

УДК 533.95

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛОИДАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОТОКА НА ПЛАЗМЕННОМ ФОКУСЕ ПФ-3 В РАМКАХ ПРОГРАММЫ ЛАБОРАТОРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ДЖЕТОВ

© 2024 г. С.К.Х. Аулу^{а,*}, В.И. Крауз^{а,в,**}, В.В. Мялтон^в, А.М. Харрасов^в^аМеждународный научный комитет по плотной замагниченной плазме, Варшава, Польша^вНИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия

*e-mail: skhhauluck@gmail.com

**e-mail: krauz_vi@nrcki.ru

Поступила в редакцию 05.10.2023г.

После доработки 02.11.2023г.

Принята к публикации 10.12.2023г.

Астрофизические джеты — это коллимированные потоки плазмы, наблюдаемые в различных астрофизических условиях, охватывающих семь порядков пространственного масштаба и двадцать порядков мощности, которые тем не менее имеют много общих черт. Это сходство в широком диапазоне масштабов указывает на единый физический механизм, лежащий в основе этого явления, что обуславливает значительный интерес к наблюдательным, теоретическим и численным исследованиям этого явления. Лабораторные астрофизические эксперименты по моделированию астрофизических джетов основаны на этом общем физическом механизме, ответственным за многомасштабное сходство плазменных потоков, остающееся действительным вплоть до лабораторных пространственных масштабов в миллиметры. Плазменные потоки, образовавшиеся после развала нецилиндрического z-пинча, сформированного в установке плазменного фокуса, недавно стали предметом экспериментальных исследований. Они обеспечивают важное дополнение к основным направлениям исследований по двум причинам. Во-первых, устраняется многогранная роль гравитации, излучения, ядерных реакций и связанной с ними астрофизики, сохраняя в качестве общей характеристики только быструю имплозию компактного плазменного объекта в магнитогидродинамической среде. Во-вторых, наблюдения могут быть проведены с использованием методов лабораторной диагностики плазмы. В этой статье мы сообщаем о предварительных результатах исследований полоидального магнитного потока, связанного со струями, существующего длительное время после развала пинча. Это важно в контексте неопределенности относительно происхождения полоидального магнитного поля, постулируемого в нескольких МГД-моделях астрофизических струйных явлений. Свидетельства, указывающие на наличие радиальной составляющей электрического поля, также предполагают существование вращения плазмы. Эти результаты позволяют рассчитывать, что дальнейшие эксперименты могут дать представление о процессах в астрофизических джетах, недоступных для исследований с помощью методов наблюдательной астрономии.

Ключевые слова: астрофизические джеты, лабораторное моделирование, плазменный фокус.

DOI: 10.31857/S0367292124030065, **EDN:** RGCGZS

1. ВВЕДЕНИЕ

Астрофизические джеты — это коллимированные потоки плазмы, наблюдаемые в различных астрофизических условиях, охватывающих 7 порядков пространственного масштаба [1] и 20 порядков мощности [2], которые тем не менее имеют много общих черт [1, 2]. Это сходство в широком диапазоне масштабов указывает на единый физический механизм, лежащий в основе этого явления, что обусловило значительный интерес к наблюдательным, теоретическим и численным исследованиям в этой области [3–8]. Наблюдение подобных джетов

в лазерных экспериментах [9, 10], Z-пинчах [11], коаксиальных плазменных пушках [12] и плазменном фокусе [13–15] приводит к предположению, что общее ядро физики, ответственное за сходство астрофизических джетов на протяжении 7 порядков астрофизических пространственных масштабов, может продолжать играть роль вплоть до лабораторных пространственных масштабов в миллиметры. Эта гипотеза имеет важные последствия для понимания феномена джетов, как будет объяснено ниже.

Астрофизические струи наблюдаются [1–8] у самых разных объектов: активные ядра галактик (AGN),

молодые звездные объекты малой массы (YSO), нейтронные звезды, массивные рентгеновские двойные системы, микроквазары и т.д. Усилия по построению подходящих моделей для них, естественно, учитывают множество «типично астрофизических» явлений — экстремальную гравитацию, радиацию, ядерные реакции, которые играют незначительную роль вне астрофизики. Рассмотрев аргументы за и против различных известных моделей, Бегельман [8] утверждает, что МГД-модели кажутся наиболее многообещающими, но их недостаточно для объяснения превосходной коллимации струй. Такие модели постулируют существование доминирующей полоидальной составляющей магнитного поля [1, 2], хотя экспериментальные данные, подтверждающие этот постулат, весьма скудны. Происхождение такого магнитного поля также остается открытым вопросом [1].

В этом контексте гипотеза о едином масштабно-инвариантном физическом механизме, ответственном за джеты, которая справедлива вплоть до лабораторных пространственных масштабов, становится важной по двум причинам. Во-первых, это позволяет изучать коллимированные струи, создаваемые «компактным объектом» (а именно, плазменным пинчем), без участия вышеупомянутых типично астрофизических явлений, но где МГД-явления действительно играют важную роль. Во-вторых, их можно изучать, используя хорошо зарекомендовавшие себя методы диагностики лабораторной физики плазмы.

В последнее время для моделирования астрофизических струй активно используются установки типа плазменный фокус [16, 17]. Эта статья является частью серии исследований плазменных потоков [18–22], образующихся в мегаамперных установках плазменного фокуса: ПФ-3 в НИЦ «Курчатовский институт» в Москве [23], КПФ-4-ФЕНИКС в Сухуми [24] и PF-1000 в IPPLM в Варшаве [25]. В этих работах было показано, что поток плазмы распространяется со своим собственным захваченным магнитным полем [18]. Основная составляющая магнитного поля является тороидальной (азимутальной) [19–21], что вполне естественно, учитывая геометрию эксперимента. В то же время эксперименты показали, что как радиальная [18], так и осевая [22] компоненты магнитного поля также присутствуют в потоке.

Данная статья посвящена вопросу существования полоидальной составляющей магнитного поля в плазменном потоке, наблюдаемом после фазы пинча. Это представляется важным по трем причинам.

Во-первых, существование полоидального магнитного поля было показано в экспериментах на установке PF-1000 как до, так и во время фазы пинча измерениями магнитными зондами [26] и его значительная роль в физике плазменного фокуса

была подробно рассмотрена в работе [17]. Таким образом, его продолжающееся присутствие в фазе после пинчевания является обоснованной темой экспериментального исследования. Это также относится к открытым вопросам в физике астрофизических джетов [1, 2].

Во-вторых, плазменный фокус — это явление с естественной осью симметрии, точно так же как астрофизические джеты. Механизм, который мог бы создавать полоидальное магнитное поле в осесимметричной плазме, представляет собой сложную теоретическую проблему с предварительными решениями, которые все еще обсуждаются [17, 27, 28]. Экспериментальное доказательство его существования стало бы полезной мотивацией для дальнейших теоретических исследований таких механизмов.

В-третьих, существуют фундаментальные трудности с экспериментальными методами диагностики осевых (полоидальных) магнитных полей в плазме.

Магнитные зонды в принципе могут измерять локальные осевые магнитные поля, но результаты искажаются нежелательными эффектами из-за (1) влияния азимутального магнитного поля, которое может быть сравнимо с осевым магнитным полем или намного превышать его, (2) емкостной связи с плазмой и (3) возмущения МГД-потока, движущегося вокруг зонда, которое может привести к искажению профиля магнитного поля. Подробное обсуждение этих проблем и усилий по их смягчению приведены в работах [17, 29].

Фарадеевское вращение плоскости поляризации лазерного луча, распространяющегося в осевом направлении, не является возмущающим. Но сигнал пропорционален произведению электронной плотности и магнитного поля, интегрированных вдоль пути лазерного луча. Даже если пространственное изменение электронной плотности определено каким-либо способом, измеренные данные не могут быть использованы для деконволюции пространственного профиля магнитного поля из-за отсутствия процедуры обратного преобразования. Таким образом, этот метод по своей сути не способен обеспечить количественное измерение.

Совокупный эффект диагностических и теоретических/концептуальных трудностей, связанных с проблемой существования осевого магнитного поля в плазме с осью симметрии, приводит к тому, что исследователи испытывают большие затруднения в решении этой проблемы теоретически, экспериментально, а также численно.

В свете этого обстоятельства настоящая статья предлагает выход из этой проблемы. Отправная точка заключается в разложении проблемы на две подзадачи:

1) обнаружение существования осевого магнитного поля или величины, тесно связанной с ним. Это вопрос с ответом «да»/«нет», без цифр, связанных с осевым магнитным полем. Достоверность ответа «да»/«нет» остается технической проблемой, но с этим можно справиться, как показано в этой статье;

2) составление качественных или количественных заключений об осевом магнитном поле в пределах, допускаемых текущим уровнем экспериментальной техники, которые могут быть постепенно уточнены в зависимости от развития уровня техники.

