

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

## Лабораторное моделирование струйных выбросов из молодых звёзд на установках с плазменным фокусом

В.С. Бескин, В.И. Крауз, С.А. Ламзин

*На примере струйных выбросов из молодых звёзд показано, как лабораторное моделирование позволяет существенно продвинуться в понимании основных физических процессов, ответственных за образование и устойчивость этих удивительных объектов. В частности, обсуждается возможность моделирования струйных выбросов в лабораторном эксперименте на установке ПФ-3 в Национальном исследовательском центре "Курчатовский институт". Многие свойства течений, полученных на экспериментальной установке, согласуются с основными характеристиками струйных выбросов, наблюдаемых в окрестности молодых звёзд.*

**Ключевые слова:** джеты из молодых звёзд, лабораторное моделирование, плазменный фокус

PACS numbers: 52.58.Lq, 97.21.+a, 98.38.Fs

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.12.039130>

### Содержание

1. Введение (345).
2. Струйные выбросы из молодых звёздных объектов (346).
  - 2.1. Астрофизический аспект.
  - 2.2. Теоретический аспект.
  - 2.3. Лабораторный аспект.
3. Плазменный фокус — перспективное направление лабораторных исследований (360).
  - 3.1. Принцип работы.
  - 3.2. Экспериментальные установки.
  - 3.3. Формирование плазменных потоков.
  - 3.4. Обоснование применимости установок с плазменным фокусом для лабораторного моделирования.
  - 3.5. Основные результаты исследований.
4. Заключение (378).

Список литературы (378).

### 1. Введение

Мощный прогресс в развитии информационных технологий не мог не сказаться на структуре научных исследо-

ваний. Если в 1960–1970-х годах стремительное развитие астрономии было связано с технологическим прорывом, в результате которого происходило освоение всё новых диапазонов электромагнитного спектра, то в настоящее время ключевым моментом становится возможность недостижимого ранее широкого охвата исследуемых объектов. Речь идёт не только об одновременном исследовании космических источников на разных частотах (сейчас достойными выглядят лишь те заявки на исследования, в которых авторы не ограничиваются одним диапазоном, а предлагают одновременные наблюдения, например, в радиодиапазоне, оптическом и рентгеновском диапазонах). Переход к большим коллaborациям привёл к тому, что в исследовательские коллективы всё чаще помимо наблюдателей включаются теоретики, выполняющие фундаментальные теоретические исследования (правда, в последнее время не столько аналитические, сколько численные).

С другой стороны, всё большую роль начинает приобретать лабораторное моделирование астрофизических процессов. Спектр направлений, в которых достигнуты значительные успехи в лабораторном моделировании, очень широк. Можно отметить такие направления, как исследование уравнений состояния, нелинейная гидродинамика, радиационная динамика и даже моделирование квантовых свойств чёрных дыр [1]. Интересные результаты получены при исследовании свойств углеродистых и кремнистых зёрен пыли для астрофизически значимых молекул, которые могут играть роль прародителей образования планетезималей [2, 3], при исследовании пылевых ионно-звуковых ударных волн, широко представленных в околоземной плазме и Вселенной [4, 5], моделировании плазменно-пылевых процессов у поверхности Луны [6] и др. Лабораторные эксперименты по изучению трансформации магнитной энергии в энергию высокoenергичных потоков плазмы, ускоренных частиц

В.С. Бескин<sup>(1,2,\*), В.И. Крауз<sup>(3)</sup>, С.А. Ламзин<sup>(4)</sup></sup>

<sup>(1)</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,  
Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российской Федерации

<sup>(2)</sup> Московский физико-технический институт  
(национальный исследовательский университет),  
Институтский пер. 9, 141701 Долгопрудный, Московская обл.,  
Российская Федерация

<sup>(3)</sup> Национальный исследовательский центр  
"Курчатовский институт",  
пл. Академика Курчатова 1, 123182 Москва, Российской Федерации

<sup>(4)</sup> Государственный астрономический институт  
им. П.К. Штернберга,  
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
Университетский просп. 13, 119234 Москва, Российской Федерации  
E-mail: <sup>(\*)</sup> beskin@lpi.ru

Статья поступила 16 августа 2021 г.,  
после доработки 14 декабря 2021 г.

и излучений различных диапазонов длин волн, т.е. процессов магнитного пересоединения при формировании и разрушении токовых слоёв, проводимые в Институте общей физики им. А.М. Прохорова РАН с помощью установки ТС-3Д [7, 8], позволяют воспроизводить многие астрофизические явления и открывают принципиальные возможности для предсказания явлений вспышечного типа.

Значительный прогресс достигнут также благодаря появлению целой группы новых установок с высокой плотностью энергии, разработанных в рамках программы инерциального управляемого термоядерного синтеза, в частности, современных лазерных [9] и Z-пинчевых систем [10]. Новые установки предоставили возможность моделировать многие астрофизические процессы. Использование сверхмощных лазеров позволило провести моделирование взаимодействия излучения с веществом в сверхсильных электромагнитных полях нейтронных звёзд [11, 12].

Большой цикл работ выполнен в Институте лазерной физики СО РАН на установке КИ-1 по формированию в фоновой плазме бесстолкновительных ударных волн (БУВ) посредством инъекции поперёк магнитного поля сгустков лазерной плазмы с максимальной энергией до 100 Дж в единицу телесного угла и достаточно высокой степенью замагниченности ионов [13]. Впервые в лабораторных условиях удалось зарегистрировать интенсивное торможение фоном сверхальвеновского потока лазерной плазмы и формирование в нём сильного возмущения со свойствами докритической БУВ, распространяющейся перпендикулярно вектору магнитного поля. Получены новые результаты по формированию в вакууме протяжённой (до  $\sim 0,5$  м) струи в магнитном поле (до 300 Гс) за счёт инъекции поперёк этого поля сгустков лазерной плазмы [14].

Эксперименты по разлёту плазмы во внешнее магнитное поле были проведены также в Институте прикладной физики (ИПФ) РАН на лабораторном стенде для исследований лазерно-плазменного взаимодействия, созданном на базе лазерного комплекса PEARL (PEtawatt pARametric Laser) (<https://pearl.iapras.ru>) [15]. Высокоскоростной поток плотной плазмы формировался термической аблицией вещества с поверхности твердотельной мишени под действием мощного лазерного излучения. Сравнение результатов лабораторного эксперимента с примерами типичных астрофизических течений в системе поляра АМ Herculis, промежуточного поляра EX Hydrael и "горячего юпитера" WASP-12b показало принципиальную возможность лабораторного моделирования аккреционных течений. Результаты экспериментального исследования расширения лазерной плазмы в сильном (с индукцией 135 кГс) внешнем магнитном поле при различных размерах области плазмообразования на поверхности твердотельной мишени показали, что при размерах области плазмообразования, меньших классического радиуса торможения плазмы, наблюдается практически идентичная топология потоков плазмы, которая характеризуется формированием тонкого плазменного листа, ориентированного вдоль внешнего магнитного поля [16]. Лазерные и Z-пинчевые системы широко используются также для моделирования струйных выбросов из компактных астрофизических объектов [17, 18]. Более подробно этот аспект освещён в разделе 2.3.

В настоящем обзоре на примере моделирования струйных выбросов из молодых звёзд на установке плазменного фокуса ПФ-3 в Национальном исследовательском центре (НИЦ) "Курчатовский институт" [19–21] будет показано, что подобный широкий фронт исследований действительно позволяет существенно продвинуться в понимании физических процессов, ответственных за образование и относительную устойчивость этих удивительных объектов. Мы не ставим перед собой цель сформулировать здесь какие-то окончательные ответы, а ограничимся лишь обсуждением того, как лабораторный эксперимент, несмотря на существенные различия во многих ключевых параметрах (энергетических характеристиках, размерах) позволяет получать новую, иногда уникальную, информацию о физических процессах, ответственных за наблюданную активность струйных выбросов.

## 2. Струйные выбросы из молодых звёздных объектов

### 2.1. Астрофизический аспект

**2.1.1. Процесс звездообразования.** Вначале кратко напомним основные этапы процесса звездообразования, отсылая за подробностями к книгам [22, 23].

1. Звёзды формируются из межзвёздного вещества преимущественно внутри гигантских молекулярных облаков — уплотнений межзвёздного газа с характерным размером порядка несколько десятков парсеков (1 пк  $\approx \approx 3 \times 10^{18}$  см) и массой  $\sim 10^4 - 10^6 M_\odot$ . Малой, но крайне важной добавкой к газу являются пылевые частицы с размерами, не превышающими 0,1 мкм, которые поглощают видимый свет, экранируя вещество молекулярного облака от излучения окружающих звёзд.

2. Молекулярные облака, имеющие неоднородную структуру, и уплотнения с массой порядка  $100 M_\odot$ , называемые дозвёздными ядрами, являются "родильными домами" звёзд. Время жизни дозвёздных ядер не превышает  $10^5$  лет, затем они либо разрушаются, либо начинают сжиматься, распадаясь на отдельные фрагменты со звёздной массой.

3. Вначале эти фрагменты (протозвёздные облака) сжимаются практически в режиме свободного коллапса, но примерно через  $10^4$  лет внутренние области становятся непрозрачными для собственного излучения, вследствие чего быстро нагреваются. Градиент давления газа в таких областях останавливает сжатие, и облако превращается в протозвезду — объект, состоящий из гидростатически равновесного ядра с массой порядка 1 % от массы облака, на которое падает (аккрецирует) вещество внешних слоёв. Температура ядра  $\sim 1000 - 3000$  К, и оно излучает в оптическом и ближнем инфракрасном (ИК) диапазонах, но это излучение не доходит до внешнего наблюдателя, поскольку полностью поглощается пылинками в оболочке и переизлучается в диапазоне длин волн  $\lambda > 20$  мкм — объекты с указанными свойствами называются молодыми звёздными объектами класса 0.

4. Протозвёздные облака обладают ненулевым угловым моментом  $J_{\text{cl}}$ , поэтому по мере сжатия облака в его экваториальной плоскости формируется дискообразное уплотнение, внутри которого вещество из-за вязкости между слоями падает по спирали на формирующуюся

гидростатическое ядро. Если угловой момент  $J_{\text{cl}}$  превышает некую критическую величину, то центробежные силы разрывают облако на две или более частей, каждая из которых далее будет сжиматься самостоятельно, — так, по-видимому, образуются двойные и кратные звёздные системы.

5. Со временем масса и температура ядра увеличиваются, а масса оболочки уменьшается. С наблюдательной точки зрения это проявляется в том, что протозвезды становятся источником излучения на всё более коротких волнах ИК-диапазона — на данной стадии протозвёзды называют объектами класса I. В какой-то момент оболочка становится прозрачной вдоль луча зрения и для оптического излучения ядра, которое в первом приближении выглядит как обычная звезда, и для наблюдателя протозвезда превращается в молодую звезду.

6. Примерно через  $3 \times 10^5$  лет почти вся масса родительского протозвёздного облака оказывается со средоточенной в молодой звезде: в аккреционном диске остаётся порядка 1% массы, но свыше 90% исходного углового момента. Дисковая акреция у молодых звёзд не в состоянии компенсировать потери энергии на излучение с поверхности, вследствие чего такие звёзды медленно сжимаются, а их центральные области нагреваются. Для объектов массой  $M > 0,08 M_\odot$  через  $3 \times 10^7 (M/M_\odot)^{-2}$  лет температура достигает величины, достаточной для того, чтобы интенсивность ядерных реакций, в ходе которых водород превращается в гелий, могла компенсировать потери на излучение с поверхности. С этого момента молодая звезда становится "взрослой" звездой так называемой главной последовательности. Для Солнца, например, этап молодости был примерно в 1000 раз короче, чем продолжительность его "взрослой" жизни, в середине которой оно сейчас находится.

7. Молодые звёзды в зависимости от их массы делятся на звёзды типа Т Тельца ( $M < 2-3 M_\odot$ ) и звёзды Ae/Be Хербига. В их спектре в диапазоне длин волн примерно до 2 мкм доминирует излучение звезды, а в более далёкой ИК-области — излучение аккреционного диска, точнее его пыли, нагретой излучением звезды и теплом, выделяющимся за счёт акреции. Газ диска частично акрецирует на звезду, а частично испаряется с поверхности диска в виде так называемого дискового ветра. При этом пыль оседает к экваториальной плоскости диска, концентрация пылинок возрастает, и они начинают слипаться при соударениях, образуя всё более крупные агломераты. Когда (и если) пылевые сгустки вырастают до размера порядка 1 км, их дальнейший рост вплоть до образования планет происходит за счёт акреции окружающего газа.

8. За несколько миллионов лет газ из диска практически полностью исчезает, акреция прекращается, и вокруг молодой звезды остаётся планетная система и/или "строительный мусор" — пылевые частицы, астероиды, кометы. Практически не акрецирующие диски наблюдаются вокруг звёзд Т Тельца со слабыми линиями (возраст свыше 3–10 млн лет), а у их более массивных собратьев, которые эволюционируют быстрее, практически не акрецирующие диски наблюдаются даже на стадии главной последовательности. Протозвёзды и молодые звёзды принято называть обобщённым именем — молодые звёздные объекты (Young Stellar Objects — YSO).

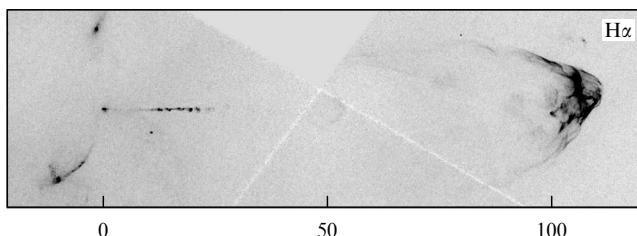
1\*

9. Принципиально важную роль в процессе звездообразования играет магнитное поле, которое влияет на перераспределение углового момента внутри протозвёздного облака, процессы его фрагментации и дисковой акреции на гидростатическое ядро [24]. Уже в дозвёздных ядрах индукция поля  $B \sim 10-100$  мГс [25], отсюда следует, что в этих объектах магнитное давление сравнимо с тепловым и турбулентным.

**2.1.2. Джеты молодых звёздных объектов.** Как заметили астрономы ещё примерно 60 лет назад, некоторые эмиссионные линии в спектрах классических звёзд Т Тельца имеют абсорбционные компоненты с коротковолновой стороны, что указывало на истечение вещества из этих объектов [26]. В течение почти четверти века считалось, что данное явление связано с коронально-хромосферной активностью молодых звёзд и аналогично солнечному ветру, хотя и гораздо более интенсивному [27]. Однако изотропность самого ветра под вопрос не ставилась.

Между тем история обнаружения струйных, т.е. коллимированных, потоков (джетов) из молодых звёздных объектов началась намного ранее, а именно в начале 1950-х годов, когда в областях звездообразования были открыты компактные диффузные туманности с необычным спектром, которые перемещались по небу со скоростями, достигающими величин до  $100 \text{ км с}^{-1}$  [28–30]. С лёгкой руки В.А. Амбарцумяна эти образования стали называть объектами Хербига–Аро (Herbig–Haro) или НН-объектами по именам открывших их астрономов (рис. 1). Позднее выяснилось, что такие туманности представляют собой яркие уплотнения в слабо светящихся струях газа, разлетающихся от молодых звёздных объектов [31–33], в связи с чем сейчас чаще стали говорить о течениях Хербига–Аро и присваивать номер в каталоге не каждому вновь открытому объекту, а всему течению в целом [34].

В настоящее время струйные выбросы обнаружены у нескольких сотен молодых звёзд [35]. Примерно у 2/3 этих объектов видны две противоположно направленные струи, а в остальных случаях движущаяся от нас струя не наблюдается, по-видимому, из-за поглощения света в загораживающей её околозвёздной газопылевой оболочке. Наблюданная протяжённость струй варьируется от 0,01 до 3 пк [36], а степень коллимации джетов (отношение наблюдаемой длины к ширине) может достигать 30, т.е. полный угол раскрытия джетов  $5-10^\circ$ . Уточним, что сейчас мы говорим о так называемых атомарных джетах, т.е. газовых потоках, которые излучают (и наблюдаются) в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах в линиях атомов и ионов, главным образом в



**Рис. 1.** Оптическое изображение струйных выбросов в системе НН 34 (см., например, [31]). Масштаб соответствует 100 угловым секундам (46000 а.е. = 0,22 пк). Хорошо видны детали струйного выброса и сложная структура "головной" ударной волны (объект НН 34S).

линиях водорода и так называемых запрещённых линиях элементов тяжелее гелия.

По отношению интенсивности указанных линий удалось установить, что характерная концентрация газа в атомарных джетах лежит в пределах от  $10^2$  до  $10^6 \text{ см}^{-3}$ , температура близка к  $10^4 \text{ К}$ , но водород при этом почти нейтрален: степень ионизации порядка 10 % [37]. В уплотнениях (собственно объектах Хербига–Аро) плотность выше, в связи с чем они и выглядят более яркими (подробнее см. раздел 2.1.3). Сравнение изображений НН-объектов, полученных с интервалом в несколько лет (см. подборку анимаций на странице <https://sparky.rice.edu/~hartigan/movies.html> [38]), а также доплеровское смещение линий в их спектрах показывают, что они движутся со скоростью порядка  $300 \text{ км с}^{-1}$ , которая коррелирует со светимостью (и массой) центральной звезды, достигая у наиболее массивных ( $M > 10 M_\odot$ ) звёзд величины  $10^3 \text{ км с}^{-1}$ , постепенно уменьшаясь по мере удаления от центрального источника [37]. Движение джетов относительно более холодной межзвёздной среды происходит в сверхзвуковом режиме с числом Маха, превышающим 30. Темп потери массы, уносимой атомарными джетами молодых звёзд, порядка  $10^{-9} - 10^{-11} M_\odot \text{ год}^{-1}$ , что составляет примерно 10–20 % от темпа аккреции [31].

Обычно цепочки НН-объектов образуют проходящую через центральную звезду прямую линию, перпендикулярную внутренним областям диска, причём каждому объекту в приближающейся к нам части струи (в джете) соответствует аналогичный по параметрам и расстоянию от звезды НН-объект в удаляющейся от неё части потока (в контрудже). Но из этого правила есть исключения. У некоторых молодых звёзд, например у RW Aur A, скорость газа и количество НН-объектов в джете и контрудже различаются примерно вдвое [37]. Пока не ясно, связана ли такая разница с различием условий в околосвёздной среде по обе стороны от аккреционного диска, или асимметрия обусловлена работой "центральной машины" [39]. У некоторых молодых звёзд цепочки джетов образуют дугу, в вершине которой находится звезда. Скорее всего, это связано с тем, что звезда движется относительно околосвёздного газа. Более интересны ситуации, когда цепочки НН-объектов изгибаются, образуя S-образную (спиральную) кривую (см., например, изображение джета и контруджета звезды V1331 Cyg в [40]). Предполагается, что данный эффект связан с прецессией внутренних областей диска, обусловленной наличием звезды-спутника, движущейся по сильно вытянутой орбите. При этом скорость прецессии не превышает нескольких градусов за десятилетие [41].

Важнейшим открытием последних лет стало обнаружение вращения джетов молодых звёзд, также имеющее непростую историю. По данным работ [42–44] 2000-х годов характерные скорости на расстоянии 20–30 а.е. от оси джета составляли  $3 - 10 \text{ км с}^{-1}$ . Позднее эти результаты, полученные на пределе разрешения, не были подтверждены [45, 46]. Однако недавние результаты обсерватории ALMA (Atacama Large Millimeter Array) (см. [47] и приведённые там ссылки), однозначно говорят о том, что вращение джетов существует, хотя и с несколько меньшей скоростью.

В конце 1970-х годов у некоторых протозвёзд были обнаружены протяжённые (от 0,1 до 10 пк) биполярные потоки холодного ( $T \sim 30 \text{ К}$ ) молекулярного газа, уда-

ляющиеся от центрального источника со скоростью порядка нескольких десятков километров в секунду. Такой газ был обнаружен в радиолиниях молекулы CO [48], но теперь его наблюдают и в линиях других молекул [49, 50]. Поток массы, уносимый CO-потоками, пропорционален светимости протозвезды, и у массивных ( $M > 10 M_\odot$ ) протозвёзд возрастом порядка  $(1 - 3) \times 10^4$  лет он может достигать величины  $\sim 10^{-5} M_\odot \text{ год}^{-1}$ , составляя, как и у молодых звёзд, порядка 10 % от темпа аккреции (см., например, [41, рис. 4]). CO-потоки имеют конусообразную форму с различным углом раскрытия: от почти  $180^\circ$  до  $20 - 30^\circ$ . По мере удаления от оси конуса скорость газа в потоке уменьшается от  $\sim 100 \text{ км с}^{-1}$  вблизи оси до  $\sim 10 \text{ км с}^{-1}$  на периферии (см. [51, рис. 3]).

Вблизи оси многих CO-потоков в радиолиниях возбуждённых молекул наблюдаются цепочки более горячих ( $T \sim 1000 - 3000 \text{ К}$ ) уплотнений, которые трассируют "молекулярный" джет, подобно тому как объекты Хербига–Аро у молодых звёзд трассируют атомарные джеты. Таким образом, высокоскоростные ( $V > 100 \text{ км с}^{-1}$ ) джеты протозвёзд и молодых звёзд подобны сердцевине кокона из улетающего от центрального источника газа. В случае молодых звёзд джет окружён главным образом слабо коллимированным ветром, "дующим" с поверхности диска, а у протозвёзд класса 0 движущийся газ в основном представляет собой вещество протозвёздного облака, которое джет увлёк за собой [41].

Важно отметить, что поперечный размер ( $\sim 10 - 30 \text{ а.е.}$ ), степень коллимации ( $\sim 30$ ) и отношение темпа истечения к темпу аккреции ( $\sim 0,1$ ) у молекулярных джетов протозвёзд и атомарных джетов молодых звёзд практически одинаковы. Такие параметры джетов, как скорость движения газа, потоки массы  $dM/dt$  и импульса  $F_{\text{jet}} = V dM/dt$ , зависят в большей степени от светимости центрального объекта  $L_{\text{ac}}$ , обусловленной аккрецией, чем от его эволюционной стадии [50]. В частности, для всего диапазона возрастов молодых звёздных объектов (от  $10^4$  до  $3 \times 10^6$  лет) поток момента  $F_{\text{jet}} \sim 200 L_{\text{ac}}/c$ , где  $L_{\text{ac}}/c$  — поток импульса фотонов,  $c$  — скорость света, причём эта зависимость охватывает почти пять порядков  $L_{\text{acc}}$  [50]. С количественной точки зрения рассматриваемая зависимость говорит о незначительной роли давления излучения в ускорении вещества джетов молодых звёздных объектов.

Однако ещё важнее пропорциональность потока импульса  $F_{\text{jet}}$  именно величине  $L_{\text{ac}}$ , свидетельствующая не только о том, что механизм формирования джетов неразрывно связан с процессом аккреции, но и об универсальности этого механизма. Действительно, во-первых, параметры "центральной машины" у протозвёзд и молодых звёзд сильно различаются, а во-вторых, у протозвёзд полная светимость  $L^*$  почти совпадает с  $L_{\text{ac}}$ , тогда как у молодых звёзд, как правило,  $L_{\text{ac}} \ll L^*$ . В связи с вышеизложенным отметим, что у тех звёзд Т Тельца со слабыми линиями, у которых газ из диска почти полностью исчез и остались лишь твёрдые частицы (от пылинок до планет), джеты отсутствуют.

**2.1.3. Центральная машина.** "Центральная машина", т.е. лежащая в основании джета область, в которой происходит выделение энергии, необходимое для его запуска, в рассматриваемой ситуации состоит из центрального объекта (протозвезды или молодой звезды) и окружающего его аккреционного (протопланетного) диска.

В настоящее время области формирования джетов у молодых звёзд изучены гораздо лучше, чем у протозвёзд, поэтому в данном разделе мы будем говорить главным образом о молодых звёздах, обладающих двумя свойствами, которые являются ключевыми для объяснения природы их активности: быстрое вращение и сильное глобальное магнитное поле.

Согласно наблюдениям периоды вращения молодых звёзд составляют от 1,6 до 12 сут [52]. Измерения магнитного поля, основанные на эффекте Зеемана, показали, что на поверхности звёзд типа Т Тельца оно достигает нескольких кГс, причём имеет достаточно сложную структуру (см., например, [53, 54]). Глобальное поле этих звёзд удобно представлять в виде суммы мультиполей, магнитные моменты которых, вообще говоря, по-разному направлены относительно оси вращения звезды [55]. Например, магнитное поле звезды BP Tau, измеренное с помощью метода магнито-доплеровской томографии, вблизи поверхности может быть аппроксимировано с точностью порядка 10 % дипольным ( $n = 1$ ) и октупольным ( $n = 3$ ) моментами, каждый из которых содержит соответственно 50 % и 30 % магнитной энергии [56]. На поверхности звёзд Ae/Be Хербига индукция поля, как правило, составляет значительно менее 300 Гс и также имеет мультипольную структуру [57, 58]. В связи с этим напомним, что Ae/Be-звёзды Хербига, в отличие от менее массивных звёзд типа Т Тельца, не имеют внешних конвективных зон. К сожалению, данных о скоростях осевого вращения или величине магнитного поля гидростатически равновесных ядер протозвёзд пока крайне мало [59].

Параметры аккреционных дисков молодых звёзд могут быть весьма разнообразными [60]: их массы варьируются от нескольких сотых процента до нескольких процентов от массы центральной звезды, а внешние радиусы — от нескольких а.е. до нескольких сотен а.е. У протозвёзд радиусы дисков могут быть ещё больше, причём на их внешние области происходит акреция остатков протозвёздного облака. В наиболее близких к звезде областях дисков пыль испаряется (на расстояниях от 0,01 до 1 а.е., в зависимости от светимости звезды), а на больших расстояниях пыль в диске либо является равномерно перемешанной с газом, либо в той или иной степени оседает к центральной плоскости.

Надёжно установлено, что активность классических звёзд Т Тельца обусловлена магнитосферной акрецией вещества протопланетного диска (см. обзоры [47, 61] и приведённые там ссылки). В рамках данной концепции предполагается, что магнитное поле звезды разрушает аккреционный диск на расстояниях порядка нескольких радиусов звезды, где магнитное давление сравнивается с давлением аккрецирующего вещества. Вещество диска так или иначе вмогривается в силовые линии магнитного поля звезды и соскальзывает вдоль них к её поверхности, разгоняясь до скорости  $\sim 300 \text{ км с}^{-1}$ , т.е. до величины, близкой к скорости свободного падения. Торможение падающего вещества происходит в ударной волне, за фронтом которой газ нагревается до температуры  $\sim 10^6 \text{ К}$ , а затем остывает за счёт излучения в ультрафиолетовом (УФ) и мягкому рентгеновскому диапазонах. Это излучение прогревает атмосферу звезды, создавая на её поверхности горячее пятно и зону ионизации перед фронтом ударной волны (УВ). Трёхмерные магнитогидродинамические (МГД) расчёты процесса акреции

на молодую звезду с различными конфигурациями магнитного поля [62], а также расчёты спектра излучения УВ и горячего пятна [63, 64] позволяют объяснить основной массив наблюдательных данных, хотя говорить о полном количественном согласии теории с наблюдениями пока рано.

Имеются многочисленные основания считать, что магнитосферная акреция ответственна и за активность Ae/Be-звёзд Хербига, по крайней мере, некоторых из них [58, 61]. К сожалению, наблюдательных данных, которые позволили бы судить о роли магнитного поля в процессе акреции вещества диска на гидростатически равновесные ядра протозвёзд, практически нет.

Как упоминалось в разделе 2.1.2, интенсивное истечение вещества из окрестностей молодых звёзд обнаружено уже давно. Однако лишь в начале 1990-х годов стало понятно, что этот процесс связан не с коронально-хромосферной активностью, как у нашего Солнца, а с наличием у звёзд аккреционных дисков. Мы не будем приводить многочисленные наблюдательные факты, подтверждающие данный вывод, а просто напомним, что темп потери массы  $(dM/dt)_{\text{wind}}$  чётко коррелирует с темпом акреции  $(dM/dt)_{\text{acc}}$ .

Как постепенно выяснилось, истечение вещества происходит с поверхности протопланетных дисков, причём в результате действия различных факторов [65]. В областях диска, достаточно удалённых от звезды, истечение, скорее всего, связано с механизмом Блэнфорда — Пайна [66], которому способствует нагрев верхних слоёв атмосферы диска ультрафиолетовым и рентгеновским излучением звезды (см. [67] и приведённые там ссылки). В потоке вещества из диска — так называемом дисковом ветре — формируются низкоскоростные участки профилей запрещённых линий оптического диапазона с лучевыми скоростями менее  $30 \text{ км с}^{-1}$ , а также линии [O I] 63 мкм и [Ne II] 12,8 мкм ИК-диапазона. Как мы отмечали, дисковый ветер слабо коллимирован. Вопрос о том, насколько эффективно он уносит угловой момент из диска, способствуя тем самым акреции, пока остаётся открытым [68].

В областях диска, удалённых от звезды на расстояние  $\leq 10$  радиусов звезды ( $R_* \sim 10^{11} \text{ см}$ ), истечение вещества происходит в результате динамического взаимодействия диска с магнитосферой звезды. Наличие вращения и регулярного магнитного поля должно неизбежно приводить к тому, что в игру вступят электромагнитные процессы, приводящие к более активному выделению энергии и, как следствие, к интенсивному истечению вещества. Мы будем называть такой ветер магнитосферным, и, вероятно, именно он впоследствии коллимируется в джет. В этом ветре формируются эмиссионные и абсорбционные детали линий, наблюдаемые в спектрах молодых звёзд (см., например, [61] и приведённые там ссылки). Размер области (расстояние от оси вращения), в которой формируется магнитосферный ветер, зависит от моделей, кратко обсуждаемых в разделе 2.2.

