

УДК 533.9

ЛАБОРАТОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВРАЩЕНИЯ ДЖЕТОВ ИЗ МОЛОДЫХ ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ АЗИМУТАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ОСЕВОГО СТРУЙНОГО ВЫБРОСА НА УСТАНОВКЕ ПФ-3

© 2021 г. В. И. Крауз^{1,*}, К. Н. Митрофанов^{2,**}, А. М. Харрасов¹, И. В. Ильичев¹,
В. В. Мялтон¹, С. С. Ананьев¹, В. С. Бескин^{3,4,***}

¹ Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

² АО “ГНЦ РФ ТРИНИТИ”, Троицк, Россия

³ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

⁴ Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Москва, Россия

*E-mail: krauz_yi@nrcki.ru

**E-mail: mitrofan@triniti.ru

***E-mail: beskin@lpi.ru

Поступила в редакцию 05.08.2020 г.

После доработки 18.08.2020 г.

Принята к публикации 30.08.2020 г.

В работе представлены результаты экспериментов по исследованию особенностей динамики и внутренней структуры осевого плазменного выброса на установке ПФ-3. Проведены измерения азимутального распределения тороидального магнитного поля $B_\phi(\varphi)$. Совместный анализ экспериментальной базы полученных распределений $B_\phi(\varphi)$ и данных оптической регистрации свечения плазмы потока показал, что одновременно может проследиваться два типа движения: азимутальное вращение отдельных частей плазменного потока и смещение области протекания центрального тока относительно оси пролетной камеры установки. Сделана оценка угловой скорости вращения плазмы по данным магнитных измерений и скоростной оптической фоторегистрации. Выявлены некоторые особенности протекания токов в головной и хвостовой части потока. Показано, что полученные результаты находятся в соответствии с МГД теорией струйных выбросов из молодых звезд.

DOI: 10.31857/S0004629921010023

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия наблюдается всплеск интереса к лабораторному моделированию астрофизических джетов [1]. Это обусловлено появлением новых экспериментальных возможностей, связанных с развитием мощных установок, в которых достигается высокая плотность энергии. Прежде всего это мощные лазеры [2, 3], быстрые Z-пинчи [4], плазменные ускорители [5], плазменный фокус (ПФ) [6] и другие.

Согласно современным моделям астрофизических струйных выбросов, их основными элементами следует назвать регулярное полоидальное магнитное поле, продольный электрический ток, текущий вблизи оси джета и замыкающийся на его периферии, а также вращение “центральной машины” [7]. При этом одной из актуальных проблем в теории астрофизических джетов как раз и являются определение области протекания

обратного тока и характер его распределения. В частности, для нерелятивистских джетов из молодых звезд предполагается, что обратные токи протекают по самой границе струйного выброса (так называемая область кокона) [8]. Что же касается вращения самих струйных выбросов, то их прямое обнаружение у релятивистских джетов [9] стало одним из наиболее ярких наблюдений последнего времени. Важность наличия вращения плазмы внутри джета обусловлена, в том числе, и тем, что оно может приводить к генерации тороидального магнитного поля, а значит, и продольного тока [10], что, в свою очередь, может рассматриваться как один из механизмов коллимации джета [11].

Лабораторный эксперимент позволяет промоделировать многие из перечисленных свойств астрофизических джетов. В настоящей работе предлагается использовать для лабораторного

моделирования установки типа “плазменный фокус” (ПФ). Существенной особенностью этих установок является генерация интенсивных плазменных потоков [12–15]. В частности, предыдущие измерения на плазмофокусной установке ПФ-3 в НИЦ “Курчатовский институт” показали, что в плазменных выбросах действительно наблюдается сильный продольный (осевой) ток, создающий тороидальное магнитное поле. Этот ток заключен лишь в области центрального коры $r < r_{\text{core}} \approx 1$ см [16]. При этом радиус протекания обратных токов зависит от сорта рабочего газа и для разряда в неоне составляет приблизительно 7–10 см, а распределение по азимуту может отличаться от однородного [17]. Однако структура обратных токов до сих пор достаточно подробно не исследовалась.

Что же касается вращения, то в лабораторном эксперименте этот вопрос ранее практически не исследовался. Здесь можно отметить лишь эксперимент на Z-пинчевой установке MAGPIE, на которой вращение джета моделировалось с помощью закрученных конических лайнерныхборок [18], а также работы на установке LabJet [19], в которой вращение возникало благодаря созданию радиального электрического поля в трехэлектродной разрядной системе коаксиального планарного плазменного ускорителя. Некоторые указания на возможность вращения плазмы потока на установках “плазменный фокус” были получены в магнитозондовых измерениях в работах [16, 20]. В условиях замороженности обнаруженное в этих работах вращение вектора индукции магнитного поля может быть связано с вращением плазмы потока. Предположение о вращении плазмы также было сделано при исследовании плазменных потоков с помощью шелевого оптического регистратора [21]. Ясно, что обнаружение вращения в лабораторном эксперименте могло бы служить серьезной аргументацией самой применимости ПФ-систем для лабораторного моделирования астрофизических струйных выбросов.

Настоящая работа посвящена более детальному исследованию однородности азимутального распределения магнитных полей и определения области замыкания тока на периферии плазменного потока, а также попытке обнаружить вращение плазменного выброса.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Схема эксперимента

Исследования осевого плазменного потока, возникающего в результате сжатия плазмы токонесущей плазменной оболочки (ТПО) и образования пинча, проведены на установке ПФ-3 [22], представляющей собой плазменный фокус с кон-

фигурацией электродов типа Филиппова (см. рис. 1). Разрядная система состоит из двух электродов (анод диаметром 92 см и катод, одновременно являющийся вакуумной камерой диаметром 250 см), разделенных изолятором высотой 25 см.

После предварительной откачки вакуумная камера заполняется рабочим газом под давлением 1–10 Торр¹. Высокое напряжение конденсаторной батареи (~10 кВ) между анодом и катодом приводит к пробое рабочего газа и образованию ТПО. Оболочка движется под действием сил Ампера к оси разрядной системы, ионизируя и сгребая газ, где происходит пинчевание плазмы. Пинчевание сопровождается спадом тока I и, соответственно, появлением острого пика на его производной dI/dt . Некоторые стадии сжатия ТПО схематически показаны на рис. 1.

ПФ хорошо известен как источник интенсивных плазменных потоков, которые широко используются в различных областях науки и технологии, таких как радиационное материаловедение, модификация материалов и др. Плазменный поток формируется в стадии пинчевания, которая длится несколько сотен наносекунд, в области пинча диаметром ~1 см и длиной 3–5 см [23]. В этом плазменном выбросе существуют циркулирующие токи и связанный с ними захваченный магнитный поток. В такой системе наблюдается продольный (центральный) ток, создающий азимутальное магнитное поле. При этом обратные токи протекают на внешней границе плазменного потока [17].

Важной особенностью нашего экспериментального подхода является проведение исследования динамики распространения плазменного потока в окружающей среде из фонового газа на значительные расстояния от места генерации — не менее 100 см, что на два порядка величины превышает его начальные поперечные размеры. Для этой цели используется специально сконструированная многоосекционная пролетная камера (см. рис. 1) с набором диагностических патрубков, позволяющим проводить измерения большого количества параметров плазменного потока на различных расстояниях от места генерации. При этом в качестве момента генерации потока в первом приближении условно принимается момент “особенности” на производной тока dI/dt , а местом генерации — анодная плоскость. Это оказывается достаточным для исследования с хорошей точностью параметров плазменного потока на указанных выше расстояниях через несколько микросекунд (от единиц до десятков в зависимости от точки наблюдения) от момента генерации.

¹ Торр $\equiv$ торр $\equiv$ мм рт.ст.

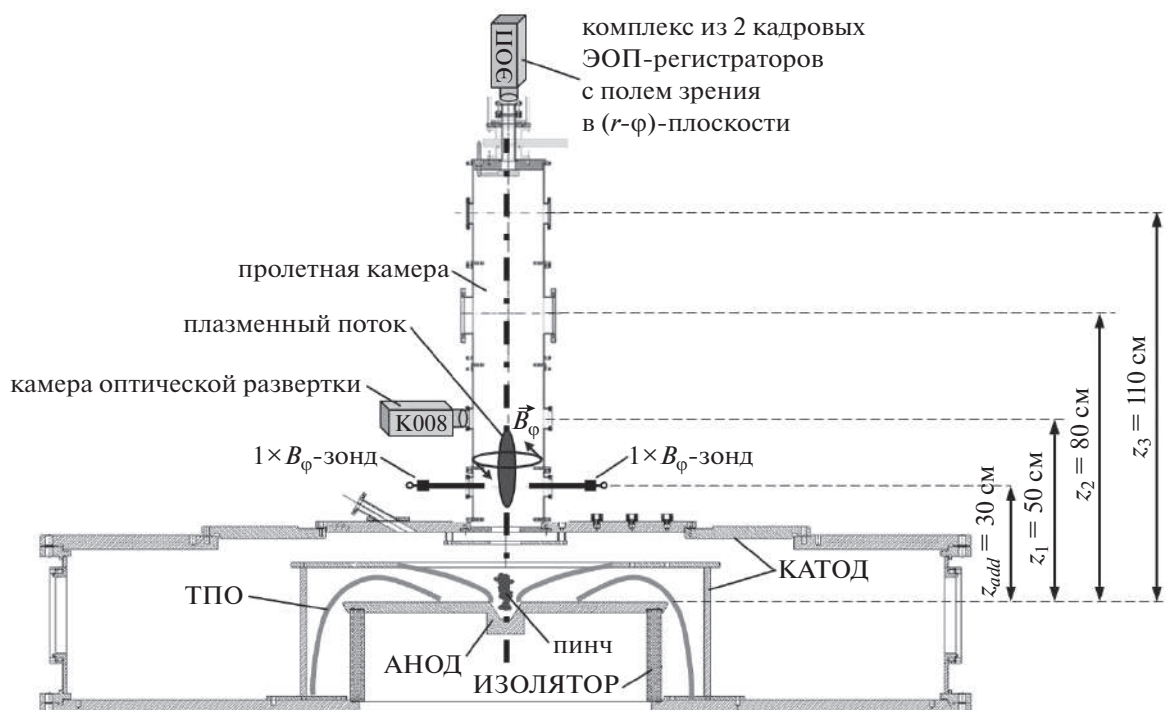


Рис. 1. Общий вид разрядной камеры установки ПФ-3, ее электродной системы, секционной пролетной камеры и расположение некоторых диагностических средств.

Эксперименты, представленные в настоящей работе, выполнены при стационарном напуске рабочего газа неон в камеру установки при давлении $P_0 = 2.0$ Торр. Энергосодержание емкостного накопителя составляло ~ 370 кДж при зарядном напряжении 9 кВ, разрядный ток в системе ≤ 2 МА. В каждом разряде регистрировались разрядный ток, его производная, а также сигналы оптических коллиматоров, установленных на различной высоте относительно плоскости анода. Коллиматоры собирают световое излучение вдоль диаметра камеры, которое затем по световоду подается на фотокатод ФЭУ. Коллимирование обеспечивает регистрацию излучения из относительно небольшого плазменного объема (диаметр области, попадающей в поле зрения коллиматора, не превышает 5 мм в центре пролетной камеры). Это позволяет с достаточно высокой точностью регистрировать момент прихода плазменного потока в область наблюдения и определять среднюю на пролетном участке скорость. Использование двойного коллиматора, состоящего из двух таких каналов, разнесенных на небольшое расстояние (1.6 см), позволяет определять мгновенную скорость в области наблюдения по сдвигу появления сигнала в различных каналах коллиматора [24].