Статья организована следующим образом: в разделе 2 обобщаются предыдущие результаты, чтобы обеспечить контекст для настоящей работы. В разделе 3 кратко описывается экспериментальная установка. В разделе 4 представлены экспериментальные данные и обсуждаются их основные особенности. В разделе 5 приводится анализ и интерпретация экспериментальных результатов. Раздел 6 завершает статью краткими выводами.

2. КРАТКОЕ ИЗЛОЖЕНИЕ ПРЕДЫДУЩИХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Потоки плазмы с замороженным азимутальным магнитным полем, распространяющиеся со средней скоростью $\sim 6 \times 10^6$ см/с на расстояния, существенно превышающие (~ 35 см) их первоначальные поперечные размеры (~ 1 — 2 см), были исследованы на установке ПФ-3 при разряде в неоне с использованием нескольких магнитных зондов и оптических камер, работающих в кадровом режиме [18]. Пространственный профиль азимутального магнитного поля на расстоянии 35 см от плоскости анода, полученный магнитными зондами с временным разрешением, соответствовал току ~ 10 кА, протекающему вдоль оси в сторону от анода. “Немонотонные изменения магнитного поля в потоке плазмы с удалением от оси камеры” и изменение направления азимутального магнитного поля на ~ 7 см от оси [19] указывали на наличие распределения обратного тока, что может быть аналогом кокона астрофизического джета [30].

При стационарном заполнении разрядной камеры аргоном или водородом и при импульсной подаче аргона на установке КПФ-4-ФЕНИКС, было обнаружено [31], что поперечный (радиальный) размер плазменного потока зависит от плотности окружающей среды (фонового газа), через которую он распространялся: более высокая плотность фонового газа создавала радиально более компактные потоки. Было обнаружено, что магнитное поле локализовано в слабо светящихся участках плазменного потока [32].

Профилированные начальные распределения газа (дейтерий, гелий, неон и их смеси), получаемые при использовании предварительного стационарного

заполнения камеры рабочим газом в сочетании с импульсной инжекцией газовой струи вдоль оси с помощью кольцевого сопла в аноде установки PF-1000U, использовались для определения параметров режимов, при которых могут генерироваться компактные стабильные плазменные образования, распространяющиеся на большие расстояния [20, 33]. Наряду с магнитными зондами, имеющими центральный волоконно-оптический канал, использовалась ПЗС-камера в кадровом режиме (детектор размером 2048×2048 пикселей), обладающая чувствительностью в спектральной области 400—900 нм, и пространственным разрешением 0.1 мм на пиксель со временем экспозиции 3 нс для получения изображений светящейся области плазменного потока во временной корреляции с сигналами магнитного зонда. Изображение в форме воронки наблюдалось на снимках с предварительным заполнением дейтерием и дополнительной инжекцией дейтерия или неона (но не на снимках в режимах с только предварительным заполнением дейтерием), которая, по-видимому, является передней частью контура обратного тока, замыкающегося на задний конец компактного плазмоида.

Внутренняя структура осевого плазменного выброса на установке ПФ-3 и ее динамика были изучены с использованием абсолютно откалиброванных магнитных зондов, имеющих в общей сложности 9 чувствительных элементов (катушек) с расстоянием между ними 8 мм [21]. Суммарная погрешность измерения азимутального магнитного поля составила менее 20%. Были установлены два таких зонда, что позволило проводить одновременные измерения в 18 равноудаленных точках — либо в радиальном направлении от -10 см до $+10$ см (с противоположных сторон оси), либо в осевом направлении от 30 до 50 см от поверхности анода. В дополнение к зондам была применена кадровая съемка и съемка камерой с щелевой разверткой. Свет от двойной коллиматорной системы передавался на ФЭУ с помощью оптических волокон и регистрировался. Были сравнены и проанализированы результаты 80 разрядов. Результаты показали «возможность существования автономных плазменных сгустков с замороженным магнитным полем, не связанных с «центральной машиной» — плазменным фокусом в нашем случае» [21].

Осевая составляющая магнитного поля в несколько кГ была измерена в зоне сжатия установки плазменного фокуса ПФ-3 в НИЦ «Курчатовский институт», Москва [34] и в плазменном потоке на установке КПФ-4 в Сухуме [22], причем в последнем случае использовались комбинированные азимутальные и аксиальные магнитные зонды. Полученных данных недостаточно для полноценного анализа различных механизмов генерации этих полей или связанных с ними токов.

3. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

3.1. Концептуальная основа эксперимента и его реализация

Магнитное поле — это векторная величина, определенная относительно точки в пространстве и времени. Магнитные зонды обеспечивают возможность получения сигнала, пропорционального производной по времени от пространственно усредненного значения одной из его векторных составляющих в небольшой области, определяемой конструкцией зонда, с погрешностью, обусловленной (1) влиянием других составляющих магнитного поля, (2) емкостной связью с плазмой, (3) возмущением МГД-потока намагниченной плазмы корпусом магнитного зонда. Эти ошибки могут быть в ограниченной степени уменьшены с помощью тщательного проектирования и калибровки [26], но не могут быть полностью устранены. В силу своей природы магнитный зонд обеспечивает локальное измерение с временным разрешением, но не способен предоставить глобальную информацию об эволюции источников тока, генерирующих магнитное поле.

Фарадеевское вращение плоскости поляризации лазерного луча, направленного вдоль магнитного поля, дает информацию о произведении электронной плотности и магнитного поля, интегрированных вдоль траектории лазерного луча в фиксированный момент времени. Оно также не предоставляет глобальной информации о токах, которые порождают магнитное поле.

В этой статье исследуется осуществимость концепции измерения [30], в соответствии с которой определяется напряжение на плоской круглой катушке, установленной по центру камеры и перпендикулярно ее оси вне плазмы. Можно показать [30], что это напряжение имеет две составляющие: одну из линейного интеграла азимутальной составляющей электрического поля вдоль катушки, а другую — из среднего по объему электростатического потенциала, индуцированного на корпусе катушки. Эти два компонента обладают различными свойствами симметрии по отношению к преобразованию $\hat{z} \rightarrow -\hat{z}$. Таким образом, при использовании двух идентичных катушек, подключенных по часовой стрелке и против часовой стрелки к диагностическим кабелям, вырабатываются различные сигналы. Половина суммы и разности этих сигналов равны сигналам, вызванным электростатическим потенциалом и азимутальным электрическим полем соответственно. Поскольку эти потенциалы создаются плотностью заряда и плотностью азимутального тока в плазме, их изменение во времени непосредственно предоставляет глобальную временную информацию об эволюции распределений плотности заряда и плотности азимутального тока.

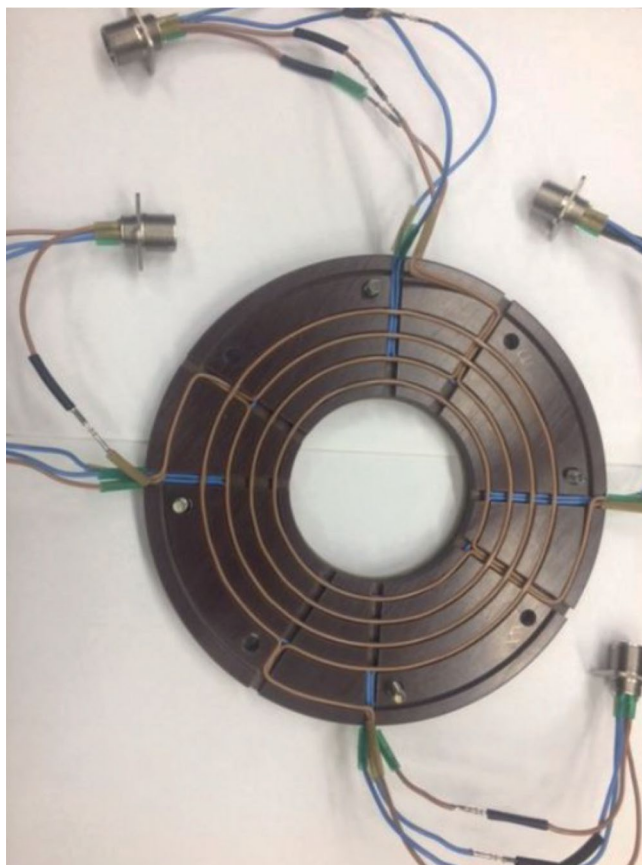


Рис. 1. Физическая реализация петлевого детектора.

