стало важным инструментом для изучения космических струйных выбросов благодаря развитию мощных установок с высокой плотностью энергии. Такие установки, как лазеры [5, 6] и z-пинчи [7], позволяют проводить эксперименты в контролируемых условиях. Это дает возможность напрямую измерять параметры, варьировать условия течений и тестировать результаты численного моделирования. Таким образом, лабораторные исследования способствуют более глубокому пониманию механизмов формирования джетов и их взаимодействия с окружающей средой.

В экспериментах по моделированию джетов из молодых звезд активно используются установки плазменного фокуса, такие как ПФ-3 в НИЦ «Курчатовский институт», PF-1000 в Институте физики плазмы и лазерного микросинтеза в Варшаве, а также КПФ-4 «Феникс» в Сухумском физико-техническом институте [8]. Эти установки позволяют наблюдать за распространением

плазменных выбросов на значительные расстояния, что делает их особенно полезными для исследований. Одним из ключевых преимуществ является возможность изучать взаимодействие плазменного выброса с окружающей средой в камере, заполненной рабочим газом. Импульсный характер генерации плазмы в этих установках создает условия, при которых продольный размер плазменного выброса сопоставим с его поперечным размером. Это важно, так как джеты из молодых звезд часто являются неустойчивыми и разбиваются на отдельные плазменные сгустки по мере удаления от центрального объекта. Таким образом, установки плазменного фокуса позволяют адекватно моделировать процесс взаимодействия струйных выбросов с окружающей средой.

Многолетние исследования на установках плазменного фокуса продемонстрировали, что плазменные сгустки, формирующиеся в пинчевой стадии разряда, могут распространяться на расстояния, во много раз превышающие их начальные размер. При этом сохраняется компактность головной части сгустка, что является важным аспектом для понимания морфологии нерелятивистских джетов из молодых звезд. Широкий набор диагностического оборудования в этих установках позволяет проводить количественный анализ процессов, происходящих при распространении плазменного выброса во внешней среде. Исследования магнитного поля и профиля потока в плазменных сгустках позволили сформулировать феноменологическую модель их структуры [9]. В соответствии с этой моделью, по оси выброса протекает продольный ток, создающий удерживающее азимутальное поле. Движение выброса со сверхзвуковой скоростью вызывает образование ударной волны, которая уносит значительную долю вещества и формирует аналог астрофизического кокона. Этот кокон, в свою очередь, служит для замыкания обратных токов, а его поперечный размер определяется давлением окружающего газа. Главный вывод заключается в том, что продольные токи замыкаются на самом выбросе и не связаны с «центральной машиной». Это открытие может иметь важные следствия для понимания механизмов формирования джетов из молодых звезд.

На основании проведенных исследований возникла необходимость в построении численной модели, которая бы адекватно описывала динамику распространения плазменного выброса на установках типа плазменный фокус. Такая модель могла бы быть применена для анализа аналогичных течений в астрофизических условиях. Важно учитывать, что подобные модели помогут углубить понимание процессов, происходящих в джетах, а также их влияния на окружающую среду. Это позволяет более точно интерпретировать

наблюдения и прогнозировать поведение джетов в различных астрономических сценариях. Таким образом, создание численной модели станет важным шагом вперед в области астрофизики и плазменной физики.

В работе [10] был найден широкий класс аналитических решений уравнения Грэда–Шафранова, которые описывают двумерные осесимметричные плазменные конфигурации. Эти решения адекватно отражают внутреннюю структуру плазменного потока, полученного на установке ПФ-3. Однако данный подход не позволяет моделировать ударные волны, возникающие как в лабораторных, так и в астрофизических условиях, а также не учитывает динамику взаимодействия потока с окружающей средой. В связи с этим было найдено новое аналитическое решение, которое использовано в качестве начальных условий для численного моделирования распространения лабораторного плазменного выброса. Полученная модель взаимодействия потока замагниченной плазмы с окружающим веществом должна хорошо описывать структуру лабораторного плазменного выброса, что в дальнейшем поможет прояснить характеристики головных ударных волн нерелятивистских джетов.

