

# ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ И НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ, РАСШИРЯЮЩИХСЯ ВО ВНЕШНЕЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ, В ЛАБОРАТОРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ С КОМПАКТНЫМИ КОАКСИАЛЬНЫМИ ГЕНЕРАТОРАМИ ПЛАЗМЫ НА КРУПНОМАСШТАБНОМ СТЕНДЕ “КРОТ”

© 2023 г. С. В. Коробков<sup>1,\*</sup>, А. С. Николенко<sup>1</sup>, М. Е. Гуцин<sup>1</sup>, А. В. Стриковский<sup>1</sup>, И. Ю. Зудин<sup>1</sup>, Н. А. Айдакина<sup>1</sup>, И. Ф. Шайхисламов<sup>2</sup>, М. С. Руменских<sup>2</sup>, Р. С. Земсков<sup>1</sup>, М. В. Стародубцев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup>Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

\*E-mail: korobkov@ipfran.ru

Поступила в редакцию 03.11.2022 г.

После доработки 11.11.2022 г.

Принята к публикации 11.11.2022 г.

Методами скоростной фотосъемки с использованием ICCD камер исследуются структурные неустойчивости, развивающиеся при импульсной инжекции струй плотной плазмы в вакуум при наличии внешнего квазиоднородного магнитного поля. Эксперименты проводятся в камере стенда “Крот”, обладающей в своем классе установок рекордными размерами (диаметр – 3 м, длина рабочей секции – 10 м), и позволяющей исследовать различными диагностическими методами динамику плазмы на масштабах более 1 м как вдоль магнитного поля, так и в поперечном к магнитному полю направлении. При инжекции вдоль магнитного поля наблюдаются поперечная коллимация потока ионизированного вещества и развитие желобковой неустойчивости границы плазмы, которая, на поздних стадиях расширения, приводит к уходу плазмы из области инжекции в форме нескольких струйных выбросов поперек поля. При поперечной инжекции наблюдается формирование коллимированного потока – “плазменного листа”, в котором, по мере движения плазмы поперек поля, развиваются неоднородные структуры в направлении инжекции.

*Ключевые слова:* лабораторное моделирование, лабораторная астрофизика, магнитная гидродинамика, джет, желобковая неустойчивость

DOI: 10.31857/S0004629923010036, EDN: NPODLB

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитогидродинамические процессы в нестационарных струйных течениях космической плазмы и анализ развивающихся в таких течениях неустойчивостей – важнейшие вопросы современной астрофизики и физики плазмы ближнего космоса, решаемые, в том числе, и методами лабораторного моделирования [1–3]. К основным преимуществам лабораторного моделирования относятся возможность многократного воспроизведения исследуемых явлений с контролем условий их протекания при управляемом изменении внешних параметров, а также доступность обширного арсенала лабораторных диагностических средств для получения исчерпывающей информации о плазме и электромагнитных полях в их динамике.

Современные плазменные установки позволяют моделировать в лабораторных условиях широкий спектр астрофизических задач, связанных, в частности, с генерацией высокоскоростных потоков плазмы и их взаимодействием с магнитными полями. Моделирование неустойчивостей плотных плазменных струй имеет особое значение для изучения таких астрофизических процессов, как аккреция и генерация плазменных струй (джетов), в частности, в молодых звездных объектах (МЗО). Механизмы, лежащие в основе генерации высокоскоростных выбросов плазмы из МЗО, до сих пор не до конца ясны, равно как и механизмы коллимации таких выбросов, приводящие в ряде случаев к формированию чрезвычайно узких и стабильных джетов. Некоторые модели объясняют устойчивость джетов как результат самоколлимации струй крупномасштабным полоидаль-

ным магнитным полем [4, 5]. Такие джеты можно успешно моделировать в лабораторных условиях, генерируя и запуская струи вдоль внешнего магнитного поля [6, 7]. Механизмы аккреции и топология аккреционных потоков в МЗО также недостаточно изучены из-за ограниченного разрешения современных наблюдательных инструментов. Поэтому данный процесс активно моделируется в лабораторных экспериментах [1–3], в которых плазменные потоки сталкиваются с внешним поперечным магнитным полем.

Наряду с качественным моделированием природных процессов, лабораторное моделирование может, в перспективе, использоваться для верификации расчетных средств, применяемых непосредственно для анализа и прогноза как естественных астрофизических событий, так и результатов активных экспериментов в ближнем космосе на основе должным образом выбранных и обоснованных критериев подобия [8].

Для формирования плотных и высокоскоростных плазменных течений в магнитном поле в лабораторных условиях широко используются мощные импульсные лазеры [1–3, 9–13]. Преимущества лазерной абляции для генерации плазменных потоков состоят в относительной компактности источника плазмы и возможности удовлетворить ключевым критериям подобия [1, 2, 14]. Другой подход заключается в использовании для формирования плотных струй ионизированного вещества импульсных электроразрядных генераторов различных типов и конструкций. Динамика токнесущих струй астрофизической плазмы может ограниченно воспроизводиться в лабораторных экспериментах с пинч-машинами [15], на установках с конфигурацией типа “Плазменный фокус” [16], а также с иными видами сильноточных высоковольтных разрядов, эволюционирующих в достаточно больших вакуумных объемах [17, 18]. Для изучения динамики изначально бестоковых плазменных струй, подобных формируемым в лазерно-плазменных экспериментах [19, 20], могут применяться коаксиальные генераторы и ускорители плазмы, исполненные по схеме “пушки Маршалла” [21]. Впервые такие пушки были использованы для моделирования динамики плазмы в импульсных высокоэнергетических событиях в околоземной плазме на рубеже в конце 60-х – начале 70-х годов прошлого века [22]; имеется опыт применения таких пушек для моделирования активных экспериментов в ионосфере [23]. Сегодня коаксиальные генераторы плазмы могут рассматриваться как доступная альтернатива высокоэнергетическим лазерно-плазменным системам, используемым для моделирования различных астро- и геофизических эффектов.

Для решения задач моделирования динамики расширения плотных высокоскоростных плазменных струй в вакуум или в фоновую ионизированную среду коаксиальный генератор должен удовлетворять ряду требований. Во-первых, для сведения к минимуму возмущений фоновой среды и внешнего магнитного поля деталями генератора необходима его миниатюризация. Во-вторых, для адекватного воспроизведения космических условий требуется исключить эффекты проникновения в фоновую плазму нежелательных, или “паразитных”, электромагнитных полей, обеспечивающих формирование плазменного облака. В-третьих, для снижения уровня помех желательно отказаться от дополнительных цепей высоковольтной инициации пробоя. Наконец, для реализации такого преимущества модельного лабораторного эксперимента, как получение больших массивов экспериментальных данных со сканированием по параметрам, плазменная пушка должна иметь высокий ресурс (не менее нескольких сотен рабочих циклов – “выстрелов”), и обеспечивать высокую воспроизводимость параметров плазмы от одного “выстрела” к другому.

В ИПФ РАН разработаны компактные коаксиальные пушки на основе коаксиальных кабелей с полиэтиленовым изолятором, в которых поток плазмы формируется эрозионным разрядом на поверхности изолятора [24]. В настоящей работе представлены результаты использования таких коаксиальных пушек для моделирования (в условиях астрофизического подобия) динамики плотных плазменных струй, распространяющихся во внешнем магнитном поле. В экспериментах, выполняемых в большой вакуумной камере, наблюдаются как эффекты коллимации импульсных плазменных струй со скоростями уровня 10–30 км/с, так и различные неустойчивости, определяющие, в конечном счете, структуру и динамику плазменных струй, особенно – на поздних стадиях инъекции. В работе представлены результаты, получаемые с инжектируемыми вдоль или поперек внешнего магнитного поля импульсными струями углеродно-водородной плазмы методами скоростной фотосъемки с применением современных ICCD камер.