Реализация этой схемы проиллюстрирована на рис. 1.

Катушки закреплены на диске из бакелита, который имеет 4 концентрических канавки диаметром 90—95 мм, 110—115 мм, 130—135 мм и 150—155 мм, т.е. центры канавок находятся на диаметрах 92.5, 112.5, 132.5 и 152.5 мм. В каждом из пазов размещены две изолированные медные петли по часовой стрелке (CW) и против часовой стрелки (CCW). Центральное отверстие, через которое проходит плазменный поток, имеет диаметр 80 мм.

3.2. Экспериментальная установка

Схема эксперимента приведена на рис. 2. Петлевой детектор был установлен на шпильках в первой секции дрейфовой камеры на 20 мм ниже центра боковых диагностических окон, центральная ось которых находилась на 300 мм выше анода. В экспериментах также использовался кадровый регистратор на основе электронно-оптических преобразователей (ЭОП) с экспозицией кадра 30 нс и световые коллиматоры. Коллиматоры регистрировали световое излучение из узкой области (не более 5 мм по оси камеры), которое подавалось на вход фотоумножителя

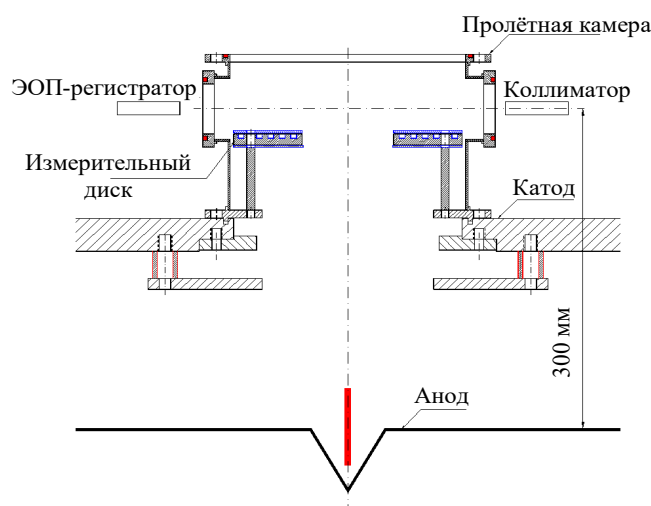


Рис. 2. Схема эксперимента. Красной полосой на осевой линии в коническом углублении в аноде обозначен пинч.

с помощью световодов. Сигнал фотоумножителя регистрировался осциллографом LeCroy-324. Это позволило с хорошей точностью определить момент поступления потока плазмы в зону регистрации, а использование двух таких коллиматоров, расположенных на небольшом расстоянии (16 мм), также позволило измерить скорость потока. Другие детали эксперимента аналогичны предыдущим экспериментам из этой серии [18, 21, 22].

3.3. Организация данных и предварительная обработка

Данные с четырех пар катушек были записаны на три 4-канальных цифровых запоминающих осциллографа LeCroy-324 с маркировкой А, В и С. Сигналы в различных каналах осциллографов (CH1–CH4) показаны в табл. 1.

Каждая запись содержала 10^5 точек данных на канал, со временем выборки 1 нс на точку, охватывающим период в 100 мкс. Общий сигнал dI/dt служил временной привязкой для всех сигналов, причем его резкий минимум служил началом отсчета времени. Данные были обработаны с помощью

программного обеспечения Mathematica® с учетом следующих факторов.

1. Калибровка датчика dI/dt (3.04×10^{10} (А/с)/В).
2. Коэффициенты делителя напряжения.
3. Поправки на длину кабеля и время распространения сигнала:

а. Сигнал dI/dt имеет задержку распространения по кабелю 93 нс. Сигнал dI/dt поступает с индуктивной задержкой $\Delta t_1 = L/R = 6$ нс, которая вычитается из нулевого положения по времени, определенного из минимума dI/dt .

б. Все катушки имеют кабельную задержку 77 нс.

с. Задержка светового сигнала рассчитывалась с учетом измеренной ранее скорости потока 6×10^6 см/с [18]. Таким образом плазменный поток достигает позиции на 2 см выше катушек через 333 нс. ФЭУ имеет собственную задержку приблизительно 40 нс. Принимая положение «события» в месте расположения катушек, световой сигнал был сдвинут назад во времени на 373 нс.

Нулевая (базовая) линия для каждого канала определялась как среднее значение первых 5000 точек в канале и вычиталась из сигнала соответствующего канала. Это было сделано для того, чтобы избежать нефизического дрейфа при численном интегрировании.

Данные сигнала были сглажены с использованием алгоритма скользящего среднего по 50 точкам.

Обработанные данные каждого разряда сохранялись в соответствующем подкаталоге в отдельном файле csv.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. Рабочие условия

Установка ПФ-3 работала при напряжении $V = 9$ кВ и давлении неона 2 Торр при запасаемой энергии 360 кДж, максимуме тока 2 МА и токе в момент пинчевания 1.3–1.5 МА, измеренными внешним поясом Роговского. Была выполнена ограниченная исследовательская серия из 14 разрядов, целью которой была проверка концепции, понимание эксплуатационных проблем и оценка качества данных, чтобы на основе

Таблица 1.

	CH1	CH2	CH3	CH4
OSC-A	dI/dt	Петля № 3 CW* делитель 1:10	Петля № 3 CCW** делитель 1:10	Световой коллиматор***
OSC-B	dI/dt	Петля № 1 CCW делитель 1:10	Петля № 1 CW делитель 1:8.9	Петля № 4 CW делитель 1:7.6
OSC-C	dI/dt	Петля № 2 CW делитель 1:10	Петля № 2 CCW делитель 1:10	Петля № 4 CW делитель 1:8.75

* CW: ориентация по часовой стрелке

** CCW: ориентация против часовой стрелки

*** Световой коллиматор на расстоянии 300 мм над анодом

полученных данных можно было запланировать дальнейшие усовершенствования экспериментальной схемы. В этой статье описываются результаты этой ограниченной серии исследований. Все 14 разрядов были произведены при заполнении камеры одним и тем же газом без перекачки.

В некоторых экспериментах использовалось внешнее магнитное поле различной полярности, которое создавалось с помощью соленоида со стальным сердечником, расположенным под анодом. Роль обратного магнитопровода выполнял стальной корпус вакуумной камеры. С помощью этого соленоида было создано магнитное поле 770 Гс на оси установки вблизи поверхности анода и с магнитным потоком с поверхности всего анода 686 кМкс. При этом в области пинчевания силовые линии магнитного поля почти параллельны оси установки. Система создания внешнего продольного поля более подробно описана в [34]. Система позволяет изменять направление прикладываемого поля. Создаваемый магнитный поток сжимается проводящей токонесущей плазменной оболочкой (ТПО), что приводит к увеличению магнитного поля в области пинчевания. Измерения магнитными зондами показали, что величина продольного магнитного поля в момент пинчевания может достигать значения ≈ 100 кГс.

Физические условия для различных разрядов были следующие:

- а. разряды 1—5, 13 и 14: без внешнего магнитного поля;
- б. разряды 6—8: внешнее магнитное поле «Вверх»;
- с. разряды 9—12: внешнее магнитное поле «Вниз».

4.2. Общие характеристики сигналов катушек

Рисунок 3 иллюстрирует исходные данные в виде снимка экрана осциллографа в отсутствие внешнего магнитного поля. Тот факт, что сигналы по часовой стрелке и против часовой стрелки являются зеркальными отражениями друг друга, подтверждает концептуальную основу этого эксперимента.

Сигналы со всех 8 катушек выглядят так, как показано на рис. 4. Очевидно наличие почти идеальной зеркальной симметрии, указывающей на то, что большая часть сигнала возникает из-за линейного интегрирования азимутального электрического поля, которое также равно отрицательной производной по времени от полоидального потока, проходящего через катушку. Сигналы от 4 пар катушек имеют идентичную временную структуру, что исключает возможность того, что сигналы являются артефактами, не связанными с физическими явлениями.