К сожалению, угловое разрешение современных оптических телескопов даже для самых близких молодых звёзд не позволяет исследовать область коллимации джетов. Для нескольких классических звёзд Т Тельца (HN Tau, UZ Tau E [69], RW Aur [37]) найдено, что газ ветра оказывается сколлимированным в джет шириной  $\sim 20\text{--}40$  а.е. уже на расстоянии 10–50 а.е. от звезды. Чтобы из области размером, гораздо меньшим 1 а.е.,

ветер превратился в коническую струю с такими параметрами и раствором  $5-10^\circ$ , он изначально должен быть квазисферическим. Любопытно, что и у протозвёзд размер области коллимации оказывается того же порядка (см. [50] и приведённые там ссылки).

Открытым остаётся вопрос: какой вклад в формирование джета вносит ветер, "дующий" с поверхности молодой звезды? Причиной возникновения этого ветра в принципе может быть ускорение вещества атмосферы звезды градиентом газового давления, как в случае Солнца, или давлением альвеновских волн, возбуждаемых аккреционной струёй [70, 71]. Так или иначе, но до сих пор наблюдательных подтверждений существования подобного ветра не найдено, а значит, джет формируется главным образом из магнитосферного ветра. Отметим, однако, что наличие у молодой звезды сильного магнитного поля и аккреционного диска является, по-видимому, необходимым, но не достаточным условием формирования джета. Например, у звезды типа Т Тельца ВР Тай наблюдаются все признаки магнитосферной акреции и интенсивного ветра [72], тем не менее джет отсутствует.

**2.1.4. Джеты и ударные волны.** В разделе 2.1.2 отмечалось, что джеты протозвёзд и молодых звёзд движутся со скоростями, в несколько десятков раз превышающими скорость звука в околосозвёздной среде. Как известно, при столкновении гиперзвукового потока с окружающим межзвёздным газом должна возникать двойная структура (рис. 2), состоящая из головной УВ, сжимающей и нагревающей межзвёздный газ, и "обратной" УВ, замедляющей сверхзвуковой поток [73, 74]. Возникновение подобной двойной структуры связано с тем, что в системе отсчёта, относящейся к неподвижной внешней среде, не только сам струйный выброс, но и возникающая вследствие взаимодействия джета с внешней средой УВ распространяется со сверхзвуковой скоростью. Таким образом, в системе отсчёта, где фронт головной УВ покоятся, мы имеем дело с двумя сталкивающимися сверхзвуковыми потоками, каждый из которых, прежде

чем начать взаимодействовать с другим, должен замедлиться до звуковой скорости.

Впрочем, если в области перед движущимся газом продольная компонента магнитного поля настолько велика, что альвеновская скорость превышает звуковую, то "классическая" УВ со скачком плотности на фронте не возникает. В этом случае (в англоязычной литературе называемом C-shock) температура, плотность и скорость газа плавно изменяются при переходе от движущегося газа к неподвижному [75]. Такая ситуация наблюдается у некоторых НН-объектов (см., например, [76] и приведённые там ссылки).

Вначале казалось естественным отождествить НН-объекты дугообразной формы, наблюдаемые "на концах" джетов (см. рис. 1), с "головной" УВ. Что касается цепочки НН-объектов, расположенных ближе к звезде, то в 1990 г. было предложено следующее объяснение их возникновения [77], впоследствии ставшее общепринятым. Предполагается, что в среднем скорость ветра  $V_w$  много больше скорости звука в веществе джета  $c_s < 10 \text{ км с}^{-1}$ . Если скорость ветра в основании джета возрастёт на величину  $\Delta V$  порядка нескольких десятков  $\text{км с}^{-1}$ , то новая порция вещества натолкнётся на ранее выброшенный газ, породив УВ ( $\Delta V > c_s$ !), которая будет распространяться вдоль джета. За фронтом УВ газ нагреется до температуры

$$T_{sh} \approx 13000 \left( \frac{\Delta V}{30 \text{ км с}^{-1}} \right)^2 \text{ К.} \quad (1)$$

Последующее остывание газа, сопровождающееся увеличением его плотности, происходит главным образом за счёт излучения в линиях водорода и запрещённых линиях кислорода, азота, серы и железа. НН-объекты, трассирующие джеты молодых звёзд, — это и есть уплотнения, возникающие в зоне охлаждения за фронтом "внутренних" УВ такого рода. Спектр НН-объекта позволяет определить как плотность в зоне охлаждения, так и температуру за фронтом УВ и тем самым величину  $\Delta V$ : например, линия [O III] 5007 Å имеет заметную интенсивность лишь при  $\Delta V > 70 \text{ км с}^{-1}$  [78]. Разрежённые участки между уплотнениями представляют собой области джета, состоящие из газа, выброшенного из звезды со скоростью, несколько меньшей среднего значения  $V_w$  [79].

Нельзя полностью исключить, что в отдельных случаях НН-объекты возникают в результате взаимодействия высокоскоростного джета с неоднородностями межзвёздной среды и/или окружающего джет ветра (см., например, [80]). Однако анализ большого массива наблюдательных данных показывает, что основная причина появления объектов Хербига–Аро — изменение скорости в основании джета [41, 77]. В то же время причиной изменения скорости магнитосферного ветра, скорее всего, является нестационарный характер акреции на центральную звезду. Подробное обсуждение этой темы можно найти в обзоре [61], мы лишь укажем, что для такого вывода имеются веские основания (см., например, [39, 81, 82]).

Расчёты показывают, что если вещество перед фронтом УВ является частично нейтральным, то атомы водорода будут возбуждаться столкновениями ещё до своей ионизации, вызывая тем самым интенсивное излучение в линиях Бальмера от области, непосредственно при-



**Рис. 2.** Двойная структура ударной волны, возникающая в результате столкновения быстрого потока с более медленным. Стрелками показано направление линий тока в системе отсчёта, связанной с фронтом головной ударной волны.

легающей к фронту, тогда как в линии [O I] 6300 Å, например, излучать будет область зоны охлаждения, удалённая от фронта настолько, что в ряде случаев угловое разрешение современных телескопов позволяет увидеть это излучение [83, 84]. Однако если  $\Delta V > 110 \text{ км с}^{-1}$ , то поток УФ-излучения из зоны охлаждения будет полностью ионизовать вещество перед фронтом [85].

Спектральная диагностика НН-объектов позволяет также измерить магнитное поле перед фронтом УВ, точнее его компоненту  $B_t$ , параллельную фронту (см. [86] и приведённые там ссылки). Метод измерения основан на том, что компонента  $B_t$  уменьшает степень сжатия газа в зоне охлаждения, увеличивая тем самым протяжённость зоны вдоль линий тока и изменяя относительную интенсивность формирующихся в ней спектральных линий. Используя такой подход, авторы работ [87, 88] нашли, например, что в набегающем потоке для двух протозвёзд  $B_t \approx 20-30 \text{ мкГс}$  при концентрации  $n_H \sim 100-200 \text{ см}^{-3}$ , а в джетах двух молодых звёзд авторы [89, 90] получили  $B_t \approx 500 \text{ мкГс}$  при  $n_H \approx 3 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$ . Во избежание недоразумений заметим, что в рассматриваемом случае динамическая роль магнитного поля перед фронтом УВ мала. Но за фронтом ввиду вморможенности поля в плазму  $B \propto \rho$ , следовательно,  $P_{\text{mag}}/P_{\text{gas}} \propto B^2/\rho T \propto \rho/T$ . По этой причине в зоне высвечивания по мере уменьшения температуры газа и его скорости ( $\rho \propto 1/v$ ) динамическая роль магнитного поля возрастает, что и приводит к изменению структуры области.

Вернёмся теперь к "головной" УВ (см. рис. 1). Как оказалось, и НН-объекты, имеющие дугообразную форму и вроде бы располагающиеся на "конце" джета, перемещаются не по межзвёздной среде, а по газу, движущемуся с той же скоростью, что и "внутренние" НН-объекты, или немного меньшей. Иными словами, область, первоначально считавшаяся областью столкновения джета с околосвездной средой, строго говоря, таковой не является. Примером может служить показанный на рис. 1 объект НН 34S, у которого, судя по спектру, скорость ударной волны  $\Delta V \sim 80 \text{ км с}^{-1}$ , в то время как сам объект удаляется от центральной звезды со скоростью  $V \sim \sim 260-320 \text{ км с}^{-1}$  [78]. Это согласуется с тем, что реальная протяжённость джета и контурджа НН 34 более чем на порядок превосходит расстояние от центральной звезды до НН 34S. Последнее не удивительно, если учесть, что джеты имеются не только у молодых звёзд (возрастом порядка 1 млн лет), но и у их предшественников — протозвёзд возрастом начиная с  $\sim 10000$  лет. Таким образом, джеты молодых звёзд распространяются не сквозь межзвёздную среду, а через своего рода канал, созданный гораздо более мощным потоком истекающего газа на более ранней стадии формирования звезды.

С другой стороны, скорость  $\Delta V$  перемещения по джету объекта НН 34S примерно втрое больше, чем цепочки НН-объектов, расположенных ближе к звезде (см. рис. 1). Плотность газа перед фронтом НН 34S  $\sim 3 \text{ см}^{-3}$  сравнима с плотностью межзвёздного газа в областях звездообразования и на три порядка меньше, чем у НН-объектов цепочки [78]. Температура (около 300 K) и индукция магнитного поля ( $B_t \sim 10 \text{ мкГс}$ ) перед фронтом и в межзвёздном газе также оказались одного порядка [88]. Всё это позволяет считать, что объект НН 34S, в отличие от цепочки более близких к звезде НН-объектов, в известном смысле можно рассматривать

как головную УВ, аналогичную наблюдаемой в установках плазменного фокуса при распространении сгустка (см. раздел 3.5.2 и рис. 16 ниже).

Поскольку речь зашла об объекте НН 34S, отметим, что он представляет собой один из немногочисленных примеров, когда удается наблюдать по отдельности прямую и обратную УВ [87, 91]. Другая интересная особенность НН 34S — "кружевная" структура, которая наблюдается и у многих других объектов. Пока не ясно, что является причиной возникновения "кружевной" структуры: тепловая неустойчивость на фронте УВ, неоднородная плотность газа и/или магнитного поля перед фронтом, возникновение турбулентности или комбинация перечисленных обстоятельств [41, 88, 92, 93] (см. также раздел 3.5.4).

## 2.2. Теоретический аспект

**2.2.1. Постановка задачи.** Как говорилось в разделе 2.1.1, образование струйных выбросов, как и дискового ветра, связано с необходимостью наиболее эффективно отвести угловой момент, который препятствует образованию звезды. Схожесть наблюдательных свойств молодых звёзд и активных галактических ядер (вращающаяся "центральная машина", биполярные струйные выбросы) наводит на мысль о том, что и физические механизмы выделения энергии, несмотря на существенное различие многих параметров, у них могут быть подобны. Напомним, что одним из главных отличий является нерелятивистский характер течения в струйных выбросах молодых звёзд.

В итоге в качестве основополагающей идеи был предложен электромагнитный механизм выделения энергии, реализуемый в униполярном индукторе (см., например, [94]). Именно этот механизм энерговыделения работает в магнитосферах радиопульсаров и (с некоторыми важными уточнениями [95]) в сверх массивных чёрных дырах. Для его реализации необходимо наличие центрального вращающегося тела, обладающего сильным регулярным магнитным полем. Все указанные элементы присущи и "центральной машине" молодых звёздных объектов.

Действительно, как хорошо известно, вращение тела размером  $R$  с угловой скоростью  $\Omega$  и регулярным магнитным полем  $B_0$  приводит к появлению на поверхности тела разности потенциалов  $U \sim ER$  между его полюсом и экватором:

$$U \sim \frac{\Omega R^2}{c} B_0. \quad (2)$$

При этом энерговыделение

$$W_{\text{tot}} = IU \quad (3)$$

будет определяться величиной электрического тока  $I$ , циркулирующего в магнитосфере "центральной машины". Определение тока  $I$  (т.е. внутренней и внешней нагрузки в возникающей токовой системе) становится, таким образом, основной задачей теории.

Как мы видим, основными параметрами задачи являются размер  $R$  и угловая скорость вращения  $\Omega$  "центральной машины", а также магнитное поле  $B_0$  на её поверхности. Кроме того, к ключевым параметрам следует отнести темп эjection  $M_{\text{jet}}$ . Ниже мы определим указанные параметры более строго. Здесь же сделаем следующее важное замечание. Дело в том, что, несмотря на

быстрое вращение молодой звезды, её угловая скорость всегда оказывается существенно меньшей кеплеровской угловой скорости внутренних областей аккреционного диска  $\Omega_K = \sqrt{GM/R^3}$ . Именно поэтому, что специально подчёркивалось выше, свойства струйного выброса коррелируют с аккреционным диском, а не с собственно молодой звездой. Таким образом, как сейчас уже стало совершенно ясно [47], "центральной машиной" должна быть не сама звезда, а окружающие её магнитосфера и аккреционный диск.

Для характерных параметров молодых звёзд ( $\dot{M}_{\text{acc}} \sim 10^{-8} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ ,  $B_0 \sim 1 \text{ кГс}$ ) внутренний радиус аккреционного диска составляет лишь несколько радиусов звезды:

$$R_A \approx 3R \left( \frac{M}{1.4 M_{\odot}} \right)^{-1/7} \left( \frac{R}{2 R_{\odot}} \right)^{5/7} \left( \frac{B_0}{10^3 \text{ Гс}} \right)^{4/7} \times \\ \times \left( \frac{\dot{M}_{\text{acc}}}{10^{-8} M_{\odot} \text{ год}^{-1}} \right)^{-2/7}. \quad (4)$$

Здесь

$$R_A = \left( \frac{B_0^2 R^6}{2 \dot{M}_{\text{acc}} \sqrt{2GM}} \right)^{2/7} \quad (5)$$

представляет собой так называемый альвеновский радиус [96], на котором плотность энергии дипольного магнитного поля звезды становится сравнимой с плотностью энергии аккрецирующего вещества. Соответственно угловая скорость диска здесь оказывается примерно на порядок больше угловой скорости вращения звезды,

$$\frac{\Omega_K(R_A)}{\Omega} \approx 20 \left( \frac{M}{1.4 M_{\odot}} \right)^{5/7} \left( \frac{R}{2 R_{\odot}} \right)^{-18/7} \left( \frac{B_0}{10^3 \text{ Гс}} \right)^{-6/7} \times \\ \times \left( \frac{\dot{M}_{\text{acc}}}{10^{-8} M_{\odot} \text{ год}^{-1}} \right)^{3/7} \left( \frac{P_*}{10 \text{ сут}} \right) \quad (6)$$

( $P_*$  — период вращения звезды). Всё это говорит о том, что в качестве характерной величины угловой скорости следует принять кеплеровскую угловую скорость внутренней части аккреционного диска

$$\Omega_A = \sqrt{\frac{GM}{R_A^3}}, \quad (7)$$

а в качестве характерного размера — альвеновский радиус  $R_A$ .

**2.2.2. Метод уравнения Грэда–Шафранова.** Напомним основные соотношения, лежащие в основе МГД-подхода. В предположении о стационарности и осесимметричности интересующих нас течений (что, как мы видели, является разумным приближением для нашей задачи) хорошим подспорьем стал подход, основанный на методе уравнения Грэда–Шафранова [97–100]. Привлекательность метода Грэда–Шафранова связана с тем, что в приближении идеальной МГД можно сформулировать ряд интегралов движения, сохраняющихся на магнитных поверхностях. Причём для известной структуры магнитного поля этих интегралов движения достаточно, чтобы выразить все основные величины, характеризую-

щие течение, с помощью довольно простых алгебраических соотношений. Что касается самой структуры магнитного поля, то её определение сводится к решению лишь одного уравнения второго порядка в частных производных.

Итак, основным "действующим лицом" становится скалярная функция  $\Psi(r, z)$ , представляющая собой магнитный поток через ограниченную окружностью с центром на оси вращения поверхность, проходящую через точку с координатами<sup>1</sup>  $r, z$ . Функция  $\Psi(r, z)$  связана с полоидальным магнитным полем  $\mathbf{B}_p$  соотношением [95]

$$\mathbf{B}_p = \frac{\nabla \Psi \times \mathbf{e}_\varphi}{2\pi r}. \quad (8)$$

Благодаря соотношению  $\mathbf{B} \nabla \Psi = 0$  условие  $\Psi(r, z) = \text{const}$  как раз и определяет структуру магнитных силовых линий. Соответственно торoidalное магнитное поле  $B_\varphi$  удобно выразить через полный ток  $I(r, z)$ , текущий внутри той же магнитной трубки:

$$B_\varphi = -\frac{2I}{cr}. \quad (9)$$

Знак минус в (9) выбран для того, чтобы в случае  $\Omega \mathbf{B} > 0$ , обычно неявно предполагаемом, величина  $I$  была положительной. Тогда  $I$  — это ток, текущий вблизи оси по направлению к "центральной машине". Понятно, что ничем не запрещён и противоположный случай  $\Omega \mathbf{B} < 0$ , в котором ток вблизи оси будет течь от "центральной машины".

Что касается электрического поля  $\mathbf{E}$ , то благодаря условию осесимметричности и стационарности (согласно которому  $E_\varphi = 0$ ), а также условию вмороженности  $\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}/c = 0$  (согласно которому  $E_{||} = 0$ ) оно может быть направлено лишь вдоль градиента  $\nabla \Psi$ . Поэтому поле  $\mathbf{E}$  удобно записать в виде

$$\mathbf{E} = -\frac{\Omega_F}{2\pi c} \nabla \Psi, \quad (10)$$

где  $\Omega_F$  — некоторая скалярная функция. Поскольку в стационарном случае  $\nabla \times \mathbf{E} = 0$ , мы приходим к соотношению

$$\Omega_F = \Omega_F(\Psi). \quad (11)$$

Величина  $\Omega_F(\Psi)$  и является первым интегралом движения, обеспечивающим эквипотенциальность магнитных поверхностей.

Далее, ввиду условия вмороженности гидродинамическая скорость течения  $\mathbf{v}$  может быть представлена в виде

$$\mathbf{v} = \frac{\eta_n}{\rho} \mathbf{B} + \Omega_F r \mathbf{e}_\varphi, \quad (12)$$

где скалярная функция  $\eta_n$  по определению является отношением потока частиц к потоку магнитного поля (здесь и далее индекс  $n$  указывает на нерелятивистский характер рассматриваемых течений). Прежде всего, мы видим, что введённая выше величина  $\Omega_F$  действительно имеет смысл угловой скорости вращения. Поэтому соотношение (11) представляет собой закон изоротации [101]. Кроме того, благодаря соотношению  $\nabla \eta_n \mathbf{B} = 0$

<sup>1</sup> Для квазицилиндрических джетов естественно использовать цилиндрические координаты.

величина  $\eta_n$  также является интегралом движения:

$$\eta_n = \eta_n(\Psi). \quad (13)$$

Ещё два интеграла движения получаются из интегрирования двух компонент полного баланса сил. Так, его проекция на направление скорости среды  $v$  приводит, как известно, к сохранению интеграла Бернулли:

$$E_n(\Psi) = \frac{v^2}{2} + w + \frac{\Omega_F I}{2\pi\eta_n c} + \varphi_g, \quad (14)$$

где  $w$  — энталпия,  $\varphi_g$  — гравитационный потенциал. Соответственно проекция на ось  $\varphi$  даёт сохранение удельного углового момента:

$$L_n(\Psi) = rv_\varphi + \frac{I}{2\pi\eta_n c}. \quad (15)$$

Наконец, пятым интегралом движения в приближении идеальной магнитной гидродинамики становится энтропия  $s = s(\Psi)$ .

В результате приведённых выше пяти интегралов оказывается достаточно, чтобы определить все остальные параметры течения с помощью алгебраических соотношений

$$\rho = \frac{4\pi\eta_n^2}{\mathcal{M}^2}, \quad (16)$$

$$I = 2\pi\eta_n c \frac{L_n - \Omega_F r^2}{1 - \mathcal{M}^2}, \quad (17)$$

$$v_\varphi = \frac{1}{r} \frac{\Omega_F r^2 - L_n \mathcal{M}^2}{1 - \mathcal{M}^2}. \quad (18)$$

Здесь величина

$$\mathcal{M}^2 = \frac{4\pi\eta_n^2}{\rho} \quad (19)$$

представляет собой альвеновское число Маха,

$$\mathcal{M}^2 = \frac{v_p^2}{v_{A,p}^2} = v_p^2 \frac{4\pi\rho}{B_p^2}. \quad (20)$$

Для нахождения  $\mathcal{M}^2$  необходимо воспользоваться уравнением Бернулли (14), которое с учётом введённых выше определений можно представить в виде

$$\frac{\mathcal{M}^4}{64\pi^4\eta_n^2} (\nabla\Psi)^2 = 2r^2 [E_n - w(\rho, s) - \varphi_g] - \frac{(\Omega_F r^2 - L_n \mathcal{M}^2)^2}{(1 - \mathcal{M}^2)^2} - 2r^2 \Omega_F \frac{L_n - \Omega_F r^2}{1 - \mathcal{M}^2}. \quad (21)$$

Поскольку, согласно (19),  $\rho = \rho(\eta_n, \mathcal{M}^2)$ , энталпия  $w(\rho, s)$  может быть выражена как функция  $\eta_n$ ,  $s$  и  $\mathcal{M}^2$ , т.е. двух интегралов движения и числа Маха. Поэтому уравнение (21) определяет, хотя и неявно, альвеновское число Маха как функцию магнитного потока  $\Psi$  и пяти интегралов движения:

$$\mathcal{M}^2 = \mathcal{M}^2(\nabla\Psi, E_n, L_n, \Omega_F, \eta_n, s). \quad (22)$$

Что касается самого магнитного потока  $\Psi(r, \theta)$ , то для его определения необходимо воспользоваться остав-

шейся компонентой уравнения баланса сил, которая в компактной форме может быть выражена в виде [95, 102]

$$\begin{aligned} & \frac{1}{16\pi^3\rho} \nabla_k \left( \frac{1 - \mathcal{M}^2}{r^2} \nabla^k \Psi \right) + \frac{dE_n}{d\Psi} + \frac{\Omega_F r^2 - L_n}{1 - \mathcal{M}^2} \frac{d\Omega_F}{d\Psi} + \\ & + \frac{1}{r^2} \frac{\mathcal{M}^2 L_n - \Omega_F r^2}{1 - \mathcal{M}^2} \frac{dL_n}{d\Psi} + \left[ 2(E_n - w(\rho, s) - \varphi_g) + \right. \\ & \left. + \frac{1}{r^2} \frac{\Omega_F^2 r^4 - 2\Omega_F L_n r^2 + \mathcal{M}^2 L_n^2}{1 - \mathcal{M}^2} \right] \frac{1}{\eta_n} \frac{d\eta_n}{d\Psi} - \frac{T}{m_p} \frac{ds}{d\Psi} = 0. \end{aligned} \quad (23)$$

Таким образом, с учётом интеграла Бернулли, представленного в виде (21), уравнение (23) содержит лишь одну неизвестную функцию — магнитный поток  $\Psi(r, \theta)$ . Оно является обобщением уравнения Грэда–Шафранова для случая ненулевых скоростей течения и поэтому часто также называется уравнением Грэда–Шафранова. Для нас здесь особенно важно ещё раз подчеркнуть, что по происхождению уравнение (23) является уравнением баланса сил в направлении, перпендикулярном направлению движения плазмы.

Наконец, напомним, что для исследования цилиндрических конфигураций (струйный выброс вдали от "центральной машины") оказалось очень удобным свести задачу к двум обыкновенным дифференциальным уравнениям первого порядка [102–104]. Одним из них становится уравнение Бернулли (21)

$$\begin{aligned} & \frac{\mathcal{M}^4}{64\pi^4\eta_n^2} \left( \frac{d\Psi}{dr} \right)^2 = 2r^2(E_n - w) - \frac{(\Omega_F r^2 - L_n \mathcal{M}^2)^2}{(1 - \mathcal{M}^2)^2} - \\ & - 2r^2 \Omega_F \frac{L_n - \Omega_F r^2}{1 - \mathcal{M}^2} \end{aligned} \quad (24)$$

для функции потока  $\Psi(r)$ , а другим — уравнение для квадрата числа Маха  $\mathcal{M}^2$ , получаемое интегрированием уравнения Грэда–Шафранова, что становится возможным в одномерном случае [95]:

$$\begin{aligned} & [2(E'_n - w) + \Omega_F^2 r^2 - (1 - \mathcal{M}^2)c_s^2] \frac{d\mathcal{M}^2}{dr} = \frac{\mathcal{M}^6}{1 - \mathcal{M}^2} \frac{L_n^2}{r^3} - \\ & - \frac{\Omega_F^2 r}{1 - \mathcal{M}^2} \mathcal{M}^2(2\mathcal{M}^2 - 1) + \mathcal{M}^2 \frac{d\Psi}{dr} \frac{dE'_n}{d\Psi} + \\ & + \mathcal{M}^2 r^2 \Omega_F \frac{d\Psi}{dr} \frac{d\Omega_F}{d\Psi} + [2(E'_n - w) + \Omega_F^2 r^2 - 2(1 - \mathcal{M}^2)c_s^2] \times \\ & \times \frac{\mathcal{M}^2}{\eta_n} \frac{d\Psi}{dr} \frac{d\eta_n}{d\Psi} - \mathcal{M}^2 \left[ (1 - \mathcal{M}^2) \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial P}{\partial s} \right)_\rho + \frac{T}{m_p} \right] \frac{d\Psi}{dr} \frac{ds}{d\Psi}. \end{aligned} \quad (25)$$

Здесь  $r$  — вновь цилиндрический радиус,  $E'_n = E_n - \Omega_F L_n$ ,  $T$  — температура (в энергетических единицах) и мы, естественно, пренебрегли влиянием гравитационного поля.

**2.2.3. Основные свойства нерелятивистских струйных выбросов.** Метод уравнения Грэда–Шафранова позволил существенно продвинуться в формализации всей проблемы активности компактных астрофизических объектов [66, 97–99, 102–106]. Ниже мы ограничимся только рассмотрением результатов, которые касаются основной темы настоящего обзора.

Начнём с того, что в любой теории большую роль играют безразмерные параметры. Одним из таких пара-

метров является так называемый параметр замагнченности  $\sigma_n$ , по определению равный отношению потока энергии электромагнитного поля к потоку энергии частиц у основания джета<sup>2</sup>. С помощью определённых выше величин  $\sigma_n$  можно представить в виде

$$\sigma_n = \frac{\Omega_F^2 \Psi_{\text{tot}}^2}{8\pi^2 v_{\text{in}}^3 \dot{M}_{\text{jet}}}.$$
 (26)

Здесь и далее индекс  $\text{in}$  соответствует величинам вблизи "центральной машины" и мы положили  $\eta_n = \dot{M}_{\text{jet}}/\Psi_{\text{tot}}$ , где  $\Psi_{\text{tot}} \approx \pi B_0 R^2$  — полный магнитный поток в струйном выбросе. В дальнейшем нас, естественно, будет интересовать случай  $\sigma_n > 1$ , когда у основания струйного выброса поток энергии полностью определяется потоком электромагнитного поля. Заметим, что условие сильной замагнченности  $\sigma_n > 1$  можно записать в виде условия быстрого вращения "центральной машины"  $\Omega_F > \Omega_{\text{cr}}$ , где

$$\Omega_{\text{cr}} = \left( \frac{v_{\text{in}}^3 \eta_n}{\Psi_{\text{tot}}} \right)^{1/2} = \frac{v_{\text{in}}}{R_{\text{in}}} \left( \frac{4\pi \rho_{\text{in}} v_{\text{in}}^2}{B_{\text{in}}^2} \right)^{1/2}.$$
 (27)

В качестве ещё одного важного параметра, как мы увидим, удобно рассмотреть отношение темпов акреции и эjection [66]

$$\lambda = \frac{\dot{M}_{\text{acc}}}{\dot{M}_{\text{jet}}}.$$
 (28)

Дело в том, что используя отмеченное выше свойство угловой скорости звезды оставаться на этапе эффективной акреции практически неизменной (следовательно, акрецирующее вещество полностью отдаёт свой угловой момент струйному выбросу), можно записать

$$\dot{M}_{\text{jet}} L_n = \dot{M}_{\text{acc}} \Omega(R_{\text{in}}) R_{\text{in}}^2,$$
 (29)

где  $R_{\text{in}}$  — расстояние от оси данной силовой линии на поверхности диска. В результате, воспользовавшись соотношением (17), согласно которому на альвеновской поверхности  $\mathcal{M} = 1$  должно выполняться соотношение

$$L_n = \Omega_F r_A^2,$$
 (30)

получаем окончательно [107]

$$\lambda = \frac{r_A^2}{R_{\text{in}}^2}.$$
 (31)

Здесь  $r_A$  — расстояние от оси до альвеновской поверхности, соответствующее данной силовой линии.

Обсудим теперь самые внутренние области у основания джета, в которых поперечный размер течения увеличивается от размера "центральной машины" до размера струйного выброса, т.е. в несколько сотен или даже тысяч раз. Вследствие такого расширения тепловые эффекты (которые, как мы помним, не играли определяющей роли в самой "центральной машине") за счёт адиа-

батического охлаждения заведомо становятся пренебрежимо малыми. Поэтому в дальнейшем мы в основном будем ограничиваться приближением холодной плазмы ( $s = 0$ ), отмечая тепловые эффекты лишь тогда, когда без них невозможно обойтись.

Впрочем, в любом случае ключевым моментом является то, что благодаря значительному расширению истекающего вещества течение неизбежно должно проходить альвеновскую и быструю магнитозвуковую поверхности (в нерелятивистском случае они находятся недалеко друг от друга, касаясь на оси вращения). Таким образом, течение неизбежно является трансзвуковым. Это фундаментальное свойство приводит к целой "гирлянде" важнейших заключений.