ВАКУУМНЫЙ СЛЕД

Для начала мы рассмотрели простейшую постановку задачи, учитывающую лишь тороидальное магнитное поле выброса [11] в лабораторном эксперименте. В качестве начальных условий мы выбрали цилиндрическую форму джета с такими же размерами, как и в экспериментах ПФ-3 или в астрофизических условиях. Температуры джета и окружающего его вещества в начале задаются не сильно отличающимися. В случае такого выбора термодинамических величин все наблюдаемые параметры достигаются после нескольких шагов вычисления. Магнитное поле задается только тороидальное: оно растет линейно от нуля и до границы начального сгустка, на которой его величина достигает значений $B_0 \approx 4$ кГс для лабораторного джета, и далее падает как r^{-1} . На торце плазменного цилиндра считаем, что магнитное поле обрывается. Такая конфигурация магнитного поля соответствует измерениям, проведенным на установке ПФ-3. И, хотя подобная постановка задачи не учитывает обратные токи замыкания и реальное направление вектора магнитной индукции, этого достаточно чтобы исследовать совместное влияние азимутального поля, радиационного охлаждения и внешней среды, а также роль образованного первым выбросом канала на коллимированность последующих выбросов. Радиационное охлаждение вещества учитывается посредством вычисления коэффициента планковской непрозрачности $k(\rho, T)$ в случае лабораторного джета и функции охлаждения $\Lambda(T)$ в

случае астрофизического на каждом шаге по времени в каждой ячейке.

При моделировании лабораторного джета была рассмотрена ситуация, по-видимому, имеющая место в астрофизических условиях, а именно распространение череды плазменных сгустков, вылетающих с неким интервалом. В качестве начальных условий были взяты типичные для установок параметры плазмы: $n_{\text{jet}} = 8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $n_{\text{amb}} = 2.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $V_{\text{jet}} = 5 \cdot 10^6 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, $B_{\varphi} = 4.5 \text{ кГс}$. Температуры джета и окружающей среды были взяты соответственно $T_{\text{jet}} = 2 \text{ эВ}$ и $T_{\text{amb}} = 1.1 \text{ эВ}$. При таком выборе начальных условий параметры, наблюдаемые в лабораторных условиях, достигаются при моделировании спустя несколько шагов по времени.

В качестве объекта численного моделирования астрофизического джета был выбран красный (то есть распространяющийся от наблюдателя) джет звезды типа Т Тельца RW Aur, располагающуюся в объекте HH229. Геометрические характеристики этого джета известны весьма точно, также как и некоторые физические, такие как плотность электронов, степень ионизации, температура, осевая скорость и скорость истечения, поэтому выберем начальные характеристики плазменного сгустка как $n = 65900 \text{ см}^{-3}$, $T = 1.06 \text{ эВ}$, $\alpha = 0.08$, $V = 1.5 \cdot 10^7 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ с радиусом $r = 10^{15} \text{ см}$ и длиной $l = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}$. О свойствах среды, окружающей звезду, нам не известно практически ничего, поэтому были рассмотрены два варианта, когда отношение плотностей

сгустка и окружающей среды составляет 30 и 70, а температура в обоих случаях составляет 300 К. Одинаковые сгустки плазмы появляются на месте первого каждые 26 лет, что соответствует наблюдениям за звездой RW Aur. Результаты расчетов лабораторного и астрофизического джетов представлены на рис. 1 и 2 соответственно.

В обоих случаях можно видеть, что образующаяся ударная не распространяется коллимировано, так как значительная часть вещества плазменного сгустка равномерно распределено по ударной волне. Однако уже последующий сгусток на том же расстоянии образует лишь очень слабую ударную волну, подавляющая часть вещества остается в изначальных пределах. Поскольку выбросы, следующие за первым, оказываются в области с низкой плотностью, они испытывают меньшее сопротивление со стороны окружающей среды, благодаря чему они меньше ею тормозятся. Поэтому они догоняют ударную волну, образованную первым джетом и взаимодействуют с ней, образуя сложную структуру, видную на рис. 1.

Судя по результатам проделанных нами расчетов, следующие за первым сгустки плазмы распространяются более коллимировано, гораздо меньше вещества из центральной области уходит в грибовидную ударную волну. Оценим время, необходимое, чтобы область, оставшаяся после прохождения джета, заполнилась окружающей ее средой. Сознательно завышая оценку, предположим, что эта полость не содержит ни-