2.2. Методика измерения азимутального распределения магнитного поля в плазменном потоке

В экспериментах использовались абсолютно калиброванные магнитные зонды, позволяющие измерять тороидальные магнитные поля в плазме при распространении плазменного потока в дрейфовом пространстве пролетной камеры. Характеристики магнитных зондов для измерения тороидального (B_ϕ) компонента магнитного поля были следующие: пространственное разрешение $\sim 0.8\text{--}1$ мм; временное разрешение не хуже 1.5 нс; чувствительность петель зондов $k_p = (1.31 \pm 0.19) \times 10^{-8}$ В/(Гс/с). Общий вид магнитного зонда представлен на рис. 2 (слева). Калибровка проводилась в однородном поле катушки Гельмгольца относительно известной площади эталонной (опорной) петли. Магнитные зонды калибровались как на величину вектора индукции магнитного поля, так и на его направление. Точность калибровки магнитных зондов (определения эффективной площади петли) была не хуже 5%. Погрешность измерений магнитного поля в плазменном потоке с учетом обтекания оболочки зонда плазмой была не более 20%. Сигнал с зонда пропорционален производной индукции магнитного поля ($U_p \propto \partial B_\phi / \partial t$). Для получения временной зависимости индукции магнитного поля

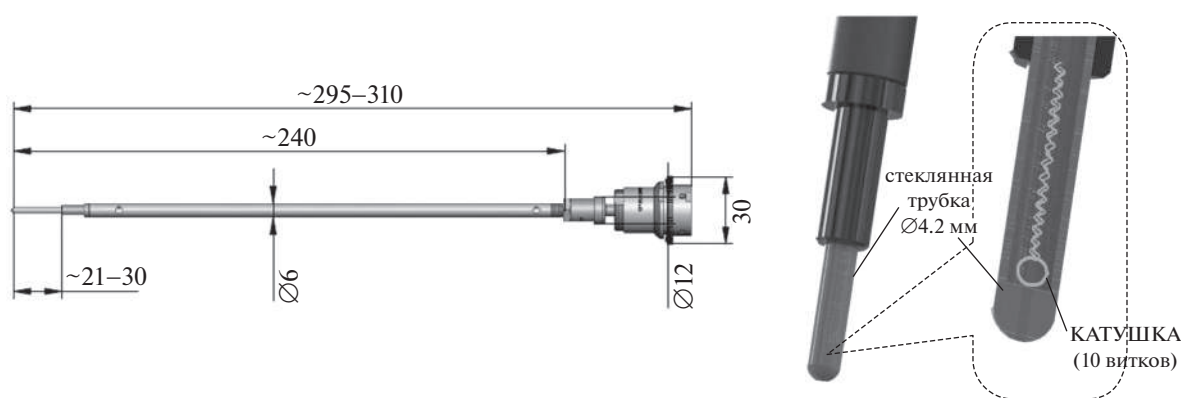


Рис. 2. Магнитный зонд для измерения азимутального (тороидального) компонента магнитного поля в плазменном потоке: слева — общий вид магнитного зонда; справа — конструкция чувствительного элемента магнитного зонда.

$B_\phi(t)$ сигнал с зонда U_p численно интегрировался с учетом полученных калибровочных коэффициентов k_p .

На рис. 2 (справа) показано внутреннее устройство чувствительного элемента (сенсора) зонда, адаптированное под конкретную экспериментальную задачу, в данном случае — для измерения B_ϕ -компонента магнитного поля при распространении плазменного потока в пролетной камере установки. Чувствительный элемент магнитного зонда представлял собой катушку, состоящую из 10 витков, помещенную в стеклянную трубку, выполняющую роль защитного экрана. Размер защитной оболочки петли зонда (диаметр трубки) $\varnothing = 4.2$ мм.

Специально для этой серии экспериментов была установлена дополнительная секция между вакуумной камерой установки и основной пролетной камерой. Основным отличием данной секции от других секций пролетной камеры является наличие 8 вакуумных вводов для магнитных зондов, расположенных по азимуту (см. рис. 3, слева). Вакуумные вводы позволяли позиционировать зонды внутри объема разрядной камеры установки без нарушения вакуумных условий. Зонды располагались в следующих позициях по азимутальному углу $\phi \in [0^\circ, 30^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 180^\circ, 210^\circ, 270^\circ, 300^\circ]$. Наряду с вакуумными вводами для магнитных зондов имеются еще 4 диагностических окна, которые могут быть использованы для регистрации изображения потока с помощью кадровых регистраторов на базе электронно-оптических преобразователей (ЭОП), скоростных камер с щелевой разверткой типа K008 [25], установки световых коллиматоров, регистрирующих излучение плазмы из узкого телесного угла. Таким образом, данная конструкция секции позво-

ляла проводить измерение распределения магнитного поля на удалении $z = 30$ см от плоскости анода одновременно в 8 точках по азимуту на различных расстояниях от оси камеры.

На рис. 3 (справа) показана фотография зондов, установленных в этой секции пролетной камеры. Такое расположение магнитных датчиков было необходимо, например, для исследования растекания обратных токов на периферии плазменного потока, для определения положения оси центрального тока и его смещения относительно оси пролетной камеры.

Для более детального анализа полученных результатов измерения магнитного поля в плазменном потоке был создан программный код в среде программирования MATLAB. Усовершенствование программного блока обработки зондовых сигналов позволило осуществлять автоматическую обработку экспериментальных данных и производить запись в общую базу данных. С помощью этой программы из зондовых сигналов восстанавливалось азимутальное распределение магнитного поля $B_\phi(\phi)$ в полярных координатах непрерывно во времени, и на основе полученных данных создавался видеоряд в виде avi-файла, состоящего из последовательности захваченных изображений размером 1120×700 пикселей, меняющихся со скоростью 4 кадра в секунду. Полученный видеоряд позволял оперативно проводить анализ полученных результатов. Таким образом, при помощи циклической обработки численных данных (по ~ 100 выстрелам) создана база зондовых измерений, анализ которой, например, позволил определить внешнюю границу осевого плазменного выброса — области протекания обратных токов замыкания.

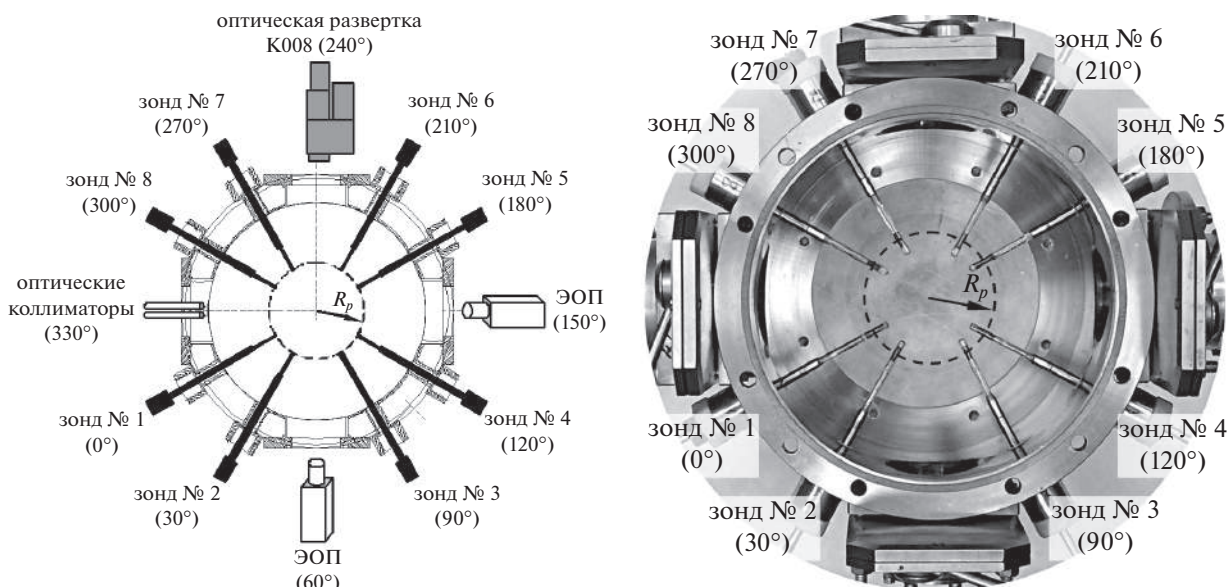


Рис. 3. Дополнительная секция пролетной камеры (вид сверху): слева — схема взаимного расположения магнитных зондов и других диагностических средств в дополнительной секции пролетной камеры ($z_{\text{add}} = 30$ см над поверхностью анода установки). R_p — радиус расположения чувствительного элемента зондов; справа — фотография установленных в дополнительной секции магнитных зондов. Окружность, изображенная штриховой линией, проведена через центры катушек зондов, она показывает точность позиционирования чувствительного элемента зонда на заданном радиусе R_p внутри секции пролетной камеры.

2.3. Методика регистрации двумерных оптических изображений плазменного потока сбоку и с торца пролетной камеры (ЭОП-регистрация)

Как показали оценки, при ожидаемой скорости азимутального вращения порядка 10^6 см/с доплеровское смещение будет слишком малым на фоне штарковского уширения линий для обнаружения и, тем более, измерения скорости вращения. Поэтому в качестве основного инструмента была выбрана оптическая регистрация свечения плазменного объекта.

Кадровое фотографирование плазмы в оптическом диапазоне проводилось с помощью электронно-оптических преобразователей (ЭОП) типа ЭП-16 [26], как в $(r-z)$, так и в $(r-\phi)$ -плоскостях. Каждый оптический регистратор представляет собой сборку из ЭОП, оптических фильтров, дистанционно управляемого цифрового фотоаппарата и системы объективов для переноса изображения. Регистрация плазменных потоков производилась в $(r-z)$ -плоскости одновременно с двух взаимно перпендикулярных направлений (см. рис. 3, слева), что давало более полную информацию о форме струи и локальных образованиях в ней. Экспозиция кадров составляла 12–30 нс. Диаметр исследуемой области 12 см, полная разрешающая способность системы, приведенная к объекту, приблизительно 1 мм.

Упрощенная схема регистрации плазменного потока с другого направления — с торца пролетной камеры в $(r-\phi)$ -плоскости представлена на рис. 4. Изображение объекта проецируется на световоды, по которым передается на вход каждого ЭОП-регистратора. Задержка в регистрации осуществлялась при помощи генератора задающих импульсов (ГЗИ-6) и кабельной линии задержки. Время задержки между ЭОП-регистраторами варьировалось в диапазоне от 1 до 3 мкс. Синхронизация диагностики относительно различных стадий распространения плазменного потока в пролетной камере осуществлялась с помощью световых коллиматоров, регистрирующих излучение плазменного потока в видимом спектре на различных уровнях z от поверхности анода.

Применение оптической схемы ЭОП-регистрации через одно диагностическое окно существенно уменьшило неопределенность в трактовке полученных экспериментальных результатов. Проведена калибровка узлов диагностического комплекса из 2 ЭОПов. Определен масштаб объектов на различных уровнях от поверхности анода в пролетном промежутке $z = 30$ –50 см, оценена область видимости диагностики, составившая 18–20 см, что фактически позволяет регистрировать объекты по всему диаметру пролетной камеры (20 см). Для лучшей селекции излучения наиболее горячих областей плазменного потока на

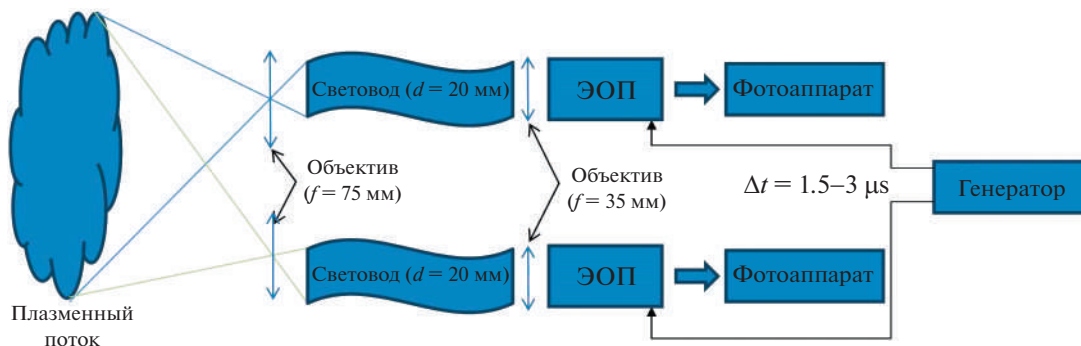


Рис. 4. Упрощенная схема ЭОП регистрации плазменного потока с торца пролетной камеры в $(r-\varphi)$ -плоскости.

фоне свечения окружающей плазмы применен фильтр ФС-6 ($\lambda = 350\text{--}450\text{ нм}$), позволяющий выделить излучение NeII. В этом же диапазоне длин волн лежит максимум спектральной плотности излучения неоновой плазмы с электронной температурой 3–5 эВ. В тестовой серии разрядов выяснилось, что наиболее оптимальная высота регистрации плазменного потока $z \sim 50\text{ см}$ от поверхности анода. В разрядах без задержки была показана идентичность изображений, получаемых двумя ЭОПами.