## 2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты выполнялись в плазменной камере стенда “Крот” диаметром 3 м и длиной 10 м, откачанной до давления остаточных газов не более  $p \sim 10^{-5}$  Торр. Подробное описание установки содержится в работе [25]. Магнитное поле, создаваемое импульсным соленоидом диаметром 1.5 м, установленным непосредственно в вакуумном объеме, имеет высокую степень однородности в центральной части соленоида в цилиндрической области длиной и диаметром не ме-

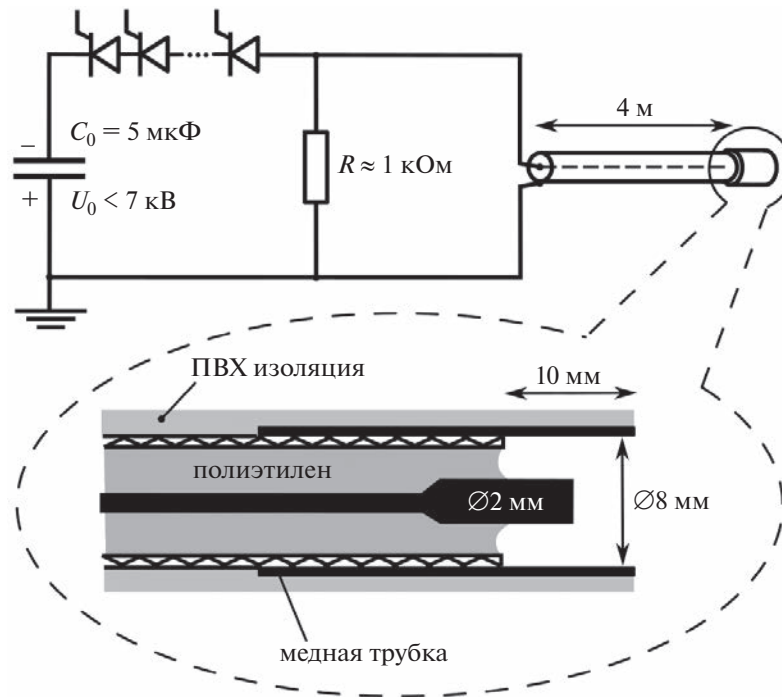


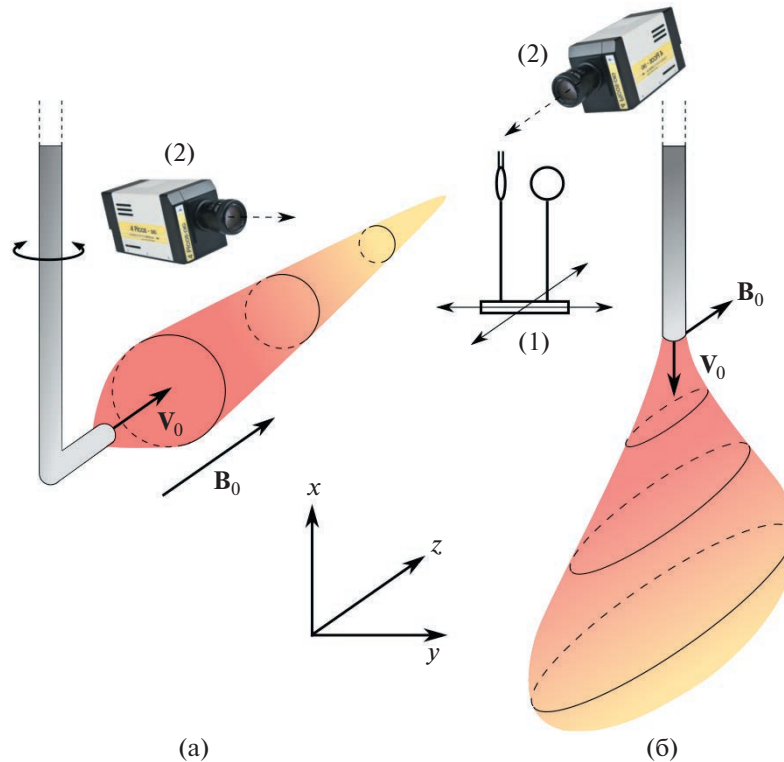
Рис. 1. Схема эрозионной плазменной пушки на срезе коаксиального кабеля с полиэтиленовым изолятором.

нее 1 м; максимальная индукция магнитного поля — около 1000 Гс. Это обстоятельство позволяет исследовать эффекты расширения плазменного потока на масштабах более 1 м и более как вдоль, так и поперек внешнего магнитного поля, что затруднительно на других установках, имеющих меньший диаметр камеры и катушек магнитной системы [13, 26]. Длительность импульса магнитного поля по полувысоте составляет около 50 мс, что на несколько порядков больше характерных длительностей исследуемых плазменных процессов (менее 100 мкс). Таким образом, инжекция плазмы производится в практически постоянное во времени магнитное поле. Установка работает в импульсно-периодическом режиме, частота следования импульсов магнитного поля и инжекции плазменной струи — 1 раз в 20 с.

Инжекция плазмы производилась с помощью компактной коаксиальной пушки, подробно описанной в работе [24], схема которой приводится на рис. 1. Рабочая часть источника плотной плазмы размещалась на срезе коаксиального кабеля РК-50-7-12 с изолятором из полиэтилена низкой плотности, который одновременно служил и линией высоковольтного питания пушки. Зона ускорения плазмы длиной 10 мм, считая от торцевого среза изолятора, формировалась тонкостенной медной трубкой, установленной по внешнему диаметру оплетки. Источником импульсного питания пушки служила конденсаторная батарея емкостью 5 мкФ, разряжаемая через

последовательную сборку из тиристоров марки Т500 со снабберными цепями. Управляющие импульсы подавались на тиристоры с заданной задержкой относительно импульса магнитного поля. Параллельно пушке включался резистор номиналом  $R \sim 1$  кОм, необходимый для обеспечения стабильного открывания тиристоров и шунтирования тока, утекающего на пушку через снабберные цепи при закрытом тиристорном ключе. Цепей предварительного инициирования разряда не использовалось, пробой развивался непосредственно при подаче на пушку рабочего напряжения (1–7 кВ). Для облегчения поверхностного пробоя поверхность полиэтиленового изолятора предварительно покрывалась графитовой пылью, после чего производилась высоковольтная тренировка пушки при атмосферном давлении.

При напряжении питания уровня  $U_0 \sim 5$  кВ пушка такой конструкции позволяет получать струю водородно-углеродной плазмы с полной энергией до 1 Дж со средней скоростью порядка 25 км/с, расходящуюся в конус с углом между осью инжекции и образующей около  $20^\circ$ . Длительность импульса тока пушки составляет 15–20 мкс по основанию, время нарастания тока до максимального значения — от 7 до 9 мкс, сила тока в максимуме — около 5 кА. Коаксиальная линия, на срезе которой выполнена пушка, прокладывается в металлической штанге, и соединяется с источником питания внешней коаксиальной линией через вакуумно-плотный разъем. Штанга



**Рис. 2.** Схема эксперимента по продольной (а) и поперечной (б) инъекции плазменной струи относительно направления внешнего магнитного поля  $\mathbf{B}_0$ : (1) – двухкоординатная подвижная платформа с двойным электрическим зондом и индуктивным магнитным зондом; (2) – ракурсы фотосъемки сбоку и с торца плазменной камеры.