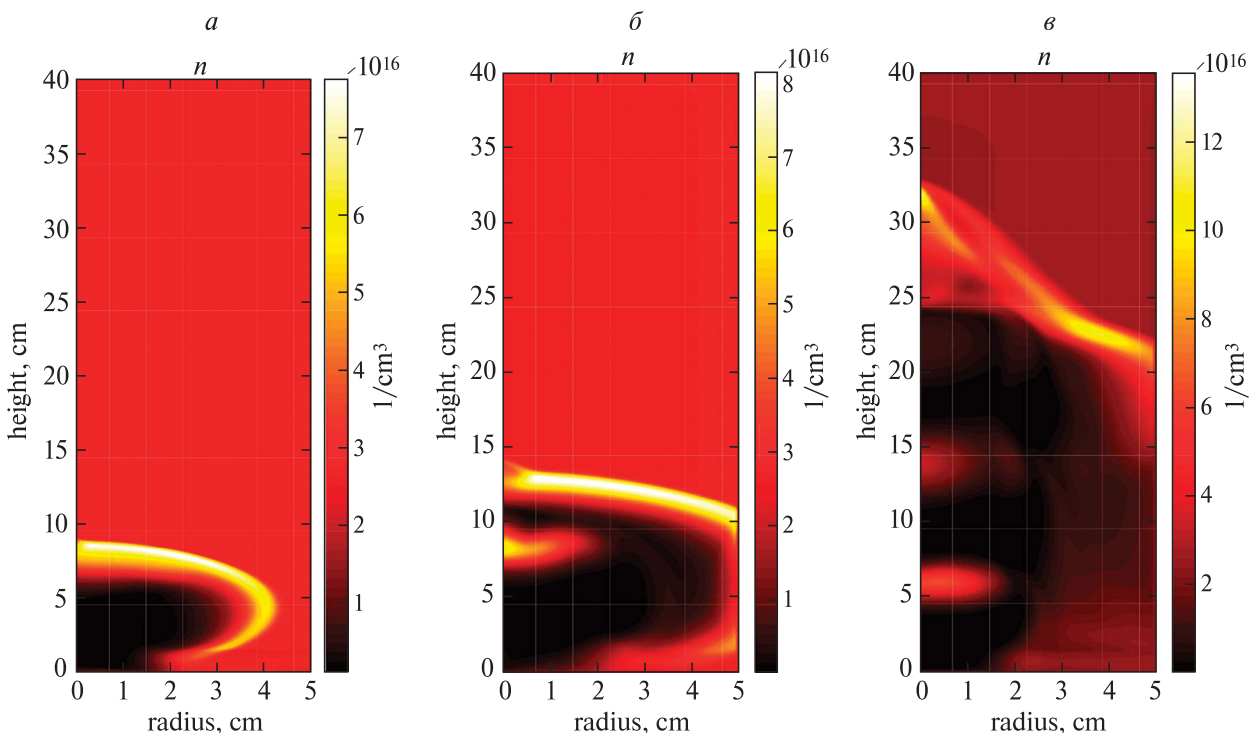


Рис. 1. Распределение концентрации в случае лабораторного джета. Рабочий газ — аргон.

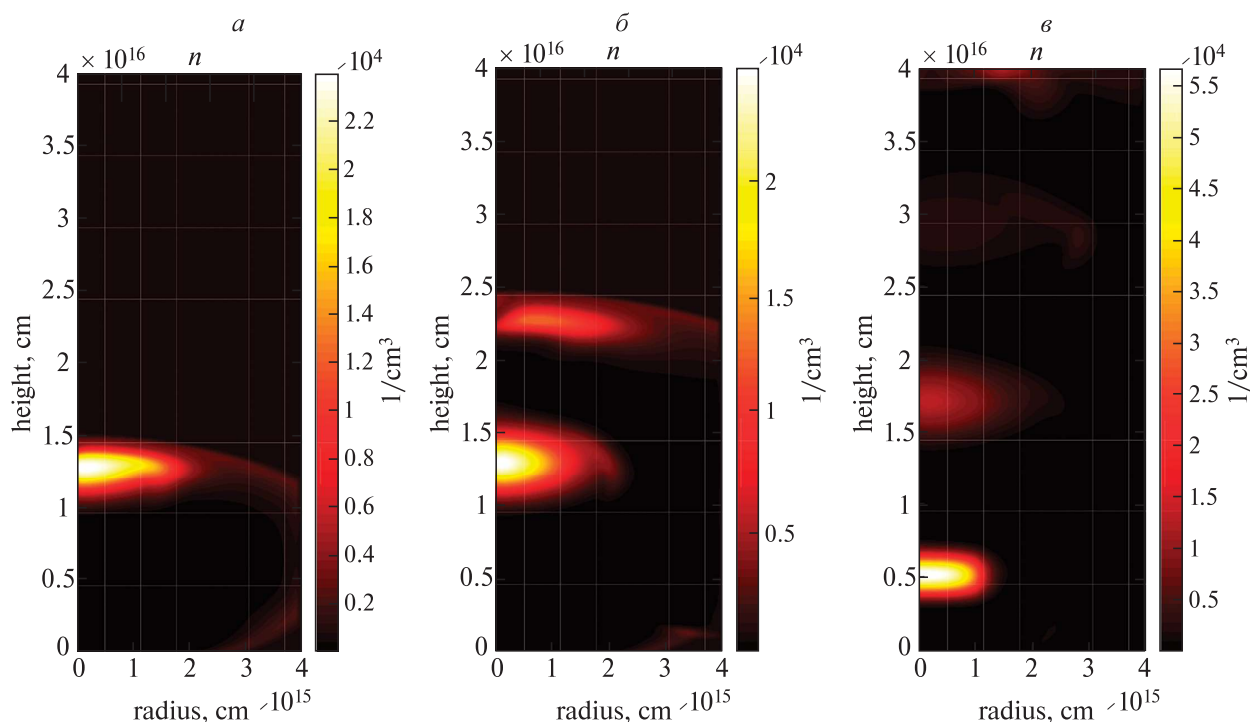


Рис. 2. Распределение концентрации в случае астрофизического джета.