2.4. Методика регистрации щелевых временных разверток оптического свечения плазменного потока (камера щелевой развертки К008)

Схема регистрации оптической камерой с щелевой разверткой К008 производства Vifocompany [27] представлена на рис. 5, а место ее расположения относительно других диагностик в дополнительной секции — на рис. 3 (слева). Оптическая схема включает в себя объективы, установленные на диагностическом окне пролетной камеры и входе щелевой камеры К008, и упорядоченный световод, представляющий собой систему из нескольких плоских жил, на одном конце объединенных в квадратную сборку и с разветвленным противоположным концом. Оптическая система проецирует участок пролетной камеры на соединенный торец световода. Затем с помощью трех плоских жил изображение различных участков объекта передается на входную щель регистратора и разворачивается во времени. Жилы световода выбираются таким образом, чтобы регистрировать излучение из области на уровне центра диагностического окна, а также на уровнях на 4.5 см выше и ниже этого центра. Сначала изображение появляется на нижней развертке, затем на средней и верхней развертках. По задержке появления изображения на различных уровнях можно оценить скорость потока в этой области. Ширина поля зрения диагностики в горизонтальной плоско-

сти (перпендикулярно оси камеры) составила 9–10 см. Длительность разверток варьировалась, но наиболее информативные результаты были получены при длительности 6 мкс. Таким образом, диагностический комплекс позволяет получать данные о динамике плазменного потока с 3 уровней по z в виде хронографических изображений. Более подробно методика описана в работе [21].

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Описанный в разделе 2 набор диагностических средств позволил экспериментально изучить некоторые особенности пространственно-временных характеристик осевого плазменного выброса при его распространении в пролетной камере установки ПФ-3. Во время движения плазменный поток из-за своего взаимодействия с фоновым газом испытывает торможение, трансформацию переднего фронта, расширение внешней границы, смещение относительно оси пролетной камеры. При этом, как показывают приведенные ниже экспериментальные данные, структура плазменного потока обладает некоторой спиральностью, которая в свою очередь может быть связана с вращением плазмы в потоке.

3.1. Симметрия распространения плазменного потока относительно оси пролетной камеры установки

Вначале рассмотрим экспериментальные данные, свидетельствующие об азимутальной неоднородности протекания токов в плазменном потоке. На рис. 6 представлены результаты измерения индукции B_φ -поля на радиусе $R_p = 6\text{ см}$ на высоте $z_{\text{add}} = 30\text{ см}$ от поверхности анода установки. Наблюдается различие в длительности и форме сигналов с зондов, расположенных на одном радиусе, но в различных позициях в азимутальном направлении.

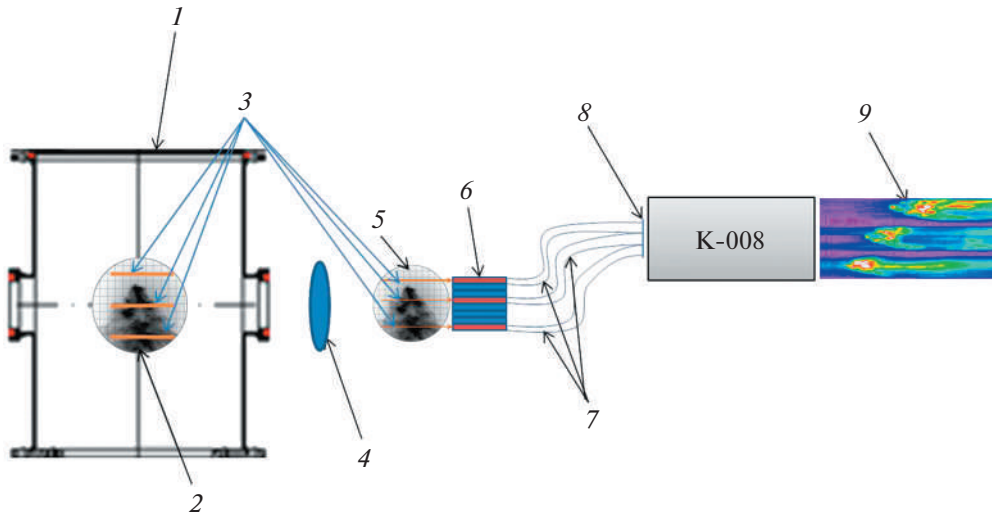


Рис. 5. Схема регистрации щелевых временных разверток оптического свечения плазменного потока камерой К008: 1 – пролетная камера, 2 – плазменный поток, 3 – линии обзора, 4 – оптическая система, 5 – изображение потока на световоде, 6 – соединенный конец упорядоченного световода, 7 – разветвленные концы упорядоченного световода, 8 – оптическая щель, 9 – временная развертка.

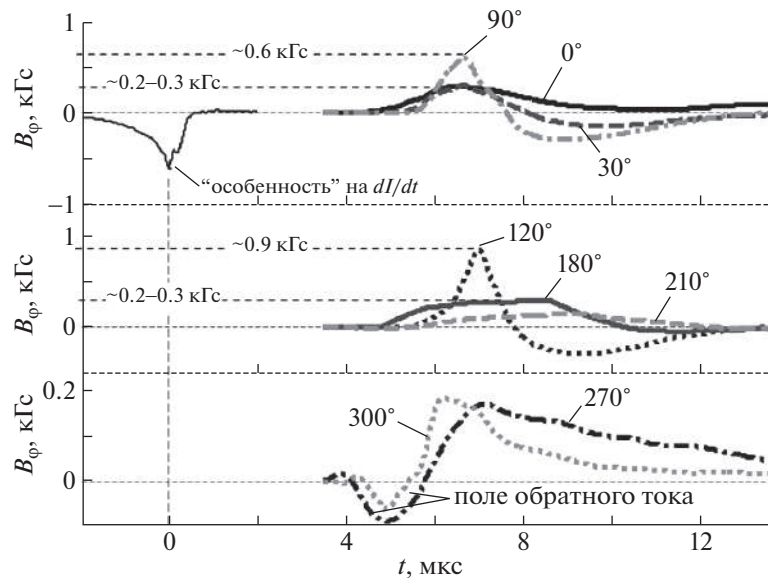


Рис. 6. Результаты измерений B_ϕ -поля в плазменном потоке на высоте $z_{\text{add}} = 30$ см от поверхности анода: dI/dt – производная полного тока; $B_\phi(\phi)$ – индукция тороидального магнитного поля, измеренная магнитными зондами на радиусе $R_p = 6$ см и азимутальных углах $\phi \in [0^\circ, 30^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 180^\circ, 210^\circ, 270^\circ, 300^\circ]$.

Это может быть связано с несинхронным приходом плазмы с магнитным полем в область зондов вследствие сложной формы фронта плазменного потока, состоящего из нескольких сгустков, видимых на фотографиях, полученных с помощью ЭОП-регистрации (см. рис. 7). Однако даже в случае однородного потока это различие может быть обусловлено показанным ранее в работе [16]

радиальным смещением конусообразного переднего фронта плазменного потока (т.н. “конуса Маха”) при его сверхзвуковом движении.

Как следует из рис. 6, зонды начинают регистрировать сигналы в различное время, через $\sim 4\text{--}5.5$ мкс после “особенности” на производной полного тока dI/dt . Согласно калибровке маг-

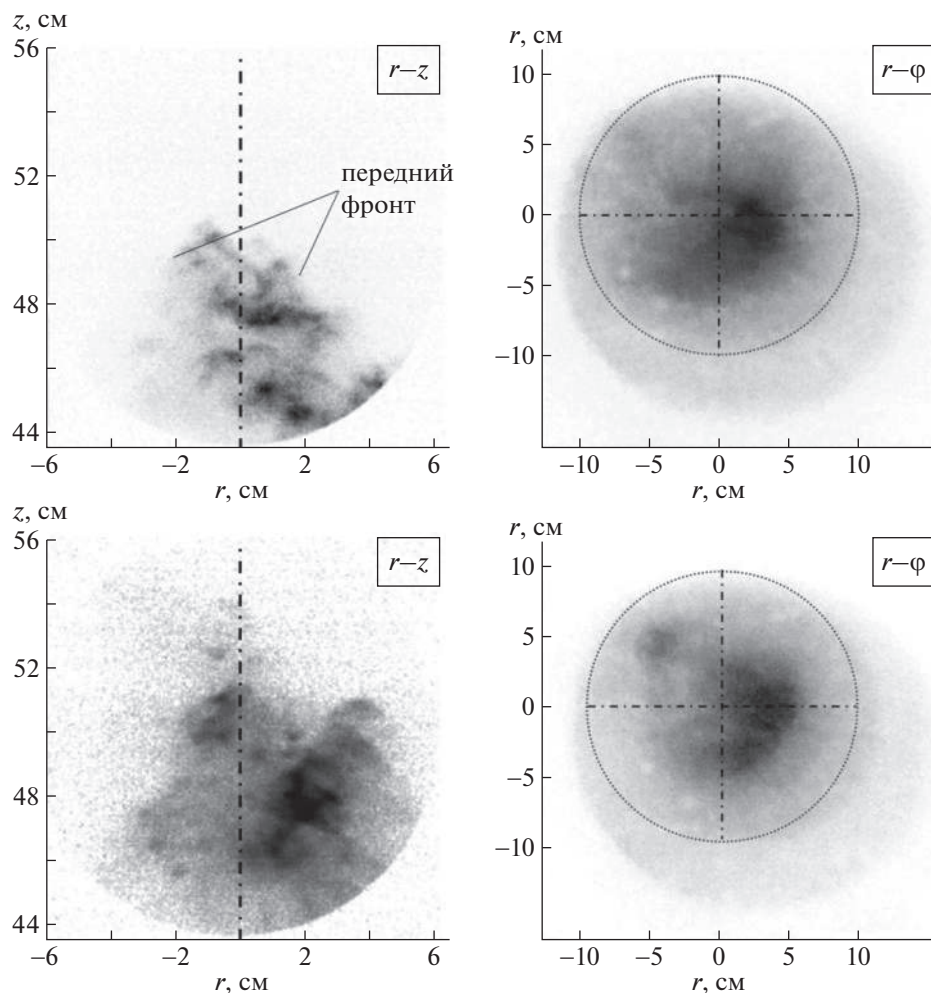


Рис. 7. Форма и положение плазменного потока по данным ЭОП-регистрации в различных разрядах: слева — относительно оси пролетной камеры (показана штрих-пунктирной линией) в $(r-z)$ -плоскости при прохождении плазмой позиции $z = 50$ см, справа — относительно центра камеры в $(r-\varphi)$ -плоскости через $t = 8.9$ мкс после пика производной (вверху) и через $t = 9.2$ мкс после пика производной (внизу).

нитных датчиков полярность сигналов большинства магнитных зондов соответствует направлению магнитного поля центрального тока $B_\varphi \propto 1/r$, протекающего по оси плазменного потока. Однако некоторые зонды зафиксировали обратное направление магнитного поля. Так, зонды № 7 (300°) и № 8 (270°) вначале регистрируют обратное направление B_φ -поля, связанное с азимутально-неоднородным растеканием тока на переднем фронте плазменного потока. Ось плазменного потока оказалась смещена относительно оси пролетной камеры в сторону сектора 0° – 210° , где расположены зонды №№ 1–6. В данном случае смещение оси плазменного потока происходит, в основном, в область сектора 90° – 120° , т.е. в сторону зондов № 3 и № 4. Такое смещение оси центрального тока приводит к тому, что зонды

№ 3 и № 4 регистрируют высокий уровень B_φ -поля 0.6–0.9 кГс по сравнению с остальными зондами.

Начиная с $t \sim 6$ мкс после момента особенности, зонды № 7 (300°) и № 8 (270°) регистрируют малый уровень B_φ -поля, не более 0.2 кГс, и его направление уже совпадает с направлением магнитного поля центрального тока. Это соответствует ситуации, когда внешний край плазменного потока приблизился обратно к зондам № 7 и № 8 так, что они оказались в области магнитного поля $B_\varphi \propto 1/r$ центрального тока. В результате этого же процесса другие зонды № 2 (30°), № 3 (90°) и № 4 (120°), расположенные с противоположной стороны пролетной камеры, наоборот, оказались снаружи плазменного потока, на периферии которого протекает обратный ток. При этом, начиная с $t = 8$ мкс, зонды № 2, № 3 и № 4

регистрируют противоположное направление магнитного поля.