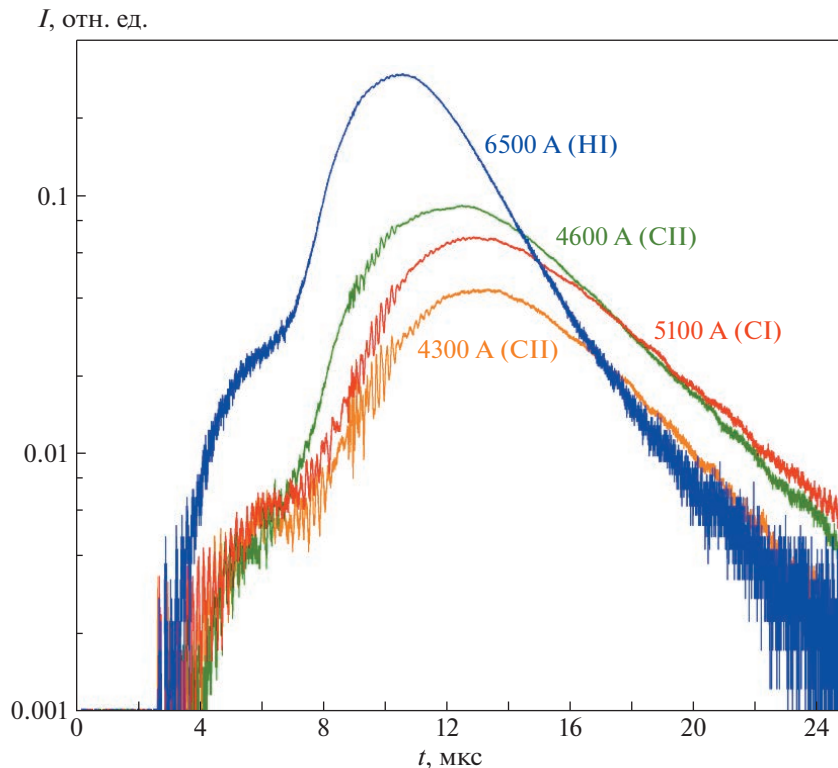
с плазменной пушкой вводится в цилиндрическую плазменную камеру по радиусу поперек вектора магнитного поля.

В экспериментах исследовались два варианта инъекции плазменной струи во внешнее магнитное поле: вдоль  $\mathbf{B}_0$  и поперек  $\mathbf{B}_0$ , на рис. 2 приведена схема постановки лабораторного эксперимента. Для скоростной фотосъемки плазменной струи применялась ICCD камера модели 4Picos, позволяющая получать фотоизображения с наносекундными выдержками, в том числе – в режиме двухкадровой съемки. Использовались два ракурса съемки плазменной струи: вдоль внешнего магнитного поля с торца камеры – с расстояния около 9 м с использованием объектива “Юпитер-21М” с фокусным расстоянием  $F = 200$  мм, и поперек магнитного поля через боковой фланец – с расстояния около 2 м с использованием объектива “Гелиос-44-2” с фокусным расстоянием  $F = 58$  мм. Спектральные характеристики оптического излучения плазмы определялись с помощью монохроматора МДР-3 и фотоэлектронного умножителя ФЭУ-84-3. Параметры плазмы и возмущений внешнего магнитного поля, создаваемых плазменной струей, измерялись магнитными зондами и зондами Ленгмюра, а также с исполь-

зованием СВЧ интерферометра 8 мм диапазона длин волн.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

При инъекции плазменной струи вдоль магнитного поля наблюдается характерный комплекс явлений, включающий формирование протяженной – длиной порядка 20 см – диамагнитной каверны с полным вытеснением магнитного поля индукцией  $B_0 \leq 200$  Гс и генерацию интенсивных электромагнитных шумов [24, 27], что характерно также для экспериментов с лазерной плазмой [19]. По результатам измерений, выполненных одиночными и двойными электрическими зондами, диамагнитными зондами и СВЧ-интерферометром, концентрация электронов в теле инжектируемой струи  $n_e \sim 10^{13} - 10^{14}$  см $^{-3}$ , температура электронов  $T_e \sim 1 - 4$  эВ. Спектроскопические измерения показывают, что плазма включает ионы водорода (протоны)  $\text{H}^+$ , однократно ионизированный углерод  $\text{C}^+$  и, в небольшом количестве, двукратно ионизированный углерод  $\text{C}^{2+}$ . Видимое оптическое излучение плазмы, регистрируемое ICCD камерой, формируется, главным образом, линейчатым спектром, включающим рекомбинационные линии водорода, од-



**Рис. 3.** Осциллограммы интенсивности свечения плазменной струи в спектральных полосах шириной  $100 \text{ \AA}$ , содержащих основные линии излучения, полученные из области на расстоянии 12 см от среза пушки вдоль направления инжекции. Индукция внешнего магнитного поля  $B_0 = 45 \text{ Гс}$ , ускоряющее напряжение пушки  $U_0 = 5 \text{ кВ}$ , ток пушки в максимуме  $I_0 = 4 \text{ кА}$ .

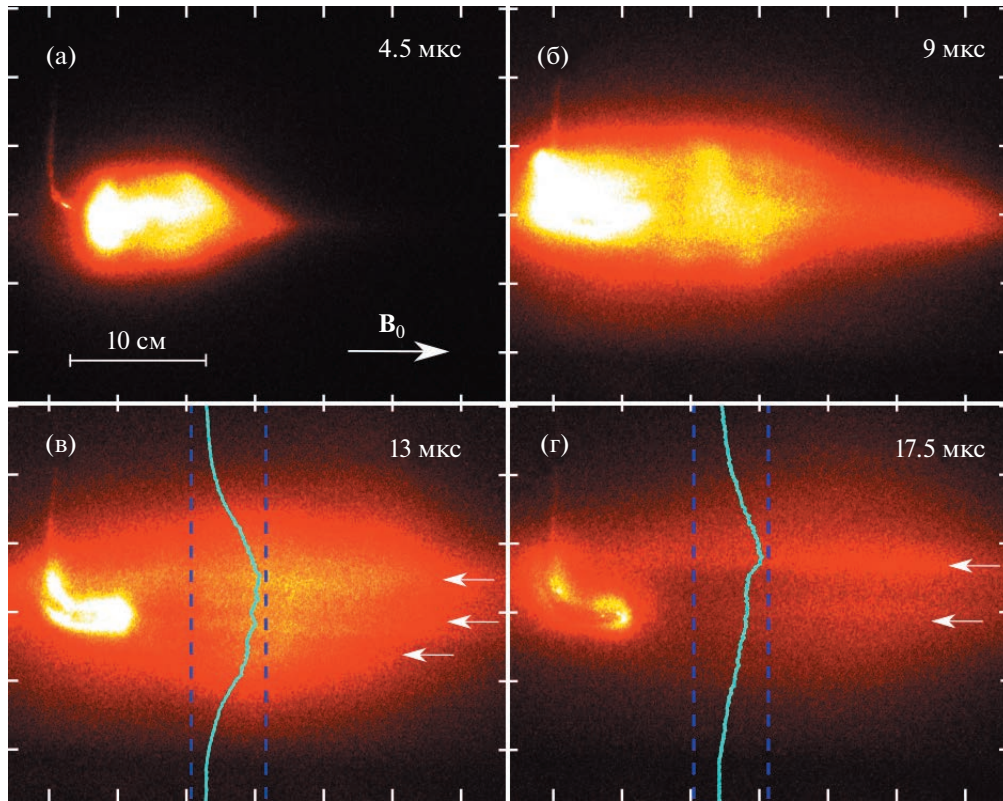
нократно ионизированного и нейтрального углерода. Типичная ширина линий составляет около  $5 \text{ \AA}$ , а амплитуда превышает уровень сплошного спектра на два порядка величины. Типичная динамика излучения в наиболее интенсивных линейчатых компонентах приводится на рис. 3.