какого вещества, т.е. является вакуумной. По направлению к этой полости будет двигаться окружающее ее вещество с максимально возможной в таком случае скоростью — скоростью звука c_s . Область размером R_0 заполнится за время $\tau \simeq R_0/c_s = MR_0/V$, где M — число Маха. Для рассматриваемых нами астрофизических джетов это время составляет около 70 лет. Поскольку выбросы сгустков случаются примерно раз в 25 лет, то можно сказать, что вакуумная полость не успевает заполниться и каждый последующий сгусток движется в условиях более разреженной среды с более высокой температурой, чем в окружающем облаке. Для лабораторных джетов время заполнения есть 10 мкс. То есть для воспроизведения этого эффекта в лабораторных условиях необходимо чтобы новые пучки плазмы появлялись чаще, чем раз в 10 мкс.

Эти результаты моделирования, предсказали образование вакуумного следа вслед за прохождением первого выброса и его критическое влияние на коллимированность последующих в случае. Последовавшие опыты с гелием в качестве рабочего газа подтвердили этот эффект [12]. С помощью численного моделирования удалось воссоздать морфологию выбросов, наблюдавшуюся в экспериментах и получить пространственные распределения основных величин.

ДЕТАЛЬНАЯ СТРУКТУРА УДАРНЫХ ВОЛН ЛАБОРАТОРНЫХ ВЫБРОСОВ

В работе [10] был найден широкий класс аналитических решений уравнения Грэ-

да—Шафранова, описывающих ограниченные двумерные осесимметричные плазменные конфигурации. Такие решения правильно описывают внутреннюю структуру плазменного потока, полученного на установке ПФ-3. Однако в рамках этого подхода невозможно получить ударные волны, возникающие как в лабораторных, так и в астрофизических условиях, а также описать динамику прохождения потока через окружающую среду. Поэтому в работе [13] было построено подходящее аналитическое решение и использовано в качестве начальных условий для численного моделирования распространения лабораторного плазменного выброса. Полученная таким образом картина взаимодействия потока замагниченной плазмы с окружающим веществом должна корректно описывать структуру лабораторного плазменного выброса, что впоследствии поможет пролить свет на структуру головных ударных волн нерелятивистских джетов.

Для нахождения самосогласованных начальных условий мы воспользовались уравнением Грэда—Шафранова, позволяющим описывать осесимметричные стационарные конфигурации идеальной магнитогидродинамики (МГД). Привлекательность такого подхода состоит в том, что достаточно задать, исходя из каких-либо предположений, пять интегралов движения и решить дифференциальное уравнение на функцию магнитного потока Ψ , после чего все оставшиеся величины могут быть найдены с помощью алгебраических уравнений. Ранее нами было по-

казано, что для малых альфвеновских чисел Маха (в системе покоя выброса) существует широкий класс интегралов движения, при которых уравнение Грэда—Шафранова становится линейным с разделяющимися переменными. В этом случае точное решение уравнения Грэда—Шафранова может быть записано в виде:

$$\Psi(r, z) = \Psi_0 \sum_k C_k k r J_1(kr) \cos(k_2 z + \phi_k), \quad (1)$$

где J_1 — функция Бесселя, Ψ_0, C_k, ϕ_k — произвольные константы, а значения k и k_2 должны удовлетворять условию:

$$k^2 + k_2^2 = 64\pi^4 \eta_0^2 A^2, \quad (2)$$

где константы η_0 и A пропорциональны полному току, циркулирующему в плазменном выбросе: $I = 2\pi c \eta_0 A \Psi$. Зная функцию потока $\Psi(r, z)$, магнитное поле может быть найдено как:

$$B = \frac{\nabla \Psi \times e_\varphi}{2\pi r} - \frac{4\pi}{r} \eta_0 A \Psi e_\varphi. \quad (3)$$

Альфвеновское число Маха может быть найдено благодаря уравнению Бернулли, а плотность и энтальпия выражаются через магнитные поток и число Маха. Компоненты же скорости линейно связаны с магнитным полем (см. подробнее в [8]).