Следует заметить, что зонды № 7 (300°) и № 8 (270°), оказавшиеся в магнитном поле центрального тока, регистрируют малый уровень B_ϕ -поля, ~0.2–0.3 кГс, т.к. к этому времени ($t > 8$ мкс) плазменный осевой выброс с основной частью захваченного магнитного потока B_ϕ -поля уже прошел центральное сечение дополнительной секции пролетной камеры, где располагался набор магнитных зондов ($z_{\text{add}} = 30$ см). При пролете так называемого “хвоста” плазменного потока в моменты времени $t > 10$ –12 мкс все зонды регистрируют примерно один тот же малый уровень B_ϕ -поля, менее ~0.05–0.1 кГс, который уже сравним с погрешностью измерения магнитного поля зондовым методом. По совокупности зондовых измерений следует, что периферия плазменного потока (его край) в экспериментах с рабочим газом Ne лежит в диапазоне радиусов 6–8 см.

Далее представлены результаты экспериментов, когда магнитные зонды были расположены на радиусе $R_p = 4$ см (см. рис. 8), ближе к оси пролетной камеры, и на дальнем радиусе $R_p = 8$ см (см. рис. 9), практически в 2 см от стенки пролетной камеры. Для этих разрядов были проанализированы пространственно-временные характеристики азимутальных распределений магнитного поля $B_\phi(\varphi)$. Распределения $B_\phi(\varphi)$ восстанавливались по сигналам 8 магнитных зондов (см., напр., рис. 8, верхняя панель), установленных в различных азимутальных позициях. Результаты такого восстановления $B_\phi(\varphi)$ на различные моменты времени $t = t_i$, отсчитанные от момента особенности производной полного тока dI/dt , представлены на нижней панели рис. 8 в полярных координатах (слева) и в виде функциональной зависимости $B_\phi = f(\varphi)$ в декартовых координатах (справа).

Сигналы магнитных зондов, представленные на рис. 8 (вверху), имеют характер, аналогичный сигналам, представленным ранее на рис. 6. Например, вначале зонды № 4 (120°), № 5 (180°) и № 6 (210°) регистрируют магнитное поле обратного направления относительно направления B_ϕ -поля центрального тока, что может быть обусловлено азимутально-неоднородным растеканием токов на фронтальной части плазменного потока.

К моменту времени $t = 5$ мкс сигналы всех зондов имеют одинаковый знак, что означает, что в этот момент времени через область расположения зондов проходит основная часть плазменного потока с продольным током. При этом все зонды находятся в области между прямым и обратным токами. Тем не менее, если бы азимутальное рас-

пределение B_ϕ -поля было однородным, т.е. $B_\phi(\varphi) = \text{const}$, то все точки на рис. 8 (нижняя панель, слева) лежали бы строго на окружности, показанной на этом же рисунке. Однако три точки на 120°, 180° и 210° лежат вне этой окружности. При этом зонды в этих азимутальных позициях регистрируют повышенный уровень магнитного поля около 0.80–0.85 кГс, в то время как остальные зонды — около 0.5–0.6 кГс. То есть в данном случае область плазменного потока с захваченным B_ϕ -полем смещена в направлении сектора 120°–210° пролетной камеры, как указано стрелкой. При прохождении хвостовой части плазменного выброса ($t > 6$ мкс) большинством зондов регистрируется направление B_ϕ -поля, противоположное направлению магнитного поля центрального тока. Скорее всего такое поведение сигналов также свидетельствует об азимутальной неоднородности замыкания токов в хвостовой части плазменного потока.

Если ось выброса смещена на расстояние a от центра камеры, причем тороидальное магнитное поле (относительно оси выброса) спадает как A/r , а зонды, которые расположены на расстоянии R_p от центра камеры, измеряют свое тороидальное магнитное поле, то оно будет равно

$$B_\phi(\varphi) = \frac{A(R_p - a \cos \varphi)}{R_p^2 + a^2 - 2R_p a \cos \varphi}. \quad (1)$$

В случае, когда зонды располагались дальше от оси пролетной камеры, на радиусе $R_p = 8$ см, уровень зарегистрированного магнитными зондами B_ϕ -поля (см. рис. 9, верхняя панель) был ниже (не более 0.4 кГс) по сравнению со случаем, когда зонды размещались на радиусе $R_p = 4$ см (см. рис. 8, верхняя панель), что вполне соответствует функциональной зависимости $B_\phi \propto 1/r$. Это свидетельствует о том, что в представленных на рис. 8 и 9 случаях при прохождении основной части плазменного потока зонды находились в области магнитного поля центрального тока.

Представленные на нижней панели рис. 9 азимутальные распределения B_ϕ указывают на некоторые особенности структуры осевого плазменного выброса. Так, в моменты времени t_1 и t_2 не наблюдается однородного по азимуту распределения магнитного поля. Такой разброс в уровне магнитного поля, регистрируемого зондами, связан с неоднородной структурой переднего фронта плазменного потока, подверженного МГД неустойчивостям, как подтверждают кадровые оптические фотографии (см., напр., рис. 7, слева).

По мере продвижения плазменного потока азимутальное распределение выравнивается, од-

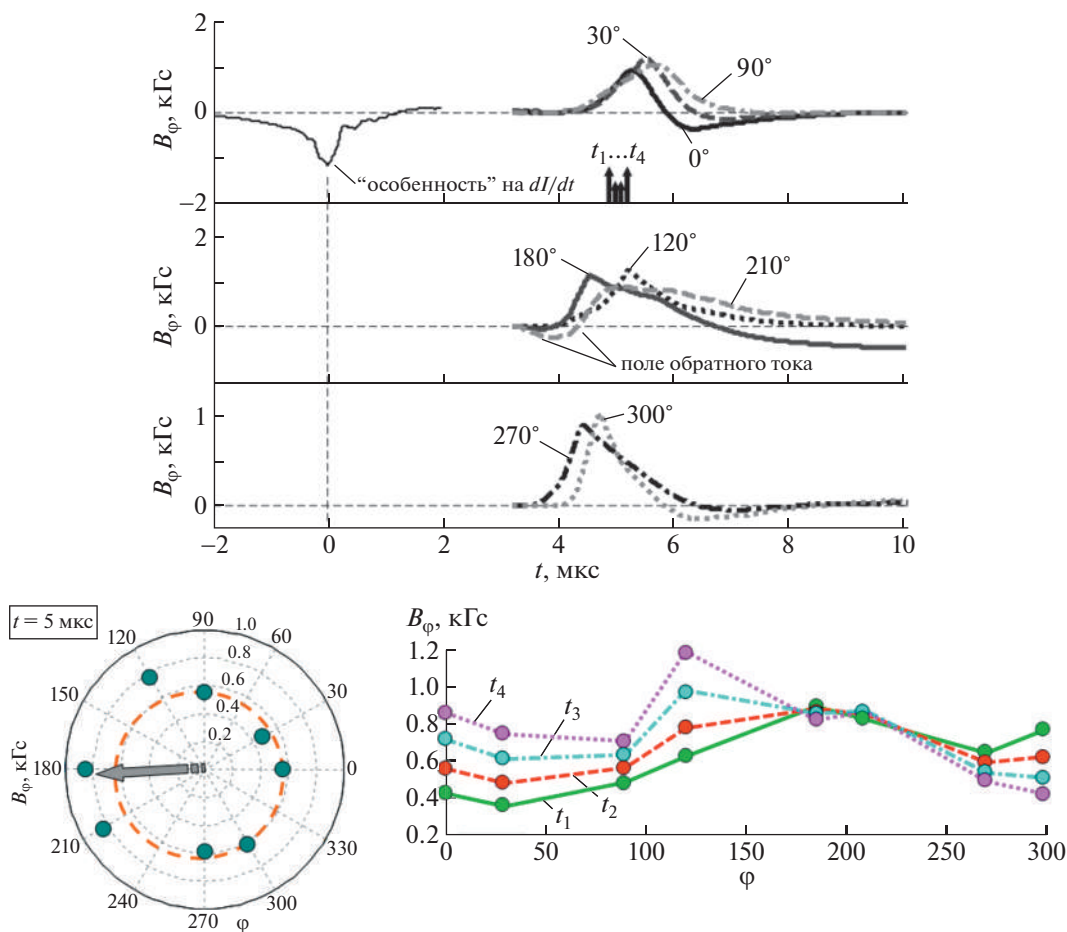


Рис. 8. Результаты измерений B_ϕ -поля в плазменном потоке на высоте $z_{\text{add}} = 30$ см от поверхности анода. Верхняя панель: dI/dt — производная полного тока; $B_\phi(\phi)$ — индукция тороидального магнитного поля, измеренная магнитными зондами на радиусе $R_p = 4$ см и азимутальных углах $\phi \in [0^\circ, 30^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 180^\circ, 210^\circ, 270^\circ, 300^\circ]$. Нижняя панель: азимутальное распределение магнитного поля в полярных координатах (B_ϕ, ϕ) через 5 мкс от пика производной (слева); азимутальные распределения $B_\phi(\phi)$ в различные моменты времени $t \in [4.9; 5.0; 5.1; 5.2]$ мкс относительно момента особенности на dI/dt (справа).

нако на распределении $B_\phi(\phi)$, построенном на момент времени t_3 , видно, что ось плазменного потока смещена в сторону сектора 270° – 0° , как показано стрелкой. В последующие моменты времени ($t_3 - t_5$) смещение оси плазменного потока переходит в сектор 90° – 120° . На стадии прохождения “хвоста” плазменного потока ($t > t_6$) его ось почти совпадает с осью пролетной камеры. Смещение плазменного выброса относительно оси пролетной камеры также наблюдалось и на оптических кадровых изображениях (рис. 10), снятых с торца пролетной камеры.

Проведенный выше анализ полученных распределений $B_\phi(\phi)$ подтвердил экспериментальный факт о структурированности потока, который может состоять из нескольких областей

(сгустков) с магнитным полем и собственным током, что приводит к сложной магнитной конфигурации. Более того, динамика изменения распределения магнитного поля в полярных координатах (B_ϕ, ϕ) может свидетельствовать о наличии вращательного (азимутального) движения отдельных областей (сгустков), о чем подробнее пойдет речь далее.

3.2. Вращение плазмы в осевом плазменном выбросе

Как уже отмечалось, вращение осевого выброса играет важную роль в рассматриваемых физических моделях астрофизических джетов. Однако наблюдение вращения плазменного выброса, как в реальном астрофизическом объекте, так и в ла-