Пример фотоизображений плазменной струи, получаемых в интегральном свете при различных задержках открывания затвора ICCD камеры относительно момента начала импульса тока плазменной пушки, приводится на рис. 4. Струя расширяется до момента времени  $t \sim 7\text{--}9 \text{ мкс}$ , приблизительно соответствующего максимуму тока пушки. За это время облако плазмы приобретает веретенообразную форму и вытягивается на  $40\text{--}50 \text{ см}$  вдоль магнитного поля. Радиус плазменного облака зависит от величины индукции магнитного поля. В слабых магнитных полях уровня  $50 \text{ Гс}$  радиус облака составляет обычно около  $8 \text{ см}$ , при увеличении индукции до  $500 \text{ Гс}$  радиус облака оказывается порядка  $1 \text{ см}$ : наблюдается коллимация плазменного потока. После прохождения максимума тока пушки следует стадия распада инжектированного плазменного облака, занимающая около  $30 \text{ мкс}$ . На отрезке времени

$t \sim 12\text{--}15 \text{ мкс}$  в свечении облака отчетливо видны вытянутые вдоль магнитного поля структуры, представляющие собой чередующиеся области повышенной и пониженной яркости. Эти структуры соответствуют желобковой неустойчивости, развивающейся на границе плазмы.

Динамика плазменной струи в поперечном относительно направления магнитного поля сечении при продольной инжекции в магнитные поля различной индукции  $B_0$  на стадии, сопровождаемой развитием желобковой неустойчивости, показана на рис. 5. Представленные фотоизображения получены в различных реализациях, начиная с момента времени  $t = 9 \text{ мкс}$ . Лучше всего желобки видны в относительно слабых магнитных полях ( $B_0 < 100 \text{ Гс}$ ), в которых облако имеет максимальные поперечные размеры и, соответственно, наибольшую протяженность поперечной границы (см. рис. 5а, г). В сильных магнитных полях (см. рис. 5б, в, д, е) желобковая структура видна несколько хуже, но однозначно прослеживается. В начале на границе облака возникает от  $10$  до  $15$  желобков с азимутальным размером около  $1 \text{ см}$ . В дальнейшем желобки сливаются в более крупные; на поздних временах (более  $20 \text{ мкс}$  от начала инжекции) плазма теряет цилиндриче-





**Рис. 4.** Фотографии (в псевдоцвете) плазменной струи при разлете вдоль магнитного поля индукцией  $B_0 = 225$  Гс, полученные в различные моменты времени после начала инъекции; выдержка при фотосъемке 1 мкс.

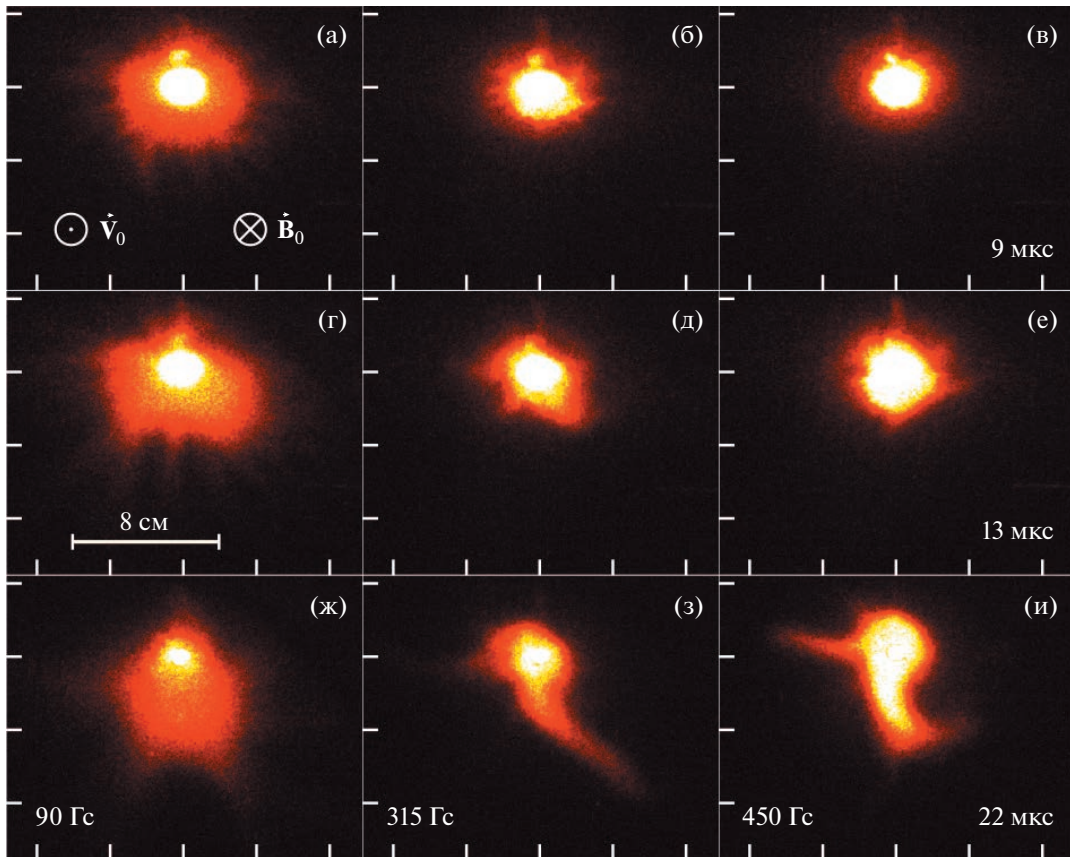
скую симметрию. На этой стадии плазма облака уходит поперек магнитного поля в форме двух или трех струйных выбросов (см. рис. 5з, и).

Лучше понять динамику желобков, появляющихся на стадии распада облака, позволяет двухкадровая съемка плазмы, производимая в каждой конкретной реализации. На рис. 6 приводятся результаты такой фотосъемки, полученные при выдержке 70 нс и интервале между кадрами 2 мкс. Видно, что положения максимумов и минимумов интенсивности свечения практически не изменяются; в области вблизи оси инъекции видно незначительное увеличение расстояния между локальными максимумами свечения, соответствующее азимутальным скоростям не более 1 км/с. Полученные результаты указывают на то, что на начальной стадии развития неустойчивости азимутальная скорость желобков близка к нулю; желобки отрастают в радиальном направлении.