Прежде всего, альвеновская и быстрая магнитозвуковая поверхности являются критическими поверхностями, т.е. их существование приводит к дополнительным ограничениям на параметры течения [108]. Для альвеновской поверхности это ясно уже из соотношений (17), (18), требующих равенства нулю соответствующих числителей при выполнении условия  $\mathcal{M}^2 = 1$ . В частности, для квазимонопольного магнитного поля можно получить явное выражение:

$$L_n(\Psi) = i_0 \frac{\Omega_F(\Psi)}{4\pi^2 c \eta_n} \Psi,$$
 (32)

которое понадобится нам в дальнейшем. Введённая здесь для удобства величина  $i_0$  представляет собой безразмерный продольный ток  $I$ , т.е.  $I = i_0 I_{\text{GJ}}$ , где  $I_{\text{GJ}}$  — так называемый гольдрайховский ток [109],

$$I_{\text{GJ}} = \pi R^2 c \rho_{\text{GJ}},$$
 (33)

величина

$$\rho_{\text{GJ}} = \frac{\Omega B_0}{2\pi c}$$
 (34)

является модулем гольдрайховской плотности (для этой оценки (и ниже)  $\Omega$  — угловая скорость вращения "центральной машины"). Для сильно замагнченных нерелятивистских течений ( $\sigma_n \gg 1$ ) [95, 102]

$$i_0 \approx \frac{c}{v_{\text{in}}} \left( \frac{\Omega}{\Omega_{\text{cr}}} \right)^{-2/3} = \frac{c}{v_{\text{in}}} \sigma_n^{-1/3},$$
 (35)

а для медленного вращения

$$i_0 \approx \frac{c}{v_{\text{in}}}.$$
 (36)

Для быстрой магнитозвуковой поверхности критическое условие возникает вследствие появления в уравнении Грэда–Шафранова (23) выражения  $\nabla \mathcal{M}^2 = N/D$ , знаменатель которого

$$D = \frac{1 - \mathcal{M}^2}{\mathcal{M}^2} + \frac{B_\phi^2}{\mathcal{M}^2 B_p^2} - \frac{c_s^2}{v_p^2} \frac{1 - \mathcal{M}^2}{\mathcal{M}^2}$$
 (37)

становится равным нулю, что легко проверить, как раз при условии равенства полоидальной скорости течения  $v_p$  и скорости быстрой магнитозвуковой волны  $v_{\text{fm}}$ .

Следующий вывод, который мы можем здесь сделать, состоит в том, что уравнение второго порядка с четырьмя интегралами движения и с двумя критическими поверхностями (напомним, мы положили  $s = 0$ ) требует четырёх граничных условий на поверхности

<sup>2</sup> Во избежание недоразумений отметим, что параметр  $\sigma_n$  эквивалентен релятивистскому параметру замагнченности Майкеля  $\sigma_M$ , а не широко используемому в настоящее время текущему значению замагнченности  $\sigma$ .

"центральной машины"  $r \sim R$  [95]. Для дальнейшего анализа нам удобно выбрать магнитное поле  $B_0$ , угловую скорость "центральной машины"  $\Omega$ , темп эжекции  $\dot{M}_{\text{jet}}$  и скорость течения на поверхности<sup>3</sup>  $v_{\text{in}}$ .

Далее, как отмечалось, соотношение (31) показывает, что альвеновский масштаб  $r_A$  является характерным масштабом нашей задачи. С другой стороны, в нерелятивистском случае для оценки  $r_A$  можно воспользоваться выражением для радиуса быстрой магнитозвуковой поверхности, что даёт

$$r_F \approx \left( \frac{\Psi_{\text{tot}}^2}{\Omega \dot{M}_{\text{jet}}} \right)^{1/3}. \quad (38)$$

Если теперь в качестве угловой скорости выбрать кеплеровскую скорость на альвеновском радиусе  $R_A$  (5) (следует отличать от радиуса альвеновской поверхности  $r_A$ !), то для характерных значений молодых звёзд в итоге получаем

$$\begin{aligned} r_F \approx 0,4 \text{ а.е.} & \left( \frac{B_0}{10^3 \text{ Гс}} \right)^{20/21} \left( \frac{M}{1,4 M_\odot} \right)^{-5/21} \left( \frac{R}{2 R_\odot} \right)^{46/21} \times \\ & \times \left( \frac{\dot{M}_{\text{jet}}}{10^{-9} M_\odot \text{ год}^{-1}} \right)^{-10/21}. \end{aligned} \quad (39)$$

Как видим, в логарифмической шкале особые поверхности располагаются именно посередине между размером "центральной машины" и поперечным размером у основания струйного выброса. Поэтому, что уже отмечалось, на масштабе нескольких десятков а.е. неизбежно должно происходить взаимодействие сверхзвукового течения с окружающей средой, приводящее к эффективному нагреву электронов до температуры в несколько миллионов градусов и, следовательно, к рентгеновскому излучению [110].

Ещё одно фундаментальное свойство, связанное с наличием особых поверхностей, состоит в том, что, подобно тому как критическое условие на звуковой поверхности определяет темп акреции в решении Бонди, критическое условие на быстрой магнитозвуковой поверхности фиксирует величину продольного тока  $I$ , циркулирующего в магнитосфере [105, 111, 112] и, следовательно, определяет полное энерговыделение "центральной машины".

В результате полные потери энергии  $W_{\text{tot}} = (c/4\pi) \times \int [\mathbf{E} \times \mathbf{B}] d\mathbf{s}$ , которые можно представить в виде

$$W_{\text{tot}} \approx i_0 \left( \frac{\Omega R}{c} \right)^2 B_0^2 R^2 c, \quad (40)$$

для быстро вращающейся "центральной машины",  $\Omega > \Omega_{\text{cr}}$ , могут быть выражены удивительно простой формулой через непосредственно наблюдаемые величины (см., например, [102]):

$$W_{\text{tot}} \approx \Omega^{4/3} \Psi_{\text{tot}}^{4/3} \dot{M}^{1/3}, \quad (41)$$

т.е. через полный магнитный поток  $\Psi_{\text{tot}} = \pi R^2 B_0$ , угловую скорость вращения  $\Omega$  и скорость потери массы в струйном выбросе  $\dot{M}$ . Для параметров, характерных для

<sup>3</sup> При ненулевой температуре скорость истечения должна определяться из критического условия на медленной магнитозвуковой поверхности, отсутствующей в случае холодной плазмы.

молодых звёзд,

$$\begin{aligned} W_{\text{tot}} \sim 10^{36} \text{ эрг с}^{-1} & \left( \frac{P_*}{10 \text{ сут}} \right)^{4/3} \left( \frac{B_0}{10^3 \text{ Гс}} \right)^{4/3} \times \\ & \times \left( \frac{R}{2 R_\odot} \right)^{8/3} \left( \frac{\dot{M}}{10^{-9} M_\odot \text{ год}^{-1}} \right)^{1/3}. \end{aligned} \quad (42)$$

Величина  $W_{\text{tot}}$  действительно близка к потерям энергии, характерным для молодых звёздных объектов. Любопытно, что если известны полные потери энергии  $W_{\text{tot}}$ , то можно сразу оценить полный продольный ток, циркулирующий в "центральной машине". Действительно, сравнивая выражения (33) и (40), немедленно получаем

$$I \approx i_0 c^{-1/2} W_{\text{tot}}^{1/2}. \quad (43)$$

Наконец, следует отметить: трансзвуковой характер астрофизических течений показывает, что необходимо соблюдать осторожность при анализе их свойств на основе так называемой модели магнитной башни [113], часто упоминаемой как в связи с теоретическими исследованиями, так и при анализе лабораторного эксперимента. В этой дозвуковой цилиндрической модели ширина выброса существенно не изменяется с удалением от "центральной машины", вследствие чего продольный ток определяется не условиями на критических поверхностях, а степенью закрутки торoidalного магнитного поля, т.е. диссипативными процессами.

Что касается утверждений, относящихся к области квазицилиндрического течения, то следует отметить следующее. Прежде всего, в нерелятивистском цилиндрическом течении всегда имеется внутренний масштаб [95, 102]

$$r_{\text{core}} = \frac{v_{\text{in}}}{\Omega_F}. \quad (44)$$

При расстояниях от оси  $r$ , много больших  $r_{\text{core}}$ , как скорость, так и плотность истекающего вещества резко уменьшаются. Для характерных параметров молодых звёзд

$$r_{\text{core}} = 0,3 \text{ а.е.} \left( \frac{v_{\text{in}}}{300 \text{ км с}^{-1}} \right) \left( \frac{P_*}{10 \text{ сут}} \right), \quad (45)$$

т.е. этот масштаб пока находится за пределами разрешения современных телескопов.

С другой стороны, анализ уравнения (25) показал [97, 98], что на больших расстояниях от оси струйного выброса,  $r \gg r_{\text{core}}$  (и в приближении холодной плазмы), оно сводится просто к равенству нулю производной

$$\frac{d}{dr} \left( \frac{\eta_n \Omega_F r^2}{\mathcal{M}^2} \right) = 0, \quad (46)$$

т.е. к сохранению величины

$$I_c = \frac{2\pi c \eta_n \Omega_F r^2}{\mathcal{M}^2}. \quad (47)$$

Но, согласно выражению (17), для сверхзвуковых нерелятивистских течений величина  $I_c$  совпадает с полным током, текущим в пределах центральной магнитной трубы. Следовательно, мы приходим к важнейшему выводу: в области цилиндрического течения продольный ток  $j_{||}$  должен быть сосредоточен в малой области

$r \approx r_{\text{core}}$ . Соответственно обратный ток должен возвращаться только в области так называемого кокона (периферийной области джета), где приближение холодной плазмы становится уже неприменимым. Таким образом, сохранение величины  $I_c$  позволяет легко определить связь поперечного размера кокона  $r_{\text{coc}}$  с внешним давлением  $P_{\text{ext}}$ , которая следует из условия равновесия  $P_{\text{ext}} = B_\phi^2(r)/(8\pi)$ :

$$r_{\text{coc}} \approx \left( \frac{I_c^2}{2\pi c^2 P_{\text{ext}}} \right)^{1/2}. \quad (48)$$

Здесь необходимо подчеркнуть, что утверждение о постоянстве полного тока  $I(r)$  касается только нерелятивистских течений; в релятивистском случае  $I(r)$  может существенно изменяться в пределах струйного выброса. Поэтому продольный ток  $I_c$  (47) не должен совпадать с током  $i_0 I_{\text{GJ}}$  (43), определённым нами для "центральной машины", поскольку в полной МГД-версии ток  $I$ , в отличие от тока в бессиловом приближении, не является интегралом движения.

С другой стороны, воспользовавшись соотношением (47) и определениями (9) и (19), за пределами плотной сердцевины,  $r > r_{\text{core}}$ , получаем

$$B_\phi(r) = B_p(r_{\text{core}}) \left( \frac{r}{r_{\text{core}}} \right)^{-1}. \quad (49)$$

Следовательно, на самой границе сердцевины торoidalное и продольное магнитные поля должны быть близки между собой. Подчеркнём, что этот результат является следствием тонкой подгонки величины продольного тока, который, напомним, связан с условием гладкого прохождения течения через особые поверхности. Что касается полоидального магнитного поля  $B_z$ , то оно также оказывается сосредоточенным в пределах центрального уплотнения. Причём, как показано в [114], за пределами центрального уплотнения полоидальное магнитное поле убывает как

$$B_z(r) = B_p(r_{\text{core}}) \left( \frac{r}{r_{\text{core}}} \right)^{-\alpha}, \quad (50)$$

где  $\alpha \approx 2$ . Наконец, учитывая соотношение (49), можно представить поперечный размер кокона в удобном виде:

$$r_{\text{coc}} \approx \left( \frac{B_\phi^2(r_{\text{core}})}{8\pi P_{\text{ext}}} \right)^{1/2} r_{\text{core}}. \quad (51)$$

Далее, как оказывается, упомянутые выше критические условия помимо всего прочего означают, что в сверхзвуковой области течения не может быть сильно замагниченным, т.е. поток энергии плазмы должен быть порядка потока энергии электромагнитного поля, даже если течение у основания струйного выброса является сильно замагниченным ( $\sigma_n \gg 1$ ). Воспользовавшись асимптотикой выражения (17) для тока  $I$  при  $M^2 \gg 1$  ( $I = 2\pi i_0 \Omega_F r^2 / M^2$ ), а также определением гольдрайховского тока  $I_{\text{GJ}} = \pi r^2 c \rho_{\text{GJ}}$ , находим, что в области  $r < r_{\text{core}}$  должно выполняться условие  $i_0 = I/I_{\text{GJ}} = c/v_{\text{in}}$ . Последнее соотношение, совпадающее с (36) для случая медленного вращения, можно рассматривать как условие примерного равенства потоков энергии частиц и электромагнитного поля. Отличие от значения (35) не

должно вызывать удивления, так как ток  $I$  не является инвариантом для МГД-течений.

Ещё одним фундаментальным свойством, следующим из обсуждающейся здесь МГД-теории, является вращение струйного выброса. Как видно из точного соотношения (18), угловая скорость вращения частиц  $\omega = v_\phi/r$  не должна совпадать с угловой скоростью  $\Omega_F$ , поскольку в рамках рассматриваемого здесь приближения движение плазмы представляет собой не только вращение с угловой скоростью  $\Omega_F$ , но и скольжение вдоль магнитных силовых линий [95]. Поэтому благодаря сильному торoidalному магнитному полю угловая скорость вращения плазмы должна отличаться от угловой скорости  $\Omega_F$ . В частности, для сверхзвукового течения  $M > 1$  угловую скорость вращения плазмы  $\omega$  в пределах центрального кора можно выразить в виде

$$\omega \approx \sigma_n^{-1/3} M^{-2} \Omega_F. \quad (52)$$

Соотношение (52) легко получить из оценки  $\omega \approx L_n/r^2$ , следующей из (18) при  $M > 1$ , и из явного выражения для  $L_n(\Psi)$  (32), вытекающего из условия гладкого прохождения через особые поверхности. Соответственно при  $r > r_{\text{core}}$  имеем

$$\omega \approx \sigma_n^{-1/3} M^{-2} \left( \frac{r}{r_{\text{core}}} \right)^{-\alpha} \Omega_F, \quad (53)$$

так что при  $\alpha \approx 2$  скорость вращения за пределами центрального кора должна убывать примерно как  $v_\phi \propto r^{-1}$ .

Наконец, следует отметить ещё один замечательный результат, связывающий приведённые выше утверждения. Как отмечалось, уравнение Грэда–Шафранова представляет собой уравнение баланса сил в направлении, перпендикулярном скорости течения. Поэтому в нерелятивистском случае уравнение Грэда–Шафранова не может быть ни чем иным, как балансом центробежной силы и силы Лоренца, в сверхзвуковом режиме имеющим вид

$$\frac{\rho v_p^2}{R_c} = \frac{j_{||} B_\phi}{c}. \quad (54)$$

Здесь  $R_c$  — радиус кривизны магнитной поверхности, и мы выписали, естественно, лишь лидирующие члены для сильно замагниченного течения.

Уравнение (54) позволяет сделать несколько важных выводов. Прежде всего, как легко проверить, для характерных токов, текущих в магнитосфере,

$$\frac{R_c}{r} \approx \frac{v_A^2(r)}{\Omega^2 r_A^2} \frac{r^2}{r_A^2} \sim \left( \frac{r}{r_A} \right)^{-2}, \quad (55)$$

так что на альвеновском радиусе  $r = r_A$  радиус кривизны  $R_c$  становится сравнимым с  $r$ , следовательно, нерелятивистское течение неизбежно начинает коллимироваться вдоль оси вращения. Иными словами, продольный ток  $I$  (который, как мы помним, определяется из условия прохождения особых поверхностей) оказывается достаточно большим для того, чтобы эффект пинчевания (параллельные токи притягиваются) приводил к коллимиации. Собственно в этом и заключается основная привлекательность данного подхода, позволившего на

простой и физически ясной модели объяснить наблюдающую коллимацию нерелятивистских джетов<sup>4</sup>.

С другой стороны, как видно из (54), знак радиуса кривизны зависит от направления продольного тока  $j_{\parallel}$ . Иными словами, в области обратного тока должна быть иметь место не коллимация, а деколлимация течения; на малых расстояниях  $r \ll r_A$  деколлимация действительно воспроизвелаас как аналитически [115], так и численно [105]. Таким образом, на больших расстояниях это должно было бы привести к возникновению пустой области, т.е. области, не заполненной полоидальным магнитным полем.

Однако природа, как известно, не терпит пустоты. Поэтому, как показано численно [105], вместо области, не занятой полоидальным магнитным полем, возникает область с нулевой плотностью продольного тока. Математически этот результат связан с тем, что, поскольку радиус кривизны  $R_c$  не может быть меньше характерного размера  $r$ , на расстояниях от оси, много больших альвеновского радиуса,  $r \gg r_A$ , можно пренебречь левой частью уравнения (54), и тогда приходим к соотношению  $j_{\parallel} = 0$ , которое мы уже получали, анализируя цилиндрическую асимптотику уравнения Грэда – Шафранова.

Завершая этот раздел, необходимо отметить два важных обстоятельства, которые могут существенно ограничить область применения приведённых выше аналитических результатов. Первое обстоятельство связано с самой возможностью использовать МГД-подход для среды, не являющейся полностью ионизованной. Второе касается другого основополагающего предположения о существовании регулярного магнитного поля, пронизывающего аккреционный диск. Дело в том, что данное предположение противоречит одному из основных положений теории аккреционных дисков, согласно которому акреция становится возможной благодаря вязкости, вызванной сильной турбулентностью. Для прояснения последнего необходимо сказать хотя бы несколько слов о результатах численного моделирования.

Конечно, численное моделирование струйных выбросов из молодых звёздных объектов, бурно развивающееся в последние годы, не ограничивается только проблемой турбулентности в аккреционных дисках. Проводятся также работы по моделированию генерации магнитного поля и его взаимодействия с аккреционным диском, коллимации и устойчивости самих джетов, а также структуры области взаимодействия струйного выброса с окружающей средой. Подробное обсуждение каждой из перечисленных областей исследования потребовало бы написания отдельного обзора. Поэтому мы вновь ограничимся лишь несколькими замечаниями, непосредственно относящимися к нашей основной теме.

Что касается первого вопроса (а именно вопроса о правомерности применения МГД-подхода для не полностью ионизованной среды), то здесь на помощь приходит амбиполярная диффузия [47]. В результате, несмотря на низкий уровень ионизации, нейтральные и ионизированные частицы будут связаны посредством столкновений, поэтому вещество будет двигаться преимущественно вдоль силовых линий магнитного поля. Таким образом, результаты МГД-приближения в целом оказываются адекватными.

<sup>4</sup> Напомним, что для релятивистских струйных выбросов собственная коллимация оказывается неэффективной.

Второй вопрос касается механизма поддержания турбулентности в аккреционных дисках, необходимого для самого существования акреции. Как хорошо известно, в последние годы в качестве наиболее перспективного механизма рассматривается магнито-ротационная неустойчивость [116]. Причём в первых работах по численному моделированию, посвящённых формированию истечения из аккреционных дисков, развитие турбулентности приводило к полному исчезновению регулярной составляющей магнитного поля (см., например, [117]). Однако впоследствии было показано, что при наличии значительного вертикального магнитного потока и учёте амбиполярной диффузии в сочетании с омической диссинацией магнито-ротационная неустойчивость подавляется и генерируется мощный магнито-центробежный ветер [47, 118, 119], как и предполагалось в аналитическом подходе. Таким образом, рассмотренная выше модель потери углового момента с поверхности аккреционного диска, безусловно, имеет под собой основание.

Впрочем, вопрос о свойствах турбулентного диска не имеет прямого отношения к лабораторным исследованиям, моделирующим струйные выбросы из молодых звёзд. Во всяком случае, как показано в разделе 2.2.3, в большинстве лабораторных экспериментов механизм возникновения направленного потока плазмы имеет совершенно иную природу. Поэтому мы не будем здесь обсуждать ни сам процесс коллимации, ни вопрос о структуре магнитного поля в области центральной машины, поскольку, несмотря на большое количество посвящённых им работ [120–126], они не имеют прямой связи с обсуждаемым в настоящем обзоре лабораторным экспериментом (см. раздел 3).

Что касается внутренней структуры уже сформировавшихся струйных выбросов, то, как говорилось в разделах 2.2.1 и 2.2.2 (см. также [127, 128]), согласно и наблюдениям, и одномерным аналитическим моделям, струйные выбросы имеют плотную сердцевину, причём их продольная скорость является более высокой в центральных областях струйного выброса, уменьшаясь с увеличением расстояния от оси. Подобная структура подтверждена и при трёхмерном численном моделировании как для нерелятивистских [123], так и для релятивистских [129–131] джетов.

Наконец, много работ посвящено и численному моделированию активных областей взаимодействия струйного выброса с межзвёздным газом. Уже в 1980–1990-х годах удалось смоделировать возникновение двух ударных волн при взаимодействии сверхзвукового джета с окружающей средой, а также в целом выяснить роль радиационных процессов [132–134]. Далее для последовательного анализа процессов нагрева и излучения на ударных волнах в расчёты были включены все основные процессы ионизации и рекомбинации [135]. Воспроизведена также сложная многокомпонентная структура "головных частей" [93, 136, 137] и даже смоделировано взаимодействие струйного выброса с боковым ветром [138] (см. также обзор [49]). Значительное число работ по численному моделированию связано и с анализом результатов, полученных на экспериментальных установках (см., например, [139, 140]). Причём во всех численных экспериментах магнитное поле действительно играло определяющую роль, позволяя воспроизвести основные морфологические свойства наблюдаемых течений.

**Таблица 1.** Основные свойства плазменных выбросов, получаемых на экспериментальных установках, проводящих их моделирование (ПФ — плазменный фокус, ПУ — плазменный ускоритель)

Название	Тип установки	Длина, см	Радиус, см	Время, мкс	$V, \text{км с}^{-1}$	$B, \text{Гс}$	$n, \text{см}^{-3}$	$T, \text{эВ}$
Типичный YSO	—	$10^{17}$	$10^{15}$	$10^{15}$	~ 100	$\sim 10^{-4}$	$\sim 10^4$	~ 1
ПФ-3	ПФ	10–100	1–10	~ 10	~ 100	$10^3 - 10^4$	$10^{16}$	1–5
PF-1000	ПФ	10–100	1–10	~ 10	~ 100	$10^3 - 10^4$	$(1-6) \times 10^{17}$	3–5
"Феникс"	ПФ	10–100	1–10	~ 10	~ 100	$10^3 - 10^4$	—	—
Magpie	Пинч	1–3,5	0,1	0,1–0,5	200	$\sim 10^5$	$10^{18} - 10^{19}$	50–100
Cobra	Пинч	1–5	0,1–1	~ 0,1	~ 100	$(1-2) \times 10^4$	$10^{18} - 10^{19}$	15
Nova	Лазер	0,1	0,01	0,001	60	—	$10^{20} - 10^{21}$	~ 100
Omega	Лазер	0,7	0,05	0,001	400	$2 \times 10^6$	$\sim 5 \times 10^{19}$	~ 300
LULI	Лазер	1	0,05	0,001	90–200	$4 \times 10^5$	$(1-3) \times 10^{18}$	> 70
"Неодим"	Лазер	0,1–1	0,1	0,1–0,01	~ 100	$\sim 10^8$	$\sim 2 \times 10^9$	1
PEARL	Лазер	0,1–1	0,1–1	0,1	100–500	$1 \times 10^5$	$10^{17} - 10^{18}$	30
КИ-1 Superjet	Лазер	70	30	10	100	300	—	10
Установка	ПУ	25	1	15	60	$(0,2-1) \times 10^3$	$10^{14}$	5–20
Калтех (Caltech)	ПУ	100	1–5	10–100	20–100	$5 \times 10^3$	$10^{16}$	1–10
Установка LabJet	ПУ							

Таким образом, в настоящее время теория струйных выбросов из молодых звёзд позволяет сформулировать достаточно надёжную модель, способную объяснить основные свойства наблюдаемых течений. В её основе лежит физически ясная электродинамическая идея, хорошо зарекомендовавшая себя и для других компактных объектов, таких как активные галактические ядра, радиопульсары и микроквазары. Однако, что уже отмечалось, такие ключевые предсказания, как наличие плотного центрального кора и отсутствие продольного тока за его пределами, не находили подтверждения. Эти и другие накопившиеся вопросы потребовали ещё более расширить фронт исследований. И здесь роль недостающего звена сыграл именно лабораторный эксперимент.

### 2.3. Лабораторный аспект

Идея обратиться к лабораторному эксперименту как к важнейшему направлению исследований астрофизических процессов была высказана уже более 20 лет назад [17, 141]. Действительно, несмотря на то что характерные длины и временные масштабы лабораторных экспериментов примерно на 20 порядков меньше, чем у реальных астрофизических объектов, они могут быть масштабированы для астрофизических ситуаций в той степени, в которой и те и другие подчиняются законам идеальной МГД. Это связано с тем, что в случаях, когда диссипативные процессы не играют определяющей роли, уравнения идеальной МГД не имеют собственного масштаба и могут описывать как лабораторные, так и астрофизические течения. Однако когда диссипативные процессы оказываются существенными, вопрос о подобии требует более тщательного анализа [15].

Перевод исследований астрофизических струйных выбросов в лабораторию имеет ряд несомненных преимуществ. Прежде всего, в лабораторной плазме можно легко варьировать параметры течений, что чрезвычайно важно для проверки предсказаний теоретических моделей. В частности, теоретические модели обеспечивают важный тест на достоверность описания астрофизических струй в рамках МГД-приближения. Далее, временные рамки лабораторных экспериментов невелики, поэтому можно легко следить за динамикой происходящих

процессов, тогда как отслеживание динамики реальных астрофизических джетов может занять несколько лет или даже десятилетий. Кроме того, лабораторные эксперименты в принципе могут быть полностью диагностированы, тогда как диагностика реальных астрофизических джетов ограничена, поэтому многие важные величины, такие как структура внутреннего магнитного поля и профиль плотности, плохо известны. Наконец, лабораторные эксперименты относительно недороги по сравнению с современными наземными и космическими телескопами, благодаря чему с помощью скромных ресурсов можно получить много актуальной информации для выяснения основополагающих физических процессов. Лабораторные эксперименты могут также использоваться для верификации МГД-кодов, используемых для описания реальных астрофизических джетов.

Как отмечалось во введении, прогресс в лабораторном моделировании астрофизических струйных выбросов был достигнут благодаря работам в рамках программы инерциального управляемого термоядерного синтеза, приведшей к бурному развитию систем Z-пинча и мощных лазеров, т.е. современных установок с высокой плотностью энергии. В таблице 1 приведены основные характеристики плазменных выбросов, получаемых на ряде экспериментальных установок, на которых проводились исследования по лабораторному моделированию астрофизических струйных выбросов. Как мы видим, использовались всевозможные установки, а именно: мощные импульсные лазеры, установки с высокой электрической импульсной мощностью, в частности быстрые Z-пинчи, а также плазменные ускорители. Причём сами лабораторные эксперименты имели очень разные масштабы.

Одни из первых подобных экспериментов были проведены на лазерных установках. Так, в схеме непрямого облучения на установке Nova в Ливерморской национальной лаборатории (США) [142, 143] лазерное излучение длительностью 1 нс и энергией 20 кДж подавалось в замкнутый объём (так называемый хольраум), взаимодействие со стенками которого вызывало мощный импульс рентгеновского излучения, приводящего к абляции специально подготовленных мишней и генерации плазменного потока. В других схемах лазерный пучок фоку-

сировался непосредственно на мишень, что обеспечивало выделение на её поверхности очень большой мощности. Причём часто применялось несколько лазерных пучков, направляемых на мишени конической формы. Такой подход использовался в экспериментах на лазерных установках Nova [144], Omega в Университете Рочестера (США) [145], на лазерной установке Vulcan в Лаборатории Резерфорда – Эплтона (Великобритания) [146] и др.

Эксперименты с лазерными струями [147, 148] в основном были направлены на исследование гидродинамических неустойчивостей в струе, взаимодействующей с локализованными плотными препятствиями [149], приводящими к отклонению струи, подобному наблюдавшему в объекте Хербига – Аро НН 110. Детальное сравнение экспериментальных результатов с результатами численного моделирования показало их хорошее согласие. В недавнем эксперименте [150] было исследовано взаимодействие между прямыми и отражёнными ударными волнами (Mach stem), что имеет отношение к наблюдениям аналогичных структур в объектах Хербига – Аро. Такие столкновения, ожидаемые при взаимодействии клюковатых струй с окружающим газом, могут привести к образованию ударных волн, нормальных к течению [38].

В экспериментах, осуществлённых в Политехнической школе (Ecole Polytechnique) (Франция) на установке LULI<sup>5</sup> [151], лазерный импульс длительностью 0,5 нс доставляет энергию до 50 Дж на массивную (пластиковую) мишень в пятно диаметром 0,75 мм, приводя к взрывообразному выбросу вещества мишени, которое свободно расширяется в большом угле, подобно ветру молодых звёздных объектов. Для коллимации этого потока было приложено сильное продольное магнитное поле, порядка 20 кГс. Исследования во временному интервале 20 нс, согласно законам масштабирования (см. раздел 3.4.2), соответствуют шести годам в астрофизической среде, что позволяет моделировать морфологию джета при его распространении на расстояние более чем 600 а.е. Недавно подобные эксперименты были начаты в Центральном научно-исследовательском институте машиностроения (ЦНИИМАШ) на пикосекундной лазерной установке "Неодим" с энергией до 10 Дж [152]. Система фокусировки обеспечивает концентрацию не менее 40 % энергии лазерного пучка в пятно диаметром 15 мкм и пиковую интенсивность  $2 \times 10^{18}$  Вт см<sup>-2</sup>. Показано, что формирование и развитие джета в лабораторном лазерном эксперименте представляют собой сложное физическое явление, включающее в себя большое количество различных физических процессов. Сравнение результатов лабораторного эксперимента и численных расчётов замагниченных джетов в работе [152] подтверждает возможность образования кольцевых структур, характеристики которых зависят от величины магнитного поля.