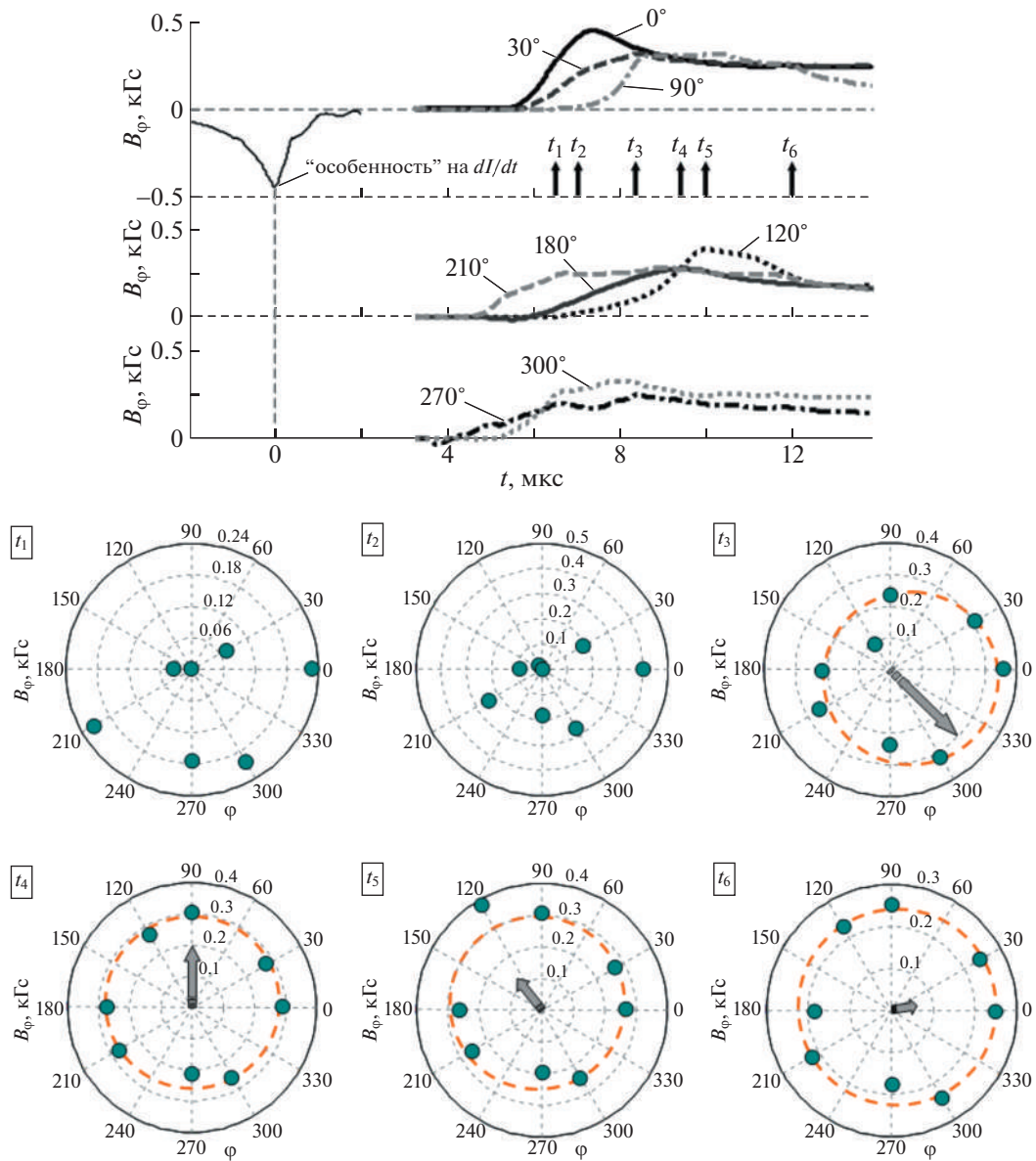


Рис. 9. Результаты измерений B_ϕ -поля в плазменном потоке на высоте $z_{\text{add}} = 30$ см от поверхности анода. Верхняя панель: dI/dt — производная полного тока; $B_\phi(\phi)$ — индукция тороидального магнитного поля, измеренная магнитными зондами на радиусе $R_p = 8$ см и азимутальных углах $\phi \in [0^\circ, 30^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 180^\circ, 210^\circ, 270^\circ, 300^\circ]$. Нижняя панель: распределение B_ϕ в полярных координатах (B_ϕ, ϕ) в различные моменты времени $t \in [6.4; 7.0; 8.3; 9.4; 10.0; 12.0]$ мкс относительно момента особенности на dI/dt .

бораторной плазме, представляет собой достаточно сложную задачу. В частности, оценки показали, что при ожидаемой скорости азимутального вращения порядка 10^6 см/с (см. раздел 3) доплеровское смещение, при параметрах эксперимента на установке ПФ-3, будет слишком малым на фоне штатковского уширения линий для обнаружения и, тем более, измерения скорости вращения. Поэтому нами был сделан упор на оптические ме-

тоды исследования динамики потока, а именно на регистрацию потока с помощью скоростных оптических камер, описанных выше. При этом важным фактором, способствующим обнаружению вращения, может быть наличие ярко выраженных структур: очевидно, что вращение однородного объекта зафиксировать оптическими методами будет достаточно сложно. В частности, на рис. 10 видно несовпадение центра потока с осью камер. Однако по двум кадрам мы не можем

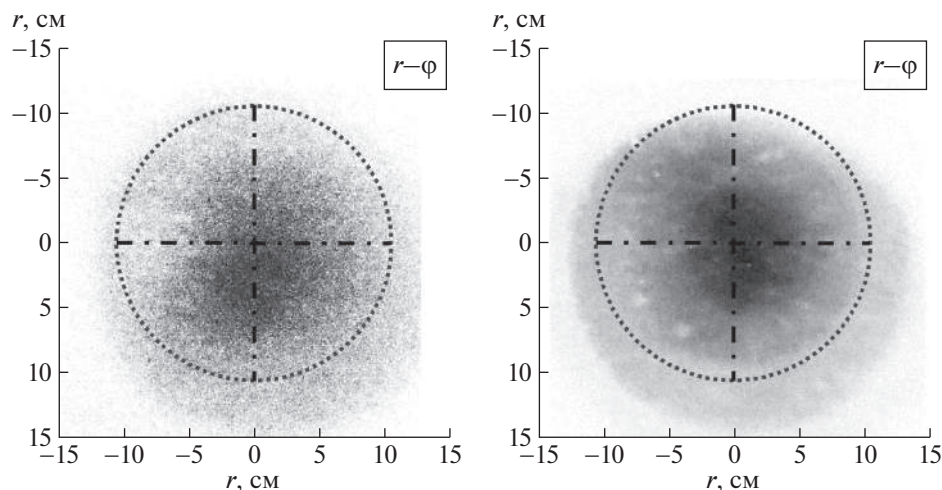


Рис. 10. Асимметрия распространения плазменного потока относительно оси пролетной камеры по данным ЭОП-регистрации в $(r-\varphi)$ -плоскости при прохождении плазмой различных позиций по z : слева — $z_{\text{add}} = 30$ см, $t = 3$ мкс после пика производной; справа — $z_{\text{add}} = 50$ см, $t = 7.1$ мкс после пика производной.

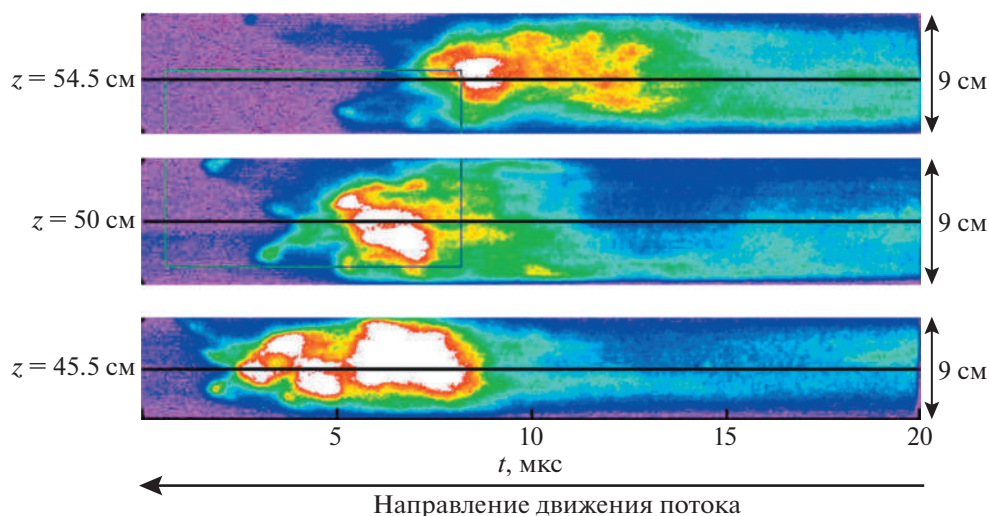


Рис. 11. Временные развертки плазменного потока при разряде в неоне на расстояниях 45.5, 50.0 и 54.5 см от анода. Длительность развертки 20 мкс. Движение потока справа налево.

сказать, связано ли оно с вращением объекта или просто с его смещением относительно оси.

Как было показано ранее [21, 28], при разряде в неоне плазменный поток сильно структурирован, что может быть связано как с генерацией нескольких отдельных сгустков, так и развитием неустойчивостей во время движения потока в окружающей среде. Эта структурированность хорошо видна на щелевой развертке, приведенной на рис. 11. Видно, что на расстоянии $Z \sim 50$ см суммарная длительность потока составляет ~ 7 мкс,

что при характерной скорости потока на данном расстоянии $(2-3) \times 10^6$ см/с [29] соответствует его полной длине $\sim 15-20$ см.

Мы сознательно привели пример длинной развертки на большом удалении от анода для того, чтобы показать, что, с одной стороны, плазменный поток достаточно компактен как в поперечном, так и в продольном направлении (на более близких расстояниях поток имеет общую протяженность 5–10 см), а с другой стороны, он структурирован. Прежде всего обращает на себя

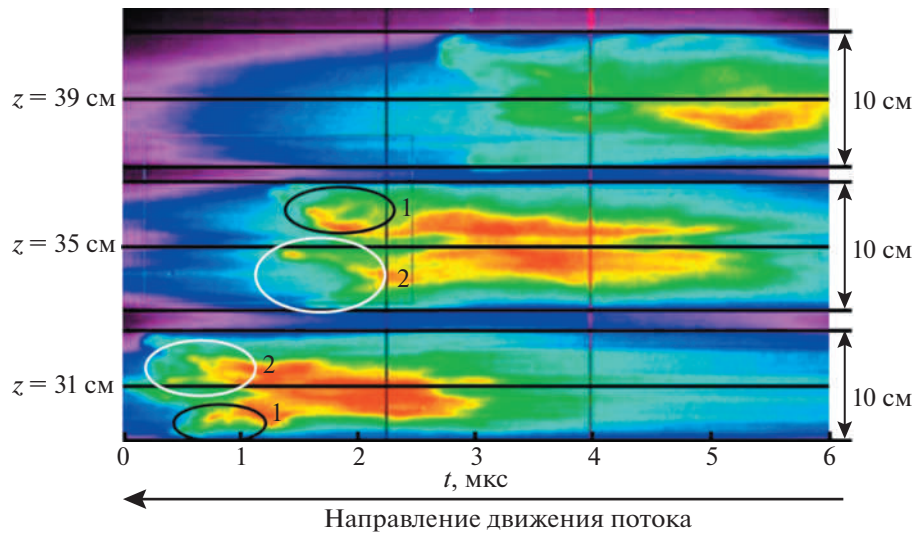


Рис. 12. Временные развертки плазменного потока при разряде в неоне на расстояниях 31, 35 и 39 см от анода. Длительность развертки 6 мкс. Движение потока справа налево.

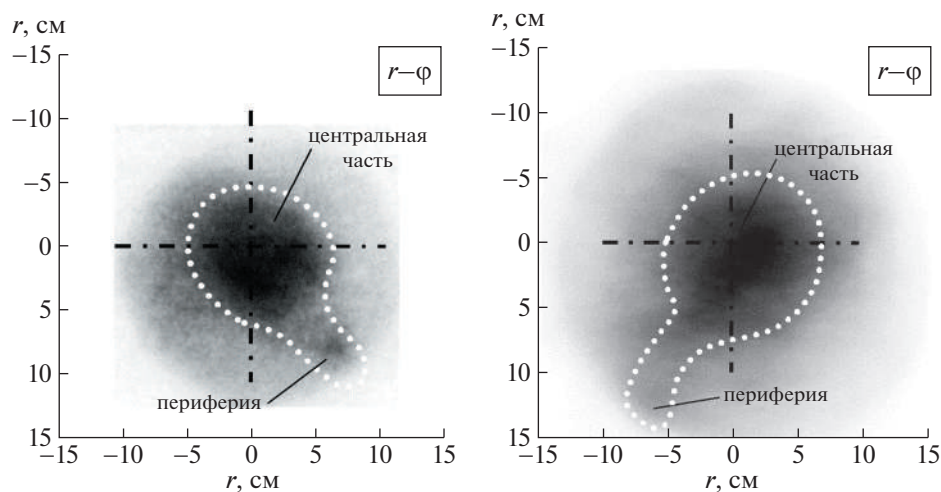


Рис. 13. Вращение плазмы в осевом плазменном выбросе по данным ЭОП-регистрации в $(r-\varphi)$ -плоскости при прохождении плазмой различных позиций по z : слева — $z_{\text{add}} = 30$ см через $t = 4.4$ мкс после пика производной разрядного тока; справа — $z = 50$ см через $t = 7.5$ мкс.

внимание тот факт, что структура потока меняется даже при пролете всего 4.5 см от одной плоскости наблюдения к другой. Причиной изменения структуры может быть множество факторов, например гидродинамические неустойчивости фронта потока, движение отдельных сгустков с различными скоростями, и, в том числе, вращение потока как целого.

В частности, на рис. 12 на нижней и средней развертках можно отчетливо выделить две фракции потока, которые при пролете 4 см вдоль оси

фактически меняются местами, что соответствует повороту приблизительно на 180° за время ~ 1 мкс и, соответственно, угловой скорости $\sim 3 \times 10^6$ рад/с. Более точную оценку при двумерной регистрации в $(r-z)$ -плоскости сделать невозможно.