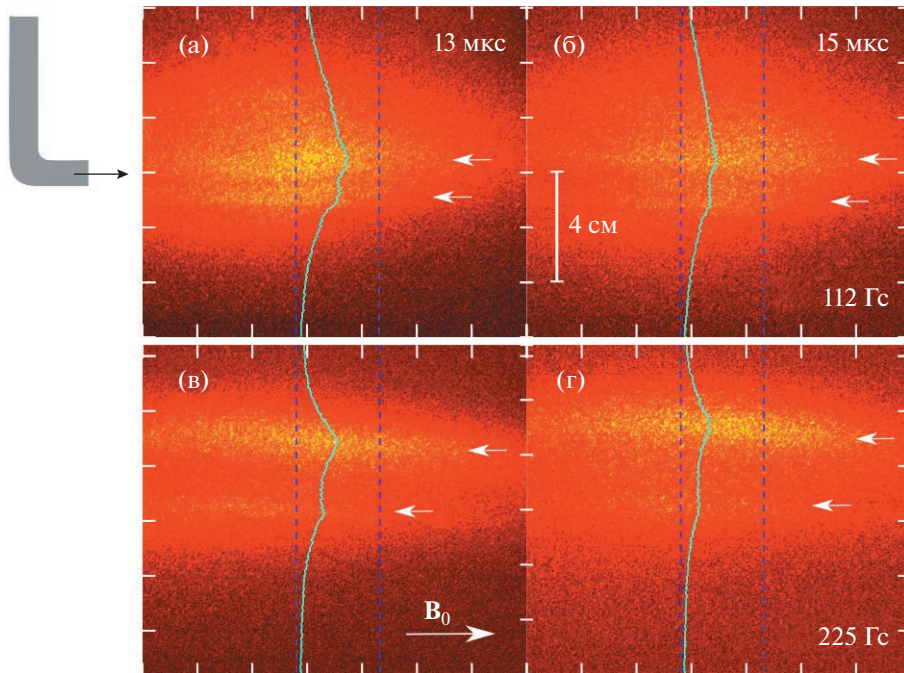
### 3.1. Инъекция плазменной струи поперек магнитного поля

При поперечной инъекции плазменной струи во внешнее квазиоднородное магнитное поле наблюдается характерный эффект коллимации потока ионизированного вещества — формирование

так называемого “плазменного листа” (англ. “plasma slab” [1–3, 28]). Этот эффект был первоначально обнаружен в экспериментах с плотными высокоскоростными (порядка 500 км/с) потоками лазерной плазмы. Протяженные “листы” масштаба 1 м наблюдались в экспериментах с потоками лазерной плазмы со скоростями порядка 100 км/с [19]. Эксперименты на стенде “Крот” демонстрируют подобные структуры при относительно невысоких скоростях плазмы уровня 30 км/с [1]. Для наблюдения эффекта формирования “плазменного листа” принципиальным фактором оказывается большая трасса распространения плазменного потока поперек однородного магнитного поля: в плазменных установках меньшего размера эксперименты с коаксиальными плазменными пушками проводились и ранее (см., например, [26]), однако коллимированного струйного течения поперек магнитного поля типа “плазменный лист” в них наблюдать не удавалось. На рис. 7 приводятся результаты фотосъемки плазменной струи, инжектируемой поперек магнитного поля индукцией 450 Гс, с двух ракурсов в различные моменты времени относительно начала нарастания тока пушки. Инжектируемая струя плазмы движется поперек магнитного поля со скоростью, близкой к начальной ( $V_0 \sim 20\text{--}30$

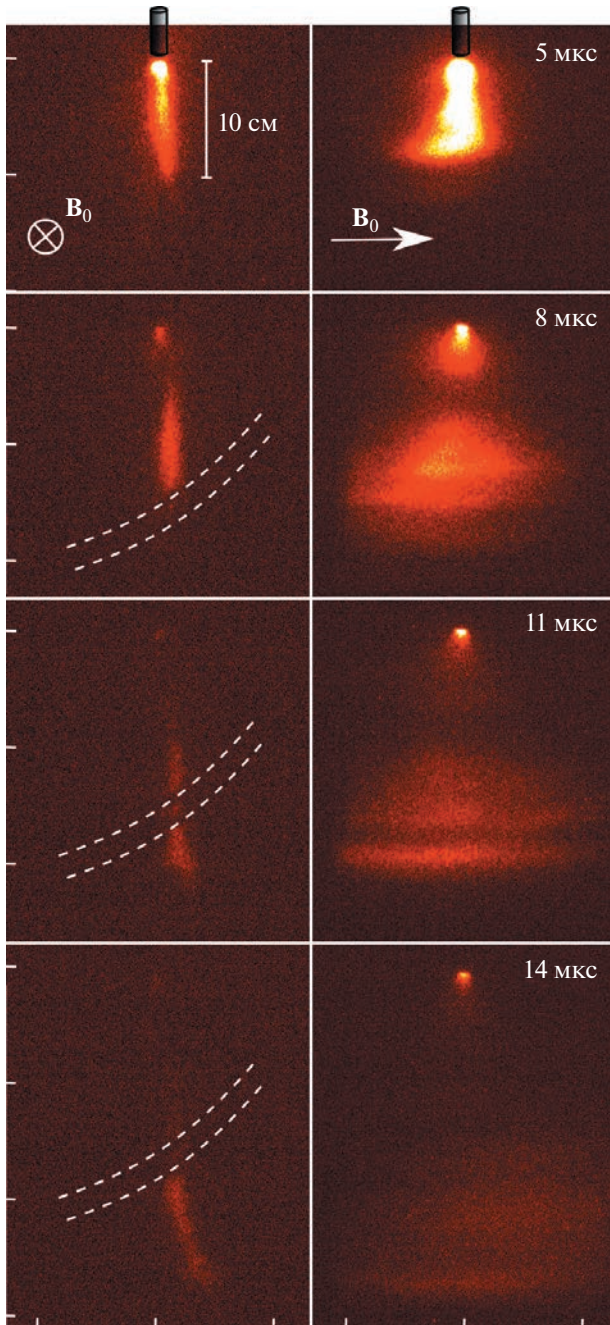


**Рис. 5.** Фотографии (в псевдоцвете) плазменной струи, инжектированной вдоль магнитного поля, на стадии развития желобковой неустойчивости при различных значениях индукции  $B_0$  для трех последовательных моментов времени (9 мкс, 13 мкс, 22 мкс); выдержка при фотосъемке 1 мкс.



**Рис. 6.** Результаты двухкадровой съемки облака (вид сбоку) на стадии распада и формирования желобковой структуры для двух значений индукции магнитного поля; момент съемки  $t_0 = 13$  мкс после начала нарастания тока коаксиальной пушки. Выдержка при съемке 70 нс.





**Рис. 7.** Фотографии (в псевдоцвете) коллимированной плазменной струи — “плазменного листа” в двух проекциях: вдоль и поперек внешнего магнитного поля индукцией 450 Гс для четырех последовательных моментов времени; выдержка при съемке 1 мкс. Белым пунктиром на фотоснимках слева отмечена тень от кабелей внутри вакуумной камеры.

км/с). При этом в плоскости, перпендикулярной магнитным силовым линиям, плазменный поток сжимается, образуя “лист”, толщина которого составляет в магнитном поле уровня 450 Гс величину около 2.5 см. Для условий эксперимента это

значение лежит между характерными значениями гирорадиусов образующих плазму ионов углерода,  $r_i \sim 6$  см, и протонов,  $r_p \sim 0.5$  см. В плоскости, параллельной магнитным силовым линиям, плазма по мере движения растекается вдоль магнитного поля на 20–30 см. В направлении инжекции струя вытягивается на 50–70 см; если пушка устанавливается в центре камеры, передний край “плазменного листа” достигает обмотки соленоида.