Получается, что решение (1), определяющее структуру плазменного выброса, зависит от семи постоянных, связанных с выбором интегралов движения, а также от набора коэффициентов разложения C_k, ϕ_k , которые должны соответствовать геометрии выброса и краевым условиям для

уравнения Грэда—Шафранова. Последние выбирались таким образом, чтобы характерные размеры выброса составляли около сантиметра и при этом сам выброс имел обтекаемую форму. В результате, требуемую конфигурацию удалось построить с помощью шести мод. Константы интегралов движения и амплитуда Ψ_0 выбирались таким образом, чтобы с одной стороны параметры полученного решения были близки к параметрам выброса сразу после пинчевания, а с другой так, чтобы по результатам численного моделирования на расстоянии 35 см от анода наблюдались согласующиеся с экспериментальными данными значения.

Получившаяся конфигурация выброса представлена на рис. 3, из которого видно, что наше решение описывает плазменный выброс с плотной, относительно холодной сердцевиной и тонкой оболочкой, между которыми находится область с пониженной плотностью. Тороидальное поле равно нулю на оси, увеличивается по мере приближения к разреженной области, а далее спадает до нуля на границе выброса. Скорость вращения ведет себя аналогично, принимая максимальное значение в центре области с пониженной плотностью. Полоидальное магнитное поле направлено практически вертикально вниз вблизи оси, закруливаясь на торцах и замыкаясь через тонкую и плотную оболочку. Полоидальная скорость и электрический ток направлены противоположно.

Согласно сказанному ранее, решение (1) было получено в приближении малого магнитного числа Маха, из-за чего подобным образом невозможно описывать ударные волны, возникающие при распространении плазменного выброса

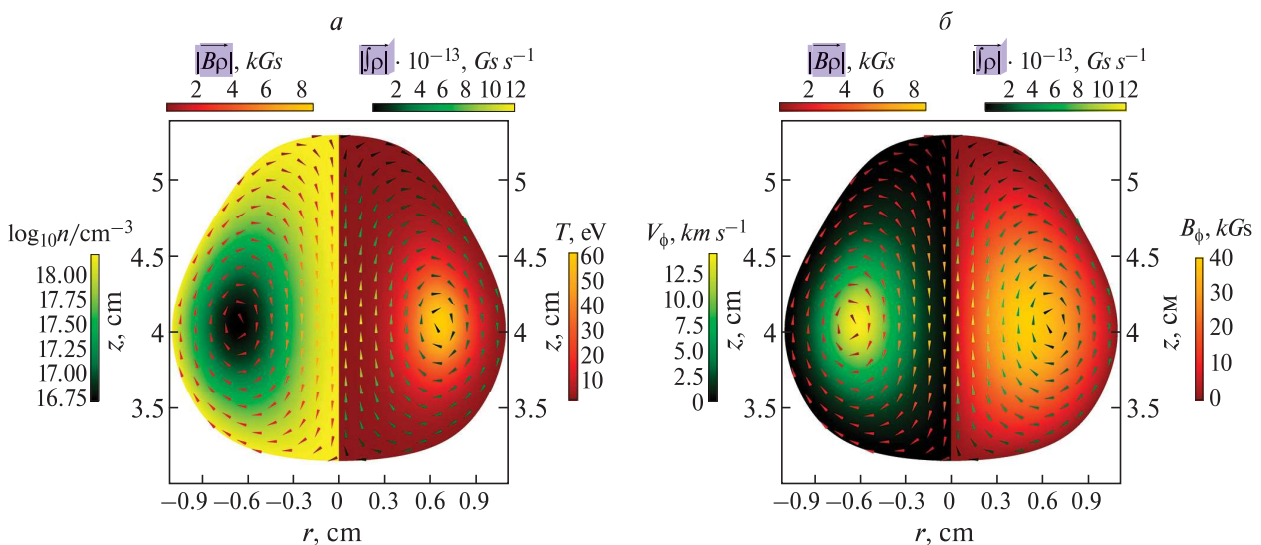


Рис. 3. Распределение концентрации и температуры (а), тороидальных скорости и магнитного поля (б) внутри выброса в начальный момент времени. Цветными стрелками показано направление полоидального магнитного поля на левых половинах, а на правых — плотность электрического тока. Модули полоидальных полей отражают цветовые шкалы сверху.

сквозь окружающую среду. К тому же метод уравнения Грэда—Шафранова описывает лишь стационарные конфигурации, в то время как морфология и физические параметры выброса значительно меняются по мере пролета. Именно поэтому для корректного описания структуры лабораторного джета необходимо прибегать к численному моделированию. В расчетах параметры фоновой плазмы задавались согласно экспериментальным данным. При этом всему выбросу придавалась вертикальная скорость v_{run} , т.е. к вертикальной компоненте v_z добавлялась скорость v_{run} .