К сожалению, яркость свечения объекта на дальнейшей щели оказалась недостаточной для подтверждения данного предположения. Поэтому нами были проведены эксперименты по фотографированию плазменного потока с торца пролетной камеры по схеме, описанной в разделе 2.3

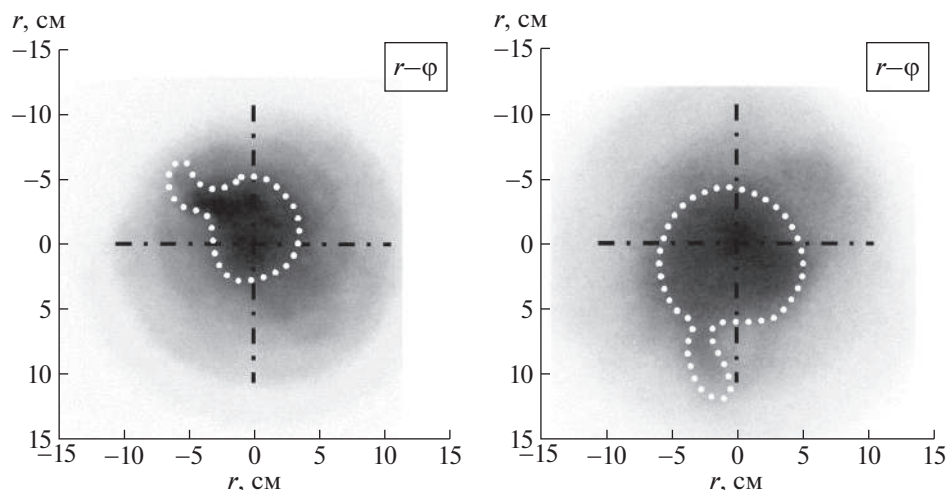


Рис. 14. Вращение плазмы в осевом плазменном выбросе по данным ЭОП-регистрации в $(r-\varphi)$ -плоскости при прохождении плазмой различных позиций по z : слева — $z_{\text{add}} = 30$ см на момент времени $t = 6.4$ мкс; справа — $z = 50$ см для $t = 7.9$ мкс.

(рис. 4). На рис. 13 и 14 представлены результаты кадровой регистрации оптических изображений плазмы в $(r-\varphi)$ -плоскости во время движения осевого плазменного выброса на пролетной базе от $z = 30$ см до 50 см. Задержки между кадрами подбирались таким образом, чтобы плазма во время съемки находилась в указанных позициях по z .

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

Например, зарегистрированный на оптических кадровых изображениях (рис. 13) поворот на азимутальный угол $\Delta\varphi_{\text{opt}}$ за промежуток времени между кадрами $\Delta t = 3.1$ мкс соответствует угловой скорости $\omega_{\text{opt}} \approx 1.6 \times 10^6$ рад/с, если поворот осуществлялся против часовой стрелки на угол $\Delta\varphi_{\text{opt}} \approx 280^\circ$, и $\omega_{\text{opt}} \approx 4.5 \times 10^5$ рад/с, если поворот происходил по часовой стрелке на угол $\Delta\varphi_{\text{opt}} \approx 80^\circ$. В другом случае, представленном на рис. 14, поворот за время $t = 1.5$ мкс на угол

$\Delta\varphi_{\text{opt}} \approx 105^\circ$ против часовой стрелки соответствует угловой скорости $\omega_{\text{opt}} \approx 1.2 \times 10^6$ рад/с, а поворот по часовой стрелке на угол $\Delta\varphi_{\text{opt}} \approx 255^\circ$ соответствует $\omega_{\text{opt}} \approx 3.0 \times 10^6$ рад/с.

По совокупности экспериментов была получена оценка скорости вращения отдельных частей плазменного объекта. Угловая скорость составила $\omega_{\text{opt}} \sim (0.5-3) \times 10^6$ рад/с, что хорошо соответствует приведенным выше оценкам по данным щелевых разверток. При этом в общем потоке плазмы могут присутствовать несколько образований, вращающихся с различными скоростями. Линейная скорость вращения отдельных структур зависит от расстояния от центра вращения и составляет $v_\varphi \sim (1-6) \times 10^6$ см/с.

Интересным с точки зрения обнаружения вращательного движения вещества в плазменном потоке является случай, представленный на оптических кадрах рис. 15. Съемка оптических кадровых изображений с двух направлений (сверху и сбоку) велась в одно и то же время при прохождении плазменным потоком центрального сечения дополнительной секции пролетной камеры ($z_{\text{add}} = 30$ см). На виде сверху (рис. 15, слева) наблюдается полая кольцевая структура центральной части плазменного потока. На виде сбоку (рис. 15, справа) виден передний фронт плазменного потока, который напоминает форму дуги или, вернее, часть спирали (половины ее витка). На основании приведенных оптических изображений, зарегистрированных с двух взаимно перпендикулярных направлений, можно предположить, что часть плазменного потока имеет

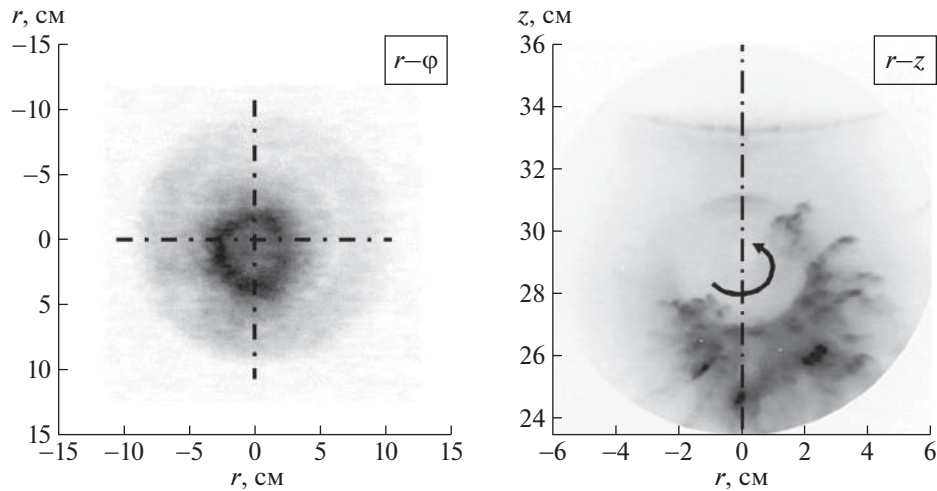


Рис. 15. Винтовая структура плазменного потока по данным ЭОП-регистрации при прохождении плазмой позиции $z_{\text{add}} = 30$ см через $t = 3.3$ мкс после момента особенности на dI/dt : слева – в $(r-\varphi)$ -плоскости; справа – в $(r-z)$ -плоскости.

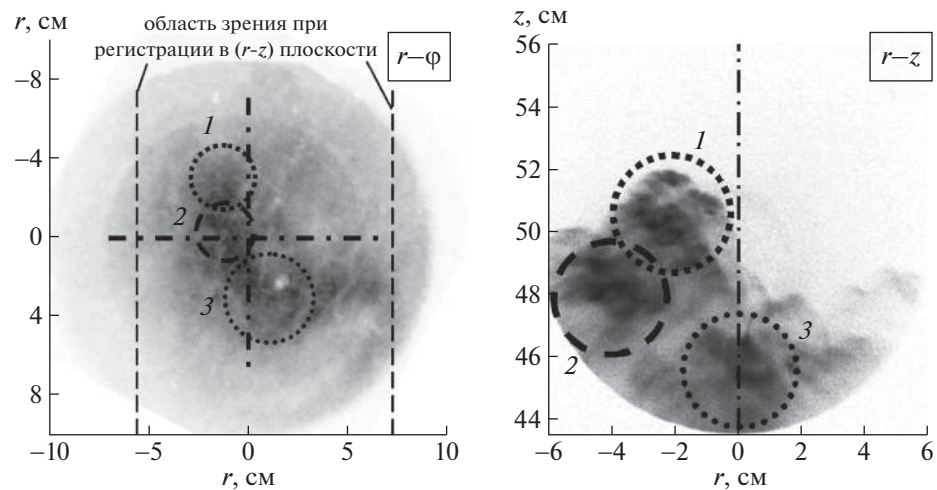


Рис. 16. Структура переднего фронта плазменного потока по данным ЭОП-регистрации при прохождении плазмой позиции $z = 50$ см через $t = 8.4$ мкс после момента особенности на dI/dt : слева – в $(r-\varphi)$ -плоскости; справа – в $(r-z)$ -плоскости.

спиральную структуру, которая также может являться следствием вращательного движения плазменного потока или его отдельных частей.

Также кадровая регистрация в $(r-\varphi)$ -плоскости показала, что на некоторых оптических изображениях (см. рис. 16, слева) имеются структуры в виде отдельных областей интенсивного излучения, которые можно соотнести с такими же областями повышенного свечения плазмы на переднем фронте осевого плазменного выброса, наблюдаемыми при регистрации в направлении

перпендикулярно движению плазмы в $(r-z)$ -плоскости (рис. 16, справа). Вполне возможно, что в данных областях (1, 2 и 3) присутствуют повышенные плотности плазмы и тока, и за счет этого происходит интенсивное энерговыделение в виде излучения.

Как следует из представленных на рис. 13 и 14 примеров оптических изображений, в зависимости от того, как происходило вращение плазмы в осевом плазменном выбросе (по часовой или против часовой стрелки), оценка угловой скоро-

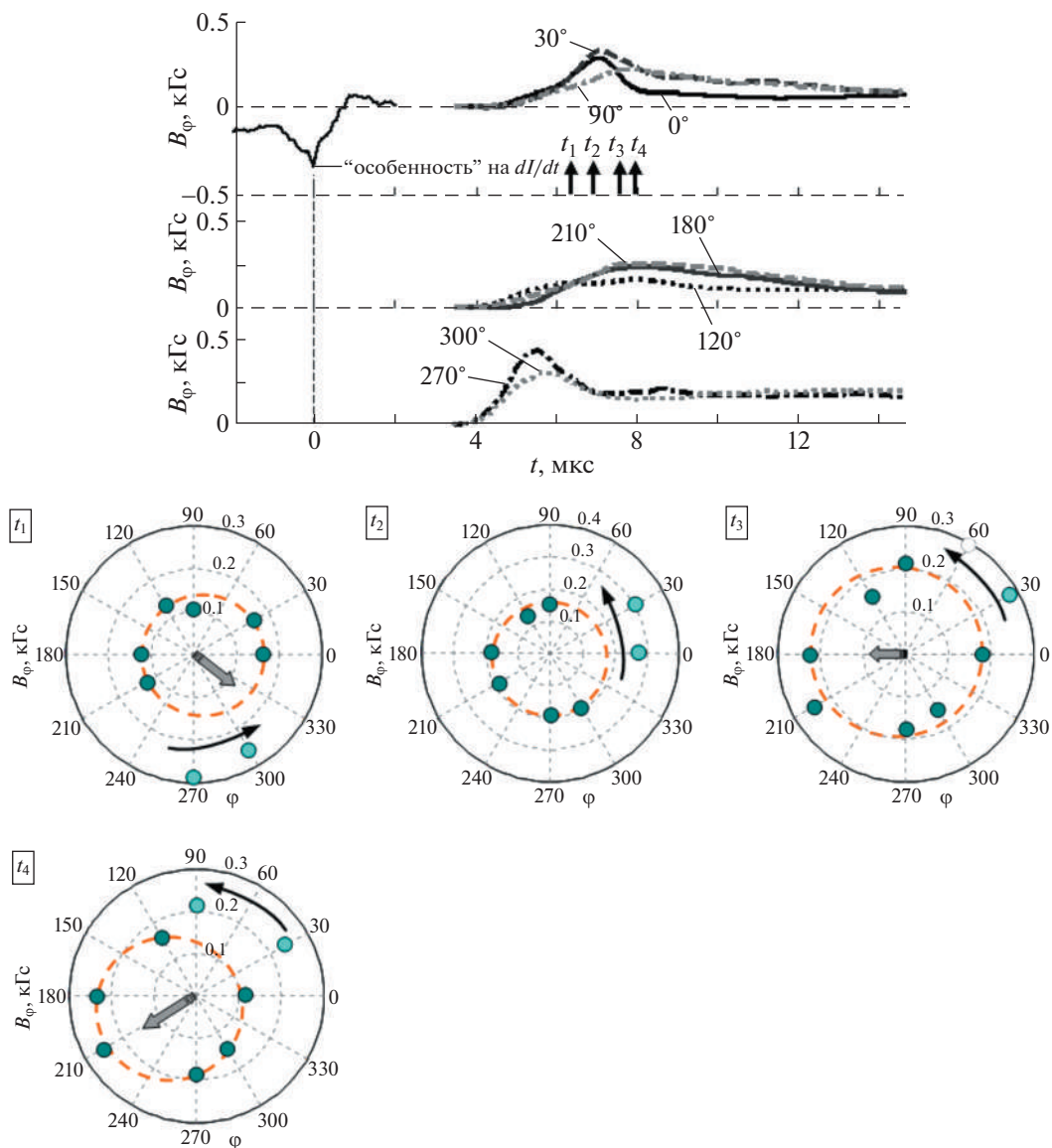


Рис. 17. Результаты измерений B_ϕ -поля в плазменном потоке на высоте $z_{\text{add}} = 30$ см от поверхности анода установки. Верхняя панель: dI/dt — производная полного тока; $B_\phi(\phi)$ — индукция азимутального магнитного поля, измеренная магнитными зондами на радиусе $R_p = 8$ см и азимутальных углах $\phi \in [0^\circ, 30^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 180^\circ, 210^\circ, 270^\circ, 300^\circ]$. Нижняя панель: распределение поля в полярных координатах (B_ϕ, ϕ) в различные моменты времени $t \in [6.3; 6.9; 7.6; 7.9]$ мкс относительно момента особенности на dI/dt .