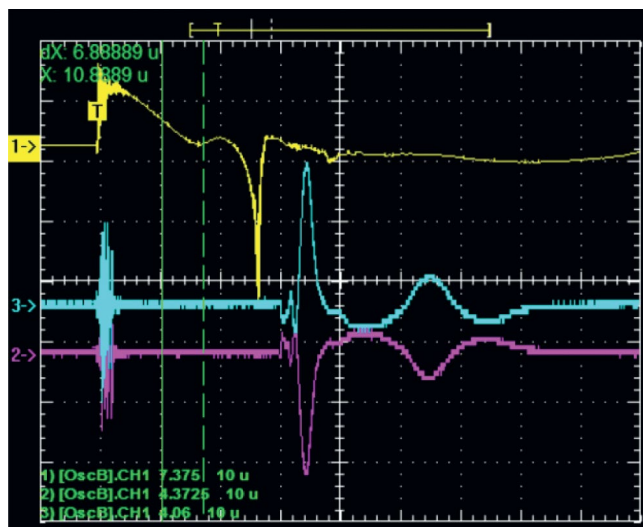


Рис. 3. CH1 (желтый) — сигнал dI/dt , CH2 (голубой) — сигнал петли № 1 CCW, CH3 (пурпурный) — сигнал петли № 1 CW. Обратите внимание, что последние два сигнала являются зеркальными отражениями друг друга, подтверждающими магнитное происхождение обнаруженных сигналов. Обратите внимание также, что пик на сигнале dI/dt достаточно резкий, чтобы служить ориентиром во времени.

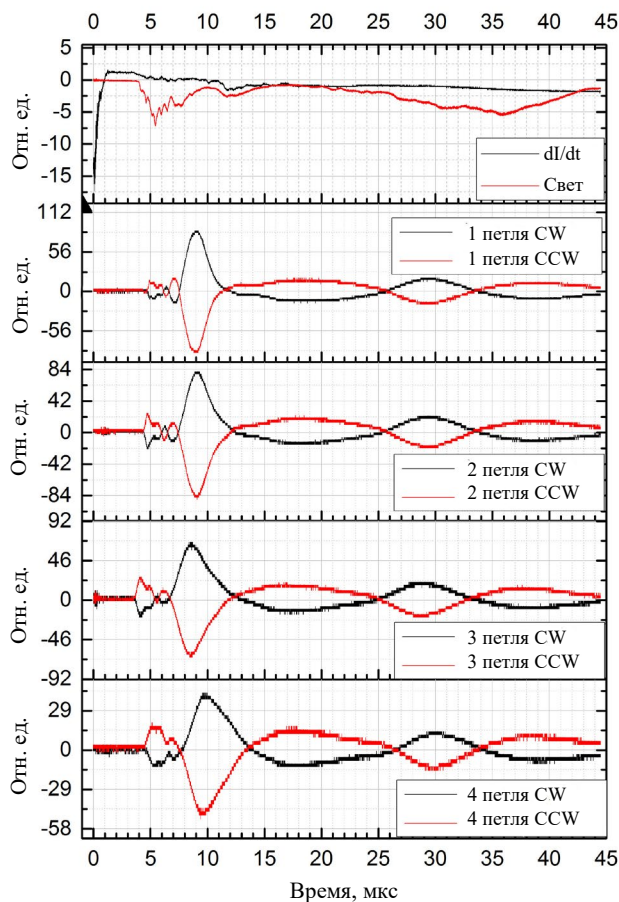


Рис. 4. Отнормированные сигналы всех 8 катушек.

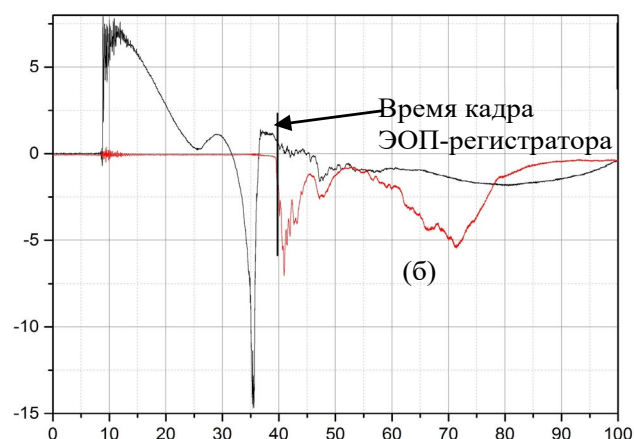
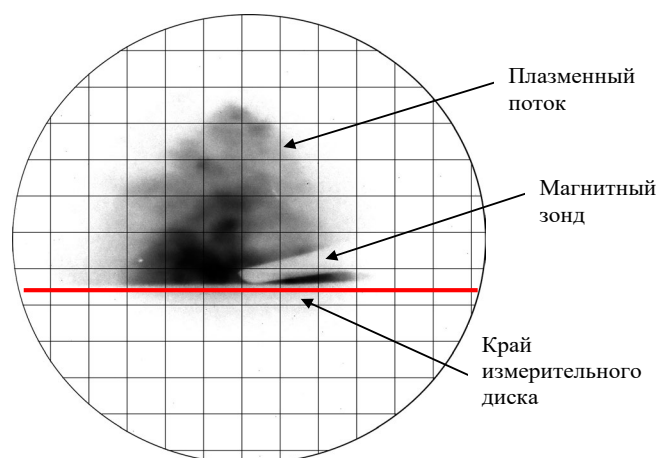


Рис. 5. Фотография плазменного выброса (а). Сетка 1 см. Видно, что изображение смещено от центра. Временная метка момента получения изображения в сравнении с сигналом dI/dt (синий луч) и сигналом светового коллиматора (красный луч) (б).

4.3. Корреляция сигналов катушек с оптическими диагностиками

Кадровая камера (ЭОП) была синхронизирована таким образом, что момент регистрации кадра совпадал по времени с появлением оптического сигнала коллиматора. На рис. 5 показан типичный пример. Видно, что поток плазмы появляется в поле зрения оптической диагностики (кадровой камеры и светового коллиматора) примерно через 5 мкс после острой особенности на dI/dt . Светящаяся часть плазменного потока имеет поперечный размер ~ 6 см, что намного меньше длины полета в 30 см. Он имеет форму пули, характерную для объекта, движущегося сквозь газ со сверхзвуковой скоростью.

Временное положение сигналов петель по отношению как к сигналу светового коллиматора, так и к сигналу производной тока показано на рис. 6.

Видно, что на протяжении всей эволюции разряда плазменного фокуса в контурах нет существенного сигнала, хотя высокочастотный шум, генерируемый во время фаз инициирования плазменного фокуса и пинча, безусловно, представлен кратковременными сигналами. Сигналы петель и световой сигнал начинаются через ~ 5 мкс после пика производной тока. Эта особенность указывает на то, что сигналы в петлях не связаны с магнитным полем, создаваемым разрядным током, и действительно являются особенностью, связанной с компактным светящимся плазменным объектом, который образуется после фазы сжатия плазменного фокуса и перемещается на расстояние, намного превышающее его поперечный размер.

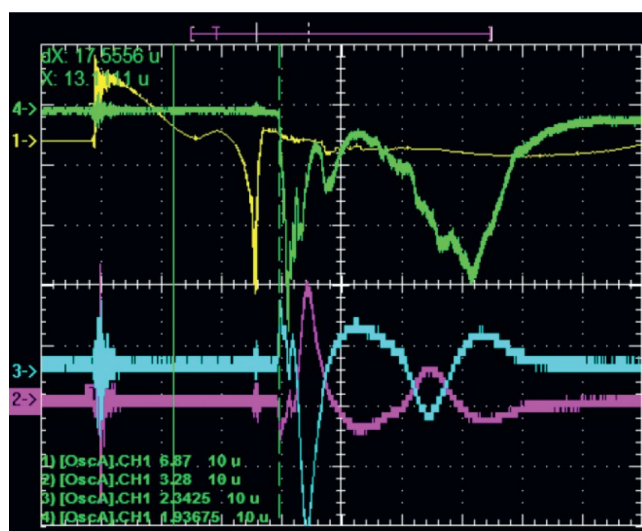


Рис. 6. CH1 (желтый): dI/dt ; CH2 (пурпурный): петля #2 CW; CH3 (голубой): петля #2 CCW; CH4 (зеленый): световой коллиматор.

4.4. Эффект внешнего аксиального магнитного поля

Наложение внешнего осевого магнитного поля разрушает зеркальную симметрию сигналов CW и CCW, как показано на рис. 7.

5. АНАЛИЗ И ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

5.1. Теоретические основы анализа и интерпретации

Теория измерений этого эксперимента была подробно описана в работе [35]. Однако некоторые распространенные заблуждения относительно этого метода нуждаются в особом рассмотрении.