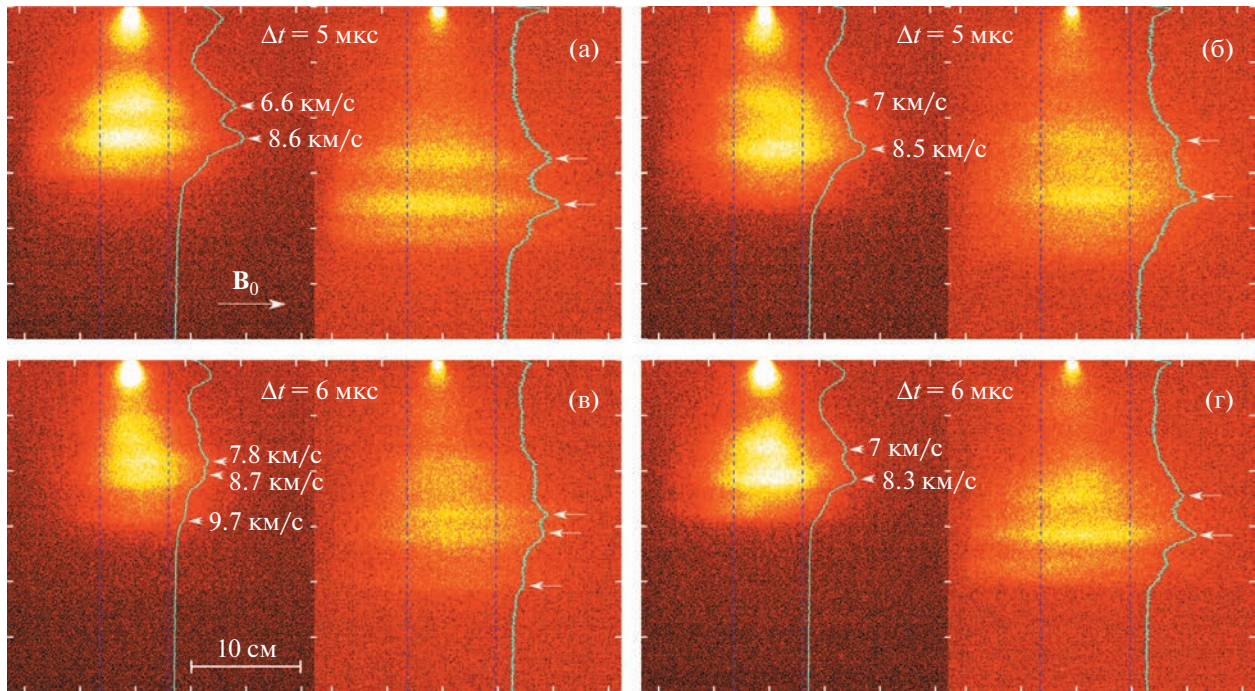
Расширение плазмы поперек магнитного поля сопровождается развитием структурной неустойчивости струи. В процессе движения “плазменный лист” дробится на отдельные филаменты, вытянутые вдоль магнитного поля; филаментация плазмы отчетливо видна на правых панелях рис. 7. Динамика филаментации не воспроизводится от одного импульса инжекции к другому, поэтому более детально исследовать данный эффект удается двухкадровой съемкой с различными задержками относительно начала инжекции плазмы при различных интервалах между кадрами. Результаты двухкадровой съемки для нескольких реализаций приводятся на рис. 8 при двух значениях интервала между кадрами, 5 и 6 мкс. Характерный масштаб возникающих в потоке неоднородностей составляет несколько сантиметров. Развивающиеся неоднородные структуры движутся с потоком, но со скоростью, в 2–3 раза меньшей скорости переднего края “плазменного листа”. Скорости неоднородностей имеют специфическую дисперсию: чем дальше от точки инжекции, тем скорость неоднородностей выше.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

Проведение модельных лабораторных экспериментов по инжекции плазменной струи в большую вакуумную камеру с внешним магнитным полем, которое однородно на масштабе порядка 1 м во всех направлениях, открывает возможности детального исследования развивающихся неоднородных структур в их динамике, сочетая скоростную фотосъемку с классическими зондовыми методами. Использование компактной коаксиальной пушки простой конструкции с достаточно высоким ресурсом, параметры плазменной струи которой хорошо воспроизводятся от одного “выстрела” к другому, позволяет накапливать большие массивы экспериментальных данных, на основе которых можно формировать анимированные карты параметров плазмы и электромагнитных полей, а также серии фотографических изображений плазмы в последовательные моменты времени.

Результаты лабораторного исследования процессов взаимодействия высокоскоростных плазменных потоков с внешним магнитным полем





**Рис. 8.** Результаты двухкадровой съемки неоднородных структур “плазменного листа”, развивающихся в направлении движения плазмы поперек магнитного поля индукцией 450 Гс; выдержка при съемке 1 мкс. На фотографии наложены профили яркости свечения с указанием значений скорости для пиков яркости, соответствующих отдельным филаментам.

могут оказаться важными для понимания плазменных процессов, развивающихся в окрестности молодых звезд. Так, экспериментальные результаты, демонстрирующие быструю динамику проникновения плазменной струи поперек внешнего магнитного поля, могут быть применены для описания аккреционных процессов на молодых звездах, относящихся к классу EXor, получивших свое название от звезды EX Lupi. Звезды этого класса демонстрируют мощные УФ и оптические вспышки, амплитуда которых достигает 4–7 от средних значений светимости звезды, а продолжительность составляет от месяца до одного года, с периодом повторения от месяцев до нескольких лет. Теоретические модели связывают вспышки EXor с несколькими разными процессами [28–31], приводящими к сильному возмущению аккреционного диска и последующему значительному увеличению скорости аккреции, что и приводит к формированию вспышки.

Проводимые модельные эксперименты позволяют определить возможные траектории усиленных аккреционных потоков, возникающих под действием локального скопления вещества на границе аккреционного диска. В частности, возможно возникновение дополнительного канала аккреции за счет проникновения плазменного потока к поверхности звезды поперек магнитного поля и, как результат, скорость аккреции может

значительно возрастать по сравнению с классическим случаем звезд типа Т Тельца [32]. Результаты по магнитной коллимации плазменных потоков при инъекции плазмы вдоль магнитного поля имеют непосредственное отношение к механизмам формирования полярных выбросов из молодых звезд и, в частности, являются ярким подтверждением возможности коллимации полярных выбросов в узкие направленные джеты полоидальным крупномасштабным магнитным полем, существующим в межзвездном пространстве [6].