С начала 2000-х годов эксперименты с астрофизическим аспектом проводятся и на так называемых установках высокой электрической импульсной мощности (pulse-power facilities), иными словами, на установках, где за малое время (типичное значение порядка 100 нс) через специально приготовленную нагрузку пропускается очень

большой ток. Основные принципы работы подобных установок описаны в обзоре [10].

Используемые в таких экспериментах нагрузки весьма разнообразны. Классическим примером являются проволочные лайнеры — натянутые по периметру параллельно оси между кольцевыми анодом и катодом тонкие (~ 10 мкм) проволочки из различных материалов (обычно алюминиевые или вольфрамовые), по которым пропускается ток. Протекание большого тока — от 1 МА на установке Cobra (Корнеллский университет, США) до 26 МА на установке ZR (Z-Refurbished) (Сандийские национальные лаборатории, США) — вызывает абляцию вещества проволочки, которое под действием сил Ампера  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  сносится к оси системы, приводя в итоге к пинчеванию плазмы. Более подробно о физике процессов, приводящих к пинчеванию многопроволочных лайнеров, можно прочитать в обзоре [153]. Потоки плазмы с магнитным полем могут быть использованы для моделирования различных астрофизических процессов. Особый интерес с точки зрения моделирования джетов представляют конические проволочные сборки, в которых сходящиеся к оси плазменные потоки, имеющие ярко выраженную аксиальную составляющую импульса, могут быть использованы для моделирования возникновения и распространения сильноизлучающих джетов со слабым магнитным полем.

Первый подобный эксперимент на установке Magpie в Имперском колледже (Imperial College) (Великобритания) описан в работе [154]. Выброс в этом эксперименте имел характерный продольный размер 1,5 см при радиусе 1 мм, временная шкала составляла несколько сотен наносекунд. Было показано влияние радиационного охлаждения на коллимацию выброса (изменением вещества проволочек сборки), а также исследовано взаимодействие выброса с различными препятствиями.

В частности, такая схема эксперимента использовалась для изучения взаимодействия звёздных потоков с газовыми облаками, создаваемыми инжекцией аргоновой струи в область распространения плазменного потока [155] и плазменным ветром [156, 157]. В последнем случае пластиковая фольга помещалась на некотором расстоянии от оси под углом к ней. Экстремальное УФ-излучение от пинча и отдельных проволочек приводило к абляции фольги и появлению плазменного потока, пересекающего путь струи, что позволило исследовать отклонение (изгиб) сверхзвуковых струй давлением потока бокового ветра. Экспериментальные результаты сравнивались с результатами численного моделирования, и один и тот же компьютерный код использовался для моделирования астрофизических систем с расширенными начальными условиями [158]. Как эксперименты, так и астрофизическое моделирование показывают, что струя может отклоняться на значительный угол (до 30°) без разрушения. Взаимодействие между струей и боковым ветром также приводит к нарушению изначального ламинарного течения, вызванному включением неустойчивости Кельвина – Гельмгольца.

Другой характерный тип нагрузки представляет собой тонкую фольгу, натянутую между двумя концентрическими электродами. В этом случае плотность тока, протекающего по фольге, максимальна вблизи центрального электрода. В результате неравномерного нагрева фольги вдоль радиуса наиболее интенсивная абляция вещества фольги происходит в центре вблизи катода,

<sup>5</sup> Laboratoire d'Utilisation des Lasers Intenses (LULI) — Лаборатория по использованию интенсивных лазеров.

что способствует формированию узконаправленного потока плазмы. Подобная схема использовалась также для взаимодействия плазменного потока с окружающей средой с помощью различных импульсных инжекторов газа. Но даже в отсутствие дополнительной инжекции в эксперименте всегда имеется "гало", окружающее джет, вследствие аблации соседних менее интенсивно испаряемых участков фольги.

Ещё одна модификация нагрузки в обсуждаемых экспериментах представляет собой некую комбинацию двух предыдущих нагрузок: вместо фольги используются радиально натянутые между двумя концентрическими электродами проволочки. В этом случае начальная стадия разряда аналогична разряду с цилиндрическим проволочным лайнером. Однако скорость аблации наиболее высока вблизи оси, и в какой-то момент вещества проволочки возле центрального электрода полностью переходит в плазменное состояние. Последнее приводит к формированию магнитного пузыря, т.е. джета с сильным магнитным полем<sup>6</sup>. В результате удалось осуществить моделирование многих процессов, характерных для реальных струйных выбросов, например взаимодействия сверхзвуковой радиационно-охлаждаемой плазменной струи с окружающей средой [159].

Наконец, метод, основанный на технологии планарной коаксиальной плазменной пушки с продольным магнитным полем, был использован в Калифорнийском технологическом институте (Калтех) (California Institute of Technology, Caltech) (США) [160, 161] и на установке LabJet в Вашингтонском университете [162]. Конструкция коаксиальной пушки на установке Калтекса геометрически очень проста: диск, окружённый копланарным кольцом, и катушка магнитного поля, расположенная сразу за диском. Диск и кольцо, разделённые вакуумным зазором шириной 6 мм, имеют по восемь отверстий, через которые с помощью импульсного клапана подаётся рабочий газ. После подачи напряжения на электроды происходит пробой между отверстиями вдоль линий магнитного поля. Формируются так называемые паучьи ноги, которые под влиянием давления магнитного поля увеличиваются по высоте и сжимаются к центру, образуя плазменную колонну, именно её и называют джетом. Формирование джета в данном случае происходит в соответствии с моделью "магнитной башни" — под действием давления магнитного поля колонна распространяется в пространстве со скоростью 50–100  $\text{км с}^{-1}$  до расстояний  $\sim 10$  см при характерных временах жизни порядка 5 мкс. Аналогичные параметры получены и в экспериментах на установке LabJet.

Таким образом, разница между параметрами экспериментов на различных установках составляет от двух до трёх раз, но эта разница бледнеет по сравнению с их отличием примерно в 20 порядков величины от параметров реальных астрофизических струй.

Как говорилось, важнейшим элементом теории и релятивистских, и нерелятивистских струйных выбросов является их вращение. Что касается лабораторного эксперимента, то впервые вращение плазменных выбросов было реализовано на установке Magpie [163] с помощью проволочной сборки с закрученными относительно направления оси проволочками. На установке Cobra в

<sup>6</sup>Хотя такое течение часто называют "магнитной башней", это не совсем корректно ввиду сверхзвукового характера течения.

схеме с радиальной фольгой и наложенным продольным полем 10 кГс обнаружено азимутальное вращение ионов на границе алюминиевого джета со скоростью 15–20  $\text{км с}^{-1}$  [164]. Недавно удалось провести моделирование вращения плазменного выброса и на установке LabJet наложением радиального электрического поля у основания выброса [162]. Напомним, что, согласно соотношению (10), вращение и радиальное электрическое поле тесно связаны.

Наконец, в нескольких экспериментах [165, 166] исследовалось взаимодействие струи и окружающей среды в условиях очень сильного радиационного охлаждения. Обнаружено, что мелкомасштабные образования, обусловленные неустойчивостью, связанный с охлаждением, быстро развиваются в области ударного фронта и характерные размеры таких образований уменьшаются при увеличении радиационного охлаждения [167]. Эти эксперименты представляют собой первое исследование тепловых неустойчивостей на их нелинейной стадии развития, которые могут иметь наблюдаемые последствия, например, для линий излучения при высокой и низкой степени ионизации.

В итоге в лабораторных экспериментах удалось воспроизвести такие присущие астрофизическим джетам свойства, как эффективное преобразование магнитной энергии в кинетическую энергию потока, высокая степень коллимации струи ( $< 10^\circ$ ) при достаточно сильном радиационном охлаждении; усиленная коллимация для повторных струй, поскольку магнитные поля, захваченные ранее выброшенной плазмой, способствуют коллимации более поздних выбросов; генерация рентгеновского импульса при каждом новом плазменном выбросе (это связано с тем, что струйные выбросы сжимаются к оси магнитным полем), и, наконец, развитие токовых МГД-неустойчивостей, приводящих к изменчивости плотности (100 %) и скорости (3 %).

В частности, лабораторные эксперименты показали, что неустойчивость кинк-моды (одна из основных неустойчивых мод, в течение уже многих лет активно исследуемая в связи с проблемой устойчивости струйных выбросов) не разрушает МГД-струю, несмотря на доминирующее тороидальное поле. Напротив, нелинейное насыщение неустойчивых мод приводит к тому, что струйный выброс разделяется на цепь плотных узлов, которые распространяются с различными скоростями вдоль оси струйного выброса. В частности, сходство эпизодического поведения струй в лабораторных экспериментах с поведением наблюдаемых структур в струях XZ Tau и DG Tau обсуждаются в работах [168, 169]. Наконец, устойчивость и возможные наблюдательные особенности из разных конфигураций магнитных струй недавно были изучены с использованием численного моделирования с помощью кода AstroBEAR [170].

### 3. Плазменный фокус — перспективное направление лабораторных исследований

#### 3.1. Принцип работы

В последнее время достигнуты также значительные успехи в лабораторном моделировании течений Хербига–Аро на установках типа "плазменный фокус". Установки ПФ, являясь одной из разновидностей систем, использующих пинч-эффект (сжатие плазмы с

током под действием собственного магнитного поля, генерируемого этим током), также известны как источники интенсивных плазменных потоков, находящих широкое применение в различных областях. В середине 1950-х годов явление фокусировки плазмы вблизи анода на двух устройствах, казалось бы, существенно различных по типу, было обнаружено Н. В. Филипповым в НИЦ "Курчатовский институт" при исследовании Z-пинча с проводящими стенками [171, 172] и Дж. Мейзером (США) при исследовании коаксиальных плазменных ускорителей при положительной полярности центрального электрода [173]. В последующие годы подобные системы получили широкое распространение в мире, прежде всего благодаря достигнутому на них высокому нейтронному выходу — в течение нескольких десятилетий, вплоть до появления мощных лазерных систем, ПФ являлся рекордсменом по величине нейтронного выхода, получаемого в результате реакции синтеза. В сочетании с относительной простотой конструкции ПФ-установок это привело к бурному развитию ПФ-исследований во многих лабораториях и университетах мира.

Несмотря на очевидные различия в конструкции установок и в направлении исследований, результирующие параметры плазмы в установках с филипповской геометрией электродов (плазменный фокус Филиппова — ПФФ) и мейзеровской геометрией электродов (плазменный фокус Мейзера — ПФМ) оказались на удивление схожими. Принципиальная схема устройств ПФФ и ПФМ крайне проста (рис. 3): анод 1, отделенный от катода 2 трубчатым изолятором 3, в вакуумной камере 4. В ПФФ вакуумная камера часто одновременно играет роль катода. Основным конструктивным отличительным признаком этих установок является соотношение размеров электродов. В модификации Филиппова (так называемая плоская система) поперечные размеры разрядного устройства, определяемые диаметром анода  $d$ , гораздо больше продольного размера  $l$ , фактически задаваемого высотой изолятора:  $l/d \ll 1$ . В геометрии Мейзера длина коаксиального ускорителя обычно больше диаметра анода:  $l/d > 1$ . Вакуумная камера после предварительной откачки заполняется газом (водородом, дейтерием или более тяжелым газом, в зависимости от поставленных задач) под давлением обычно 0,1–10 Торр. Иногда используется также импульсная инжекция газа. В качестве источника питания чаще всего применяется конденсаторный накопитель (С).

Системы типа ПФ фактически представляют собой индуктивный накопитель энергии, в котором электрическая энергия, предварительно запасенная в конденсатор-

ной батарее, на стадии формирования токовой оболочки и её движения вдоль электродов трансформируется в магнитную энергию тока. На начальном этапе разряда (стадия I) ток скинируется вдоль изолятора 3 и формируется токово-плазменная оболочка (ТПО). Образовавшаяся ТПО под действием пондеромоторных сил отрывается от изолятора. В установках типа Филиппова процесс формирования токовой оболочки длительностью порядка 1 мкс завершается выходом оболочки на кромку анода и переходит в процесс радиального сжатия к оси (стадия II).

В геометрии Мейзера ТПО сначала ускоряется вдоль электродов и только после выхода на торец анода и появления продольной составляющей разрядного тока сжимается к оси под действием собственного магнитного поля. Эта стадия движения ТПО (стадия II), проходящего со сверхзвуковой скоростью, сопровождается сграбанием и ионизацией нейтрального газа, хорошо описывается моделью "снежного plugа". В течение стадии II, являющейся самой продолжительной, разрядный ток возрастает, достигая максимума за несколько микросекунд, в зависимости от размеров анода и параметров цепи, и происходит трансформация энергии конденсаторной батареи в магнитную энергию разрядного тока, протекающего по оболочке.

Главной задачей, решаемой на стадии II, является достижение максимально возможной величины разрядного тока к моменту схождения ТПО на оси (так называемая процедура согласования). Схождение ТПО завершается сжатием плазмы до плотности  $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$  и её нагревом (стадия III) (см. рис. 3 и 4). Процессы на стадии III с характерными временами  $\sim 100 \text{ нс}$  во многом аналогичны процессам в классическом Z-пинче. Отличительной особенностью является нецилиндрическая форма ТПО (другое название плазменного фокуса — нецилиндрический Z-пинч).

В стадии плотного пинча (собственно "плотного плазменного фокуса" (ППФ)) достигается плотность тока  $> 10^7 \text{ А см}^{-2}$ , что приводит к раскачке сильных токовых неустойчивостей, появлению аномального турбулентного сопротивления и резкому обрыву тока. Фактически мы имеем эффективный плазменный размыкатель, и энергия, запасенная в магнитном поле пинча, выкладывается в "нагрузку" — происходят аномальный разогрев плазмы, генерация пучков заряженных частиц, интенсивного нейтронного и рентгеновского излучения, плазменных потоков. Вследствие пространственно-временной динамики токовой оболочки происходит резкое обострение электрической мощности. Процесс пинчевания сопро-

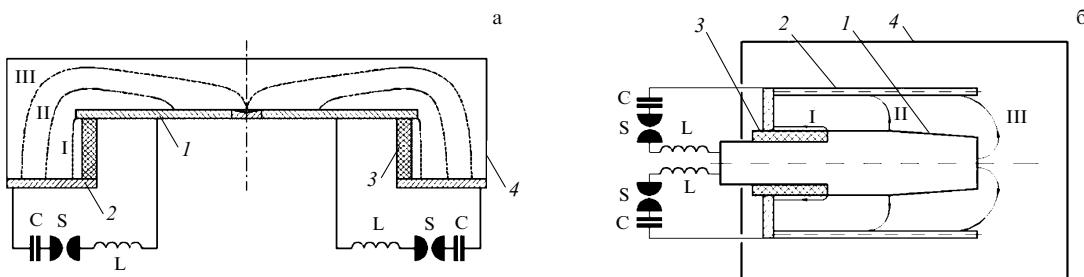
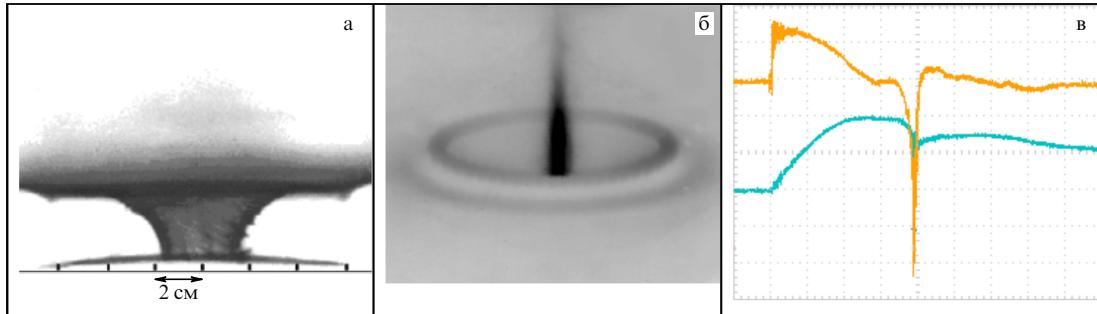


Рис. 3. Принципиальные схемы плазменного фокуса типа Филиппова (а) и типа Мейзера (б): 1 — анод, 2 — катод, 3 — изолятор, 4 — вакуумная камера, С — источник питания, L — внешняя индуктивность, S — разрядник. I — стадия пробоя, II — стадия ускорения, III — стадия формирования ПФ.



**Рис. 4.** (а) Фотография сходящейся к оси ТПО в видимом диапазоне. (б) Фотография пинча в мягком рентгеновском излучении. (в) Осциллограммы разрядного тока (нижняя кривая) и его производной (верхняя кривая). Амплитуда тока 2 МА, временная шкала 5 мкс на клетку. Установка ПФ-3.

вождается убыванием разрядного тока и соответственно появлением резкого пика на его производной (рис. 4в). Характерное время процессов в стадии ППФ — от нескольких наносекунд до нескольких сотен наносекунд. Более детально с физикой формирования плазменного фокуса и сопутствующих излучений можно ознакомиться в обзорах [174–177].

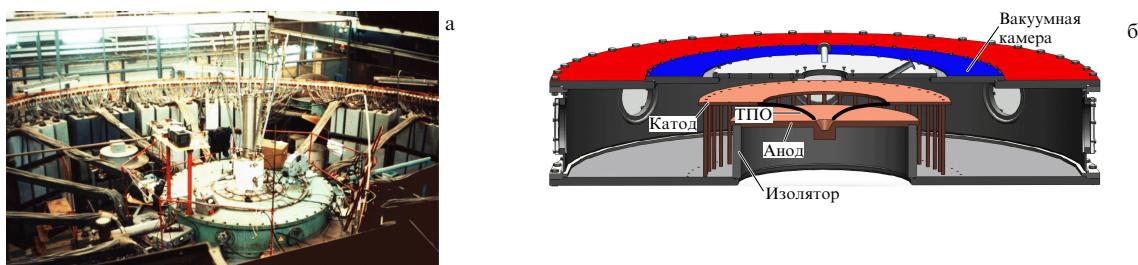
Плазменные потоки на ПФ-установках были обнаружены ещё на ранних этапах исследований [172], однако в связи с первоначальной ориентацией на термоядерную тематику их изучению не уделялось достаточного внимания. Сейчас активно растёт практическое применение плазменных потоков. В частности, они используются для исследования взаимодействия плазмы с поверхностью, модификации конструкционных материалов с целью придания им новых свойств, в том числе для получения нанопокрытий и других применений (см., например, [178–181]). Имеется также опыт использования ПФ-установок для моделирования астрофизических процессов [182–186]. Так, например, в работах [185, 186] плазменные потоки, генерируемые в ПФ-разряде, использовались для моделирования взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой Земли. Именно работы [185, 186] впоследствии послужили основой для разработки методов моделирования астрофизических джетов молодых звёздных объектов.

### 3.2. Экспериментальные установки

В 2012–2014 гг. в НИЦ "Курчатовский институт" начались эксперименты по моделированию астрофизических джетов на установке ПФ-3 [187]. Установка ПФ-3 представляет собой плазменный фокус с конфигурацией электродов типа Филиппова (рис. 5). Разрядной системой в ПФ-3 являются медный анодный диск диаметром 92 см и толщиной 2,5 см и катод, одновременно служащий

нижним фланцем вакуумной камеры, диаметром 250 см. На диаметре 115 см установлено 48 штырей в виде "беличьего колеса", играющих роль боковой стенки обратного токопровода. Верхней крышкой обратного токопровода служит перфорированный дюралевый диск. Межэлектродный зазор между анодом и верхней крышкой 10 см. Электроды разделены изолятором из ситалла диаметром 90 см и высотой 25 см. Полная ёмкость источника питания 9,2 мФ, максимальное зарядное напряжение 25 кВ, максимальная запасаемая энергия 2,8 МДж. При существующей геометрии разрядной камеры, определяемой размером изолятора, установка работает в режимах, оптимизированных для получения высокой степени сжатия плазмы при напряжении  $U_0 = 8–14$  кВ и токе  $I = 2–3$  МА. Характерное время нарастания тока до максимального значения порядка 10 мкс. После предварительной откачки камера заполняется рабочим газом (водородом, дейтерием, гелием, неоном, аргоном или их смесью — в зависимости от поставленных задач) под давлением в несколько Торр.

Для исследования распространения плазменных потоков на значительные расстояния установка ПФ-3 была модернизирована [21]. Сконструирована и изготовлена трёхсекционная диагностическая пролётная камера с необходимым набором диагностических патрубков, позволяющая измерять параметры плазменных потоков на расстояниях до 100 см (рис. 6). Камера состоит из трёх секций длиной 300 мм и диаметром 210 мм. В каждой секции пролётной камеры имеется набор диагностических патрубков, расположенных равномерно по диаметру в центральном сечении каждой секции. Центр областей наблюдения располагается на расстояниях 35, 65 и 95 см относительно плоскости анода. Пролётная камера заполняется тем же рабочим газом, что и разрядная. Таким образом, с учётом штатных диагностиче-



**Рис. 5.** Установка ПФ-3 (а) и камера установки в разрезе (б).

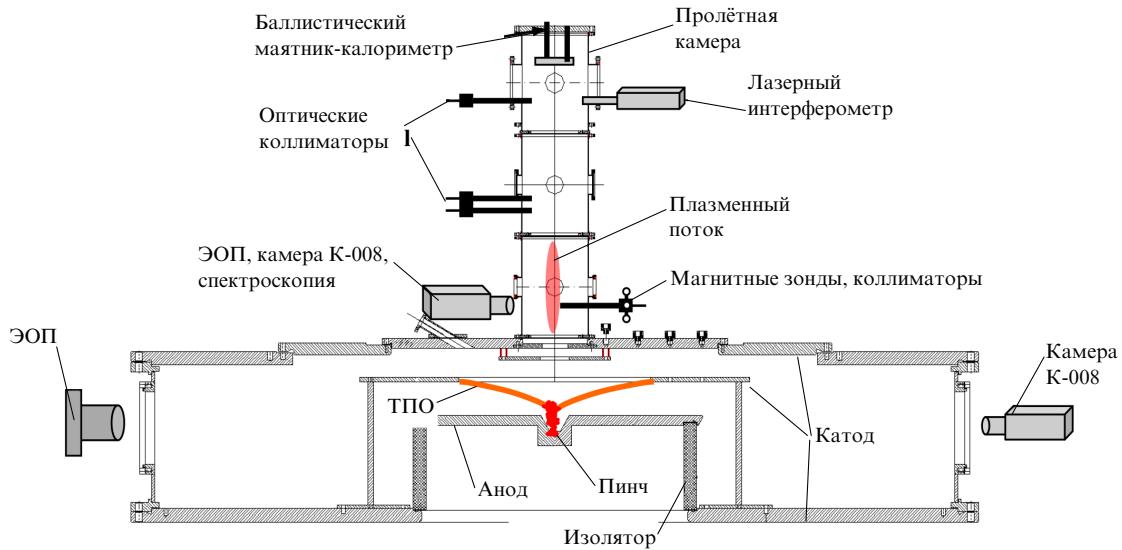


Рис. 6. Схема эксперимента на установке ПФ-3.

ских окон разрядной камеры установки обеспечивается возможность исследования параметров плазменного потока при его распространении в фоновом газе на расстояние до 100 см от плоскости анода, вблизи которого находится область генерации потока.

В экспериментах использовался широкий набор диагностических средств, включающий в себя:

- пояс Роговского и магнитные катушки для регистрации полного разрядного тока и его производной;
- диагностический комплекс эмиссионных параметров пинча;
- комплекс для спектральной методики исследования плотности и температуры плазмы;
- диагностический комплекс для измерения скорости плазменного потока, включающий в себя скоростные фотопрегистраторы и оптические коллиматоры;
- электронно-оптические регистраторы на базе электронно-оптических преобразователей (ЭОП) типа ЭП-16 с электростатической фокусировкой изображения для исследования формы и динамики плазменного потока;
- высокоскоростные оптические камеры с щелевой развёрткой СФЭР-6 и К-008;

— баллистический маятник-калориметр для измерения импульса и энергии плазменного потока;

— магнито-оптические зонды для исследования распределения захваченных потоком магнитных полей.

Позднее эксперименты были распространены на установки PF-1000 (Институт физики плазмы и лазерного микросинтеза) (Варшава, Польша) и КПФ-4 "Феникс" Государственного научно-производственного объединения "Сухумский физико-технический институт" (ГНПО СФТИ) (Сухуми, Абхазия). Обе установки относятся к устройствам с разрядной системой мейзеровского типа. Ещё одно их отличие от установки ПФ-3 — возможность импульсной инжекции рабочего газа в разрядную камеру.

На установке PF-1000 (рис. 7а) внутренний электрод (анод) представляет собой медный цилиндр диаметром 230 мм и длиной 460 мм, наружный электрод (катод) состоит из 12 80-миллиметровых тонкостенных нержавеющих труб, равномерно расположенных по окружности радиусом 200 мм. Анод и катод разделены керамическим изолятором диаметром 230 мм и длиной 85 мм. Электродная система помещена в вакуумную камеру

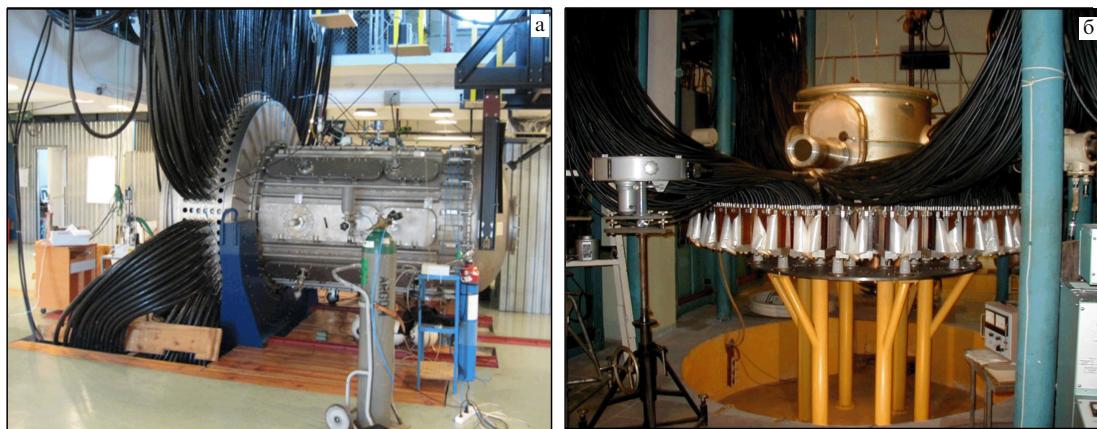


Рис. 7. Установки PF-1000 (а) и КПФ-4 (б).

довольно большого объёма (140 см в диаметре и 250 см длиной), позволявшую исследовать динамику распространения потока на достаточно большие расстояния. На торце анода имеется 50-миллиметровое аксиальное отверстие с соплом быстродействующего клапана для выпуска газа. Газ (дейтерий, гелий, неон и их смеси) инжектировался в камеру за 1,5–2 мс до инициирования разряда. Поскольку истечение газа в вакуум происходит с гидродинамическими временами, в течение разряда, длящегося несколько десятков микросекунд, распределение газа можно считать постоянным. Таким образом, создавалось профилированное начальное распределение газа с повышенной плотностью в области формирования пинча и генерации плазменного потока. Дальнейшее распространение потока происходит в область пониженной плотности, что соответствует выходу джета молодой звезды за границы родительского протозвёздного облака [47]. Более подробно ознакомиться с устройством установки РF-1000 можно, например, в работах [188, 189].

Установка КПФ-4 "Феникс" ( $W_{\max} = 1,8 \text{ МДж}$ ,  $V_{\max} = 50 \text{ кВ}$ ) [190, 191], показанная на рис. 7б, также представляет собой ПФ с мейзеровской геометрией электродной системы. Однако в КПФ-4 использовался другой способ инжекции газа [192]. Электродная система КПФ-4 состоит из двух коаксиальных электродов: медного цилиндрического анода диаметром 18,2 см и длиной рабочей части с изолятором 32,6 см, а также внешнего катодного электрода типа "беличье колесо", состоящего из 36 10-миллиметровых медных штырей, расположенных на диаметре 30 см. Изолятор установки изготовлен из оксида алюминия (алунда). Наружный диаметр изолятора такой же, как у анодного электрода, рабочая длина до 10 см. Разрядная система размещена в вакуумном корпусе с диаметром 109 см и расстоянием от торца анода до верхнего фланца 66 см, что позволяло использовать его в качестве пролётной камеры для исследования распространения плазменного потока на значительные расстояния. Эксперименты выполнены при зарядном напряжении  $U_0 = 18–20 \text{ кВ}$  и энергии источника питания  $W = 230–290 \text{ кДж}$ , разрядный ток  $\sim 1,5 \text{ МА}$ , время нарастания тока до максимального значения  $\sim 7 \text{ мкс}$ .

Для инжекции газа в межэлектродный зазор используется накопитель, из которого с помощью 36 сопел газ впрыскивается на торец анода и в пространство между катодом и анодом. Ориентация сопел может меняться, что позволяет регулировать область инжекции. При таком способе инжекции можно создать профиль распределения с оптимальной плотностью в области изолятора и межэлектродном зазоре, необходимой для качественного пробоя и последующей динамики ТПО, и пониженной плотностью в дрейфовом пространстве (в промежутке от торца анода до верхнего фланца вакуумной камеры). Это позволило провести эксперименты с импульсной инжекцией аргона, эквивалентные экспериментам со стационарным наполнением  $\sim 1 \text{ Торр}$ .