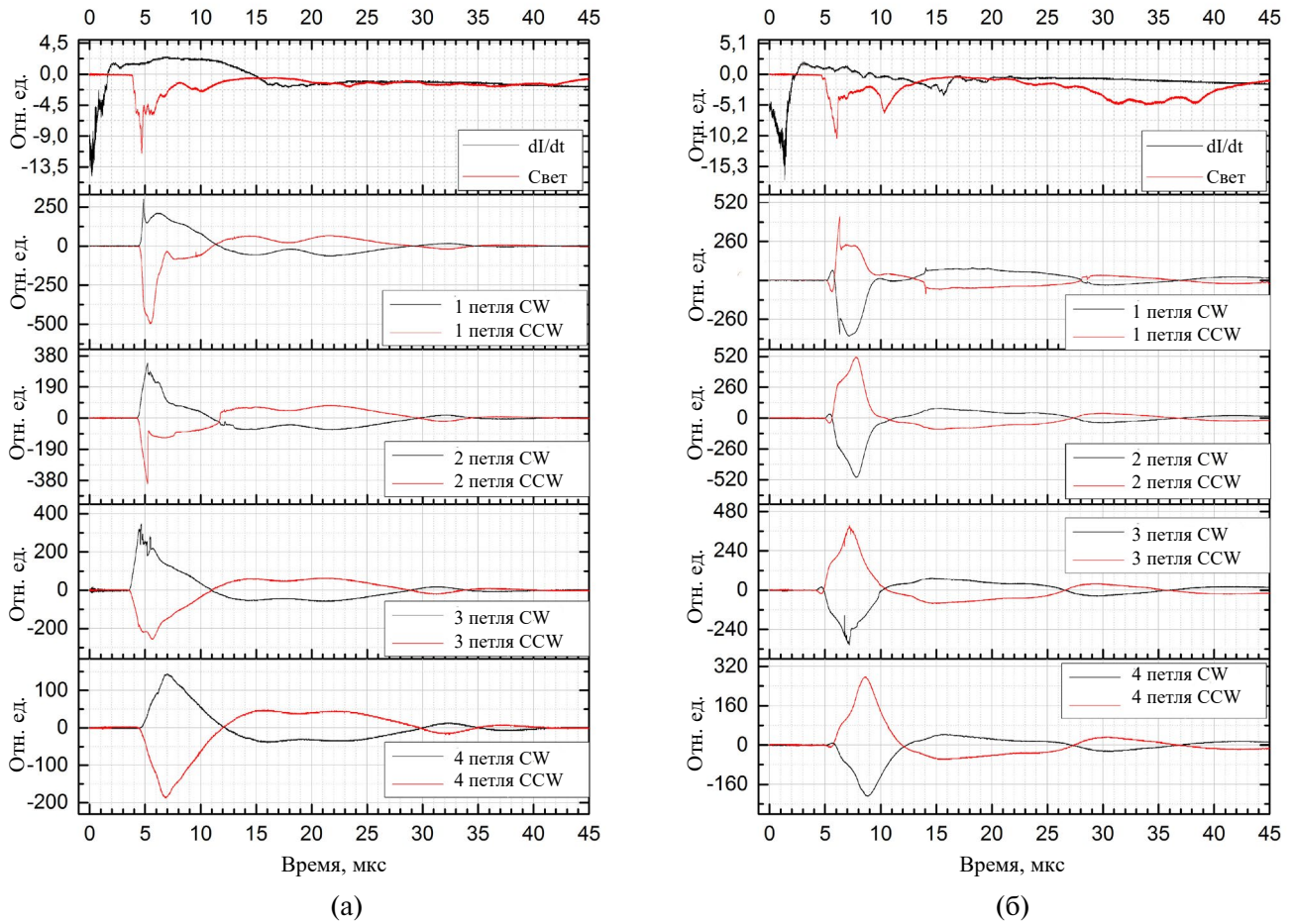


Рис. 7. Все сигналы петель теряют свою зеркальную симметрию. Направление магнитного поля: вверх (а) и вниз (б).

Одним из важных вопросов, связанных с интерпретацией данных, является вопрос о том, могут ли наблюдаемые сигналы быть артефактом, связанным с тем, что плазменный объект смещен от центра или наклонен относительно оси симметрии эксперимента, так что петля регистрирует наличие азимутального магнитного поля, а не полоидальное магнитное поле.

Пусть почти замкнутая катушка, имеющая два конца, разделенные исчезающе малым зазором, описывается элементом длины

$$d\mathbf{l} = r f_r(r, \theta, z) dr + f_\theta(r, \theta, z) d\theta + z f_z(r, \theta, z) dz. \quad (1)$$

Тогда напряжение на концах катушки было бы равным

$$\begin{aligned} V_{\text{COIL}}(t) = & - \int_{\text{COIL}} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = - \int_{\text{COIL}} dr E_r(r, \theta, z, t) f_r(r, \theta, z) \\ & - \int_{\text{COIL}} d\theta E_\theta(r, \theta, z, t) f_\theta(r, \theta, z) - \\ & - \int_{\text{COIL}} dz E_z(r, \theta, z, t) f_z(r, \theta, z). \end{aligned} \quad (2)$$

Интегралы по r и z равны нулю, поскольку пределы интеграла почти идентичны для исчезающе малого промежутка. Интеграл по θ имеет пределы 0 и $2\pi - \delta$ (где $\delta \ll 2\pi$) и не исчезает идентично. Таким образом, полоидальная составляющая электрического поля $\mathbf{E}_p = E_r \mathbf{r} + E_z \mathbf{z}$ не вносит никакого вклада в напряжение сигнала для почти замкнутой катушки. Сигнал представляет собой изменение во времени только тороидальной составляющей электрического тока $\mathbf{E}_t = E_\theta(r_0, 0, z_0, t) \boldsymbol{\theta}$, где $(r_0, 0, z_0)$ — координаты начальной точки катушки.

По конструкции плоская катушка центрирована и перпендикулярна относительно оси симметрии устройства. Благодаря этому катушка может быть математически представлена в виде плоской, почти замкнутой кривой с линейным элементом $d\mathbf{l} \equiv \theta R_{\text{COIL}} d\theta$, с постоянным радиусом R_{COIL} в плоскости $z = Z_{\text{COIL}}$. Тогда соотношение (2) становится

$$\begin{aligned} V_{\text{COIL}}(t) = & - \int_C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = - \\ & - R_{\text{COIL}} \int_0^{2\pi-\delta} E_\theta(R_{\text{COIL}}, \theta, Z_{\text{COIL}}, t) d\theta. \end{aligned} \quad (3)$$

Представляя азимутальное электрическое поле в виде ряда Фурье в азимутальной координате,

$$E_\theta(R_{\text{COIL}}, \theta, Z_{\text{COIL}}, t) = a_0(R_{\text{COIL}}, Z_{\text{COIL}}, t) + \sum_{n=1}^{\infty} a_n(R_{\text{COIL}}, Z_{\text{COIL}}, t) \cos(n\theta) + \sum_{n=1}^{\infty} b_n(R_{\text{COIL}}, Z_{\text{COIL}}, t) \sin(n\theta), \quad (4)$$

легко видеть, что напряжение было бы пропорционально его постоянному члену $a_0(R_{\text{COIL}}, Z_{\text{COIL}}, t)$ в пределе $\delta \rightarrow 0$, поскольку интеграл слагаемых с косинусом и синусом в (4) по θ от 0 до 2π обращается в нуль.

Электрическое и магнитное поля выражаются в терминах электрического скалярного потенциала ϕ и магнитного векторного потенциала $\mathbf{A}$ при использовании определяющих уравнений

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla \phi, \\ \mathbf{B} &= \nabla \times \mathbf{A} = \mathbf{r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial A_z}{\partial \theta} - \frac{\partial A_\theta}{\partial z} \right) + \\ &+ \theta \left(\frac{\partial A_z}{\partial r} - \frac{\partial A_r}{\partial z} \right) + \mathbf{z} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial r A_\theta}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \right). \end{aligned} \quad (5)$$

Видно, что азимутальное электрическое поле E_θ связано с A_θ , которое, как видно, связано с полоидальным магнитным полем $\mathbf{B}_p = r\mathbf{B}_r + z\mathbf{B}_z$ и не связано с тороидальным магнитным полем $\mathbf{B}_t = \theta\mathbf{B}_\theta$.

Таким образом, приведенное выше обсуждение демонстрирует следующее.

— Напряжение на почти замкнутом проводящем контуре, окружающем плазменный объект, нечувствительно к тороидальному магнитному полю, любая остаточная чувствительность пропорциональна величине зазора между двумя его концами.

— Это напряжение также нечувствительно к любым отклонениям плазменного объекта от азимутальной симметрии, поскольку оно пропорционально постоянному члену в разложении азимутального электрического поля в ряд Фурье в зависимости от азимутальной координаты. Это включает в себя любое линейное или угловое смещение плазменного объекта относительно оси устройства.