Наглядные, хорошо воспроизводимые результаты лабораторных экспериментов делают их важным дополнением к астрономическим наблюдениям и численному моделированию астрофизических плазменных процессов. Вместе с тем главная и очевидная трудность здесь состоит в том, чтобы оценить, в какой мере можно использовать результаты лабораторных экспериментов для описания астрофизических объектов. Очевидно, что лабораторные эксперименты проводятся с плазмой, которая имеет гораздо меньшие размеры, чем астрофизическая плазма, и эволюционирует на существенно меньших временах. Вопрос масштабируемости подробно рассматривался в нескольких исследованиях [8, 33, 34]. Мы лишь напомним основные идеи, которые сводятся к обоснованию минимального набора ключе-

**Таблица 1.** Параметры наблюдаемого эпизодического события аккреции объекта EXor V1118 Ori из работы [31], параметры лабораторного эксперимента на стенде “Крот” [1] и соответствующие безразмерные параметры ( $Re$ ,  $Re_m$ ,  $Pe$ ,  $Eu$ ,  $\beta$ ),  $Z$  – средний заряд ионов,  $A$  – эффективная атомная масса

	$Z$	$A$	$B$ , [Гс]	$L$ , [см]	$N_e$ , [см <sup>-3</sup> ]	$T_{e,i}$ , [кК]	$V_{flow}$ , [км/с]	$Re$	$Re_m$	$Pe$	$Eu$	$\beta$
EXor	1	1.3	100	$5 \times 10^{11}$	$5 \times 10^{11}$	12	180	$5 \times 10^{12}$	$10^{12}$	$10^{11}$	15	$3.6 \times 10^{-3}$
“Крот”	1.26	10.4	450	100	$10^{13}$	12	23	650	27	4.7	5.1	$3.6 \times 10^{-3}$

**Таблица 2.** Параметры наблюдаемых протозвездных джетов [41–43], параметры лабораторного эксперимента на стенде “Крот” [1] и соответствующие безразмерные параметры ( $Re$ ,  $Re_m$ ,  $Pe$ ,  $Eu$ ,  $\beta$ ),  $Z$  – средний заряд ионов,  $A$  – эффективная атомная масса

	$Z$	$A$	$B$ , [Гс]	$L$ , [см]	$N_e$ , [см <sup>-3</sup> ]	$T_{e,i}$ , [кК]	$V_{flow}$ , [км/с]	$Re$	$Re_m$	$Pe$	$Eu$	$\beta$
Джет	1	1.3	$5 \times 10^{-3}$	$3 \times 10^{14}$	$9 \times 10^4$	2.3	200	$7 \times 10^{11}$	$4 \times 10^{12}$	$10^{10}$	37	$6 \times 10^{-2}$
“Крот”	1.3	10.4	200	50	$10^{13}$	24	85	270	120	2	13	$3.6 \times 10^{-3}$

вых размерных и безразмерных параметров, совпадение которых в лабораторной и астрофизической плазме определяет физическое подобие обеих систем. Безразмерные параметры определяют конкретные, наиболее важные процессы, протекающие в плазме, например – в нашей задаче – режимы истечения плазменных струй и характер их взаимодействия с магнитным полем. Размерные параметры, в свою очередь, позволяют установить однозначное соответствие параметров плазмы и электромагнитных полей в лабораторной установке и у астрофизического объекта, связать между собой временные отрезки и пространственные масштабы астрофизического явления и его лабораторной модели.

Общие подходы к масштабированию лабораторной и астрофизической плазм изложены в работах [35–37]. Рассмотрим один из них, представленный в работах [8, 33, 34], в которых введено понятие “подобия Эйлера”. Для режима идеальной магнитной гидродинамики (МГД) плазмы оно базируется на двух параметрах подобия – числе Эйлера,  $Eu = V\sqrt{\rho/p}$ , и бета-коэффициенте плазмы,  $\beta = (8np)/B^2$ , в которых  $V$  – скорость потока,  $\rho$  – массовая плотность плазмы,  $p = k_B(n_i T_i + n_e T_e)$  – давление плазмы ( $k_B$  – постоянная Больцмана,  $n_{i,e}$  и  $T_{i,e}$  – плотности и температуры ионов и электронов соответственно), а  $B$  – индукция магнитного поля. В рамках данного подхода считается, что две МГД системы масштабируются относительно друг друга и эволюционируют одинаково, если их параметры подобия  $Eu$ ,  $\beta$  совпадают и начальные условия геометрически эквивалентны.

Строго говоря, подобие Эйлера применимо только в рамках идеальной МГД без учета дисси-

пативных процессов, которые, однако, могут существенно повлиять на поведение плазмы в магнитном поле. Для реальной МГД-системы с диссипацией подобие Эйлера можно использовать только в том случае, если следующие безразмерные параметры существенно превышают 1: число Рейнольдса  $Re = LV/\nu$  (отношение силы инерции к вязкости  $\nu$ ), отвечающее за вязкую диссипацию; магнитное число Рейнольдса  $Re_m = LV/\eta$  (отношение скорости конвекции магнитного поля к коэффициенту магнитной диффузии  $\eta$ ), отвечающее за диффузию, связанной с конечной проводимостью; число Пекле  $Pe = LV/\chi$ , характеризующее отношение параметров конвективного переноса к теплопроводности  $\chi$ . Типичные значения этих параметров в лабораторной и астрофизической плазме приводятся в табл. 1 и 2.

#### 4.1. Масштабируемость потоков лабораторной плазмы и аккреционных потоков в объектах типа EXor

Значения плотности, давления и скорости в аккреционном потоке существенно меняются от аккреционного диска до поверхности звезды [38, 39]. Для объектов типа EXor известны не все параметры, необходимые для сравнения с лабораторными системами. Так, в работе [40] приведены параметры наблюдаемого эпизодического события аккреции объекта EXor V1118 Ori. Типичные плотности аккреционного потока в фазе нарастания колеблются от  $4 \times 10^{11}$  см<sup>-3</sup> до  $6 \times 10^{11}$  см<sup>-3</sup>, температура изменяется от 9 кК до 15 кК, а скорость потока – от десятков до сотен км/с. К сожалению, никакой информации об индукции магнитного поля из этих наблюдений получить нельзя. Однако, как видно из табл. 1, число Рей-

нольдса  $Re$ , магнитное число Рейнольдса  $Re_m$  и число Пекле  $Pe$  намного больше 1 как для лабораторных экспериментов, так и для рассмотренного случая аккреционного выброса звезды класса EXor, что свидетельствует о возможности использования приближения идеальной МГД. Кроме того, значения числа Эйлера  $Eu$  и плазменного  $\beta$  у лабораторной плазменной струи и потоков EXor достаточно близки, что подтверждает схожесть топологии и эволюции рассматриваемых плазменных объектов. Поскольку две плазменные системы оказываются подобны, на основании результатов лабораторного моделирования можно оценить возможную индукцию магнитного поля объекта типа EXor; оценка дает величину порядка 100 Гс [1].

#### 4.2. Масштабируемость лабораторных плазменных струй и протозвездных джетов

При моделировании динамики протозвездных джетов скорость струйных течений из молодых звездных объектов можно считать величиной порядка 200 км/с. Поскольку большинство звездных джетов излучают только линии эмиссионного спектра, которые неполяризованы и не демонстрируют земановского расщепления, прямые измерения магнитного поля в джетах затруднены [41]. Вместе с тем существует ряд техник измерения магнитного поля джета около источника [42] и на фронте джета, где развивается ударная волна [43]. Хотя определить магнитное поле в средней части джета из наблюдений не удастся, характерные значения полоидального магнитного поля вдоль струи можно оценить, используя данные из областей вблизи звезды и на больших расстояниях от нее, а также приближенный тренд зависимости индукции магнитного поля от концентрации плазмы  $B \sim n^p$  ( $p \approx 0.85$ ) [41]. Значения электронной плотности и соответствующей индукции магнитного поля варьируют от  $2.5 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$  и 82 мГс в околзвездной области (в пределах  $\sim 10$  а.е.) до  $10^4 \text{ см}^{-3}$  и 0.75 мГс на расстояниях до  $10^3$  а.е. соответственно. Предполагается, что типичные значения температуры близки к 1000 К. Типичные значения МГД параметров в средней части джета приведены в табл. 2.