Для начала обратимся к рис. 4, где отображено начало пролета плазменного выброса, когда он преодолел расстояние, лишь немного превышающее его собственную высоту. Можно видеть, что первоначальные неоднородности температуры практически полностью сгладились за счет радиационного охлаждения и теперь наибольшая температура наблюдается на ударной волне. Последняя имеет двойную структуру, хорошо известную в астрофизике [14]. Для гидродинамической ударной волны в идеальном газе отношение плотностей по обе ее стороны не может превышать четырех. Для случая, близкого к нашему, когда в набегающем потоке есть магнитное поле, параллельное поверхности разрыва, это предель-

ное соотношение остается примерно тем же из-за высокого отношения давления к магнитному давлению. В действительности же плотность выброса примерно в 30 раз больше плотности фоновой плазмы, т.е. такая ударная волна существовать не может. Поэтому она разделяется на две: внешнюю, горячую и менее плотную, состоящую преимущественно из вещества фоновой плазмы, и внутреннюю, более холодную и плотную, вещество которой образовано плазмой выброса. Также из рисунка можно видеть, что полоидальное магнитное поле и электрический ток замыкаются через ударные волны. Причем основной поток обратного тока приходится на внутреннюю, в то время как в пределах внешней ударной волны протекает относительно слабый ток. Максимальное значение B_ϕ к этому моменту значительно уменьшилось вследствие увеличения размеров сердцевины выброса. Характерная область на рис. 3, в пределах которой в начальный момент времени в основном протекал полоидальный ток, имеет размер около десятых долей сантиметра, в то время как на рис. 4 она уже занимает 1.5–2 см.

По прошествии 6.4 мкс, выброс долетел до высоты 35 см (рис. 5), на которой в реальном эксперименте расположено диагностическое окно. Можно видеть, что разница между внутренней

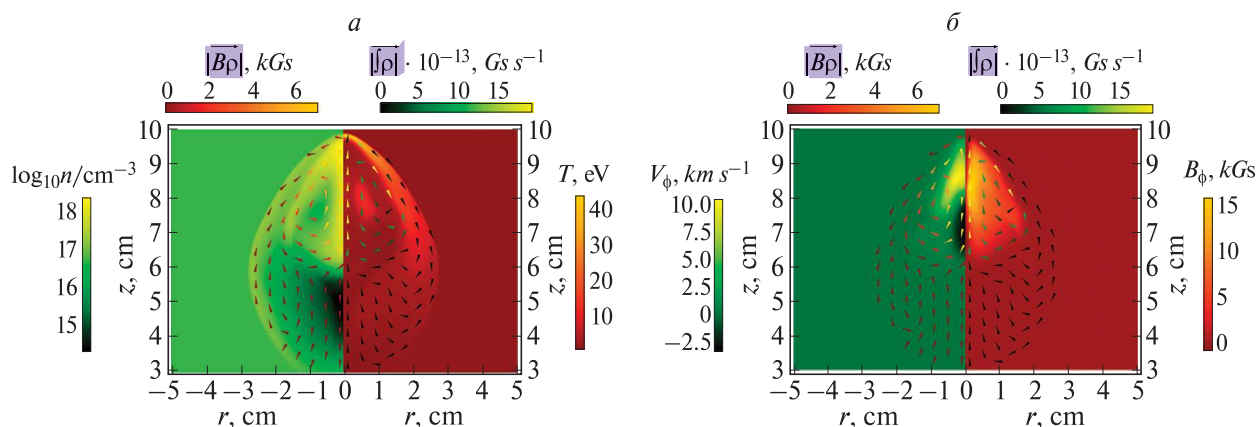


Рис. 4. То же что на рис. 3, включая фоновую плазму, в момент времени $t = 0.4$ мкс.