При импульсной инжекции газа камера сначала откачивается до давления порядка  $10^{-2} \text{ Торр}$ , а затем, после открытия клапана, заполняется газом с гидродинамическими скоростями. Характерные времена изменения распределения газа при этом порядка 1 мс. Учитывая, что длительность основных стадий плазмофокусного разряда порядка 10 мкс, можно считать распределение газа в камере во время разряда стационарным, а регулиров-

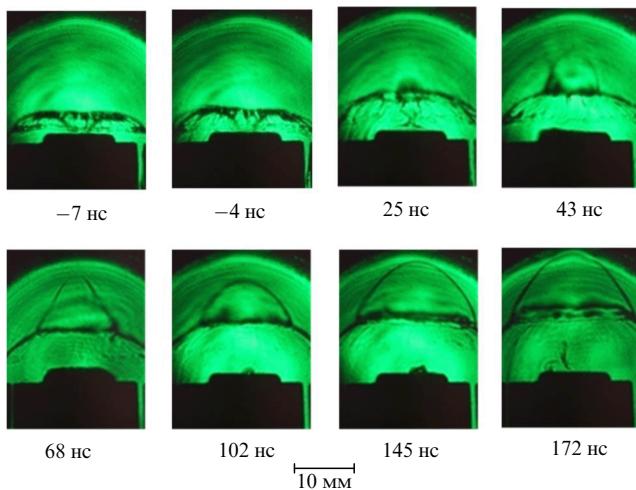
кой задержки между моментом открытия клапана и моментом инициирования разряда можно создавать различные профили газового распределения.

### 3.3. Формирование плазменных потоков

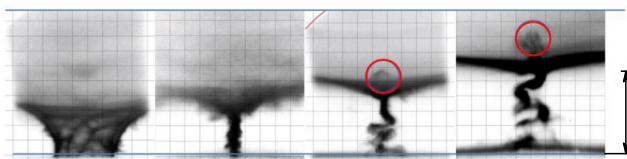
Как отмечалось в разделе 3.1, наличие плазменных потоков в ПФ-разрядах является давно установленным фактом. Известная способность плазменных потоков распространяться на значительные расстояния активно используется в различных практических приложениях. Однако механизм формирования плазменных потоков в ПФ-разрядах обсуждается до сих пор. Прежде всего отметим, что, несмотря на внешнее сходство ПФ-установок, особенно мейзеровских, с коаксиальными плазменными ускорителями, физика процессов, приводящих к генерации потоков в ПФ-установках, более близка к физике систем высокой электрической мощности. Вследствие нецилиндричности ТПО на стадии схождения к оси процессы в ПФ при формировании пинча аналогичны процессам, происходящим при сжатии конических проволочных сборок [163]. Однако и здесь есть существенные отличия. В ПФ обратный токопровод представляет собой подвижную плазменную оболочку и высота пинча не задаётся размером проволочного лайнера, а растёт по мере расширения токовой оболочки под действием сил магнитного давления. Как отмечалось в работе [20], на установке ПФ-3 оболочка сначала сходится в анодном углублении ниже плоскости анода, а затем пинч начинает расти вверх вдоль оси с фазовой скоростью  $\sim 10^8 \text{ см с}^{-1}$  в результате последовательного схождения различных участков оболочки ("зиппер-эффект"), но переноса массы в осевом направлении не происходит. Этот процесс аналогичен реализуемой в экспериментах с радиальными проволочками модели "магнитной башни", в которой высота пинча растёт по мере формирования "магнитного пузыря", что трактуется как распространение плазменного джета [157]. Однако нас здесь, напомним, интересует прежде всего механизм формирования сверхзвуковых плазменных образований, распространяющихся на расстояния, более чем на порядок превышающие размеры самого пинча.

Как отмечалось, плазменный фокус является источником различных излучений, в том числе потоков ускоренных ионов и рентгеновского излучения, вызывающих волну ионизации, что затрудняет идентификацию собственно плазменных потоков. В качестве одной из первых моделей, объясняющих формирование плазменных потоков, рассматривалась "кумулятивная модель", по аналогии с артиллерийскими кумулятивными зарядами, в которой генерация потока происходит ещё на стадии схождения ТПО вследствие её нецилиндричности [193–197]. Разумеется, к такой аналогии необходимо относиться весьма осторожно, поскольку плазма является сжимаемой жидкостью. Тем не менее одним из первых экспериментальных фактов явилось обнаружение квазисферически расширяющегося пузыря над ТПО (рис. 8), наблюдавшегося как с помощью лазерных диагностик, так и оптическими кадровыми регистраторами [180, 198, 199]. В работе [198] этот пузырь трактовался как волна ионизации, возбуждаемая ускоренными ионами.

В экспериментах на установке ПФ-3 для исследования генерации потока применялись скоростные оптические регистраторы: ЭОП, работающие в кадровом режиме с экспозицией кадра 12 нс, и камеры с щелевой развёрткой



**Рис. 8.** Последовательность шлирен-снимков, отражающая динамику плазмы ( $t = 0$  соответствует времени минимального значения производной тока, т.е. близкому к времени пинча). Два первых снимка соответствуют стадии образования пинча. Последующие снимки соответствуют динамике после пинчевания [180].



**Рис. 9.** Фотографии пинчевания и формирования плазменного потока. Экспозиция 12 нс, масштаб 1 см. Интервал между кадрами 150 нс. Над ТПО видны образования, вытянутые вдоль оси установки в направлении от анода (выделены красными окружностями) [196].

K-008. На снимках, полученных с помощью ЭОП (рис. 9), отчётливо видны компактные излучающие образования, расположенные выше токовой оболочки. Формирование потока, происходящее на заключительных стадиях развития разряда, может быть связано с развитием МГД-неустойчивостей в пинче. Эти образования достаточно хорошо структурированы, причём одновременно наблюдается несколько отдельных образований.

Из анализа снимков, полученных с задержкой 150 нс, оценена скорость плазменных потоков  $> 10^7$  см  $s^{-1}$ , в несколько раз превышающая скорость подъёма токовой оболочки под действием давления магнитного поля разрядного тока  $\sim 3 \times 10^6$  см  $s^{-1}$  ("магнитная башня"). На щелевых развёртках, полученных на расстоянии 85 мм над уровнем анода, свечение наблюдается ещё до поднятия ТПО на указанную высоту, что ассоциируется нами с появлением в этой области плазменного потока [196, 200]. Вылетев из пинча, плазменные потоки распространяются на расстояния более 100 см, сохраняя свою компактность. Именно такие плазменные образования являлись объектом наших исследований.

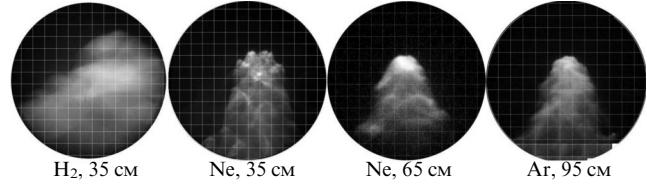
### 3.4. Обоснование применимости установок с плазменным фокусом для лабораторного моделирования

**3.4.1. Основные параметры потоков в ПФ.** Понятно, что о моделировании джетов молодых звёзд имеет смысл

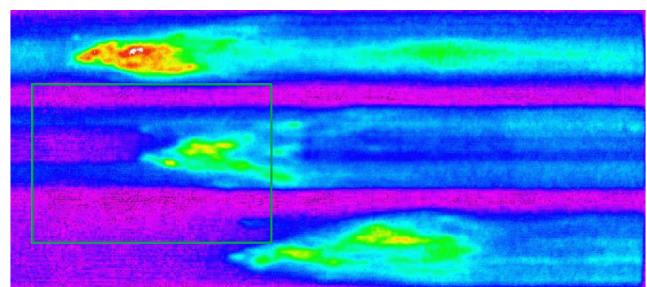
говорить только при соответствии параметров лабораторного эксперимента реальным астрофизическим условиям. Ниже приведены результаты исследований ключевых параметров плазменных потоков, генерируемых в ПФ-разрядах, таких как скорость потока, плотность и температура (как самого потока, так и окружающей среды), геометрические размеры, а также величины захваченных магнитных полей. Полученные данные позволили оценить основные безразмерные параметры, такие как гидродинамическое и магнитное числа Рейнольдса  $Re$  и  $Re_m$ , число Пекле  $Pe$ , число Маха  $M$  и др. Отличительной особенностью схемы эксперимента с ПФ является возможность моделировать распространение плазменного потока на значительные расстояния от области генерации. Поэтому нас прежде всего интересовало соответствие указанных величин скейлинговым требованиям на больших удалениях от анода. Как сказано в разделе 3.2, на установке ПФ-3 имеется возможность измерять параметры плазменного потока в трёх областях: на расстояниях  $35 \pm 5$  см,  $65 \pm 5$  см и  $95 \pm 5$  см. Сечение на уровне 35 см было выбрано в качестве основного для оценки этих параметров.

На рисунке 10 приведены фотографии плазменного потока при работе с различными газами. Влияние сорта газа на профиль потока обсуждается в разделе 3.5.2. Пока мы отметим, что поперечные размеры потока в сильно излучающих газах составляют несколько сантиметров, причём компактность потока сохраняется вплоть до момента достижения им конца пролётной камеры.

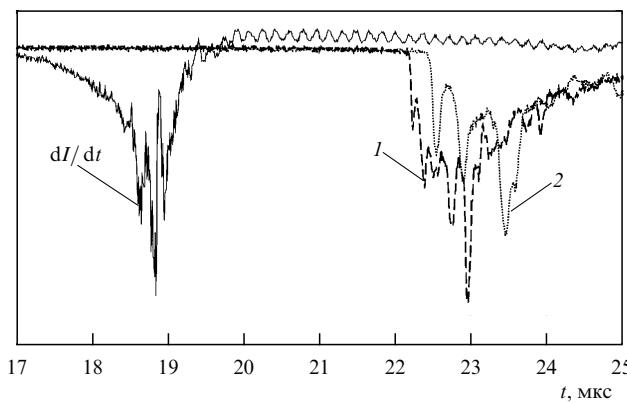
На рисунке 11 приведены временные развёртки потока на высотах 31, 35 и 39 см над уровнем анода, полученные щелевой камерой K-008. Видно, что и в продольном направлении плазменный сгусток достаточно компактен. Определив скорость движения потока по задержке появления изображения на различных высотах, можно оценить пространственные размеры сгустка.



**Рис. 10.** Фотографии фронта плазменного потока на различных расстояниях от анода при разряде в водороде, неоне и аргоне. Масштаб клетки 1 см [201].



**Рис. 11.** Щелевые развёртки плазменного потока. Три щели регистрируют излучение на высотах 31, 35 и 39 см. Длительность развёртки 6 мкс.



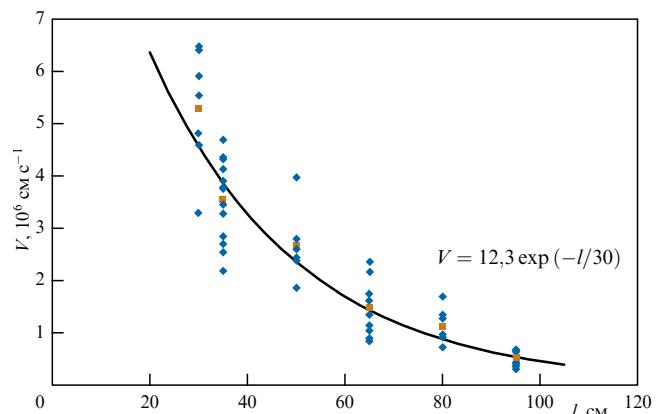
**Рис. 12.** Осциллограммы производной разрядного тока  $dI/dt$  и сигналов двойного оптического коллиматора (1, 2) на установке ПФ-3. Расстояние между осями коллиматоров 16 мм. Разряд в неоне. Расстояние от плоскости анода 35 см [21].

В большинстве разрядов продольный размер составляет 5–10 см.

Вывод о компактности плазменного потока подтверждается и результатами регистрации свечения плазмы с помощью оптических коллиматоров. Коллиматоры регистрируют излучение из достаточно малого телесного угла вдоль диаметра камеры (размер области регистрации  $\sim 0,5$  см на оси камеры), которое с помощью световода передаётся на вход фотоэлектронных умножителей (ФЭУ). Приход потока в область наблюдения сопровождается резким нарастанием фронта сигнала (рис. 12). Использование двух коллиматоров, разнесённых на небольшое расстояние ( $\sim 1,5$  см), позволяет с хорошей точностью определить скорость потока. Как видно, интенсивно излучающий объект достаточно компактен: длительность импульса на полувысоте  $\sim 1$  мкс, что при скорости  $\sim 5 \times 10^6$  см  $s^{-1}$  соответствует протяжённости объекта  $\sim 5$  см.

Скорость потока — один из ключевых параметров лабораторного моделирования. Известно, что джеты молодых звёздных объектов являются нерелятивистскими, их скорость  $\sim 10^7$  см  $s^{-1}$ . В рамках проекта исследованы скорости потока на трёх установках: ПФ-3 (НИЦ "Курчатовский институт"), КПФ-4 (СФТИ) и PF-1000 (Варшава) — при использовании различных газов и широкого набора взаимодополняющих диагностических средств: оптических камер с щелевой разверткой, кадровых ЭОП с временной задержкой между кадрами, магнитных зондов, разнесённых в пространстве, оптических коллиматоров различных конструкций.

Скорость плазменного потока, определённая различными методами, даёт схожие результаты. Однако основным методом исследования эволюции скорости потока при его распространении в фоновом газе являлся метод двойных коллиматоров благодаря прежде всего своей простоте. С помощью этого метода удалось не только определить скорость потока в данной точке наблюдения, но и оценить декремент торможения потока при его распространении в фоновом газе. В качестве примера на рис. 13 приведена зависимость скорости потока от расстояния от анода при использовании в качестве рабочего газа неона. Простая экспоненциальная аппроксимация этой зависимости даёт значение начальной скорости  $\sim 10^7$  см  $s^{-1}$ , хорошо соответствующее величине началь-

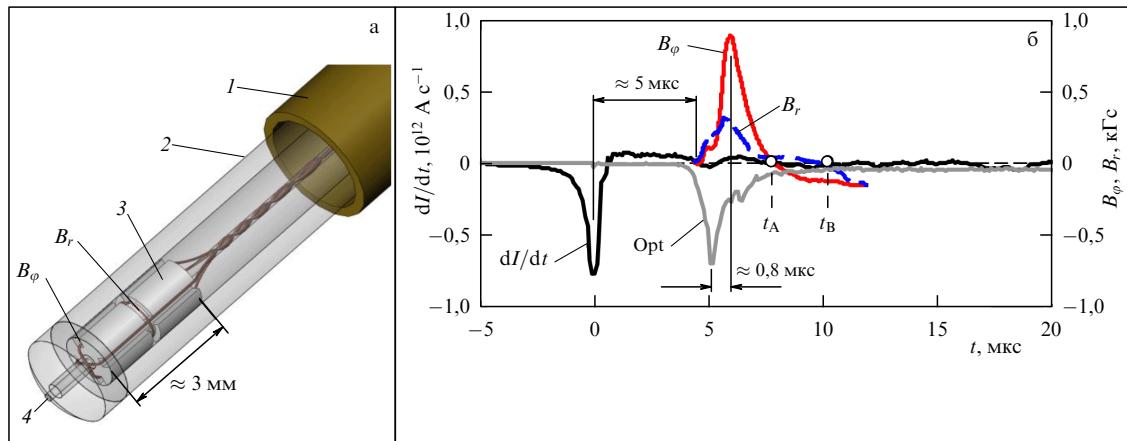


**Рис. 13.** Зависимость скорости потока от расстояния  $l$  от анода, полученная по результатам экспериментальных серий на установке ПФ-3 при неизменных начальных условиях для разряда в неоне: ромбы — экспериментальные результаты, квадраты — средние значения, сплошная кривая — аппроксимация экспериментальных точек [202].

ной скорости, определённой с помощью скоростных оптических регистраторов. Близкие результаты получены также на установках КПФ-4 [203], PF-1000 [204], "Флора" [205]. Важным результатом оказался тот факт, что скорость потока слабо зависит от сорта рабочего газа и находится в диапазоне от нескольких единиц  $10^7$  см  $s^{-1}$  до  $10^6$  см  $s^{-1}$  на разных этапах движения, хорошо соответствуя скоростям джетов молодых звёздных объектов.

Для определения основных безразмерных параметров должны быть известны параметры как плазмы самого джета, так и фонового газа. Измерения плотности и температуры плазмы были выполнены с помощью оптической спектроскопии. На установке ПФ-3 для этих целей использовался диагностический комплекс, включающий в себя спектрограф СТЭ-1 с широким спектральным обзором в сочетании с хронографической электронно-оптической камерой [206]. Концентрация плазмы определялась в эксперименте с гелием в качестве рабочего газа по штарковскому уширению линий, электронная температура — по отношению интенсивностей двух линий, принадлежащих нейтральному атому (HeI) и иону (HeII) гелия [207]. Концентрация фоновой плазмы практически не изменяется от начала свечения линии в момент рентгеновского импульса из плазменного фокуса, ионизующего фоновый газ, вплоть до момента прихода струи, и составляет  $n_e = 2 \times 10^{16}$  см $^{-3}$ . Плазма струи характеризуется большой неоднородностью, её максимальная плотность составляла  $2 \times 10^{17}$  см $^{-3}$ , а минимальная —  $10^{15}$  см $^{-3}$ . Ионизация температура плазмы струи 4–8 эВ [208].

В такой же геометрии были проведены эксперименты на смеси из двух газов: неона и гелия [209]. Неон, преобладающий в смеси, определял динамику струи, а гелий служил диагностической добавкой (10–20 %) для определения концентрации и температуры плазмы. В большинстве экспериментов концентрация фоновой плазмы  $n_e = (4-5) \times 10^{16}$  см $^{-3}$ . Максимальное значение концентрации в плазме струи, определённое по штарковской ширине линии гелия HeI 587,6 нм при добавлении гелия к неону, так же как и в экспериментах с чистым гелием, составило  $(2-4) \times 10^{17}$  см $^{-3}$  при электронной темпе-



**Рис. 14.** (а) Чувствительный элемент для измерения двух компонент магнитного поля ( $B_r, B_\phi$ ) с дополнительным каналом для регистрации оптического излучения плазмы: 1 — металлический корпус зонда; 2 — стеклянная трубка диаметром 3 мм; 3 — каркас, задающий ориентацию петель; 4 — оптическое волокно диаметром 0,38 мм.  $B_r, B_\phi$  — петли зонда для измерения соответствующих компонент магнитного поля. (б) Результаты измерений магнитного поля в плазменной струе на установке ПФ-3 (газ Ne,  $P_0 = 1,5$  Торр,  $U_0 = 9$  кВ,  $W_0 = 373$  кДж):  $dI/dt$  — производная полного тока,  $B_r, B_\phi$  — индукции радиальной и азимутальной компонент магнитного поля, измеренные магнитным зондом на радиусе  $r = 1,31$  см на высоте 35 см над уровнем анода, Opt — сигнал с оптического канала зонда.

туре плазмы струи  $T_e \approx 2-3$  эВ. На удалении 65 см от фокуса концентрация фоновой неоновой плазмы находилась вне пределов регистрации спектральной аппаратуры:  $n_i \ll 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Максимальное значение концентрации электронов в струе составляло  $(0,5-2) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$  при электронной температуре плазмы струи  $T_e \approx 1$  эВ.

Похожие результаты получены и на установке RF-1000U [204, 210]. Временные развёртки спектров регистрировались спектрометром Mechelle®900 в диапазоне длин волн от 300 до 1100 нм с регулируемым временем экспозиции от 100 нс до 50 мс. Оценённая по уширению линий концентрация электронов составила  $(0,4-7) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , в зависимости от начального распределения газа, области регистрации и временного интервала регистрации относительно момента генерации струи. Плотность фоновой плазмы убывала от  $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$  на расстоянии 27 см до  $1,5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$  на расстоянии 57 см. На основе отношения интенсивностей линий HeII (468,6 нм) и HeI (587,6 нм) температура потока оценена в 3–7 эВ. Как можно увидеть, здесь также наблюдается достаточно хорошая повторяемость результатов, полученных на двух установках, несмотря на существенные различия в геометрии разрядной системы.

Полная энергия и импульс, переносимые плазменным потоком, определены с помощью баллистического маятника, который одновременно мог использоваться в режиме калориметра [211]. Оценка энергии плазменного потока проводилась двумя способами: по поглощённому теплу в режиме калориметра и по расчётом из измеренных импульса плазменного потока и его скорости. Наблюдается разница в результатах измерений, поскольку, с одной стороны, калориметр не является абсолютно чёрным телом (оценка снизу), а с другой стороны, баллистический маятник даёт завышенную оценку, поскольку удар струи не является абсолютно неупругим. Так, для экспериментов с аргоном максимальная энергия, определённая по поглощённому теплу во второй секции (65 см от плоскости анода), составила 460 Дж, а кинетическая энергия, вычисленная по импульсу и скорости плазменного потока, — 710 Дж. Тем не менее эти результаты позволяют с достаточно хорошей точностью определить

энергию потока. Показано, что в экспериментах с аргоном на расстоянии 65 см плотность энергии падающего потока достигает величины  $\geq 10 \text{ Дж см}^{-2}$ .

Наконец, ещё одним важным параметром, необходимым для оценки скейлинговых безразмерных параметров, является величина магнитного поля. Одним из преимуществ схемы эксперимента с ПФ являются достаточно большие размеры исследуемого потока (несколько сантиметров), позволяющие применять магнитозондовую методику.

В экспериментах использовались специально разработанные зонды различных конструкций, которые подробно описываются ниже при изложении конкретных результатов. Несмотря на то что магнитозондовый метод является контактным и в принципе может приводить к возмущению параметров исследуемого объекта, на сегодня это наиболее доступный инструмент, позволяющий получать обширную информацию о величине, распределении и динамике магнитных полей. Более того, как было показано, возмущение, вносимое магнитными зондами, находится в приемлемых пределах, и при соблюдении определённых требований к конструкции зонда может быть сведено к минимуму. Подробно параметры зондов, используемых в наших экспериментах, описаны в работе [212].

Уже в первых работах [21, 213] было показано, что плазменный поток распространяется с собственным захваченным магнитным полем. Обнаружена сложная пространственная конфигурация магнитного поля внутри плазменного потока, изменяющаяся с течением времени. На рисунке 14 представлена конструкция зонда для измерения двух компонент магнитного поля ( $B_r, B_\phi$ ) в данной точке пространства с дополнительным каналом для регистрации оптического излучения плазменной струи на ФЭУ СНФТ-3 (рис. 14а) и результаты измерения магнитных полей с помощью этого многокомпонентного зонда (рис. 14б).

По данным, представленным на рис. 14б, можно сделать ряд важных выводов. Прежде всего обращает на себя внимание конечная длительность сигнала магнитного поля, совпадающая с длительностью сигнала

оптического канала зонда. Последнее означает, что магнитное поле сосредоточено внутри излучающего плазменного сгустка, имеющего ограниченные размеры. Основываясь на данных, представленных на рис. 13, и полагая скорость потока на расстоянии 35 см от анода  $\sim 5 \times 10^6$  см с<sup>-1</sup>, для длительности сигнала 1–2 мкс получаем продольный размер области с магнитным полем  $\sim 5$ –10 см. Оптический сигнал опережает сигнал магнитного поля, что, по-видимому, связано со свечением фронта УВ. И наконец, определена величина магнитного поля порядка нескольких кГс, что позволило оценить основные скейлинговые безразмерные параметры.

**3.4.2. Соответствие астрофизическим источникам.** Важнейшим условием успешного моделирования является, безусловно, соответствие лабораторного эксперимента реальным астрофизическим источникам. Как отмечалось, это становится возможным благодаря отсутствию внутренних масштабов в уравнениях идеальной магнитной гидродинамики, что позволяет исследовать идентичные процессы на совершенно различных временных и пространственных масштабах.

Напомним, что исторически в работе [141] были использованы следующие три масштабирующие параметра<sup>7</sup>:

$$a_L = \frac{L_{\text{lab}}}{L_{\text{ast}}}, \quad a_\rho = \frac{\rho_{\text{lab}}}{\rho_{\text{ast}}}, \quad a_P = \frac{P_{\text{lab}}}{P_{\text{ast}}}, \quad (56)$$

соответствующие длине  $L$ , плотности  $\rho$  и давлению  $P$ . В результате получаем, согласно табл. 1,

$$a_L \sim 10^{-14} - 10^{-15}, \quad a_\rho \sim 10^{14} - 10^{16}, \quad a_P \sim 10^{14} - 10^{16}. \quad (57)$$

Понятно, что введение трёх масштабирующих параметров (соответствующих триаде сантиметр–грамм–секунда) представляет собой лишь выбор соответствующих линеек. О подобии процессов можно говорить лишь тогда, когда все остальные величины, измеренные такими линейками, окажутся одного порядка. Замечательный факт состоит в том, что с достаточно хорошей точностью это свойство действительно имеет место [214].

В самом деле, отметим прежде всего, что отношение  $a_P/a_\rho \propto P/\rho$ , масштабирующее квадрат скорости, близко к единице. Следовательно, для выполнения условия подобия величина числа Маха

$$\mathcal{M} = \frac{V}{(P/\rho)^{1/2}} \quad (58)$$

для астрофизической и лабораторной плазмы должна быть одного порядка. Как показано в табл. 2, это условие действительно выполняется, благодаря тому что скорости течения в лабораторном эксперименте оказываются близкими к скорости течения в астрофизических струйных выбросах. Соответственно практически на всех установках близкими оказываются и соответствующие температуры.

Далее, в рамках магнитной гидродинамики для полного подобия необходимо, чтобы магнитное поле масштабировалось как  $a_P^{1/2}$ . Иными словами, плазменные

Таблица 2. Основные безразмерные параметры

Параметр	YSO	Примечание	ПФ-3 (35 см над анодом)
Число Маха $\mathcal{M} = v_{\text{jet}}/c_s$	10–50	> 1, сверхзвуковое течение	> 10 (для Ne и Ar)
Альвеновское число Маха $\mathcal{M}_A = v_{\text{jet}}/V_A$	~ 10–40	—	> 1
$\beta$ ( $4\pi P/B^2$ )	$\ll 1$ около источника ~ 1 при 100 а.е.	—	~ 0,1 (для Ne и Ar)
Число Рейнольдса $\mathcal{Re} = LV/v$	$10^6 - 10^8$	$\gg 1$ , вязкость не важна	$10^5 - 10^6$
Магнитное число Рейнольдса $\mathcal{Re}_m = LV/v_m$	$\sim 10^{15}$	> 1, вморо- женное поле	~ 100
Число Пекле $\mathcal{Pe} = LV/\chi$	$\sim 10^6$	> 1, конвектив- ный перенос тепла	> 10 <sup>4</sup>
Число Лундквиста $\mathcal{Lu} = LV_A/v_m$	$\sim 10^{13}$	> 1, диффузия поля мала	~ 10
Контраст плотности $n_{\text{jet}}/n_{\text{amb}}$	> 1	—	1–10

параметры  $\beta = 4\pi P/B^2$  у лабораторной и астрофизической плазмы также должны быть одного порядка. Соответственно должны быть близки значения альвеновского числа Маха  $\mathcal{M}_A = V/V_A = \beta^{1/2} \mathcal{M}$ . Как видно из табл. 2, для установки ПФ-3 такое подобие также в целом выполняется.

Отмеченное выше отсутствие собственных масштабов имеет место лишь в рамках идеальной МГД. При этом малость диссипативных процессов обусловлена большими значениями безразмерных параметров, связанных с соответствующими процессами переноса. К таким параметрам относятся: число Рейнольдса  $\mathcal{Re} = LV/v$  (условие  $\mathcal{Re} \gg 1$  означает возможность пренебречь процессами, связанными с вязким выделением энергии,  $v$  — кинематическая вязкость), магнитное число Рейнольдса  $\mathcal{Re}_m = LV/v_m$  (условие  $\mathcal{Re}_m \gg 1$  означает возможность пренебречь магнитной диффузией,  $v_m$  — магнитная вязкость), а также числа Пекле  $\mathcal{Pe} = LV/\chi$  (пренебрежение теплопроводностью,  $\chi$  — коэффициент температуропроводности) и Лундквиста  $\mathcal{Lu} = LV_A/v_m$  (пренебрежение магнитной диффузией для статических конфигураций). Здесь по смыслу в качестве характерного размера  $L$  и характерной скорости  $V$  следует использовать их наименьшие значения. В таблице 2 проведено сравнение отмеченных выше основных безразмерных параметров. Как мы видим, практически по всем параметрам необходимые условия выполняются с хорошим запасом.

Важно отметить, что коэффициенты переноса<sup>8</sup>

$$v = \frac{T^{5/2}}{4\pi\alpha^2 e^4 n A^{1/2} m_p^{1/2} \Lambda}, \quad (59)$$

<sup>7</sup> Работа [141] посвящена анализу возможности лабораторного моделирования остатков взрывов сверхновых.