сти ω_{opt} , определенная по данным ЭОП-регистрации, может отличаться в несколько раз. В дальнейшем, для повышения точности определения величины ω_{opt} предполагается увеличить количество каналов ЭОП-регистрации.

В этой серии экспериментов для уточнения величины угловой скорости вращения плазмы в потоке был проведен анализ полученных распределений магнитного поля в $(r-\phi)$ -плоскости. На рис. 17 и 18 приведены данные измерения магнит-

ного поля и восстановленных из этих данных азимутальных распределений $B_\phi(\phi)$ на различные моменты времени пролета плазмы в дополнительной секции пролетной камеры ($z_{\text{add}} = 30$ см).

В представленных на указанных рисунках данных магнитных измерений наблюдается асимметрия сигналов с расположенных по азимуту 8 магнитных зондов, что, по-видимому, обусловлено наличием нескольких автономных сгустков с собственным захваченным магнитным полем.

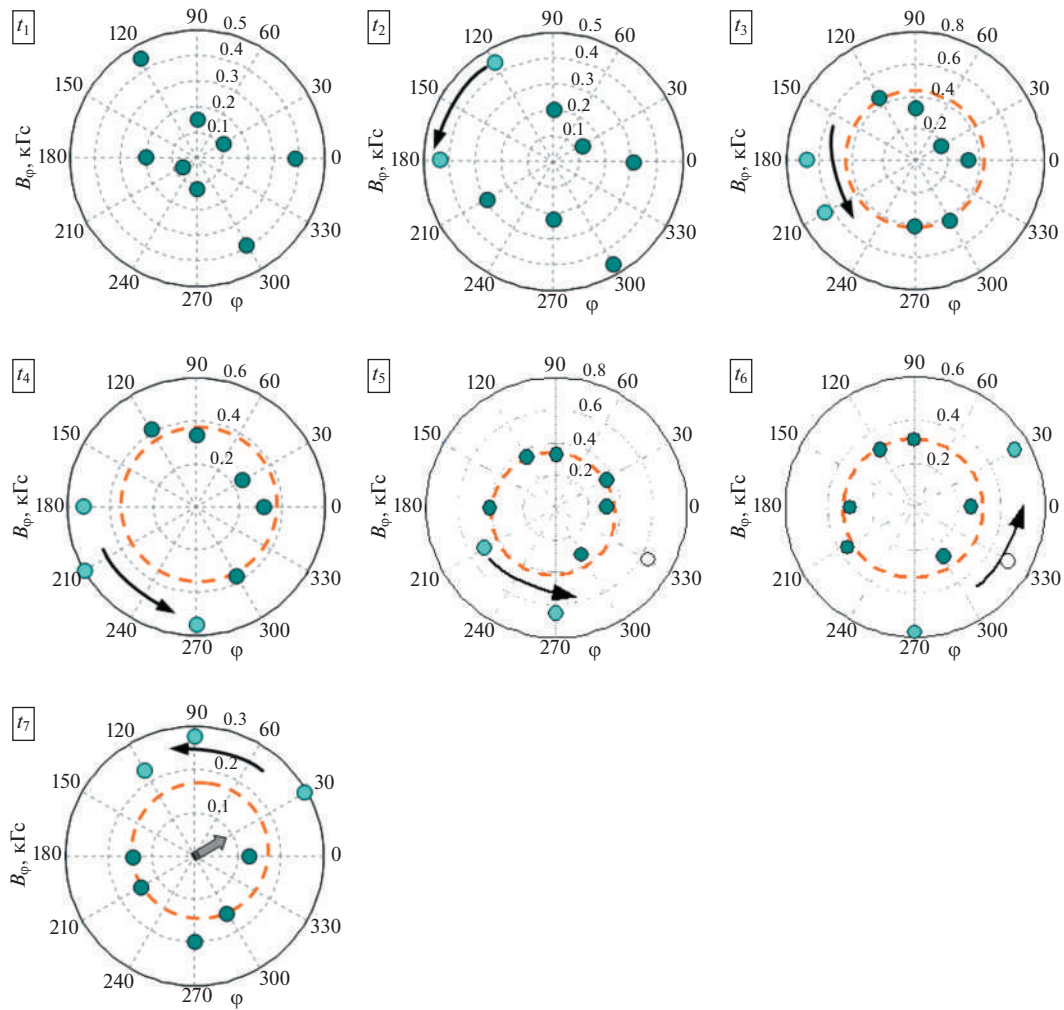


Рис. 18. Результаты измерений B_ϕ -поля в полярных координатах (B_ϕ, ϕ) в плазменном потоке на высоте $z_{\text{add}} = 30$ см от поверхности анода установки магнитными зондами, расположенными на радиусе $R_p = 6$ см и азимутальных углах $\phi \in [0^\circ, 30^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 180^\circ, 210^\circ, 270^\circ, 300^\circ]$, представленные в различные моменты времени $t \in [5.9; 6.3; 7.0; 7.2; 7.4; 7.7; 8.9]$ мкс относительно момента особенности на dI/dt .

В частности, в каждом разряде можно выделить группу зондов (обозначены темными кружками), показания которых соответствуют предполагаемому распределению магнитного поля (обозначено штриховой окружностью), создаваемого центральным (осевым) током.

Анализ азимутальных распределений $B_\phi(\phi)$ показывает, что положение областей с повышенным уровнем B_ϕ -поля (обозначены светлыми кружками) меняется как во времени, так и в пространстве (см. рис. 17 (t_3) и рис. 18 ($t_2 - t_7$)). По-видимому, в некоторые моменты времени (см., напр., момент t_3 на рис. 17, моменты t_5 и t_6 на рис. 18) положение областей с повышенным уровнем B_ϕ -поля попадало в те позиции по азимутальному углу ϕ , где не были установлены маг-

нитные зонды. Для лучшего восприятия вращательной динамики данных областей плазмы они были обозначены пустыми кружками. Пространственно-временная характеристика изменения распределения $B_\phi(\phi)$ свидетельствует о сложном движении плазмы в осевом плазменном выбросе. Одновременно могут проследиваться два типа движения: азимутальное вращение отдельных частей плазменного потока и смещение оси центрального тока относительно оси пролетной камеры установки. Последнее подробно обсуждалось в разделе 3.1 настоящей статьи.

Так, в моменты $t_1 - t_4$ наблюдается вращательное движение областей с повышенным уровнем магнитного поля против часовой стрелки, как показано на рис. 17 ($t_1 - t_4$). При этом ось централь-

Таблица 1. Оценка угловой скорости вращения плазмы ω_{mag} с магнитным полем

№ рис.	$\Delta t = t_i - t_j$, мкс	$\Delta\varphi = \varphi_i - \varphi_j$, град (рад)	$\omega_{\text{mag}} = \Delta\varphi/\Delta t$, рад/с
17	$t_2 - t_1 = 6.9 - 6.3 = 0.6$	$\varphi_2 - \varphi_1 = 375 - 285 = 90^\circ (\pi/2)$	2.6×10^6
	$t_3 - t_2 = 7.6 - 6.9 = 0.7$	$\varphi_3 - \varphi_2 = 45 - 15 = 30^\circ (\pi/6)$	0.8×10^6
	$t_4 - t_3 = 7.9 - 7.6 = 0.3$	$\varphi_4 - \varphi_3 = 60 - 45 = 15^\circ (\pi/12)$	0.9×10^6
18			$\bar{\omega}_{\text{mag}} \sim 1.4 \times 10^6$
	$t_3 - t_2 = 7.0 - 6.3 = 0.7$	$\varphi_3 - \varphi_2 = 195 - 150 = 45^\circ (\pi/4)$	1.1×10^6
	$t_4 - t_3 = 7.2 - 7.0 = 0.2$	$\varphi_4 - \varphi_3 = 220 - 195 = 25^\circ (\sim 0.44)$	2.2×10^6
	$t_5 - t_4 = 7.4 - 7.2 = 0.2$	$\varphi_5 - \varphi_4 = 270 - 220 = 50^\circ (\sim 0.87)$	4.4×10^6
	$t_6 - t_5 = 7.7 - 7.4 = 0.3$	$\varphi_6 - \varphi_5 = 330 - 270 = 60^\circ (\pi/3)$	3.5×10^6
	$t_7 - t_6 = 8.9 - 7.7 = 1.2$	$\varphi_7 - \varphi_6 = 440 - 330 = 110^\circ (\sim 1.92)$	1.6×10^6
			$\bar{\omega}_{\text{mag}} \sim 2.6 \times 10^6$

ного тока в моменты времени t_3 и t_4 смещается в сторону сектора (180° – 240°). Аналогичная картина, демонстрирующая азимутальное вращение областей плазмы в потоке с повышенным уровнем магнитного поля, представлена на рис. 18. На моменты t_1 и t_2 наблюдается неоднородное распределение $B_\varphi(\varphi)$ из-за того, что передний фронт плазменного потока не плоский, как подробно обсуждалось выше в п. 3.1 данной статьи. В период $t_2 - t_7$ наблюдаются последовательные стадии распространения (далее, вращения) области с повышенным уровнем B_φ -поля против часовой стрелки. Вполне возможно, что такое вращение можно связать со спиральной структурой области плазменного потока, где протекает центральный ток. В представленном примере на момент времени $t_5 = 7.4$ мкс две точки на 210° и 270° лежат вне окружности, в результате чего зонды в этих позициях регистрируют магнитное поле около 0.6 кГс, в то время как остальные зонды — около 0.4 кГс. То есть в данном случае область плазменного потока с захваченным B_φ -полем смещена в сторону сектора 210° – 270° пролетной камеры.

В табл. 1 представлены результаты оценки угловой скорости вращения ω_{mag} областей плазмы с повышенным уровнем B_φ -поля, полученные из азимутальных распределений магнитного поля $B_\varphi(\varphi)$ рис. 17 и 18. В среднем оценка угловой скорости ω_{mag} этого вращения дает значение $\omega_{\text{mag}} \sim (1.4\text{--}2.6) \times 10^6$ рад/с, что хорошо соответствует результатам, полученным с помощью кадровых ЭОП-регистраторов $\omega_{\text{opt}} \sim (0.5\text{--}3.0) \times 10^6$ рад/с. Таким образом, еще одной диагностикой удалось

показать наличие вращательного момента у плазменного потока. Более того, совокупность полученных результатов позволяет предположить, что вращение происходит, скорее всего, против часовой стрелки.

4. СООТВЕТСТВИЕ АСТРОФИЗИЧЕСКИМ ИСТОЧНИКАМ

Как уже отмечалось, согласно современным представлениям все астрофизические струйные выбросы должны обладать двумя основными свойствами [7]. Во-первых, это наличие электрического тока вдоль оси выброса, а во-вторых, существование вращения, связанного с вращением “центральной машины”. Поэтому обнаружение вращения плазменного выброса в лабораторном эксперименте окончательно подтвердило возможность моделирования струйных выбросов из молодых звезд на установках ПФ.

Действительно, в лабораторном эксперименте оказались воспроизведены все основные морфологические свойства, предсказываемые МГД-теорией астрофизических струйных выбросов. Более того, оказалось, что основные характеристики выбросов не только качественно, но и количественно соответствуют предсказаниям теории. Прежде всего это наличие узкого кора (сердцевины), содержащего практически весь истекающий электрический ток I . Это свойство следует из известного свойства нерелятивистских течений, впервые теоретически предсказанного в работе [30] и затем подтвержденного в численном моделировании [31]. При этом продольный электрический ток должен быть локализован как раз в области $r < r_{\text{core}}$, где тороидальное магнитное по-

ле B_ϕ линейно растет с расстоянием r от оси джета. С другой стороны, на расстояниях $r > r_{\text{core}}$ тороидальное магнитное поле B_ϕ должно уменьшаться по стандартному закону $B_\phi \propto r^{-1}$, что и наблюдается в лабораторном эксперименте.