— Сигнал определяется скоростью изменения потока полоидального магнитного поля, заключенного в почти замкнутом проводнике.

Другой важный вопрос касается связи между наблюдаемым сигналом и пространственным расположением плазменного объекта относительно почти замкнутого контура. Потенциалы ϕ и $\mathbf{A}$, как

известно, подчиняются следующим соотношениям с плотностью заряда ρ и плотностью тока $\mathbf{J}$:

$$\begin{aligned} \phi(\mathbf{r}, t) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3\mathbf{r}' \frac{\rho(\mathbf{r}', t')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \\ \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3\mathbf{r}' \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}', t')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad t' = t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c}. \end{aligned} \quad (6)$$

Плазменный объект создает плотность заряда и тока посредством своей динамической эволюции. Например, он имеет ненулевую плотность заряда, связанную с дивергенцией электрического поля, регулируемого обобщенным законом Ома:

$$\rho = \epsilon_0 \nabla \cdot \left(-\mathbf{v} \times \mathbf{B} + \eta \mathbf{J} + (en)^{-1} (\mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla p_e) \right). \quad (7)$$

Физическая причина существования суммарной плотности заряда заключается в том, что магнитная сила действует в первую очередь на электроны, которые переносят большую часть тока из-за их меньшей массы. Ионы увлекаются электронной жидкостью через электрическое поле, вызванное разделением зарядов. Распределения плотности заряда и тока являются неотъемлемой частью плазменного объекта и движутся вместе с ним. Поля, описываемые уравнениями (5) и (6), возникающие в результате работы этих источников, не связаны с плазменным объектом. Сигнал на проводнике с почти замкнутым контуром может быть обнаружен выше уровня шума, даже если центр плазменного объекта находится на некотором расстоянии от центра катушки.

Плотность заряда на плазменном объекте повышает потенциал катушки над землей осциллографа, так что сигнал осциллографа имеет синфазную составляющую. При изменении кабельных соединений знак разности напряжений на двух клеммах должен измениться. Однако синфазный сигнал остается прежним. Следовательно, при наличии двух идентичных катушек, подключенных к кабелям по часовой стрелке (CW) и против часовой стрелки (CCW), можно определить синфазный сигнал, относящийся к плотности заряда на плазменном объекте, как половину суммы сигналов CCW и CW, а сигнал дифференциального режима, относящийся к азимутальному электрическому полю, как половину разницы между сигналами CCW и CW.

Выражения, связывающие синфазную и дифференциальную части сигнала напряжения с распределениями плотности заряда и тока в плазменном объекте, были получены в [35] и воспроизведены ниже для справки

$$\begin{aligned}
V_{\text{SYM}} &\equiv \frac{V_{\text{CW}} + V_{\text{CCW}}}{2} = A_{\text{CM}} \phi_{\text{ring}}(t), \\
\phi_{\text{ring}}(t) &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi-\delta} d\theta \phi(R, \theta, z_0, t), \\
\phi(\mathbf{r}, t) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3\mathbf{r}' \frac{\rho(\mathbf{r}', t')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad t' = t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c}, \\
V_{\text{ASYM}} &\equiv \frac{V_{\text{CW}} - V_{\text{CCW}}}{2} = A_{\text{D}} \Phi_{\text{ring}}(t), \\
\Phi_{\text{ring}}(t) &= \int_0^{2\pi-\delta} R d\theta E_0(R, \theta, z_0) \approx \\
&\approx -\frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^{2\pi-\delta} R d\theta \int d^3\mathbf{r}' \frac{\partial_t J_\theta(\mathbf{r}', t)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|},
\end{aligned} \tag{8}$$

где R — радиус катушки, z_0 — осевая координата плоскости катушки и A_{CM} и A_{D} — коэффициенты усиления в синфазном и дифференциальном режимах входного усилителя осциллографа.

Согласно теореме Стока, линейный интеграл в (9) равен потоку через петлю. Функция потока

$$\Phi(t, r, z) \equiv \int_0^r B_z(t, r, z) \cdot 2\pi r dr = 2\pi r A_\theta(t, r, z) \tag{10}$$

имеет пространственное изменение, которое зависит от распределения азимутальной плотности тока не только в плазме, но и в проводниках вблизи нее, таких как стенки дрейфовой камеры и в катушках электромагнита, создающего исходное магнитное поле. Функция $B_z(t, r, z)$ меняет свой знак на противоположный на одной или нескольких поверхностях вне плазмы. Нули этой функции соответствуют максимумам функции потока. На физическое местоположение этого максимума будут влиять величина и знак внешнего потока, а также динамика, которая

управляет азимутальной плотностью тока в плазме, и, таким образом, положение максимума будет зависеть от времени. Если этот максимум возникает на радиусе между двумя контурами, интегрирование по времени соответствующих сигналов дифференциального режима будет иметь одинаковую амплитуду. Если максимум возникает на радиусе, меньшем, чем радиус самого внутреннего контура, интегрирование по времени сигналов дифференциального режима от 4 катушек будет уменьшаться с увеличением радиуса. Если максимум возникает на радиусе, выходящем за пределы радиуса самого внешнего контура, эта последовательность будет обратной. Если имеется несколько максимумов, то изменение этой функции при фиксированных радиусах, соответствующих детектирующим петлям, будет немонотонным.

5.2. Структура сигналов синфазного и дифференциального режимов при отсутствии внешнего B_z

Эта ограниченная исследовательская серия экспериментов выявила некоторые качественные особенности в структуре синфазных и дифференциальных сигналов, обозначенных как суммарные (SUM) и разностные (DIF) сигналы, относящиеся к 4 парам катушек, которые описаны ниже. После окончания экспериментов было обнаружено, что один делитель для катушки № 3 имел коэффициент деления, отличный от своей первоначальной калибровки, что указывало на возможное повреждение во время экспериментов. Таким образом, сигналы катушки № 3 исключены из обсуждения.

На рис. 8 показаны сигналы SUM и DIF (скорректированные в соответствии с протоколом, описанным в разделе 3) с катушек № 1, № 2 и № 4 из первой серии при заполнении камеры чистым газом. Видно, что суммарные сигналы довольно малы по сравнению с разностными сигналами.

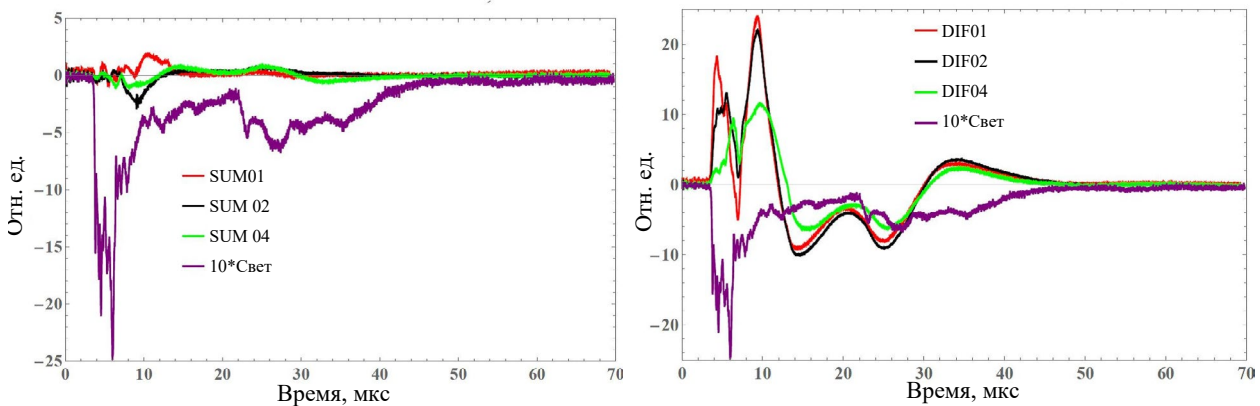


Рис. 8. SUM и DIF сигналы первого разряда в серии вместе с сигналом светового коллиматора для сравнения.

Видно, что световой сигнал и сигналы SUM и DIF начинаются одновременно, что указывает на то, что они являются свойством движущегося плазменного объекта. Два заметных резких пика в световом сигнале, за которыми следует более медленная и продолжительная остаточная часть, указывают либо на структуру двойной ударной волны, за которой следует волна разрежения, либо на два компактных объекта, следующих один за другим. Сигнал SUM большей частью своей структуры совпадает со структурой второй ударной волны. Однако сигнал DIF имеет особенности, совпадающие как со структурами ударной волны, так и с более медленной остаточной структурой. Обратите внимание, что сигналы катушки приближаются к базовой линии, показывая, что коррекция базовой линии, рассчитанная по первым 5000 точкам записи, продолжает сохраняться до конца записи осциллографа. Интегрирование сигналов DIF, пропорциональное полоидальному магнитному потоку, охватываемому катушкой, показано на рис. 9.