<sup>8</sup> Формулы приведены для водородной плазмы ( $Z = 1$ ).

$$v_m = \frac{e^2 c^2 A^{1/2} m_e^{1/2} \Lambda}{T^{3/2}}, \quad (60)$$

$$\chi = \frac{T^{5/2}}{4\pi a e^4 n A^{1/2} m_e^{1/2} \Lambda} \quad (61)$$

легко масштабируются не только по концентрации  $n = \rho/m_i$  и температуре  $T = P/n$ , но и по величинам  $a_\rho$  и  $a_P$ , а кроме того, зависят от степени ионизации  $\alpha$ . В свою очередь отношения величин  $n$  и  $T$  зависят от атомного веса  $A$ :

$$\frac{n_{\text{lab}}}{n_{\text{ast}}} = a_\rho \frac{A_{\text{ast}}}{A_{\text{lab}}}, \quad (62)$$

$$\frac{T_{\text{lab}}}{T_{\text{ast}}} = a_P \frac{A_{\text{lab}}}{A_{\text{ast}}}. \quad (63)$$

В итоге для безразмерных параметров (при пренебрежении кулоновским логарифмом  $\Lambda$  и различием скоростей  $V$ , входящих в определения соответствующих параметров) получаем:

$$\frac{\mathcal{R}e_{\text{lab}}}{\mathcal{R}e_{\text{ast}}} = a_L a_\rho^{7/2} a_P^{-5/2} \left( \frac{A_{\text{ast}}}{A_{\text{lab}}} \right)^3 \left( \frac{\chi_{\text{lab}}}{\chi_{\text{ast}}} \right)^2, \quad (64)$$

$$\frac{\mathcal{R}e_{m,\text{lab}}}{\mathcal{R}e_{m,\text{ast}}} = a_L a_\rho^{-3/2} a_P^{3/2} \left( \frac{A_{\text{lab}}}{A_{\text{ast}}} \right)^{3/2}, \quad (65)$$

$$\frac{\mathcal{P}e_{\text{lab}}}{\mathcal{P}e_{\text{ast}}} = a_L a_\rho^{7/2} a_P^{-5/2} \left( \frac{A_{\text{ast}}}{A_{\text{lab}}} \right)^{7/2} \left( \frac{\chi_{\text{lab}}}{\chi_{\text{ast}}} \right), \quad (66)$$

$$\frac{\mathcal{L}u_{\text{lab}}}{\mathcal{L}u_{\text{ast}}} = a_L a_\rho^{-2} a_P^{3/2} \left( \frac{A_{\text{lab}}}{A_{\text{ast}}} \right)^{3/2} \left( \frac{B_{\text{lab}}}{B_{\text{ast}}} \right). \quad (67)$$

Наконец, отметим, что масштабирующие коэффициенты (62)–(67) не зависят от того, является ли плазма сильно или слабо замагниченной. Дело в том, что, как отмечалось, в выражения для безразмерных коэффициентов должны быть подставлены наибольшие значения коэффициентов переноса (59)–(61). Однако при условии сильной замагнченности  $\omega_B \tau \gg 1$ , где  $\omega_B = eB/m_e c$  — гирочастота,  $\tau$  — время столкновений, внешнее магнитное поле может привести лишь к уменьшению соответствующих коэффициентов переноса перпендикулярно магнитным силовым линиям (т.е. к увеличению соответствующих безразмерных параметров), что только улучшит выполнение приближения идеальной МГД, в рамках которой и проводился теоретический анализ, изложенный в разделе 2.2. Поскольку, как мы видим, в лабораторном эксперименте на установках ПФ это приближение с хорошей точностью выполняется, можно с уверенностью утверждать, что и внутренняя структура, и другие свойства лабораторных плазменных выбросов должны соответствовать струйным выбросам из молодых звёзд.

Подводя итоги анализа масштабирующих факторов, мы приходим к следующему заключению: лабораторный эксперимент, нацеленный на проверку моделей, построенных в рамках идеальной МГД, позволяет воспроизвести три астрофизических параметра. Выше в качестве таких параметров были выбраны традиционно используемые величины: поперечный размер джета  $L$ , плотность  $\rho$  и давление  $P$ . Такой выбор автоматически даёт согласование в величине тепловой скорости  $c_s \approx (P/\rho)^{1/2}$ , а кроме того, с точностью до отношения атомных весов

$A^{1/2}$  и температуры  $T$ . Получаемая при масштабировании гидродинамическая скорость  $V = M_{\text{lab}} V_{\text{lab}}$  также оказалась близка к реальным скоростям, наблюдавшимся в астрофизических струйных выбросах. С другой стороны, масштабирование времени  $t = a_t t_{\text{lab}}$ , где

$$a_t = a_L \left( \frac{a_\rho}{a_P} \right)^{1/2}, \quad (68)$$

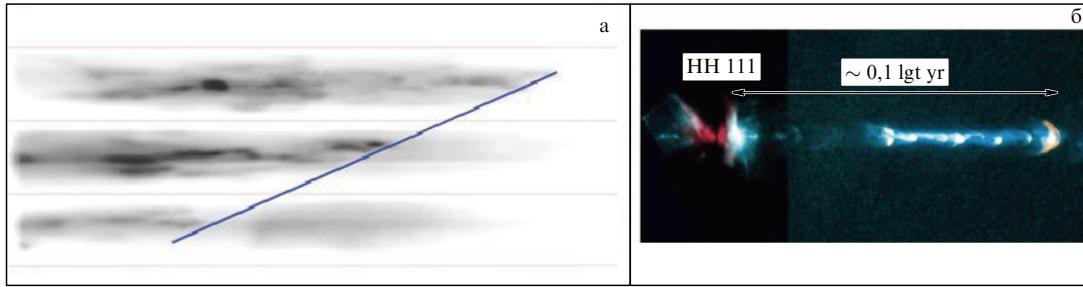
соответствует астрофизическим временем порядка  $10^3$  лет, что также является вполне удовлетворительной величиной. Наконец, магнитное поле, которое должно изменяться как  $a_P^{1/2}$ , соответствовало бы значениям порядка  $10^{-2}$ – $10^{-3}$  Гс, несколько большим оценок магнитных полей в астрофизических струйных выбросах. Однако, поскольку альвеновское число Маха в обоих случаях оказывается большие единицы, такое различие в рамках идеальной МГД не имеет принципиального значения.

### 3.5. Основные результаты исследований

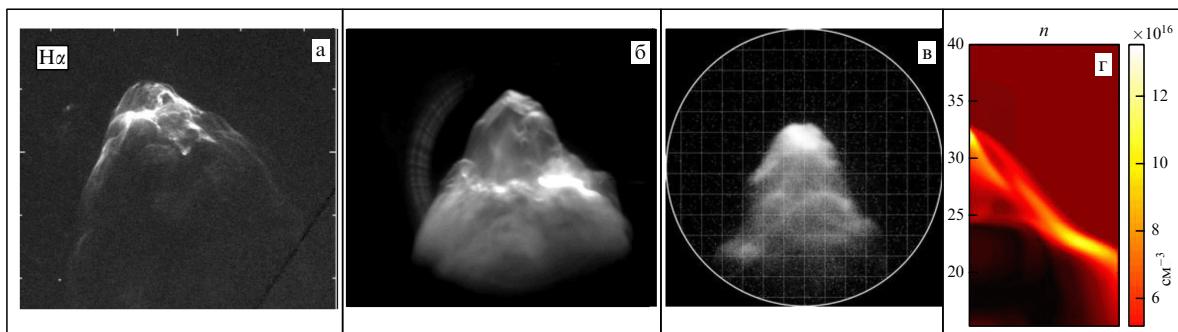
**3.5.1. Формулировка задач моделирования.** Отличия схемы ПФ-эксперимента от схем экспериментов на Z-пинчах и лазерных системах позволяют сформулировать новые задачи для лабораторного моделирования. Среди основных отличий можно отметить распространение головной части потока на значительные расстояния от места генерации — не менее 100 см, что на два порядка величины превышает начальные поперечные размеры генерируемого плазменного потока, а также наличие фоновой среды с регулируемыми параметрами. Это позволяет исследовать взаимодействие с окружающей средой, сопровождающееся формированием ударной волны, развитие гидродинамических неустойчивостей, приводящих к "дроблению" потока, являющемуся характерным для джетов из молодых звёздных объектов, и ряд других явлений. Возможность проведения экспериментов с широким набором рабочих газов позволяет исследовать влияние радиационного охлаждения на коллимацию плазменного потока. Наконец, генерируемые в ПФ потоки имеют достаточно большие размеры (несколько сантиметров), позволяя тем самым применить магнитозондовую методику, предоставляющую возможность детального исследования распределения магнитных полей и анализа их роли в коллимации и устойчивости плазменного потока. Решению перечисленных и ряда других задач были посвящены описанные в разделах 3.5.2–3.5.6 эксперименты.

**3.5.2. Морфология плазменного потока.** Структура плазменного потока исследовалась с помощью оптических скоростных камер. Ещё в первых работах было показано, что плазменному потоку в тяжёлых газах присущи компактность и структурированность [195]. При этом наблюдается хорошее соответствие астрофизическим джетам. Так, на рис. 15 щелевая развертка оптического свечения, полученная на высоте 35 см при разряде в неоне, весьма похожа на изображение объекта НН 111.

На рисунке 16 приведены изображения реального струйного выброса, наблюдавшегося в объективе НН 34 (рис. 16а), а также кадровые фотографии головной части плазменного потока в оптическом диапазоне, полученные на установках PF-1000 (рис. 16б) и ПФ-3 (рис. 16в) с помощью ЭОП. Видно хорошее подобие исследуемых



**Рис. 15.** (а) Развёртка свечения неоновой плазмы потока через три поперечные щели на высотах 31, 35 и 39 см. Длительность развёртки 2,5 мкс, поле зрения 10 см по объекту. По задержке появления свечения на различных щелях (синяя наклонная прямая) определена скорость потока  $5,7 \times 10^6 \text{ см с}^{-1}$  [195]. (б) Оптическое изображение объекта HH 111 [31]. Показан также масштабный отрезок, соответствующий примерно 0,1 светового года (light year — lgt yr).



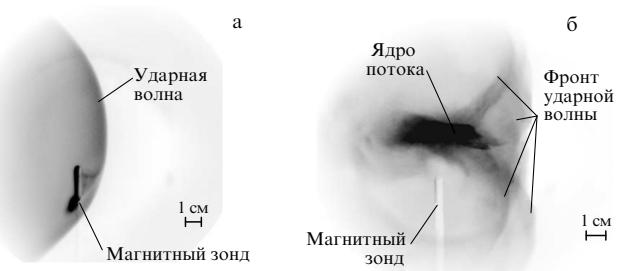
**Рис. 16.** (а) Объект HH 34 [91]. Плазменные потоки на установках (б) PF-1000U [215, Fig. 7a] и (в) ПФ-3 [214, рис. 3в] при разряде в неоне. (г) Результат численного моделирования распространения плазменного потока на установке ПФ-3 [216, Fig. 3c].

объектов. По всей видимости, регистрируется внешняя граница наблюдаемых объектов, а именно УВ, формирующаяся при распространении сверхзвукового плазменного потока в среде с конечной плотностью, что подтверждается результатами численного моделирования, проведённого для параметров установки ПФ-3 [216–218].

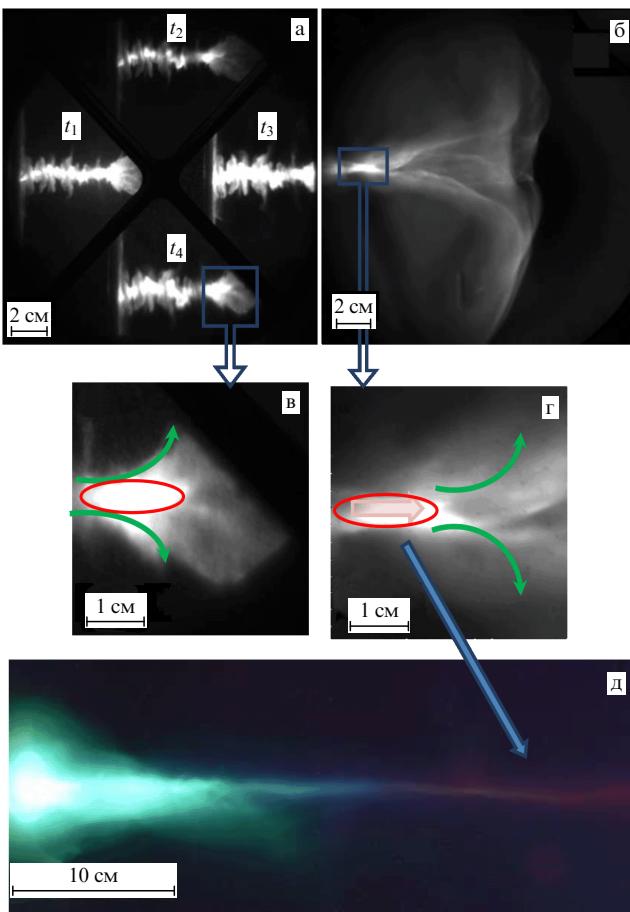
Результаты экспериментов указывают на существенное влияние радиационного охлаждения на морфологию плазменного потока. Эффект коллимирования практически не наблюдается в экспериментах со слабоизлучающими газами (водородом, гелием), в то время как в экспериментах с тяжёлыми сильноизлучающими газами профиль потока приобретает коническую форму (см. рис. 10).

Наиболее ярко эффект коллимирования был продемонстрирован в экспериментах на установке PF-1000U [215, 219]. В разрядах с предварительным заполнением разрядной камеры дейтерием (основным рабочим газом на установке PF-1000U) наблюдается квазисферический профиль УВ (рис. 17а), в отличие от конического профиля при заполнении камеры неоном (рис. 17б). Ещё более интересный результат наблюдается при дополнительной импульсной инжекции неона в приосевую область камеры, предварительно заполненной дейтерием. Развитие разряда в этих условиях отражено на рис. 18. В результате сжатия ТПО на оси и развития неустойчивостей формируется плазменный объект (плазмоид) с большим количеством сильноизлучающего неона, выталкиваемый вдоль оси камеры. Процесс формирования такого плазмоида показан на рис. 18а, в. При этом сформировавшийся плазмоид уносит с собой часть магнитного потока.

На рисунках 18б, г приведены фотографии потока в оптическом диапазоне с экспозицией кадра 3 нс, сделанные на расстоянии порядка 30–40 см от места генерации. Как можно увидеть, даже на таком расстоянии сохраняется ярко светящееся ядро размером  $\sim 1$  см. Более того, трасса движения ярко светящегося ядра вдоль камеры хорошо видна на интегральной по времени фотографии, полученной цифровым фотоаппаратом (рис. 18д), и на более далёких расстояниях. Причём трасса имеет практически постоянный поперечный размер, но меняется спектр излучения — от синего цвета, характерного для NeII, до красного, характерного для возбуждённого нейтрального NeI. Поскольку в момент разряда при импульсной инжекции неон должен отсутствовать на далёких расстояниях, последнее обстоятельство свиде-



**Рис. 17.** Фотографии плазменного потока на расстоянии 40 см от торца анода: (а) стационарный напуск  $D_2$  (1,2 ГПа); (б) стационарный напуск  $D_2$  (1,2 ГПа) и дополнительная инжекция смеси дейтерия (75 %) и неона (25 %). Виден магнитный зонд, регистрирующий торOIDальное магнитное поле. (Адаптированный рис. 3 из [219].)



**Рис. 18.** Последовательные фотографии области пинчевания в мягком рентгеновском диапазоне (а), интервал между кадрами  $20 \pm 5$  нс, и области генерации плазменного потока в увеличенном масштабе (в). Фотографии плазменного потока в видимом спектре на расстоянии 40 см от плоскости анода (б) и его центральной части (г) в увеличенном масштабе. (д) Интегральная во времени фотография плазменного потока в видимом спектре. Стрелками показаны направления осевого тока и токов замыкания [215].

тельствует прежде всего о вовлечении инжектируемого газа в процесс переноса плазменным потоком, а также о постепенном остывании и рекомбинации ионов потока по мере удаления от анода. При распространении ярко светящегося ядра в фоновой плазме возникает УВ, в которую вытекает часть массы, формирующая среду для протекания обратных токов замыкания, причём "растекание" этих токов может происходить не однородно, а в виде отдельных токовых каналов. В случае наличия сильноизлучающего вещества (при импульсной инжекции) обратные токи замыкания также хорошо проявляются на фоне слабо излучающего водорода.

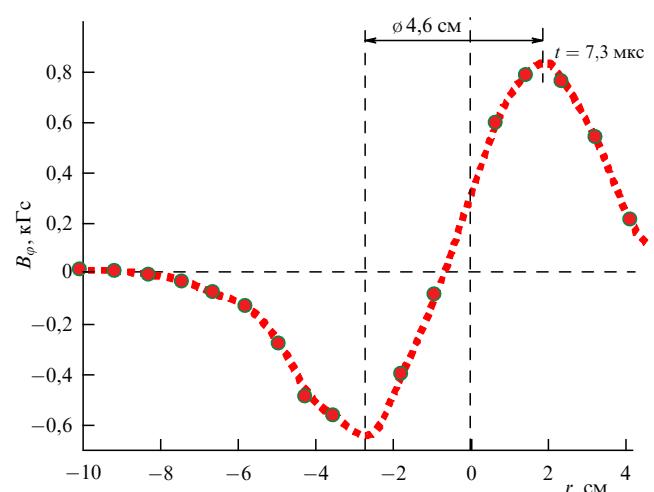
**3.5.3. Распределение магнитных полей в плазменном потоке.** Как отмечалось, в настоящее время наиболее продвинутой является электромагнитная модель струйных выбросов [95], согласно которой определяющую роль в их коллимации и распространении играют электромагнитные силы, возникающие вследствие вращения "центральной машины". В этой модели вблизи оси струйного выброса течёт электрический ток, замыкающийся на периферии выброса. Поперечный размер джета должен устанавливаться из баланса внутреннего давле-

ния, определяемого величиной магнитного поля, и давления внешней среды (которое в свою очередь зависит от расстояния от "центральной машины") [220].

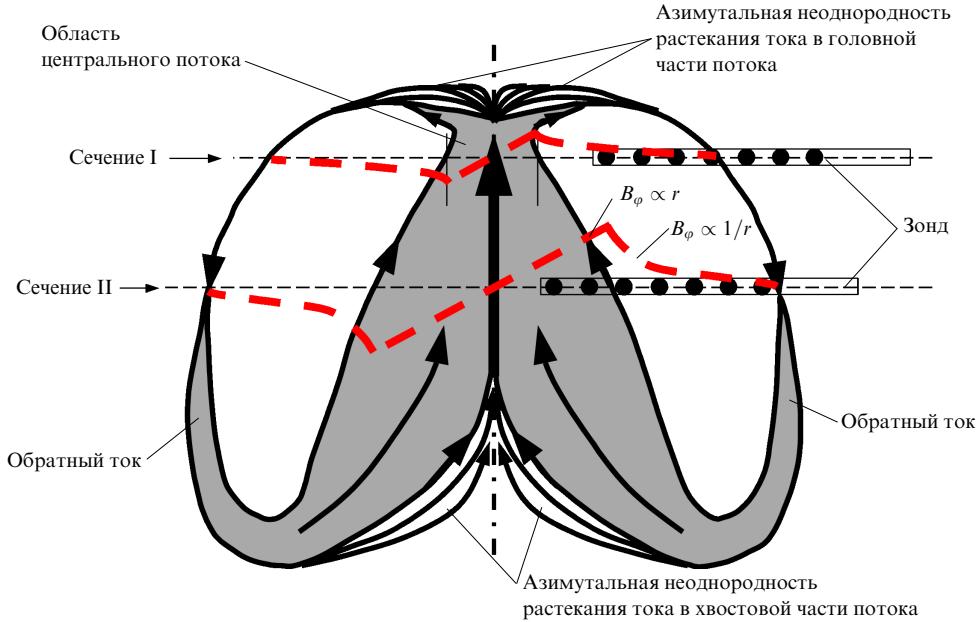
Естественно, одной из основных задач эксперимента являлась проверка того, насколько такая картина применима для анализа плазменных выбросов, создаваемых в лабораторных установках. Необходимо отметить, что природа возникновения и структура полей в астрофизических и лабораторных условиях существенно различаются. Если в астрофизике основным "затравочным" полем является полоидальное поле, фактически задающее направление выброса, а тороидальное поле возникает в результате вращения джета, то в ПФ-эксперименте начальное полоидальное поле в пинче, играющем роль "центральной машины", практически отсутствует. Магнитное поле имеет преимущественно тороидальную составляющую, благодаря чему, собственно говоря, и происходит пинчевание плазмы. Действительно, как показали первые эксперименты [203, 213], в плазменных потоках существует сильное (вплоть до 10 кГс) тороидальное магнитное поле. В настоящем обзоре мы абстрагируемся от механизмов возникновения этого поля и сосредоточимся на рассмотрении его распределения и динамики в плазменном потоке.

Для детального исследования радиального распределения тороидального поля были изготовлены многоканальные магнитные зонды, позволяющие проводить измерения одновременно в нескольких, вплоть до 18, точках по пространству. На рисунке 19 приведён пример радиального распределения тороидального поля. Поток может быть смещён относительно оси, однако во всех случаях чётко просматривается несколько зон распределения. В центре потока наблюдается возрастание поля  $B_\phi \propto r$ , соответствующее распределению поля проводника с током. Радиальное распределение магнитного поля свидетельствует о протекании в приосевой области радиусом 1–3 см продольного тока  $\sim 10$  кА на удалении 35 см от анода [213, 222, 223].

Размер области с магнитным полем вдоль оси установки,  $L_z$ , оценённый из временных зависимостей  $B_\phi(t)$  с учётом скорости движения сгустка, также конечен — 5—



**Рис. 19.** Радиальное распределение тороидального магнитного поля на удалении 35 см от анода в момент времени  $t = 7,3$  мкс относительно момента генерации потока (особенности на производной тока). Наблюдаются небольшое смещение оси потока относительно оси камеры [221].



**Рис. 20.** Структура осевого плазменного потока. Стрелками показана схема циркуляции токов; штриховыми линиями изображено радиальное распределение азимутального магнитного поля  $B_\phi(r)$  в центральной части плазменного потока и на его периферии: два положения магнитного зонда — в сечениях I и II [224].

15 см. Детальные измерения с помощью 18 зондов, установленных вдоль оси камеры, показали, что область с захваченным магнитным полем перемещается вдоль пролётной камеры со скоростью  $(2-4) \times 10^6$  см  $\text{с}^{-1}$  вплоть до момента удара о верхний фланец [223]. Это означает наличие обратных токов, протекающих на периферии плазменного потока и замыкающихся непосредственно на сам плазмоид. Измерения на периферии плазменного потока показали наличие таких токов, причём их распределение может существенно отличаться от равномерного. По-видимому, обратный ток может протекать по каналам вдоль отдельных плазменных волокон.

Таким образом, из проведённых измерений можно сделать следующий вывод: с определённого момента плазменный поток существует независимо от "центральной машины"-пинча — токи замыкаются на самом плазменном сгустке. И тогда длительность сохранения компактности плазменного потока зависит от времени диссипации циркулирующих в них токов. Как показали эксперименты на различных установках, магнитное поле при распространении вдоль пролётной камеры убывает более чем на порядок величины [222–225]. Тем не менее плазменный сгусток сохраняет свою компактность: несколько сантиметров в головной части с постепенным расширением в хвостовой [222, 224]. Исследования с помощью скоростных фоторегистраторов показали, что подобная структура может сохраняться на расстояниях вплоть до  $\approx 100$  см (предел измерений в наших экспериментах), по-видимому, благодаря одновременному уменьшению давления плазмы в результате радиационного охлаждения. Подтверждением данного предположения может служить тот факт, что режимы с компактными сгустками наблюдаются только в разрядах с сильноизлучающими газами, такими как неон и аргон.

Проведённые измерения позволили создать феноменологическую модель плазменного сгустка. На рисун-

ке 20 показаны два положения магнитного зонда: сечение I соответствует расположению катушек зонда, при котором часть катушек находится в магнитном поле центрального тока вне зоны его протекания, т.е. когда  $B_\phi(r) \propto 1/r$ , а другая часть катушек — вне зоны локализации магнитного поля в плазменном потоке ( $B_\phi(r) \approx 0$ ); сечение II соответствует случаю, когда часть катушек зонда расположена в зоне протекания центрального тока, где  $B_\phi(r) \propto r$ , а другая часть — в его магнитном поле  $B_\phi(r) \propto 1/r$ . Таким образом, при прохождении плазменного потока через положение зонда катушки, расположенные внутри него, в различные моменты времени могут оказаться как в зоне протекания центрального тока, так и вне её, в том числе и вне области локализации магнитного поля в плазменном потоке. Граница этой области и является местом протекания обратных токов. Зарегистрированное изменение с течением времени вида радиального распределения магнитного поля от  $B_\phi(r) \propto r$  к  $B_\phi(r) \propto 1/r$  свидетельствует об уширении радиального размера зоны протекания центрального тока в направлении от переднего фронта потока к заднему, как показано на рис. 20 серым цветом.

Очевидно, что динамика параметров как плазмы потока, так и захваченного им магнитного поля во многом определяется параметрами среды, в которой поток распространяется. Условия экспериментов на установках типа ПФ позволяют в широких пределах изменять параметры внешней среды, в том числе так называемый контраст — отношение плотности потока к плотности окружающего газа. Зависимость размера области с захваченным магнитным потоком (фактически радиуса протекания обратных токов) от параметров внешней среды детально исследована на установке КПФ-4 "Феникс" [224]. По совокупности экспериментов при стационарном напуске газа Ar при начальном давлении  $P_0 = 2$  Торр радиальный размер плазменного потока, в котором локализован захваченный плазмой магнитный поток, не

превышал 4–6 см. При уменьшении давления фонового газа в дрейфовом пространстве камеры установки до 1 Торр радиальный размер плазменного потока увеличивается до  $r = 7$ –8 см. В случае импульсного напуска аргона, т.е. в условиях распространения потока в разрежённой среде (см. раздел 3.2), уверенно регистрируются сигналы с магнитных зондов на радиусах вплоть до  $r \approx 16$  см. В последнем случае плазменный поток имеет существенно больший радиальный размер, чем при стационарном давлении 1–2 Торр, что обусловлено низким давлением фонового газа.

В то же время при стационарном заполнении камеры водородом граница протекания обратных токов находится вблизи радиуса менее 13 см, несмотря на относительно высокое давление фонового газа (8 Торр). Малый радиальный размер в случае аргона связан с повышенными потерями внутренней энергии плазмы на излучение.

Как отмечалось, характерной чертой современных моделей астрофизических джетов является наличие продольного (полоидального) магнитного поля, задающего направление выброса. В лабораторном эксперименте продольное магнитное поле обычно создаётся внешними источниками, поскольку в наиболее распространённых схемах моделирования либо продольное магнитное поле вообще отсутствует (лазерные эксперименты), либо преобладает азимутальное магнитное поле в соответствии с геометрией эксперимента. Влияние наложенного поля на динамику разряда и параметры формируемых струй исследовались на установках Magpie в конфигурации радиальных проволочных сборок [226] и Cobra при сжатии радиальных алюминиевых фольг [164]. В этих экспериментах продольное магнитное поле величиной в несколько десятков кГс создавалось внешним соленоидом либо катушками Гельмгольца. В лазерном эксперименте в лаборатории LULI с помощью катушек Гельмгольца создавалось полоидальное магнитное поле  $\sim 200$  кГс [151]. Показано, что такое поле может приводить к фокусировке потока.

В экспериментах на ПФ-установках получены свидетельства существования собственного полоидального поля уже на стадии формирования пинча [227]. Одной из возможных причин возникновения этого поля может быть наличие азимутального вращения или спиралевидной филаментации токовой оболочки на стадии её схождения к оси [228]. Полоидальная компонента магнитного поля обнаружена и в сформировавшемся потоке [192, 203] на значительном удалении от анода. Однако контролируемым образом изменять начальную величину  $B_z$  поля в области формирования потока на данном этапе практически невозможно, что создаёт трудности в интерпретации влияния полоидального поля на параметры потока.

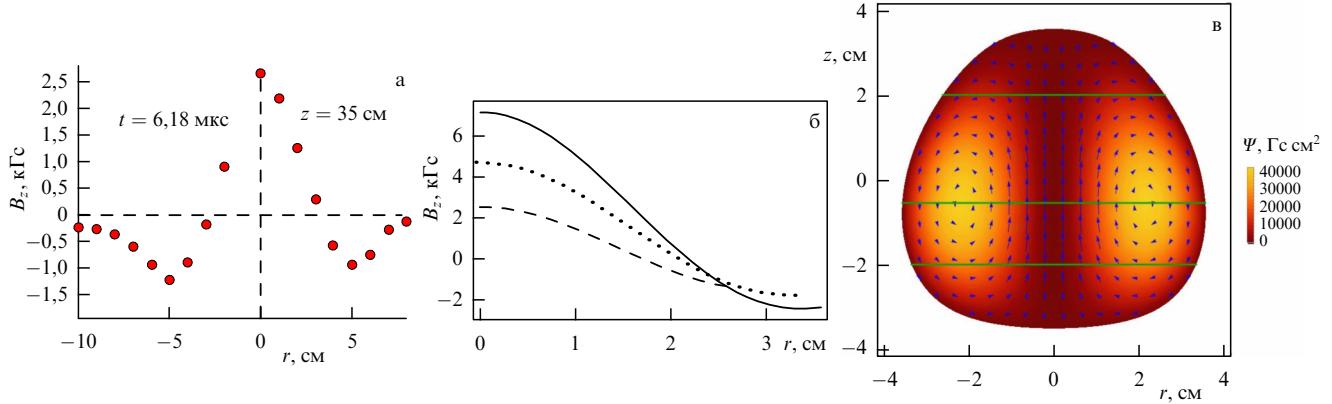
В экспериментах на установке ПФ-3 в качестве источника внешнего магнитного поля использовался расположенный под анодом на минимальном от его плоскости расстоянии соленоид [229], создававший магнитное поле 770 Гс на оси установки вблизи поверхности анода при магнитном потоке с поверхности всего анода 686 кМкс. Созданный магнитный поток в процессе схождения проводящей ТПО к оси сжимается, приводя к увеличению магнитного поля в области пинчевания вплоть до  $\sim 100$  кГс. Магнитозондовые измерения показали, что существенно возрастает компонента  $B_z$  и непосредственно в плаз-

менном потоке, до 40 кГс на расстояниях 10–15 см от анода, причём направление захваченного потоком поля также соответствует направлению внешнего приложенного поля. Неожиданным оказалось сильное увеличение захваченного торoidalного магнитного поля (в 2–3 раза). Важно, что направление торoidalного поля не зависело от направления приложенного полоидального поля, а определялось полярностью самой установки ПФ (центральный электрод — анод). Одним из возможных объяснений увеличения торoidalного поля может быть вращение джета (см. обсуждение ниже).