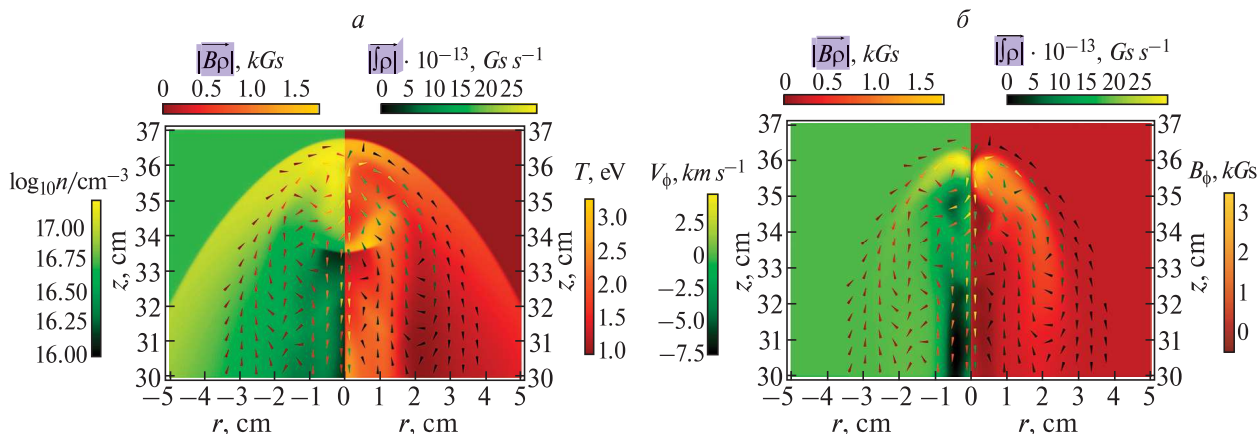


Рис. 5. То же что на рис. 3, включая фоновую плазму, в момент времени $t = 6.4$ мкс.

и внешней ударными волнами уже практически отсутствует. Действительно, отношение концентраций окружающего газа и набегающего потока составляет около 3, что уже ниже предельного значения 4. Опускаясь еще ниже видно, что за ударной волной вдоль оси образовалась область размером около двух сантиметров, внутри которой повышена плотность и понижена температура. Это связано с тем, что как раз в этой области сконцентрировано сжимающее плазму тороидальное магнитное поле, обусловленное протекающими там полоидальными токами. Таким образом, та же совокупность причин, благодаря которым области с повышенной плотностью и повышенной температурой оказались пространственно разделены в решении уравнения Грэда—Шафранова, использовавшегося нами в качестве начального условия, приводит к аналогичной картине внутренней структуры плазменного выброса, пролетевшего значительное расстояние.

Также обращает на себя внимание тот факт, что, пролетая выброс оставляет за собой область с концентрацией, которая намного ниже концентрации фоновой плазмы. Как было показано выше, эта область, названная нами вакуумным следом, способствует коллимированному распространению летящих в нем выбросов, т.к. они испытывают меньшее сопротивление окружающей среды и образуют гораздо менее интенсивную ударную волну. К тому же вещество в вакуумном следе имеет значительную вертикальную скорость, что уменьшает ударное сжатие. Поэтому последовательно выпускаемые выбросы плазмы, следующие за первым, расширяются преимущественно за счет внутреннего давления, что как было показано, решающим образом влияет на морфологию как лабораторных джетов, так и астрофизических. Последовавшие эксперименты, в которых были последовательно запущены два выброса, подтвердили существование такого эффекта для лабораторных джетов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты моделирования, проведенного в работе [11], предсказали образование вакуумного следа вслед за прохождением первого выброса и его критическое влияние на коллимированность последующих. Последовавшие эксперименты подтвердили этот эффект [12]. С помощью численного моделирования, удалось воссоздать морфологию выбросов, наблюдавшуюся в экспериментах и получить пространственные распределения основных величин. Используя масштабированные законы были выбраны параметры, соответствующие астрофизическим. Для параметров, близких к наблюдаемым у объекта HH229, результаты численного моделирования свидетельствуют об образовании вакуумного следа и о коллимированности плазменных выбро-

сов, следующих по нему. Проведенные расчеты с различными параметрами заставляют думать, что эффект образования вакуумного следа и его влияние на последующие выбросы весьма универсален. Можно выделить две основные характеристики вакуумного следа, благодаря которым распространяющиеся в нем плазменные выбросы остаются коллимированными: (1) низкая концентрация, благодаря чему выбросы испытывают меньшее сопротивление; (2) значительная продольная скорость, из-за которой уменьшается относительная скорость среды и набегающего потока.

Таким образом, эксперименты на установке ПФ-3 продемонстрировали возможность воспроизведения отдельных астрофизических эффектов, происходящих вдали от центрального объекта. Благодаря этому становится возможным изучать в лаборатории вопросы, связанные с внутренней структурой астрофизических выбросов и делать обоснованные выводы о их устойчивости.

Аналогичные расчеты, но уже учитывающие внутреннюю структуру, были выполнены для лабораторного выброса. Начальная конфигурация выброса была определена с помощью уравнения Грэда—Шафранова, что обеспечило самосогласованную начальную конфигурацию (рис. 3) и позволило выявить несколько любопытных особенностей. Во-первых, из-за значительной разности плотностей в выбросе и окружающем газе, ударная волна перед выбросом разделяется на две — внешнюю, горячую и менее плотную, состоящую преимущественно из вещества фоновой плазмы, и внутреннюю, более холодную и плотную, вещество которой образовано плазмой выброса. Такая картина сохраняется вплоть до того момента, пока отношение плотности выброса к плотности окружающего газа не опускается до значения примерно равного четырем. Во-вторых, электрический ток замыкается через ударные волны. Причем основной поток обратного тока приходится на внутреннюю ударную волну, в то время как в пределах внешней протекает относительно слабый ток. Таким образом, токи замыкаются по двум контурам, разделяющим внутреннюю и внешнюю части выброса. В-третьих, пролетая выброс оставляет за собой область с концентрацией, которая намного ниже концентрации фоновой плазмы, что может решительным образом сказываться на морфологии выпускаемых последовательно выбросов.