Видно, что поток сохраняется в течение времени, значительно превышающего время прохождения

плазмы от анода к плоскости детектирования. На самом деле, судя по его позднему тренду, он может сохраниться и за пределами 70-мкс записи осциллографа. Видно, что его отклонение к отрицательным значениям совпадает с широкой структурой светового сигнала позднего времени. Почти равная величина сигналов в начальных частях Int-DIF-01 и Int-DIF-02 показывает, что две петли находятся вблизи пространственного максимума функции потока $\Phi(t, r, z)$, находящегося между петлями № 1 и петлями № 2. Тот факт, что в более поздние моменты времени сигналы интегрированного дифференциального режима имеют немонотонное изменение с радиусом, указывает на колебательное пространственное распределение полоидального магнитного потока.

Сохранение сложной активности плазмы в течение длительного времени еще более отчетливо видно на сигналах с выстрела № 5, показанного на рис. 10. В световом сигнале видны множественные дискретные плазменные структуры, напоминающие “поток Хербига—Аро”, и каждая из них имеет соответствующую структуру в сигналах катушки. Суммарный сигнал по-прежнему намного меньше, чем разностный сигнал.

Интеграл сигнала DIF, пропорционального полоидальному потоку, связанному с катушкой, имеет тенденцию, выходящую далеко за рамки данных осциллографа на рис. 11. Его отрицательное отклонение снова совпадает с широкой структурой светового сигнала позднего времени.

Интересно, что в сигнале dI/dt нет структуры, совпадающей со структурой позднего времени в световом сигнале, как видно на рис. 12, что позволяет предположить, что эта структура автономна и не связана с «центральной машиной». Появление светящихся объектов с магнитным полем в более позднее время может быть связано с отражением потока от верхней крышки камеры. Этот эффект был

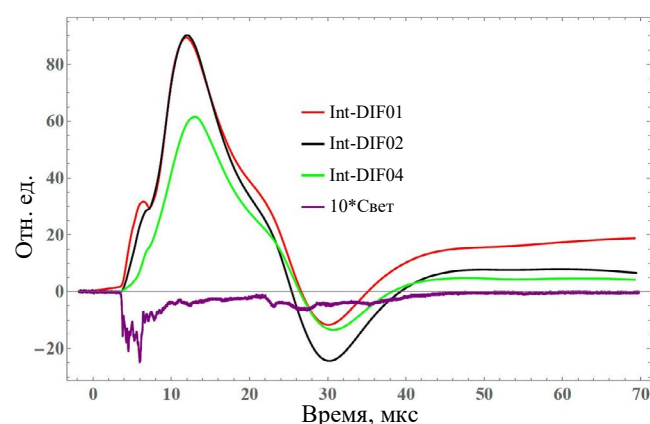


Рис. 9. Видно, что интеграл сигналов DIF в выстреле № 1 сохраняется в течение очень долгого времени.

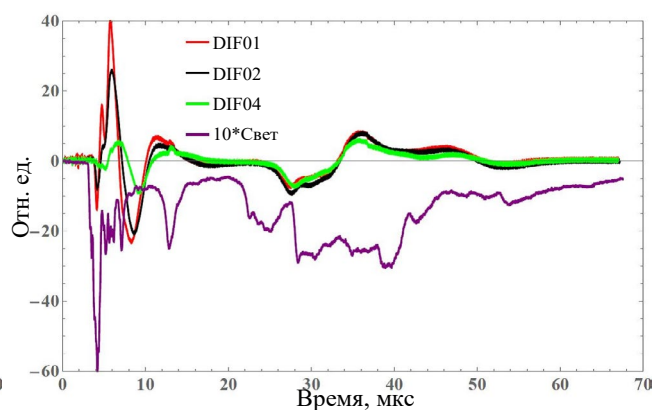
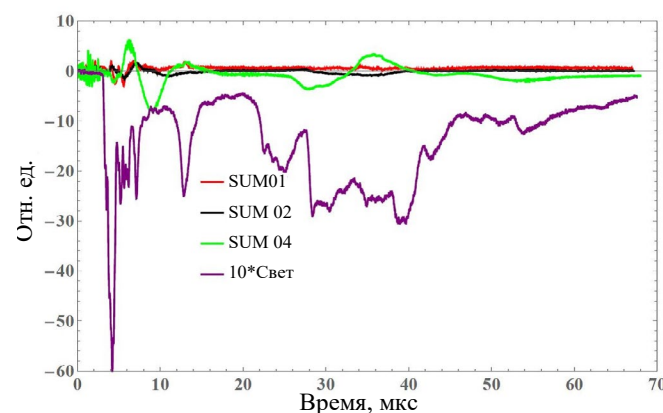


Рис. 10. Видно, что активность плазмы сохраняется в течение очень длительного времени в выстреле № 5.

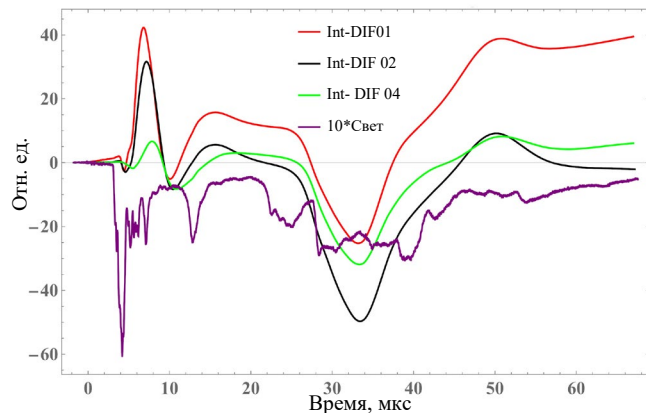


Рис. 11. Существование интеграла сигнала DIF, пропорционального полоидальному потоку, связанному с катушкой, за пределами записи осциллографа, видно в разряде № 5.

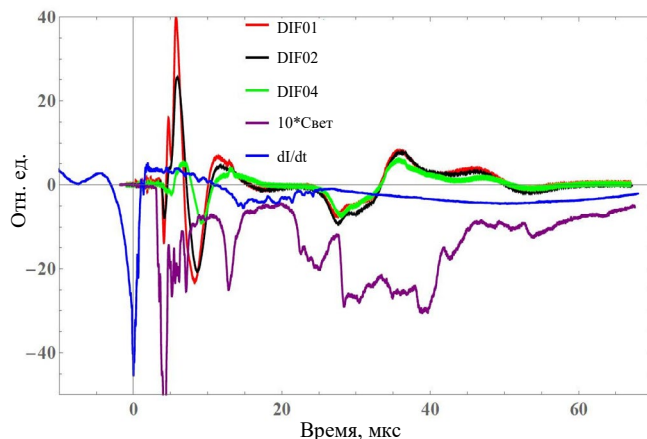


Рис. 12. Сигнал dI/dt не имеет структуры, соответствующей структуре позднего времени около 30–40 мкс в световом сигнале и сигналах катушек.

наглядно показан в [36] с использованием двойного коллиматора, каналы которого были разнесены на небольшое расстояние (1.6 см). Последовательное появление свечения в поле зрения каналов коллиматора соответствовало появлению в поле зрения плазменного потока. Изменение последовательности появления сигнала из разных каналов на поздних стадиях свидетельствует об изменении направления потока. Это хорошо видно на рисунке 8 в [36]. Этот эффект обсуждается также в [21].

5.3. Структура синфазных и дифференциальных сигналов при наличии внешнего B_z

Внешнее аксиальное магнитное поле B_z прикладывается с расчетом на то, что в сигналах катушки должно быть обнаружено сжатие его магнитного потока токонесущей плазменной оболочкой в фазе пинчевания. Фактические результаты показывают некоторые удивительные особенности, как это иллюстрируют рис. 13 и 14.

Суммарные сигналы на рис. 13 и 14 (с внешним B_z) на порядок больше, чем на рис. 8 и 10 (без внешнего B_z). Это согласуется с ожиданием, что они индуцируются плотностью заряда в плазме, которая задается уравнением (7), где $\nabla \cdot (\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ будет увеличиваться с увеличением внешнего B_z .