Кроме того, обнаружено, что при наложенном внешнем магнитном поле уменьшение захваченного плазменным потоком  $B_\phi$ -поля по мере пролёта происходит значительно слабее, чем в случае, когда  $B_z$  равно нулю. Предположительно такая существенная разница в затухании токов на пролётной базе 10–65 см может объясняться тем, что наложение внешнего  $B_z$ -поля приводит к образованию спиральной конфигурации общего магнитного поля плазменного джета, способствующего формированию устойчивого к распаду компактного осевого плазменного выброса, распространяющегося в дрейфовом пространстве пролётной камеры.

В итоге было показано, что захваченное плазменным потоком  $B_z$ -поле имеет радиальное распределение  $B_z(r)$ , близкое по форме к распределению магнитного поля сферомака (сферического токамака): в центральной части плазменного потока, где протекает центральный ток, зарегистрирован максимальный уровень  $B_z$ -поля (рис. 21а). При увеличении расстояния от оси наблюдается убывание  $B_z$ -поля с последующей его переполюсовкой в области радиусов 4–6 см. Это расстояние с хорошей точностью согласуется с границей центрального тока. Профиль распределения магнитного поля  $B_z(r)$  не зависит от направления внешнего магнитного поля катушки, меняется только знак величины  $B_z$ -поля: захваченное внутри джета  $B_z$ -поле имеет то же направление, что и начальное аксиальное магнитное поле, созданное током внешнего соленоида. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с результатами работы [230] (рис. 21б, в), в которой был найден новый широкий класс решений уравнений идеальной МГД, описывающих замкнутые осесимметричные стационарные течения. Подобные структуры наблюдаются и в джетах из молодых звёзд.

**3.5.4. Взаимодействие плазменного потока с фоновой средой.** Взаимодействие потока с окружающей средой приведёт к изменению параметров как самого потока — его торможению (см. рис. 13) [202], охлаждению (рис. 18д) [215], возбуждению ударной волны [218] — так и фоновой плазмы. В частности, экспериментально показано, что мощности излучения плазменного потока достаточно для изменения ионного состава окружающей среды [202]. Проведённые оценки показали, что лабораторный поток может нагреть фоновую плазму до нескольких электронвольт, причём эффект наблюдается на небольших расстояниях (в несколько сантиметров) от фронта потока. Таким образом, как и у астрофизических источников, плазменный поток фактически распространяется не в нейтральном газе, а в "подготовленной" самим потоком слабоионизованной плазме. Отметим, что эффект так называемого прешока, возникающего в результате прогрева близлежащей среды УФ-излучением



**Рис. 21.** (а) Радиальное распределение полоидальной компоненты магнитного поля на установке ПФ-3 при наложенном внешнем магнитном поле [229]. (б) Расчтное радиальное распределение полоидальной компоненты магнитного поля на различных горизонтальных срезах плазменного потока по высоте [230]. (в) Структура течения в пределах плазменного выброса. Стрелками показаны направления скоростей  $v$ , так же направлено и полоидальное магнитное поле  $B$ , а плотность электрического тока  $j$  направлена противоположно.

из зоны охлаждения ударной волны, рассматривается во многих работах, посвящённых нерелятивистским астрофизическим джетам [231].

Более того, за УВ может образоваться вакуумный след — область с пониженной плотностью [216]. Экспериментальная проверка данного предположения со-пряжена с определёнными сложностями. Основная проблема заключается в том, что в ПФ-разряде преимущественно формируется одиничный плазменный сгусток, генерируемый в стадии пинчевания. Однако иногда в результате повторного пинчевания возможно формирование двух и более сгустков. Из обширной базы разверток были отобраны и проанализированы те разряды, в которых генерировалось несколько сгустков [218].

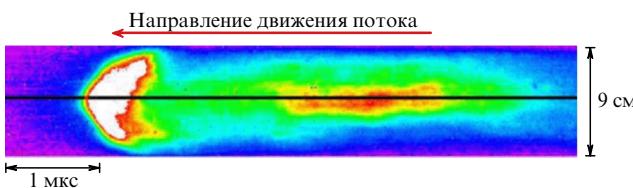
Результаты эксперимента показали, что параметры второго джета значительно отличаются от параметров первого (рис. 22). Скорость второго потока может быть меньше скорости первого, что объясняется различными условиями генерации потока в результате повторного сжатия токонесущей плазменной оболочки. Тем не менее при этом не происходит формирования грибовидной УВ, достаточной для проявления в эксперименте интенсивности свечения, что свидетельствует о движении через среду меньшей плотности. Второй джет является достаточно хорошо сколлимированным и имеет поперечный размер всего около 2 см на расстоянии 30 см от анода при аспектном отношении  $\geq 2$ .

Другим интересным результатом является зависимость профиля УВ от состава рабочего газа. Как показано в разделе 3.5.2, при распространении потока в водороде формируется квазисферический ударный фронт

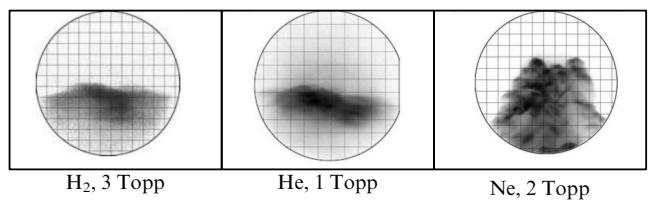
(рис. 17а). Аналогичный результат получен при использовании в качестве рабочего газа гелия. Иная картина наблюдается при разрядах в неоне. На рисунке 23 приведены фрагменты переднего фронта потоков в различных газах, полученные на установке ПФ-3. Обращает на себя внимание ярко выраженная "кружавчатость" фронта потока в неоне.

В нашей работе [232] изучался вопрос о причинах, приводящих к различию в пространственной структуре плазменных выбросов при разряде в газах разного химического состава — неоне, гелии и гелии с примесью неона. Как мы отмечали, наиболее структурированным является поток в случае чистого неона: передняя кромка выброса состоит из многочисленных уплотнений, делая его по внешнему виду весьма похожим на объекты Хербига–Аро. Наименее структурированным выглядит выброс в случае чистого гелия, однако при добавке к гелию всего 1 % неона существенно меняется форма головной части выброса — в нём становится заметной мелкомасштабная структура. Оценки показывают, что указанные особенности могут быть связаны с различием эффективности охлаждения исследуемых газов как в самом плазменном выбросе, так и в ударной волне, возникающей при его движении через фоновый газ. Складывается впечатление, что основной причиной появления неоднородностей в плазменном сгустке, как и в случае объектов Хербига–Аро, являются неустойчивости различного рода, развивающиеся при эффективном радиационном охлаждении.

Кроме того, найдено, что в ряде случаев плазменный выброс может состоять из нескольких почти параллельно летящих сгустков, возникающих уже на стадии пин-



**Рис. 22.** Временная развёртка двух последовательных потоков на установке ПФ-3 для разряда в гелии.



**Рис. 23.** Передний фронт плазменного потока в различных газах на установке ПФ-3. Масштаб клетки 1 см.

чевания плазмы. Столкновение ударных волн, порождаемых каждым из сгустков, приводит к возникновению уплотнений, также способствующему формированию кружевной структуры плазменного выброса. В последние годы появились основания предполагать, что джеты молодых звёзд также состоят из отдельных сгустков, летящих параллельно с разными скоростями [93]. Мы полагаем, результаты наших экспериментов можно рассматривать как аргумент в пользу этой гипотезы.

**3.5.5. Вращение плазменного потока.** Как упоминалось в разделе 2.1.2, обнаружение вращения струйных выбросов у астрофизических джетов [47, 233] стало одним из наиболее ярких наблюдений последнего времени. Важность наличия вращения плазмы внутри джета обусловлена в том числе тем, что оно может приводить к генерации тороидального магнитного поля, а значит, и продольного тока [234], которая в свою очередь может рассматриваться как один из механизмов коллимации джета [235].

Как отмечалось в разделе 2.3, вращение потока в лабораторном эксперименте исследовалось на нескольких установках [162–164, 236]. Некоторые указания на возможность вращения плазмы потока на ПФ-установках получены ещё в ранних работах при магнитозондовых измерениях [192, 213], а также при исследовании плазменных потоков с помощью щелевого оптического регистратора [195].

Ясно, что обнаружение вращения в лабораторном эксперименте могло бы послужить серьёзной аргументацией в пользу самой применимости ПФ-систем для лабораторного моделирования астрофизических струйных выбросов. Однако наблюдение вращения плазменного выброса в лабораторной плазме, как и в реальном астрофизическом объекте, представляет собой достаточно сложную задачу. В частности, как показали оценки, при ожидаемой скорости азимутального вращения порядка  $10^6 \text{ см с}^{-1}$  доплеровское уширение при параметрах эксперимента на установке ПФ-3 будет слишком малым на фоне штарковского уширения линий для обнаружения вращения и тем более измерения его скорости. Поэтому нами был сделан упор на оптические методы исследова-

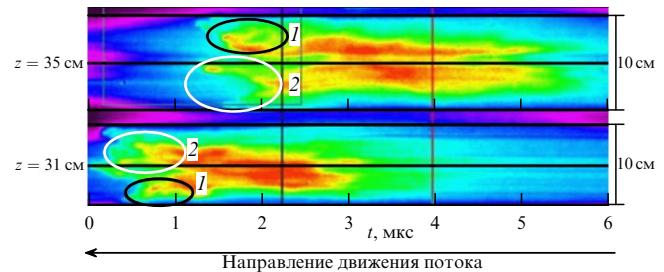


Рис. 24. Временные развертки плазменного потока при разряде в неоне на расстояниях 31 и 35 см от анода. Длительность развертки 6 мкс, ширина области регистрации по диаметру камеры 10 см. Движение потока справа налево, 1 и 2 — выделенные фракции потока [221].

ния динамики потока, а именно на регистрацию потока скоростными оптическими камерами, а также на магнитозондовую методику [221].

Важным фактором, способствующим обнаружению вращения, может быть наличие ярко выраженных структур: очевидно, что зафиксировать вращение однородного объекта оптическими методами достаточно сложно. Однако, как показано в разделах 3.5.2, 3.5.4, при разряде в неоне плазменный поток сильно структурирован, что может быть связано как с генерацией нескольких отдельных сгустков, так и с развитием неустойчивостей во время движения потока в окружающей среде. Это и помогло нам провести соответствующие измерения.

На рисунке 24 приведены временные развертки плазменного потока, полученные с помощью щелевой камеры на высотах 31 и 35 см от поверхности анода. Можно отчётливо выделить отмеченные на рисунке две фракции потока, которые при пролёте расстояния в 4 см вдоль оси фактически меняются местами, что соответствует повороту приблизительно на  $180^\circ$  за время  $\sim 1$  мкс и скорости вращения  $\sim 3 \times 10^6 \text{ см с}^{-1}$ . Более точную оценку при двумерной регистрации в  $(r-z)$ -плоскости сделать невозможно. Поэтому были проведены эксперименты по фотографированию плазменного потока с торца пролётной камеры с помощью кадровых ЭОП. На рисунке 25 представлены результаты кадровой регистрации оптических изображений плазмы в  $(r-\varphi)$ -плоскости во время движе-

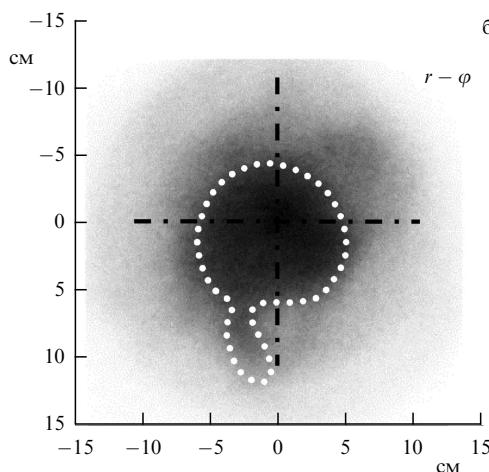
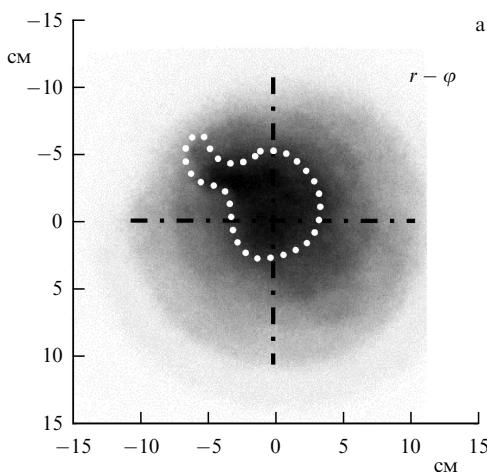
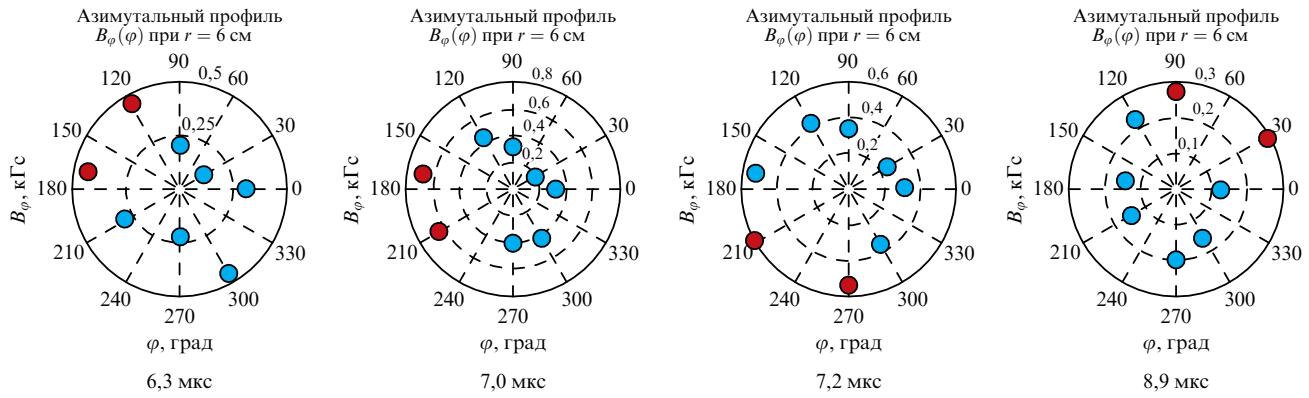


Рис. 25. Вращение плазмы в осевом плазменном выбросе по данным ЭОП-регистрации в  $(r-\varphi)$ -плоскости при прохождении плазмой различных позиций по  $z$ : (а)  $z_{\text{add}} = 30$  см при  $t = 6,4$  мкс; (б)  $z = 50$  см при  $t = 7,9$  мкс.



**Рис. 26.** Результаты измерений азимутальных магнитных полей в плазменной струе на высоте  $z = 30$  см от поверхности анода установки ПФ-3 ( $N_e, P_0 = 2,0$  Торр,  $U_0 = 9$  кВ,  $W_0 = 373$  кДж) в различные моменты времени относительно момента особенности производной  $dI/dt$ . Видна азимутальная динамика отдельных структур плазменного потока с циркулирующими токами.

ния осевого плазменного выброса на пролётной базе от  $z_{\text{add}} = 30$  см до  $z = 50$  см. Задержки между кадрами подбирались таким образом, чтобы плазма во время съёмки находилась в указанных позициях по  $z$ .

На оптических кадрах наблюдаются некоторые особенности структуры плазменного потока, такие как осевая плотная (излучающая) часть, в которой протекает центральный ток, и периферия плазменного потока, в которой протекают обратные токи. В области периферии потока наблюдаются ярко выраженные плазменные образования в виде "отростков". Собственно методом наблюдения за "отростками" удалось определить характер их движения. Наличие таких плазменных образований оказалось полезным для обнаружения вращения плазмы в осевом плазменном выбросе, поскольку, как отмечалось, в случае однородной структуры потока наблюдение эффектов, связанных с вращением, в рамках данной методики было бы затруднительным.

Оценка угловой скорости вращения зависит от направления вращения. Например, зарегистрированный на оптических кадровых изображениях поворот за время  $\Delta t = 1,5$  мкс на азимутальный угол  $\Delta\phi_{\text{opt}} \approx 105^\circ$  против часовой стрелки соответствует угловой скорости  $\omega_{\text{opt}} \approx \approx 1,2 \times 10^6$  рад  $\text{s}^{-1}$ , а поворот по часовой стрелке на угол  $\Delta\phi_{\text{opt}} \approx 255^\circ$  соответствует  $\omega_{\text{opt}} \approx 3,0 \times 10^6$  рад  $\text{s}^{-1}$ , что находится в хорошем согласии с данными, полученными с помощью камер с щелевой развёрткой.

Для уточнения величины угловой скорости вращения плазмы в потоке был проведён анализ распределений магнитного поля в  $(r-\varphi)$ -плоскости, полученных с помощью расположенных по азимуту восьми магнитных зондов (рис. 26). Анализ полной базы зондовых измерений позволил определить пространственно-временную характеристику изменения распределения  $B_\varphi(\varphi)$ , которая в совокупности с данными ЭОП-регистрации свидетельствует о сложном движении плазмы в осевом плазменном выбросе. Одновременно могут прослеживаться два типа движения: азимутальное вращение отдельных частей плазменного потока и смещение оси центрального тока относительно оси пролётной камеры установки. При этом оценка угловой скорости вращения  $\omega_{\text{mag}} = (1,4-2,6) \times 10^6$  рад  $\text{s}^{-1}$  на основе магнитных измерений хорошо соответствует результатам, полученным с помощью кадровых ЭОП-регистраторов:  $\omega_{\text{opt}} \sim (0,5-3,0) \times 10^6$  рад  $\text{s}^{-1}$ .

**3.5.6. Согласие с предсказаниями теории.** Понятно, что хорошее соответствие масштабирующих параметров не могло не привести к успеху при лабораторном моделировании астрофизических струйных выбросов, несмотря на то что геометрия локализованного плазменного выброса, безусловно, очень далека от обсуждавшихся в разделе 2.2 цилиндрических струйных течений. Тем не менее, как показано в разделе 3.5.2, в лабораторном эксперименте удалось воспроизвести все основные морфологические свойства, предсказываемые МГД-теорией джетов. Более того, основные характеристики струйных выбросов не только качественно, но и количественно соответствовали предсказаниям теории.

Прежде всего, в рамках лабораторного эксперимента удаётся воспроизвести сверхзвуковое ( $M > 1$ ) сильно замагниченное ( $\sigma_n \gg 1$ ) течение. Оценку этих величин мы дадим ниже. Здесь же отметим, что, возможно, успешное воспроизведение в эксперименте сверхзвукового сильно-замагниченного течения обусловлено подобием самого механизма запуска плазменного выброса на ПФ-установках "центральной машине" в астрофизических источниках [237].

Действительно, верхняя часть ТПО достаточно точно моделирует аккреционный диск, естественным образом возникающий вблизи молодых звёзд. Тем более что при формировании джетов из молодых звёзд "центральной машиной", как отмечалось, является не сама молодая звезда, а именно аккреционный диск. Главное отличие состоит в том, что в молодых звёздах источником активности является кинетическая энергия вращения, запасённая в аккреционном диске, а радиальный ток  $j_r$ , замыкающий токовую систему, уносящую энергию, генерируется за счёт вращения хорошо проводящего диска, погружённого во внешнее магнитное поле. В свою очередь, в лабораторном эксперименте источником энергии является внешняя батарея, генерирующая радиальный ток  $j_r$ , действие которого при наличии полоидального магнитного поля приводит к возникновению вращения. Однако в обоих случаях возникает разность потенциалов между внешними и внутренними областями хорошо проводящей вращающейся среды, которая и становится батареей, приводящей в действие "центральную машину".

Один из основных элементов "центральной машины", а именно регулярное магнитное поле, пронизывающее диск, может естественным образом возникнуть как в ре-

зультате сжатия геомагнитного поля, так и под действием тороидальных холловских токов [237]. Существование такого поля в экспериментах на установке ПФ сейчас не вызывает сомнений [229]. А в присутствии вертикального магнитного поля расходящийся радиальный ток в верхней части ТПО за счёт силы Лоренца  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  неизбежно приведёт к вращению плазмы. Как уже отмечалось, вызванное действием именно такого расходящегося электрического тока вращение было зарегистрировано. Так, на установке *Cobra* скорость вращения достигала  $20 \text{ км с}^{-1}$  [164], а на установке Вейцмановского института (Израиль) —  $50 \text{ км с}^{-1}$  [236].

Что касается самого плазменного выброса, то в лабораторном эксперименте продемонстрировано наличие узкого центрального уплотнения, содержащего практически весь истекающий электрический ток  $I$ . В этом случае в области  $r < r_{\text{core}}$  тороидальное магнитное поле  $B_\phi$  должно линейно возрастать с увеличением расстояния  $r$  от оси джета и уменьшаться по стандартному закону  $B_\phi \propto r^{-1}$  на больших расстояниях. Именно такая структура тороидального магнитного поля и наблюдается в нашем эксперименте. Как мы отмечали в разделе 3.5.3, при типичных параметрах молодых звёзд (см. разделы 2.1.1, 2.1.2) характерный масштаб  $r_{\text{core}} \sim 0.3 \text{ а.е.}$  находится за пределами разрешения современных телескопов. Поэтому приведённый пример является отличной иллюстрацией того, что именно лабораторный эксперимент позволяет уточнить свойства астрофизических струйных выбросов. Наконец, воспользовавшись соотношением (51), получаем для размера кокона (т.е. для размера, на котором закон  $B_\phi \propto r^{-1}$  перестаёт выполняться)

$$r_{\text{coc}} \sim 10 \left( \frac{B_\phi(r_{\text{core}})}{10^3 \text{ Гс}} \right) \left( \frac{P_{\text{ext}}}{1 \text{ Торр}} \right)^{-1/2} \text{ см}, \quad (69)$$

в полном согласии с экспериментальными результатами.

Ещё одним важнейшим свойством, подтвердившим адекватность лабораторного моделирования, стало обнаружение вращения плазменного выброса [221]. Здесь также имеется хорошее согласие с предсказанием теории. Как отмечалось, угловая скорость вращения была грубо оценена уже из данных первых экспериментов на установке ПФ-3. Действительно, воспользовавшись соотношением  $r_{\text{core}} = v_z/\Omega_F$  (44) для радиуса центрального кора, немедленно получаем  $\Omega_F \sim (10^6 - 10^7) \text{ с}^{-1}$  для  $r_{\text{core}} \sim 1 \text{ см}$  и  $v_z \sim 10^6 - 10^7 \text{ см с}^{-1}$ .

Приведённая выше оценка угловой скорости может быть получена и из других соображений. Дело в том, что, как показано в разделе 2.2, в сильно замагниченной плазме вращение обусловлено радиальным (по направлению к оси вращения) электрическим полем  $E_r$  величиной

$$E_r = -\frac{\Omega_F r}{c} B_z, \quad (70)$$

где  $B_z$  — продольное (полоидальное) магнитное поле. В то же время благодаря условию вмороженности  $\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}/c = 0$  мы можем оценить радиальное поле как  $E_r \sim v_z B_\phi/c$ . В результате имеем

$$\Omega_F \sim \frac{v_z}{B_z} \frac{dB_\phi}{dr}. \quad (71)$$

Таким образом, основная неопределённость здесь связана с величиной продольного магнитного поля  $B_z$ . Вводя для удобства величину

$$B_M = \frac{dB_\phi}{dr} r_{\text{core}}, \quad (72)$$

соответствующую амплитуде тороидального магнитного поля на масштабе  $r = r_{\text{core}}$ , а также отношение  $b = B_z/B_M$ , находим

$$\Omega_F \sim b^{-1} \frac{v_z}{r_{\text{core}}}. \quad (73)$$

Соотношение (73) лишь параметром  $b^{-1}$  отличается от оценки, получаемой из (44). Такое отличие естественно связать как с неопределенностью оценки  $E_r \sim v_z B_\phi/c$ , так и с тем, что оба соотношения, (44) и (73), получены для цилиндрических конфигураций. С другой стороны, ранее проведённые измерения  $B_z$ -поля на установках ПФ-3 [21] и КПФ-4 [203] показали, что величина  $b$  может находиться в пределах  $0,1 - 1$ , приводя тем самым к близости оценок (44) и (73). Отметим также, что, как следует из этих оценок, на расстоянии  $r \sim r_{\text{core}}$  тороидальная скорость по порядку величины становится сравнимой с полоидальной, в согласии и с результатами, полученными в эксперименте LabJet [162].

Если выражение (73) зависит от параметра  $b$ , то другая важнейшая характеристика может быть получена независимо от измерения полоидального магнитного поля. Действительно, комбинируя в области  $r < r_{\text{core}}$  соотношение (70) и условие вмороженности  $E_r \sim v_z B_\phi/c$ , в итоге получаем  $B_\phi = (\Omega_F r/v_z) B_z$ . Определяя теперь по этому тороидальному магнитному полю  $B_\phi$  величину продольного тока  $I$  и вновь нормируя его на гольдрайховский ток  $I_{\text{GJ}} = \pi r^2 c \rho_{\text{GJ}}$ , находим мгновенно  $i_0 = I/I_{\text{GJ}} = c/v_z$ , в полном согласии с выражением (35). Как показано в разделе 2.2.3, последнее условие в точности совпадает с условием для тока в центральных областях нерелятивистских сверхзвуковых струйных выбросов.

Для количественного сравнения с теоретической оценкой  $\omega \approx \sigma_n^{-1/3} \mathcal{M}^{-2} \Omega_F$  (52) нам необходимо определить значения  $\mathcal{M}^2$  и  $\sigma_n$ . Для квадрата альвеновского числа Маха  $\mathcal{M}^2$  (20) получаем следующую оценку:

$$\mathcal{M}^2 \approx 10 b_{0,1}^{-2} \left( \frac{\rho}{10^{-7} \text{ г см}^{-3}} \right) \left( \frac{v_z}{30 \text{ км с}^{-1}} \right)^2 \left( \frac{B_M}{10^4 \text{ Гс}} \right)^{-2}. \quad (74)$$

Соответственно для параметра замагниченности  $\sigma_n$  (26) имеем  $\sigma_n \sim 10^2$ . Грубость последней оценки связана с тем, что в определение  $\sigma_n$  входит полный магнитный поток в "центральной машине"  $\Psi_{\text{tot}}$ , тогда как в (26) мы ограничились лишь потоком в пределах токовой сердцевины  $\pi r_{\text{core}}^2 B_z$ . Таким образом, здесь скорее речь идёт об оценке снизу. В результате получаем

$$\omega(r_{\text{core}}) \sim 10^6 \text{ рад с}^{-1} \mathcal{M}_{10}^{-2} \left( \frac{\sigma_n}{10^2} \right)^{-1/3} \left( \frac{v_z}{10^7 \text{ см с}^{-1}} \right) \left( \frac{r_{\text{core}}}{1 \text{ см}} \right), \quad (75)$$

что находится в хорошем согласии с угловой скоростью вращения плазмы  $\omega$ , определяемой из лабораторных данных.

Наконец, вернёмся к уже отмеченному вопросу о том, что форма лабораторного выброса существенно отли-

чается от цилиндрической, для которой получены многие результаты, изложенные в разделе 2.2. Тем не менее оказалось, что некоторые важные свойства сохраняются и для плазменных выбросов, исследовавшихся в лаборатории. Как показано на рис. 21, внутренняя структура плазменного выброса, полученная как решение уравнения (23), хорошо воспроизводит его основные морфологические характеристики. К ним относятся как узкий токовый канал вблизи оси выброса, так и наблюдаемое в эксперименте КПФ-4 "Феникс" увеличение ширины тыльной части выброса (см. рис. 20), а также наличие характерной "воронки" в его головной части.

#### 4. Заключение

Лабораторное моделирование струйных выбросов на установках плазменного фокуса действительно позволило воспроизвести практически все основные элементы, предсказываемые аналитической теорией (наличие центральной области, содержащей почти весь ток, вращение, согласие поперечного размера токовой сердцевины и угловой скорости, а также величины продольного тока и продольной скорости течения). Такое согласие связано с тем, что и астрофизические струйные выбросы, и плазма в лабораторном эксперименте с хорошей точностью подчиняются законам идеальной МГД.

В частности, установка ПФ-3 ввиду возможности прямого измерения основных параметров течения позволяет непосредственно исследовать распространение, по-перечную структуру и устойчивость нерелятивистских струйных выбросов. Причём, как показано в настоящем обзоре, многие ключевые параметры, определяемые в эксперименте, такие, например, как параметр замагнеченности  $\sigma_n$ , альвеновское число Маха  $M$ , угловая скорость вращения  $\Omega$ , хорошо согласуются с выводами МГД-моделей реальных струйных выбросов из молодых звёзд.

Конечно, в лабораторном эксперименте, для которого безразмерные параметры ненамного превышают единицу, диссипативные процессы могут сыграть определённую роль. Многие из них подробно описаны в нашем обзоре — к таким процессам, например, относится уменьшение магнитного поля и температуры плазменного выброса по мере удаления от области генерации. Понятно, что подобные эффекты не могут быть описаны в рамках идеальной МГД. Анализ таких диссипативных процессов, однако, выходит за рамки нашего обзора, посвящённого проверке адекватности "нулевой" модели, построенной в рамках идеальной МГД. Как мы показали, все ключевые свойства такой модели полностью согласуются с предсказаниями теории.