Из табл. 2 видно, что значения параметров подобия для этих систем оказываются одного порядка величины, а такие параметры, как число Рейнольдса  $Re$ , магнитное число Рейнольдса  $Re_m$  и число Пекле  $Pe$ , много больше 1, что свидетельствует о том, что масштабирование возможно с хорошей точностью.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные результаты на стенде “Крот”, а также количественное сопоставление безразмерных МГД параметров в лабораторных и астрофизических плазменных потоках дают основания использовать лабораторные эксперименты для воспроизведения и исследования топологии и динамики аккреционных потоков и джетов, наблюдаемых в окрестности МЗО. Продемонстрирована, в частности, возможность эффективного распространения плазмы поперек внешнего магнитного поля, что подтверждает предложенный сценарий аккреции поперек магнитных силовых линий. Этот эффект может быть кандидатом на объяснение происхождения высоких темпов аккреции объектов EXor по сравнению со стандартной аккрецией в классических звездах типа Т Тельца. Кроме того, продемонстрированный в лабораторных условиях процесс магнитной коллимации лабораторного плазменного потока в силу схожести безразмерных параметров может воспроизводить механизм коллимации астрофизического джета полоидальным межзвездным магнитным полем.

Необходимо особо отметить то обстоятельство, что МГД неустойчивости плазменных потоков, хорошо известные в лабораторной плазме, в динамике МЗО не могут быть разрешены имеющимися методами астрофизических измерений. В то же время тонкая (мелкомасштабная) структура плазменных потоков, недоступная диагностике, может в значительной мере определять макроскопические свойства МГД течений астрофизической плазмы, обеспечивая аномальные механизмы диссипации, ограничивая предельные характеристики и время жизни тех или иных космических объектов. В этой части лабораторное моделирование, проводимое с использованием преобразований подобия и сочетаемое с численным моделированием, может дать весьма ценный и, главное, наглядный материал, который позволит лучше понять особенности динамики астрофизических струйных течений как на качественном, так и на количественном уровне.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках 10 проекта Национального центра физики и математики (НЦФМ) “Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика” с использованием уникальной научной установки “Комплекс крупномасштабных геофизических стендов ИПФ РАН” (УНУ ККГС).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. K. Burdonov, R. Bonito, T. Giannini, et al., *Astron. and Astrophys.* **648**, A81 (2021).



2. *K. Burdonov, W. Yao, A. Sladkov, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **657**, A112 (2022).
3. *А. А. Соловьев, К. Ф. Бурдонов, А. В. Котов и др.*, *Известия ВУЗов. Радиофизика* **63**, 973 (2020).
4. *H. C. Spruit, T. Foglizzo and R. Stehle*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **288**, 333 (1997).
5. *S. Matt, R. Winglee and K. H. Böhm*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **345**, 660 (2003).
6. *B. Albertazzi, A. Ciardi, M. Nakatsutsumi, et al.*, *Science* **346**, 325 (2014).
7. *D. P. Higginson, G. Revet, B. Khair, et al.*, *High Energy Density Physics* **23**, 48 (2017)
8. *D. D. Ryutov*, *Phys. of Plasmas* **25**, 100501 (2018)
9. *Ю. П. Захаров, А. М. Оришнич, А. Г. Пономаренко и др.*, *Физика плазмы* **12** (10), 1170, (1986).
10. *Ю. П. Захаров, В. М. Антонов, Э. Л. Бояринцев и др.*, *Физика плазмы* **32** (3), 207 (2006).
11. *Y. P. Zakharov*, *IEEE Transactions on Plasma Science* **31**, 1243, (2003).
12. *J. Bonde, S. Vincena, W. Gekelman*, *Phys. of Plasmas* **25**, 042110 (2018).
13. *M. VanZeeland, W. Gekelman*, *Phys. of Plasmas* **11**, 320 (2004).
14. *A. Fazzini, W. Yao, K. Burdonov, et al.*, *Astron. Astrophys.* **665**, A87 (2022)
15. *B. A. Remington, R. P. Drake, D. D. Ryutov*, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 755 (2006)
16. *В. С. Бескин, В. И. Крауз, С. А. Ламзин*, *УФН* **10**, (2022, принята в печать).
17. *P. M. Bellan, X. Zhai, K. B. Chai, B. N. Ha*, *J. Plasma Phys.* **81**, 495810502 (2015).
18. *T. C. Underwood, K. T. Loebner, V. A. Miller, et al.*, *Sci. Rep.* **9**, 1 (2019).
19. *Y. P. Zakharov, A. G. Ponomarenko, V. A. Terekhin, et al.*, *Quantum Electron.* **49**, 181 (2019)
20. *Y. P. Zakharov, V. P. Neznamov, V. A. Terekhin, et al.*, *J. Phys.: Conference Series* **2067**, 012021 (2020)
21. *J. Marshall*, *Phys. of Fluids* **3**, 134 (1960).
22. *H. W. Friedman, R. M. Patrick*, *Phys. of Fluids* **14**, 1889 (1971).
23. *Б. Г. Гаврилов, С. А. Кожухов, Д. Б. Собянин*, *ЖТФ* **64**, 6 (1994).
24. *С. В. Коробков, М. Е. Гуцин, В. И. Гундорин и др.*, *Письма в ЖТФ* **45**, 45 (2019).
25. *Н. А. Айдакина, А. Г. Галка, В. И. Гундорин и др.*, *Геомагнетизм и аэронавигация* **58**, 331 (2018).
26. *Y. Zhang, D. M. Fisher, M. Gilmore, et al.*, *Phys. Plasmas* **25**, 055709 (2018)
27. *М. Е. Гуцин, С. В. Коробков, В. А. Терехин и др.*, *Письма в ЖЭТФ* **108**, 416 (2018).
28. *B. Khair, G. Revet, A. Ciardi, et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 205001 (2019).
29. *P. J. Armitage, M. Livio, J. E. Pringle*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **324**, 3, 705 (2001).
30. *P. J. Armitage*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **274**, 1242 (1995).
31. *P. J. Armitage*, *Astrophys. Lett.* **833**, L15 (2016).
32. *C. Argiroffi, J. J. Drake, R. Bonito, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **607**, A14 (2017).
33. *D. Ryutov, B. Remington, H. Robey, et al.*, *Phys. of Plasmas* **8**, 1804 (2001).
34. *D. Ryutov, R. P. Drake, J. Kane, et al.*, *Astrophys. J.* **518**, 821 (1999).
35. *И. М. Подгорный, П. З. Сагдеев*, *УФН* **98**, 409 (1969).
36. *В. Б. Баранов*, *Космические исследования* **2**, 109 (1969).
37. *K. Schindler*, *Rev. Geophys.* **7**, 51 (1969).
38. *S. Orlando, F. Reale, G. Peres, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **415**, 3380 (2011).
39. *М. М. Романова, Г. В. Устюгова, А. В. Кольдоба, et al.*, *Astrophys. J.* **578**, 420 (2002).
40. *T. Giannini, S. Antonucci, D. Lorenzetti, et al.*, *Astrophys. J.* **839**, 112 (2017).
41. *P. Hartigan, A. Frank, P. Varniere, et al.*, *Astrophys. J.* **661**, 910 (2007).
42. *T. P. Ray, T. W. B. Muxlow, D. J. Axon, et al.*, *Nature* **385**, 415 (1997).
43. *J. A. Morse, P. Hartigan, G. Cecil, et al.*, *Astrophys. J.* **399**, 231 (1992).