В целом, лабораторное моделирование струйных выбросов из компактных астрофизических объектов — это сложный и многогранный процесс, требующий совместных усилий ученых различных специальностей. Однако, благодаря этому направлению, мы можем узнать больше о природе космических объектов и процессах, происходящих в них.

Работа выполнена в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт». И.Ю. Калашников благодарит Российский научный фонд (проект № 20-11-20165П) за финансовую поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pudritz R.E., Ray T.P. // *Front. Astron. Space Sci.* 1996. V. 6. P. 54.
2. Rodriguez-Kamenetzky A., Carrasco-González C. et al. // *Month. Notes Royal Astron. Soc.* 2019. V. 482. P. 4687.
3. Осипов С.М., Быков А.М. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2021. Т. 85. № 4. С. 486; Osipov S.M., Bykov A.M. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2021. V. 85. No. 4. P. 360.
4. Бескин В.С. Осесимметричные стационарные течения в астрофизике. М.: Физматлит, 2005.
5. Burdonov K., Yao W., Sladkov A. et al. // *Astron. Astrophys.* 2022. V. 657. Art. No. A112.
6. Беляев В.С., Бисноватый-Коган Г.С., Громов А.И. и др. // *Астрон. журн.* 2018. Т. 95. С. 171; Belyaev V.S., Bisnovaty-Kogan G.S., Gromov A.I. et al. // *Astron. Rep.* 2018. V. 62. P. 162.
7. Lebedev S.V., Ciardi A., Ampleford D.J. et al. // *Month. Notes Royal Astron. Soc.* 2005. V. 361. P. 97.
8. Бескин В.С., Крауз В.И., Ламзин С.А. // *УФН.* 2023. № 193. С. 345; Beskin V.S., Krauz V.I., Lamzin S.A. // *Phys. Usp.* 2023. V. 66. P. 327.
9. Крауз В.И., Митрофанов К.Н., Мялтон В.В. и др. // *Физика плазмы.* 2021. Т. 47. № 9. С. 829; Krauz V.I., Mitrofanov K.N., Myalton V.V. et al. // *Plasma Phys. Rep.* 2021. V. 47. No. 9. P. 912.
10. Бескин В.С., Калашников И.Ю. // *Письма в Астрон. журн.* 2020. Т. 46. С. 494; Beskin V.S., Kalashnikov I.Yu. // *Astron. Lett.* 2020. V. 46. P. 462.
11. Kalashnikov I., Chardonnet P., Chechetkin V. et al. // *Phys. Plasmas.* 2018. V. 25. Art. No. 062901.
12. Калашников И.Ю., Додин А.В., Ильичев И.В. и др. // *Астрон. журн.* 2021. Т. 98. С. 476; Kalashnikov I.Yu., Dodin A.V., Il'ichev I.V. et al. // *Astron. Reports.* 2021. V. 65. P. 477.
13. Калашников И.Ю., Бескин В.С., Крауз В.И. // *Астрон. журн.* 2024. Т. 101. С. 24; Kalashnikov I.Yu., Beskin V.S., Krauz V.I. // *Astron. Reports.* 2024. V. 68. P. 365.
14. Hartigan P. // *Astrophys. J.* 1989. V. 339. P. 987.

Laboratory and numerical modeling of the structure of shock waves of young stars' jets

I. Yu. Kalashnikov^{a,b,c,*}, V. S. Beskin^{b,d,e}, V. I. Krauz^b

^aKeldysh Institute of Applied Mathematics of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 125047 Russia

^bNational Research Centre "Kurchatov Institute", Moscow, 123098 Russia

^cInstitute of Computer Aided Design of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 123056 Russia

^dP.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia

^eMoscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, 141701 Russia

*e-mail: kalasxel@gmail.com

The use of Z-pinch facilities makes it possible to carry out well-controlled and diagnosable laboratory experiments to study laboratory jets having scaling parameters close to those of jets of young stars. It was found that a low-concentration region is formed after the first supersonic ejection, allowing subsequent ejections to propagate collimated. An exact solution of the generalized Grad-Shafranov equation for axisymmetric plasma flows was also obtained and the interaction of the plasma ejection with the gas was numerically modelled, which agrees well with the experimental data.

Keywords: jets of young stellar objects, laboratory modelling, magnetic hydrodynamics, plasma focus.