В завершение ещё раз сформулируем основные астрофизические задачи, которые могут быть решены при лабораторном моделировании струйных выбросов. Прежде всего речь идёт об исследовании внутренней структуры джета. Гидродинамические и электромагнитные силы, действующие на плазму, зависят от того, как именно устроено течение вещества в струе. С точки зрения этой задачи большое значение имеет взаимосвязь между движением плазмы, генерацией электрических токов движущимися зарядами, структурой магнитного поля и формированием объёмных сил, которые вновь вызывают движение плазмы. Отметим, что в плазме с высокой

проводимостью магнитное поле увлекается веществом, поэтому если имеется сложное движение плазмы, то можно ожидать формирования сложной структуры магнитного поля. Интересно изучить и происходящие при отклонении системы от равновесия процессы, которые могут иметь колебательный характер и, в частности, приводить к формированию наблюдаемого излучения. Важно выяснить также, какими факторами определяется скорость приближения к равновесию, так как от этого зависит, в каком режиме распространяется струя и насколько режим близок к равновесному или стационарному. Таким образом, задача об устойчивости струйных выбросов и, в целом, их стационарности заслуживает самого пристального внимания.

Изучение плазменных выбросов в лабораторных экспериментах позволяет выяснить структуру, а также причину коллимации и устойчивости джетов, несмотря на то что они существуют ограниченное время. Мы особенно подчёркиваем необходимость проведения исследований при тесной связи между астрофизическими наблюдениями, физической теорией и лабораторным экспериментом. Астрофизические наблюдения позволяют фиксировать структуру струйного выброса в некоторый момент времени, но не позволяют провести наблюдения всего процесса с момента зарождения струи. В то же время нельзя провести активный космический эксперимент, поскольку невозможно изменить состояние среды и другие параметры, характеризующие астрофизический плазменный выброс. Хотя в лабораторном эксперименте недоступны космические масштабы протяжённости струи, зато имеется возможность не только наблюдать струйный выброс от момента зарождения до момента исчезновения, но и изменять условия эксперимента и тем самым изучать отклик системы на внешнее воздействие. Важны также повторяемость и воспроизводимость лабораторного эксперимента, особенно в свете проблемы устойчивости и стационарности струйных выбросов.

Авторы выражают признательность Е.П. Велихову, инициировавшему эксперименты на установке ПФ-3, а также В.В. Мялтону, К.Н. Митрофанову, В.П. Виноградову, А.М. Харрасову, И.В. Ильичёву, [Ю.Г. Калинину], С.А. Данько, С.С. Ананьеву и Ю.В. Виноградовой, усилиями которых эксперименты были реализованы. Кроме того, благодарим М. Падуха (M. Paduch) и команду установки РF-1000, а также Д.А. Войтенко и команду установки КПФ-4 за участие в экспериментах на этих установках. Наконец, выражаем благодарность А.В. Додину, [Я.Н. Истомину], А.М. Киселёву, В.И. Парьеву, Д.Н. Собянину и И.Ю. Калашникову за многочисленные дискуссии, позволившие прояснить многие существенные моменты. Обзор написан при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 18-29-21006) в рамках Программы 10 "Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика" Национального центра физики и математики.

#### Список литературы

1. Weinfurtner S et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 021302 (2011)
2. Bernatowicz T J et al. *Astrophys. J.* **631** 988 (2005)
3. Sabri T et al. *Astron. Astrophys.* **575** A76 (2015)
4. Лосева Т В, Попель С И, Голубь А П *Физика плазмы* **46** 1007 (2020); Losseva T V, Popel S I, Golub' A P *Plasma Phys. Rep.* **46** 1089 (2020)

5. Nakamura Y, Bailung H, Shukla P K *Phys. Rev. Lett.* **83** 1602 (1999)
6. Бурдонский И Н и др. *Письма в ЖТФ* **46** (20) 47 (2020); Burdonskii I N et al. *Tech. Phys. Lett.* **46** 1041 (2020)
7. Франк А Г *УФН* **180** 982 (2010); Frank A G *Phys. Usp.* **53** 941 (2010)
8. Франк А Г, Артемьев А В, Зеленый Л М *ЖЭТФ* **150** 807 (2016); Frank A G, Artemev A V, Zelenyi L M *J. Exp. Theor. Phys.* **123** 699 (2016)
9. Lindl J D et al. *Phys. Plasmas* **11** 339 (2004)
10. Ryutov D D, Derzon M S, Matzen M K *Rev. Mod. Phys.* **72** 167 (2000)
11. Буланов С В и др. *УФН* **183** 449 (2013); Bulanov S V et al. *Phys. Usp.* **56** 429 (2013)
12. Bulanov S V et al. *Физика плазмы* **41** 3 (2015); *Plasma Phys. Rep.* **41** 1 (2015)
13. Захаров Ю П и др. *Квантовая электроника* **46** 399 (2016); Zakharov Yu P et al. *Quantum Electron.* **46** 399 (2016)
14. Захаров Ю П и др. *Квантовая электроника* **49** 181 (2019); Zakharov Yu P et al. *Quantum Electron.* **49** 181 (2019)
15. Курбатов Е П и др. *Астрон. журн.* **95** 509 (2018); Kurbatov E P et al. *Astron. Rep.* **62** 483 (2018)
16. Соловьев А А и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **63** 973 (2020); Soloviev A A et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **63** 876 (2020); Соловьев А А и др. *Квантовая электроника* **50** 1115 (2020); Soloviev A A et al. *Quantum Electron.* **50** 1115 (2020)
17. Remington B A, Drake R P, Ryutov D D *Rev. Mod. Phys.* **78** 755 (2006)
18. Lebedev S V, Frank A, Ryutov D D *Rev. Mod. Phys.* **91** 025002 (2019)
19. Filippov N V et al. *Phys. Lett. A* **211** 168 (1996)
20. Крауз В И и др. *Физика плазмы* **36** 997 (2010); Krauz V I et al. *Plasma Phys. Rep.* **36** 937 (2010)
21. Krauz V et al., in *42nd EPS Conf. on Plasma Physics, 22–26 June 2015, Lisbon, Portugal* (Europhysics Conf. Abstracts, Vol. 39E, Eds R. Bingham et al.) (Lisbon: European Physical Society, 2015) P4.401; <http://ocs.ciemat.es/EPS2015PAP/pdf/P4.401.pdf>
22. Сурдин В Г *Рождение звезд* (М.: УРСС, 2001)
23. Bodenheimer P H *Principles of Star Formation* (Berlin: Springer, 2011)
24. Li Z-Y et al., in *Protostars and Planets VI* (Eds H Beuther et al.) (Tucson, AZ: Univ. of Arizona Press, 2014) p. 173
25. Nakamura F et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **71** 117 (2019)
26. Kuhi L V *Astrophys. J.* **140** 1409 (1964)
27. Бисноватый-Коган Г С, Ламзин С А *Астрон. журн.* **54** 1268 (1977); Bisnovatyi-Kogan G S, Lamzin S A *Sov. Astron.* **21** 720 (1977)
28. Herbig G H *Astrophys. J.* **111** 11 (1950)
29. Haro G *Astron. J.* **55** 72 (1950)
30. Herbig G H, Jones B F *Astron. J.* **86** 1232 (1981)
31. Reipurth B, Bally J *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **39** 403 (2001)
32. Mundt R, Fried J W *Astrophys. J.* **274** L83 (1983)
33. Dopita M A, Schwartz R D, Evans I *Astrophys. J.* **263** L73 (1982)
34. Reipurth B "VizieR Online Data Catalog: General Catalogue of Herbig-Haro Objects", VizieR On-line Data Catalog: V/104 (Boulder, CO: Center for Astrophysics, Univ. Colorado, 2000)
35. Winston E et al. *Astrophys. J.* **743** 166 (2011)
36. McGroarty F, Ray T P *Astron. Astrophys.* **420** 975 (2004)
37. Melnikov S Yu et al. *Astron. Astrophys.* **506** 763 (2009)
38. Hartigan P et al. *Astrophys. J.* **736** 29 (2011)
39. Бердников Л Н и др. *Астрофизический бюллетень* **72** 304 (2017); Berdnikov L N et al. *Astrophys. Bull.* **72** 277 (2017)
40. Mundt R, Eisloeffel J *Astron. J.* **116** 860 (1998)
41. Bally J *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **54** 491 (2016)
42. Bacciotti F et al. *Astrophys. J.* **576** 222 (2002)
43. Coffey D et al. *Astrophys. J.* **663** 350 (2007)
44. Launhardt R et al. *Astron. Astrophys.* **494** 147 (2009)
45. Coffey D et al. *Astrophys. J.* **749** 139 (2012)
46. De Colle F, Cerqueira A H, Riera A *Astrophys. J.* **832** 152 (2016)
47. Pudritz R E, Ray T P *Front. Astron. Space Sci.* **6** 54 (2019)
48. Snell R L, Loren R B, Plambeck R L *Astrophys. J.* **239** L17 (1980)
49. Frank A et al., in *Protostars and Planets VI* (Eds H Beuther et al.) (Tucson, AZ: Univ. of Arizona Press, 2014) p. 451
50. Cabrit C, in *Jets from Young Stars: Models and Constraints* (Lectures Notes in Physics, Vol. 723, Eds J Ferreira, C Dougados, E Whelan) (Berlin: Springer, 2007) p. 21
51. Tafalla M *Mem. Soc. Astron. Ital.* **88** 619 (2017)
52. Bouvier J et al. *Astron. Astrophys.* **272** 176 (1993)
53. Johns-Krull C M, Valenti J A, Koresko C *Astrophys. J.* **516** 900 (1999)
54. Johns-Krull C M *Astrophys. J.* **664** 975 (2007)
55. Jardine M, Collier Cameron A, Donati J-F *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **333** 339 (2002)
56. Donati J-F et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **390** 545 (2008)
57. Järvinen S P et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **489** 886 (2019)
58. Reiter M et al. *Astrophys. J.* **852** 5 (2018)
59. Johns-Krull C M et al. *Astrophys. J.* **700** 1440 (2009)
60. Dullemond C P, Monnier J D *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **48** 205 (2010)
61. Hartmann L, Herczeg G, Calvet N *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **54** 135 (2016)
62. Kurosawa R, Romanova M M, Harries T J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **385** 1931 (2008)
63. Додин А В, Ламзин С А, Ситнова Т М *Письма в Астрон. журн.* **39** 353 (2013); Dodin A V, Lamzin S A, Sitnova T M *Astron. Lett.* **39** 315 (2013)
64. Dodin A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **475** 4367 (2018)
65. Kwan J, Tademaru E *Astrophys. J.* **454** 382 (1995)
66. Blandford R D, Payne D G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **199** 883 (1982)
67. Ercolano B, Owen J E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **460** 3472 (2016)
68. Hartmann L, Bae J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **474** 88 (2018)
69. Hartigan P, Edwards S, Pierson R *Astrophys. J.* **609** 261 (2004)
70. Matt S, Pudritz R E, in *Star-Disk Interaction in Young Stars, Symp. S243* (Proc. IAU Symp., Vol. 3, Eds J Bouvier, I Appenzeller) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2007) p. 299, <https://doi.org/10.1017/S1743921307009659>
71. Cranmer S R *Astrophys. J.* **689** 316 (2008)
72. Errico L, Lamzin S A, Vittone A A *Astron. Astrophys.* **377** 557 (2001)
73. Pikelner S B *Astrophys. Lett.* **2** 97 (1968)
74. Hartigan P *Astrophys. J.* **339** 987 (1989)
75. Hollenbach D, in *Herbig–Haro Flows and the Birth of Stars* Proc. (IAU Symp. No. 182, Eds B Reipurth, C Bertout) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1997) p. 181
76. Smith M D, Khanzadyan T, Davis C J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **339** 524 (2003)
77. Raga A C et al. *Astrophys. J.* **364** 601 (1990)
78. Dopita M A, Sutherland R S *Astrophys. J. Suppl.* **229** 35 (2017)
79. Hartigan P et al. *Astrophys. J.* **661** 910 (2007)
80. Königl A *Astrophys. J.* **261** 115 (1982)
81. Li J Z et al. *Astrophys. J.* **549** L89 (2001)
82. Krist J E et al. *Astron. J.* **136** 1980 (2008)
83. Chevalier R A, Raymond J *Astrophys. J.* **225** L27 (1978)
84. Heathcote S et al. *Astron. J.* **112** 1141 (1996)
85. Cox D P, Raymond J C *Astrophys. J.* **298** 651 (1985)
86. Hartigan P, Write A *Astrophys. J.* **811** 12 (2015)
87. Morse J A et al. *Astrophys. J.* **339** 231 (1992)
88. Morse J A et al. *Astrophys. J.* **410** 764 (1993)
89. Tesileanu O et al. *Astron. Astrophys.* **507** 581 (2009)
90. Tesileanu O et al. *Astrophys. J.* **749** 96 (2012)
91. Reipurth B et al. *Astron. J.* **123** 362 (2002)
92. Zaninetti L *Int. J. Astron. Astrophys.* **9** 302 (2019)
93. Hansen E C et al. *Astrophys. J.* **837** 143 (2017)
94. Бескин В С *УФН* **180** 1241 (2010); Beskin V S *Phys. Usp.* **53** 1199 (2010)
95. Beskin V S *MHD Flows in Compact Astrophysical Objects: Accretion, Winds and Jets* (Berlin: Springer, 2010)
96. Липунов В М *Астрофизика нейтронных звезд* (М.: Наука, 1987); Пер. на англ. яз.: Lipunov V M *Astrophysics of Neutron Stars* (Berlin: Springer-Verlag, 1992)
97. Pudritz R E, Norman C A *Astrophys. J.* **301** 571 (1986)
98. Heyvaerts J, Norman C *Astrophys. J.* **347** 1055 (1989)
99. Pelletier G, Pudritz R E *Astrophys. J.* **394** 117 (1992)
100. Shu F et al. *Astrophys. J.* **429** 781 (1994)
101. Ferraro V C A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **97** 458 (1937)
102. Lery T et al. *Astron. Astrophys.* **337** 603 (1998)

103. Бескин В С *УФН* **167** 689 (1997); Beskin V S *Phys. Usp.* **40** 659 (1997)
104. Бескин В С, Малышкин Л М *Письма в Астрон. журн.* **26** 253 (2000); Beskin V S, Malyshkin L M *Astron. Lett.* **26** 208 (2000)
105. Bogovalov S, Tsinganos K *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **305** 211 (1999)
106. Beskin V S, Okamoto I *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **313** 445 (2000)
107. Ferreira J *Astron. Astrophys.* **319** 340 (1997)
108. Heyvaerts J, in *Plasma Astrophysics, Astrophysics School VII, San Miniato, Italy, 3–14 October 1994* (Lecture Notes in Physics, Vol. 468, Eds C Chiuderi, G Einaudi) (Berlin: Springer-Verlag, 1996) p. 31
109. Goldreich P, Julian W H *Astrophys. J.* **157** 869 (1969)
110. Pravdo S H et al. *Nature* **413** 708 (2001)
111. Боговалов С В *Письма в Астрон. журн.* **18** 832 (1992); Bogovalov S V *Sov. Astron. Lett.* **18** 337 (1992)
112. Beskin V S, Kuznetsova I V, Rafikov R R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **299** 341 (1998)
113. Lynden-Bell D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **279** 389 (1996)
114. Beskin V S, Nokhrina E E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **397** 1486 (2009)
115. Beskin V S, Okamoto I *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **313** 445 (2000)
116. Balbus S A, Hawley J F *Astrophys. J.* **376** 214 (1991)
117. Romanova M M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **399** 1802 (2009)
118. Bai X-N, Stone J M *Astrophys. J.* **769** 76 (2013)
119. Lesur G, Ferreira J, Ogilvie G I *Astron. Astrophys.* **550** A61 (2013)
120. Hawley J F, Gammie Ch F, Balbus S A *Astrophys. J.* **440** 742 (1995)
121. Brandenburg A et al. *Astrophys. J.* **446** 741 (1995)
122. Stone J M et al. *Astrophys. J.* **463** 656 (1996)
123. Goodson A P, Winglee R M, Böhm K-H *Astrophys. J.* **489** 199 (1997)
124. Armitage P J *Astrophys. J.* **501** L189 (1998)
125. Long M, Romanova M M, Lovelace R V E *Astrophys. J.* **634** 1214 (2005)
126. Zanni C, Ferreira J *Astron. Astrophys.* **550** A99 (2013)
127. Baccianti F, Eisloffel J, Ray T P *Astron. Astrophys.* **350** 917 (1999)
128. Dougados C et al. *Astron. Astrophys.* **357** L61 (2000)
129. Komissarov S S et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **380** 51 (2007)
130. Tchekhovskoy A, McKinney J C, Narayan R *Astrophys. J.* **699** 1789 (2009)
131. Porth O et al. *Astrophys. J.* **737** 42 (2011)
132. Norman M L et al. *Astron. Astrophys.* **113** 285 (1982)
133. Blondin J M, Fryxell B A, Königl A *Astrophys. J.* **360** 370 (1990)
134. Stone J M, Norman M L *Astrophys. J.* **413** 210 (1993)
135. Raga A C et al. *Astron. Astrophys.* **465** 879 (2007)
136. Stone J M, Hardee Ph E *Astrophys. J.* **540** 192 (2000)
137. Hansen E C, Frank A, Hartigan P *Astrophys. J.* **800** 41 (2015)
138. Kajdić P, Raga A C *Astrophys. J.* **670** 1173 (2007)
139. Ciardi A, in *Jets from Young Stars IV* (Lecture Notes in Physics, Vol. 793, Eds P J Valente Garcia, J M Ferreira) (Berlin: Springer-Verlag, 2010) p. 31
140. Bocchi M et al. *Astrophys. J.* **767** 84 (2013)
141. Ryutov D et al. *Astrophys. J.* **518** 821 (1999)
142. Logory L M, Miller P E, Stry P E *Astrophys. J. Suppl.* **127** 423 (2000)
143. Stone J M et al. *Astrophys. J. Suppl.* **127** 497 (2000)
144. Farley D R et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 1982 (1999)
145. Li C K et al. *Nat. Commun.* **7** 13081 (2016)
146. Gregory C D et al. *Astrophys. J.* **676** 420 (2008)
147. Foster J M *Bull. Am. Astron. Soc.* **41** 849 (2010)
148. Hansen J F et al. *Phys. Plasmas* **18** 082702 (2011)
149. Hartigan P et al. *Astrophys. J.* **705** 1073 (2009)
150. Yirak K et al. *Astrophys. J.* **746** 133 (2012)
151. Albertazzi B et al. *Science* **346** 325 (2014)
152. Беляев В С и др. *Астрон. журн.* **95** 171 (2018); Belyaev V S et al. *Astron. Rep.* **62** 162 (2018)
153. Сасоров П В, Олейник Г М, в кн. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Сер. Б. Справочные приложения, базы и банки данных. Темат. том IX-2. Высокоэнергетичная плазмодинамика* (Отв. ред. А С Кингсл) (М.: Янус-К, 2007) с. 278
154. Lebedev S V et al. *Astrophys. J.* **564** 113 (2002)
155. Ampleford D J et al. *Astrophys. Space Sci.* **298** 241 (2005)
156. Lebedev S V et al. *Astrophys. J.* **616** 988 (2004)
157. Lebedev S V et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **361** 97 (2005)
158. Ciardi A et al. *Astrophys. J.* **678** 968 (2008)
159. Ciardi A et al. *Phys. Plasmas* **14** 056501 (2007)
160. Bellan P M *J. Plasma Phys.* **84** 755840501 (2018)
161. Hsu S C, Bellan P M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **334** 257 (2002)
162. Lavine E S, You S *Phys. Rev. Lett.* **123** 145002 (2019)
163. Ampleford D J et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 035001 (2008)
164. Byvank T et al. *Phys. Plasmas* **24** 122701 (2017)
165. Nicolai Ph et al. *Phys. Plasmas* **15** 082701 (2008)
166. Suzuki-Vidal F et al. *Phys. Plasmas* **19** 022708 (2012)
167. Suzuki-Vidal F et al. *High Energy Density Phys.* **9** 141 (2013)
168. Ciardi A et al. *Astrophys. J.* **691** L147 (2009)
169. Agra-Amboage V et al. *Astron. Astrophys. J.* **757** 66 (2012)
170. Huarte-Espinosa M et al. *Astrophys. J.* **532** A59 (2011)
171. Петров Д П и др., в сб. *Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций* Т. 4 (Под ред. М А Леонтиевича) (М.: Изд-во АН СССР, 1958) с. 170; Пер. на англ. яз.: Petrov D P et al., in *Plasma Physics and Controlled Thermonuclear Reactions* Vol. 4 (Ed. M A Leontovich) (New York: Pergamon Press, 1961)
172. Filippov N V, Filippova T I, Vinogradov V P *Nucl. Fusion Suppl.* **2** 577 (1962)
173. Mather J W *Phys. Fluids* **8** 366 (1965)
174. Бурцев В А, Грибков В А, Филиппова Т И, в сб. *Итоги науки и техники. Физика плазмы* Т. 2 (М.: ВИНИТИ, 1981) с. 80
175. Филиппов Н В *Физика плазмы* **9** 25 (1983); Filippov N V *Sov. J. Plasma Phys.* **9** 14 (1983)
176. Bernard A et al. *J. Moscow Phys. Soc.* **8** 93 (1998)
177. Крауз В И "Плазменный фокус", в сб. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Сер. Б. Справочные приложения, базы и банки данных. Темат. том IX-2. Высокоэнергетичная плазмодинамика* (Отв. ред. А С Кингсл) (М.: Янус-К, 2007) с. 152
178. Sadowski M J et al. *Phys. Scr.* **2006** (T123) 66 (2006)
179. Rawat R S *Nanosci. Nanotechnol. Lett.* **4** 251 (2012)
180. Soto L et al. *Phys. Plasmas* **21** 122703 (2014)
181. Боровитская И В и др. *Металлы* (2) 54 (2018); Borovitskaya I V et al. *Russ. Metall.* **2018** (3) 266 (2018)
182. Lerner E J *Laser Part. Beams* **4** 193 (1986)
183. Pouzo J O, Milanesi M M *IEEE Trans. Plasma Sci.* **31** 1237 (2003)
184. Filippov N V et al. *Czech. J. Phys.* **50** (Suppl. 3) 127 (2000)
185. Filippov N V et al. *Nucleonika* **46** 35 (2001)
186. Mourenas D et al. *Phys. Plasmas* **10** 605 (2003)
187. Krauz V et al. *Phys. Scr.* **161** (T161) 014036 (2014)
188. Scholz M et al. *Nukleonika* **45** 155 (2000)
189. Митрофанов К Н и др. *Физика плазмы* **41** 413 (2015); Mitrofanov K N et al. *Plasma Phys. Rep.* **41** 379 (2015)
190. Андреевщев Е А и др. *Физика плазмы* **33** 247 (2007); Andreeshchev E A et al. *Plasma Phys. Rep.* **33** 218 (2007)
191. Крауз В И и др. *Физика плазмы* **39** 993 (2013); Krauz V I et al. *Plasma Phys. Rep.* **39** 888 (2013)
192. Войтенко Д А и др. *Физика плазмы* **43** 967 (2017); Voitenko D A et al. *Plasma Phys. Rep.* **43** 1132 (2017)
193. Кварцхава И Ф, Хаутиев Э Ю, Нинидзе М Л *Физика плазмы* **2** 40 (1976); Kvartskhava I F, Ninidze M L, Khautiev E Iu *Sov. J. Plasma Phys.* **2** 22 (1976)
194. Филиппов Н В и др. *Прикладная физика* (5) 43 (1999)
195. Абаньев С С и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* **36** 102 (2013)
196. Абаньев С С и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* **40** 21 (2017)
197. Полухин С Н и др. *Физика плазмы* **46** 99 (2020); Polukhin S N et al. *Plasma Phys. Rep.* **46** 127 (2020)
198. Bernard A et al. *Phys. Fluids* **18** 180 (1975)
199. Баронова Е О и др. *Физика плазмы* **38** 815 (2012); Baronova E O et al. *Plasma Phys. Rep.* **38** 751 (2012)
200. Il'ichev I et al. *Eur. Phys. J. Plus* **136** 557 (2021)
201. Krauz V I, Beskin V S, Velikhov E P *Int. J. Mod. Phys. D* **27** 1844009 (2018)
202. Ильичев И В и др. *Физика плазмы* **46** 419 (2020); Il'ichev I V et al. *Plasma Phys. Rep.* **46** 506 (2020)
203. Крауз В И и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* **38** 19 (2015)
204. Skladnik-Sadowska E et al. *Phys. Plasmas* **25** 082715 (2018)
205. Полухин С Н и др. *Физика плазмы* **42** 1080 (2016); Polukhin S N et al. *Plasma Phys. Rep.* **42** 1127 (2016)

206. Ананьев С С, Данько С А, Калинин Ю Г *Приборы и техника эксперимента*(6) 37 (2016); Ananyev S S, Dan'ko S A, Kalinin Yu G *Instrum. Exp. Tech.* **59** 810 (2016)
207. Ананьев С С и др. *Физика плазмы* **42** 282 (2016); Ananyev S S et al. *Plasma Phys. Rep.* **42** 269 (2016)
208. Ананьев С С и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* **39** 58 (2016)
209. Dan'ko S A et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **59** 0450003 (2017)
210. Skladnik-Sadowska E et al. *Phys. Plasmas* **23** 122902 (2016)
211. Krauz В И и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* **41** 48 (2018)
212. Митрофанов К Н и др. *Приборы и техника эксперимента*(2) 78 (2018); Mitrofanov K N et al. *Instrum. Exp. Tech.* **61** 239 (2018)
213. Митрофанов К Н и др. *ЖЭТФ* **146** 1035 (2014); Mitrofanov K N et al. *J. Exp. Theor. Phys.* **119** 910 (2014)
214. Бескин В С и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **59** 1004 (2016); Beskin V S et al. *Radiophys. Quantum Electron.* **59** 900 (2017)
215. Krauz V I et al. *Europhys. Lett.* **129** 15003 (2020)
216. Kalashnikov I et al. *Phys. Plasmas* **25** 062901 (2018)
217. Shatalov N A et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **1390** 012069 (2019)
218. Калашников И Ю и др. *Астрон. журн.* **98** 476 (2021); Kalashnikov I Yu et al. *Astron. Rep.* **65** 447 (2021)
219. Krauz V I et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **907** 012026 (2017)
220. Beskin V S et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **472** 3971 (2017)
221. Krauz В И и др. *Астрон. журн.* **98** 29 (2021); Krauz V I et al. *Astron. Rep.* **65** 26 (2021)
222. Митрофанов К Н и др. *Астрон. журн.* **94** 152 (2017); Mitrofanov K N et al. *Astron. Rep.* **61** 138 (2017)
223. Krauz В И и др. *Физика плазмы* **47** 829 (2021); Krauz V I et al. *Plasma Phys. Rep.* **47** 912 (2021)
224. Krauz В И и др. *Астрон. журн.* **96** 156 (2019); Krauz V I et al. *Astron. Rep.* **63** 146 (2019)
225. Krauz V I et al. *J. Plasma Phys.* **86** 905860607 (2020)
226. Suzuki-Vidal F et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38** 581 (2010)
227. Krauz V I et al. *Europhys. Lett.* **98** 45001 (2012)
228. Виноградов В П и др. *Физика плазмы* **42** 1033 (2016); Vinogradov V P et al. *Plasma Phys. Rep.* **42** 1079 (2016)
229. Krauz В И и др. *Астрон. журн.* **100** 19 (2023); Krauz V I et al. *Astron. Rep.* **67** 15 (2023)
230. Бескин В С, Калашников И Ю *Письма в Астрон. журн.* **46** 494 (2020); Beskin V S, Kalashnikov I Yu *Astron. Lett.* **46** 462 (2020)
231. Sutherland R S, Dopita M A *Astrophys. J. Suppl.* **229** 34 (2017)
232. Krauz В И и др. *Физика плазмы* **48** 506 (2022); Krauz V I et al. *Plasma Phys. Rep.* **48** 606 (2022)
233. Mertens F et al. *Astron. Astrophys.* **595** A54 (2015)
234. Bisnovatyi-Kogan G S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **376** 457 (2007)
235. Бисноватый-Коган Г С, Комберг Б В, Фридман А М *Астрон. журн.* **46** 465 (1969); Bisnovatyi-Kogan G S, Komberg B V, Fridman A M *Astron. Rep.* **13** 369 (1969)
236. Cvejić M et al. *Phys. Rev. Lett.* **128** 015001 (2022)
237. Бескин В С *Астрон. журн.* **100** 32 (2023); Beskin V S *Astron. Rep.* **67** 27 (2023)

## Laboratory modeling of jets from young stars using plasma focus facilities

V.S. Beskin<sup>(1,2,\*), V.I. Krauz<sup>(3)</sup>, S.A. Lamzin<sup>(4)</sup></sup>

<sup>(1)</sup> Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prospekt, 53, 119991 Moscow, Russian Federation

<sup>(2)</sup> Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University),

Institutskii per., 9, 141701 Dolgoprudny, Moscow region, Russian Federation

<sup>(3)</sup> National Research Center Kurchatov Institute, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russian Federation

<sup>(4)</sup> Sternberg Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University,

Universitetskii prospekt, 13, 119234 Moscow, Russian Federation

E-mail: <sup>(\*)</sup>beskin@lpi.ru

Jets from young stars are used as an example to review how laboratory modeling enables advancement in understanding the main physical processes responsible for the formation and stability of these amazing objects. The discussion focuses on the options for modeling jet emissions in a laboratory experiment at the PF-3 facility at the National Research Center Kurchatov Institute. Many properties of the flows obtained using this experimental setup are consistent with the main features of jets from young stars.

**Keywords:** jets from young stars, laboratory simulation, plasma focus

PACS numbers: 52.58.Lq, **97.21.+a**, 98.38.Fs

Bibliography — 237 references

Received 16 August 2021, revised 14 December 2021

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **193** (4) 345–381 (2023)

Physics – Uspekhi **66** (4) (2023)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.12.039130>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2021.12.039130>