Что же касается угловой скорости вращения, то она, как уже отмечалось, могла быть грубо оценена уже из первых экспериментов на установке ПФ-3. Дело в том, что предсказываемый теорией цилиндрических нерелятивистских струйных выбросов радиус центрального кора может быть записан в виде

$$r_{\text{core}} = \frac{v_z}{\Omega_F}, \quad (2)$$

где Ω_F в данном случае есть угловая скорость вращения “центральной машины”. Отметим, что для характерных параметров молодых звезд $r_{\text{core}} \sim 0.3$ а.е., т.е. этот масштаб находится за пределами разрешения современных приемников. Однако в лабораторном эксперименте эту величину естественно связать с центральным кором ($r_{\text{core}} \sim 1$ см), что для $v_z \sim (10^6 - 10^7)$ см/с дает $\Omega_F \sim (10^6 - 10^7)$ с $^{-1}$.

Эта грубая оценка может быть получена и из других соображений. Дело в том, что в сильно замагниченной плазме вращение “центральной машины” должно неизбежно приводить к появлению радиального (по направлению к оси вращения) электрического поля E_r , величина которого определяется как

$$E_r = \frac{\Omega_F r}{c} B_z, \quad (3)$$

где B_z есть продольное (полоидальное) магнитное поле. С другой стороны, благодаря условию вмонженности $\mathbf{E} + (\mathbf{v}/c) \times \mathbf{B} = 0$ мы можем оценить радиальное поле как $E_r \sim v_z B_\phi / c$. В результате имеем

$$\Omega_F \sim \frac{v_z}{B_z} \frac{dB_\phi}{dr}. \quad (4)$$

Как мы видим, основная неопределенность здесь связана с величиной продольного магнитного поля B_z . В дальнейшем для удобства мы будем использовать величину

$$B_M = \frac{dB_\phi}{dr} r_{\text{core}}, \quad (5)$$

соответствующую амплитуде тороидального магнитного поля на масштабе $r = r_{\text{core}}$, а также отно-

шение $\alpha = B_z / B_M$. В результате оценка для Ω_F может быть записана как

$$\Omega_F \sim \alpha^{-1} \frac{v_z}{r_{\text{core}}}, \quad (6)$$

что лишь параметром α^{-1} отличается от оценки, получаемого из соотношения (2). Такое отличие естественно связать как с неопределенностью оценки $E_r \sim v_z B_\phi / c$, так и с тем, что оба эти соотношения были получены для цилиндрических конфигураций. С другой стороны, ранее выполненные измерения B_z -поля на установках ПФ-3 [28] и КПФ-4 (Сухумский физико-технический институт) [24] показали, что величина α может находиться в пределах 0.1–1, что приводит к близости оценок (1) и (6). Отметим, что эти оценки также показывают, что на расстоянии $r \sim r_{\text{core}}$ тороидальная скорость по порядку величины сравнивается с полоидальной, что согласуется и с результатами, полученными в эксперименте LabJet [19].

Более того, совпадения на этом не заканчиваются. Оказывается, что в рамках МГД-приближения в сверхзвуковой области течение не может быть сильно замагниченным, т.е. поток энергии плазмы должен быть порядка потока электромагнитного поля, даже если течение у основания струйного выброса было сильно замагниченным. В результате поток электромагнитной энергии (вектора Пойнтинга) $W_{\text{em}} = (c/4\pi) \int E_r B_\phi ds$, как это и предсказывается в рамках электромагнитной модели, должен быть одного порядка с кинетическим потоком частиц $W_{\text{part}} = \int \rho v_z^3 / 2 ds$. Естественно, в нашем случае условие $W_{\text{em}} \sim W_{\text{part}}$ соответствует условию равенства плотностей энергии электромагнитного поля и кинетической энергии частиц $B_\phi^2 / 8\pi \sim \rho v_z^2 / 2$, которое также выполняется с хорошей точностью. Подчеркнем, что точного совпадения здесь ожидать не приходится, поскольку соотношения (2)–(6) относятся к цилиндрическим течениям, которые сильно отличаются от структуры плазменного выброса на установке ПФ-3 [32].

5. ВЫВОДЫ

Проведенные на установке ПФ-3 эксперименты по исследованию азимутального распределения магнитного поля, захваченного плазменным потоком, позволили существенно расширить возможности лабораторного моделирования и получить новые данные по физике астрофизических джетов. Исходя из результатов экспериментов можно сделать следующие выводы.

- Измерение тороидального магнитного поля на одном радиусе и в нескольких точках по азимуту позволяет определить положение области протекания центрального тока осевого плазменного выброса и ее смещение относительно оси пролетной камеры установки. При этом некоторые магнитные зонды, расположенные на периферии плазменного потока, регистрируют магнитное поле обратного знака, которое соответствует направлению магнитного поля обратного тока, замыкающегося на периферии.

- По совокупности зондовых измерений следует, что периферия плазменного потока (его край) в экспериментах с рабочим газом Ne лежит в диапазоне радиусов 6–8 см.

- Неоднородность распределения магнитного поля в азимутальном направлении, а также зарегистрированный обратный знак магнитного поля соответствуют ситуации, когда обратный ток распределен на периферии потока неоднородно, в виде отдельных токовых каналов.

- Наблюдаются различная длительность и форма зарегистрированных сигналов с зондов, расположенных на одном радиусе, но в различных позициях в азимутальном направлении. Это может быть связано с несинхронным приходом плазмы с магнитным полем в область зондов вследствие сложной формы переднего фронта плазменного потока (т.н. “конус Маха”), состоящего из нескольких сгустков, видимых на оптических изображениях потока.

- При прохождении переднего фронта плазменного потока, также как и при прохождении его хвостовой части положения магнитных зондов регистрируется направление B_ϕ -компонента магнитного поля, противоположное направлению B_ϕ -поля центрального тока, текущего по оси плазменного потока. Это связано с азимутальной неоднородностью растекания токов в головной и хвостовой частях плазменного потока.

- Анализ полной базы зондовых измерений позволил определить пространственно-временную характеристику изменения распределения $B_\phi(\phi)$, которая в совокупности с данными оптических скоростных регистраторов свидетельствует о сложном движении плазмы в осевом плазменном выбросе. Одновременно могут проследиваться два типа движения: азимутальное вращение отдельных частей плазменного потока и смещение оси центрального тока относительно оси пролетной камеры установки.

- Сделана оценка угловой скорости вращения плазмы в осевом плазменном выбросе. В среднем оценка угловой скорости вращения ω_{mag} , полученная из магнитных измерений, дает значение $\omega_{\text{opt}} \sim (1.4\text{--}2.6) \times 10^6$ рад/с, что хорошо соответ-

ствует результатам, полученным с помощью кадровых ЭОП-регистраторов и оптических регистраторов с щелевой разверткой: $\omega_{\text{opt}} \sim (0.5\text{--}3.0) \times 10^6$ рад/с.

- Наконец, показано, что полученные результаты находятся в соответствии с МГД теорией струйных выбросов. Это окончательно подтвердило возможность моделирования струйных выбросов из молодых звезд на установках ПФ.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 18-29-21006.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. B. A. Remington, R. P. Drake, and D. D. Ryutov, *Rev. Modern Physics* **78**, 755 (2006).
2. B. Albertazzi, A. Ciardi, M. Nakatsutsumi, T. Vinci, et al., *Science* **346**, 325 (2014).
3. В. С. Беляев, Г. С. Бисноватый-Коган, А. И. Громов, Б. В. Загреев, А. В. Лобанов, А. П. Матафонов, С. Г. Мусеенко, О. Д. Торопина, *Астрон. журн.* **95**, 171 (2018).
4. S. V. Lebedev, A. Frank, and D. D. Ryutov, *Rev. Modern Physics* **91**, id. 025002 (2019).
5. P. M. Bellan, *J. Plasma Phys.* **84**, id. 755840501 (2018).
6. V. I. Krauz, V. S. Beskin, and E. P. Velikhov, *Intern. J. Modern Physics D* **27**, id. 1844009 (2018).
7. В. С. Бескин, *Успехи физ. наук* **180** (12), 1241 (2010).
8. В. Г. Сурдин *Рождение звезд* (М.: УРСС, 2001).
9. F. Mertens, A. P. Lobanov, R. C. Walker, and P. E. Hard-ee, *Astron. and Astrophys.* **595**, id. A54 (2015).
10. G. S. Bisnovatyi-Kogan, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **376**, 457 (2007).
11. Г. С. Бисноватый-Коган, Б. В. Комберг, А. М. Фридман, *Астрон. журн.* **46** (3), 465 (1969).
12. D. Mourenas, J. Vierne, F. Simonet, V. I. Krauz, S. A. Nikulin, V. V. Myalton, and M. A. Karakin, *Phys. Plasmas* **10**, 605 (2003).
13. В. И. Крауз, В. П. Виноградов, В. В. Мялтон, Ю. В. Виноградова, А. М. Харрасов, *ВАНТ, Сер. Термояд. синтез* **41**, 48 (2018).
14. С. Н. Полухин, А. Е. Гурей, В. Я. Никулин, Е. Н. Перегудова, П. В. Силин, *Физ. плазмы* **46**, 99 (2020).
15. V. I. Krauz, M. Paduch, K. Tomaszewski, K. N. Mitrofanov, A. M. Kharrasov, A. Szymaszek, and E. Zielinska, *Euro Physics Lett.* **129**, id. 15003 (2020).
16. К. Н. Митрофанов, В. И. Крауз, В. В. Мялтон, Е. П. Велихов, В. П. Виноградов, Ю. В. Виноградова, *ЖЭТФ* **146**, 1035 (2014).
17. К. Н. Митрофанов, С. С. Ананьев, Д. А. Войтенко, В. И. Крауз, Г. И. Астапенко, А. И. Марколия, В. В. Мялтон, *Астрон. журн.* **94** (2), 152 (2017).
18. D. J. Ampleford, S. V. Lebedev, A. Ciardi, S. N. Bland, et al., *Phys. Rev. Lett.* **100**, id. 035001 (2008).
19. E. S. Lavine and S. You, *Phys. Rev. Lett.* **123**, id. 145002 (2019).

20. Д. А. Войтенко, С. С. Ананьев, Г. И. Астапенко, А. Д. Басиля, и др., *Физ. плазмы* **43**, 967 (2017).
21. С. С. Ананьев, С. А. Данько, В. В. Мялтон, Ю. Г. Калинин, В. И. Крауз, В. П. Виноградов, Ю. В. Виноградова, *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез* **36**, 102 (2013).
22. В. И. Крауз, К. Н. Митрофанов, В. В. Мялтон, В. П. Виноградов, и др., *Физ. плазмы* **36**, 997 (2010).
23. С. С. Ананьев, В. И. Крауз, В. В. Мялтон, А. М. Харрасов, *ВАНТ, Сер. Термояд. синтез* **40**, 21 (2017).
24. В. И. Крауз, Д. А. Войтенко, К. Н. Митрофанов, В. В. Мялтон, Р. М. Ариба, Г. И. Астапенко, А. И. Марколия, А. П. Тимошенко, *ВАНТ, сер. Термояд. синтез* **38**, 19 (2015).
25. V. B. Lebedev and G. G. Feldman, *Proc. SPIE* **3516**, 23rd Intern. Congress on High-Speed Photography and Photonics, edited by V. P. Degtyareva, M. A. Monastyrski, M. Y. Schelev, A. V. Smirnov, p. 856 (1999).
26. В. П. Виноградов, В. И. Крауз, А. Н. Мокеев, В. В. Мялтон, А. М. Харрасов, *Физ. плазмы* **42**, 1033 (2016).
27. <http://www.bifocompany.com>
28. V. Krauz, V. Myalton, V. Vinogradov, E. Velikhov, et al., *Proc. 42nd EPS Conf. Plasma Physics* **39E**, 4.401 (2015).
29. И. В. Ильичев, В. И. Крауз, М. Г. Левашова, В. С. Луцица, В. В. Мялтон, А. М. Харрасов, Ю. В. Виноградова, *Физ. плазмы* **46**, 419 (2020).
30. J. Heyvaerts and J. Norman, *Astrophys. J.* **347**, 1055 (1989).
31. S. V. Bogovalov and K. Tsinganos, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **305**, 211 (1999).
32. В. С. Бескин, И. Ю. Калашников, *Письма в Астрон. журн.* **46** (7), 494 (2020).