Полярность первого заметного пика сигнала DIF зависит от полярности внешнего B_z , как показано на рис. 13 и 14. Абсолютная величина первого пика в сигналах DIF на порядок выше с внешним B_z , чем без него.

Интегрирование сигналов DIF, пропорциональное полоидальному потоку, показано на рис. 15 для двух полярностей B_z . Обратите внимание, что особенность в световом сигнале в позднее время сопровождается сигналом в сигнале полоидального потока. Изменение полярности интегрированных сигналов в зависимости от полярности внешнего поля подтверждает, что катушки действительно воспринимают проходящий через них полоидаль-

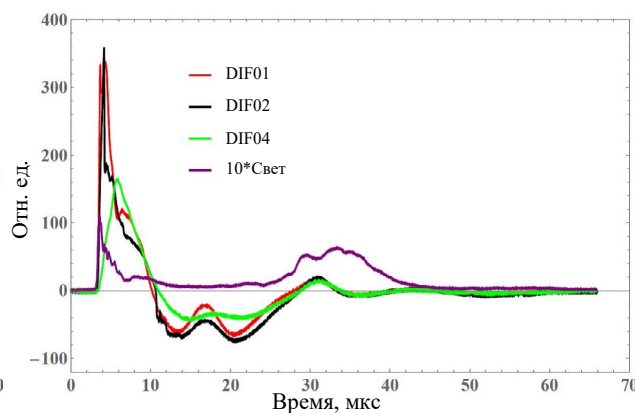
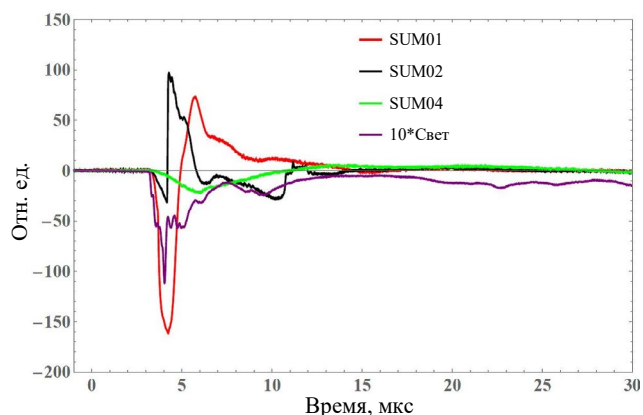


Рис. 13. Сигналы синфазного режима (SUM) и дифференциального режима (DIF) для разряда № 7 с B_z вверх.

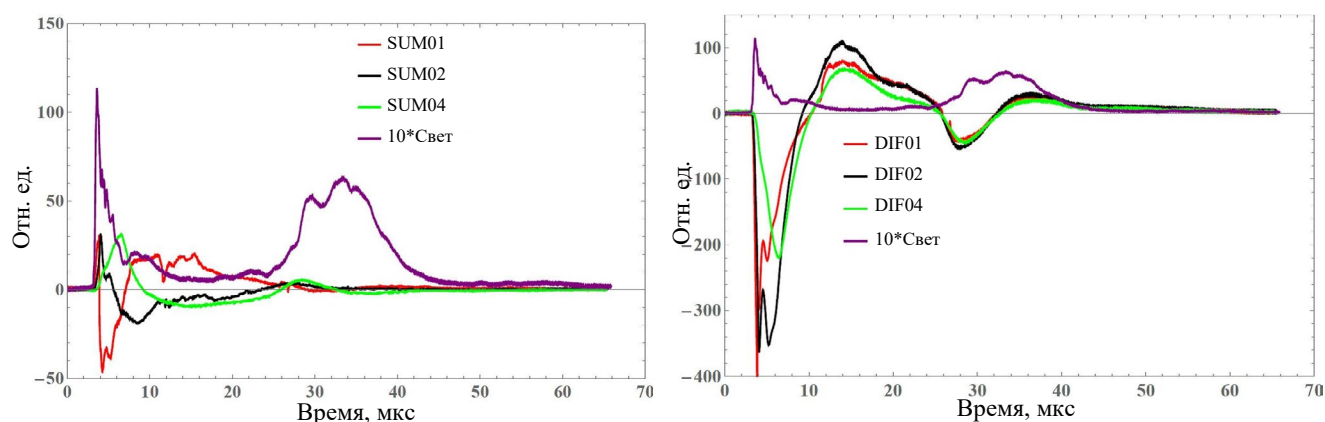


Рис. 14. Сигналы синфазного режима (SUM) и дифференциального режима (DIF) для разряда № 9 с B_z вниз.

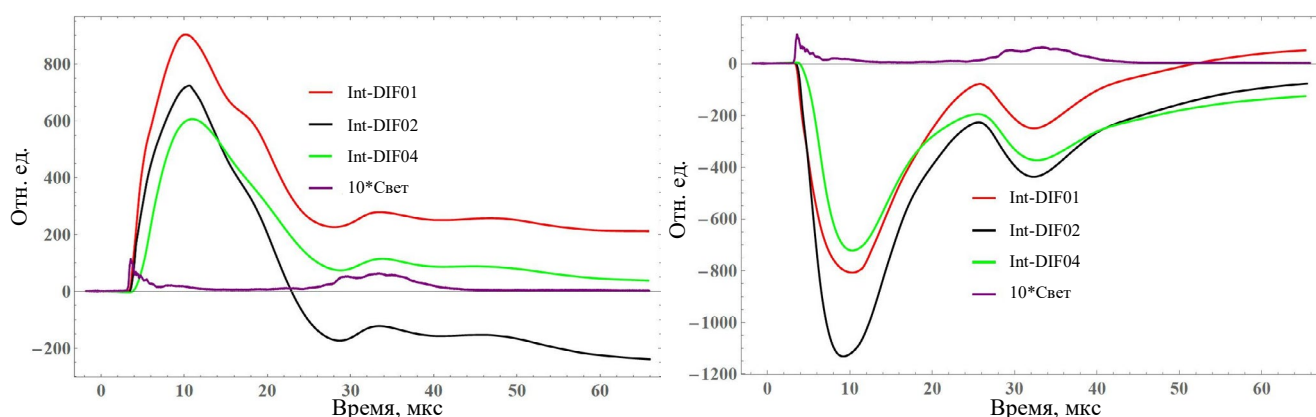


Рис. 15. Интегралы сигналов DIF для разряда №7 с внешним B_z «вверх» и для разряда №9 с внешним B_z «вниз».

ный поток, и эти сигналы не являются артефактами из-за несимметричного расположения плазменного объекта относительно катушек. Это также подтверждается тем фактом, что временные профили сигналов различны для трех катушек с разными радиусами.

В разряде № 7 (рис. 15), интегрированные по времени сигналы дифференциального режима уменьшаются с увеличением радиуса до ~ 15 мкс, что свидетельствует о том, что максимум потока лежит на радиусе, меньшем радиуса петли № 1. При ~ 15 мкс сигналы Int-DIF-02 и Int-DIF-04 становятся равными, показывая, что максимум потока лежит между петлями № 2 и петлей № 4. Через ~ 15 мкс последовательность $\text{Int-DIF-01} > \text{Int-DIF-04} > \text{Int-DIF-02}$ показывает немонотонное пространственное изменение. Это, вероятно, указывает на колебательное пространственное распределение полоидального магнитного потока.

В разряде № 9 (рис. 15), последовательность $|\text{Int-DIFF-02}| > |\text{Int-DIFF-01}| > |\text{Int-DIF-04}|$ также показывает немонотонное пространственное изменение, указывающее на колебательное пространственное распределение магнитного потока.

5.4. Интерпретация результатов

Приведенные выше результаты являются качественными с учетом исследовательского характера экспериментальной серии. Однако они позволяют сделать некоторые важные и нетривиальные выводы.

1. Плазменный объект, проходя мимо диагностического устройства, приносит полоидальный магнитный поток. Это подразумевает существование тороидальных токов и, как результат, генерации осевого магнитного поля как внутри плазмы, так и в окружающем ее пространстве.

2. Плазменный объект обладает плотностью заряда, которая повышает потенциал проводников вблизи него. Этот заряд является естественным следствием обобщенного закона Ома. Этот вывод подтверждается тем фактом, что суммарный синфазный сигнал увеличивается при приложении внешнего осевого магнитного поля, что приводит к увеличению $\nabla \cdot (\mathbf{v} \times \mathbf{B})$.

3. Плотность заряда создает радиальное электрическое поле, которое вместе с осевым магнитным

полем должно приводить к азимутальному дрейфу плазмы, т.е. вращению. Это неизбежный вывод из представленных данных. Важно отметить, что вращение плазменного потока экспериментально показано на установке ПФ-3 [39].

4. Оптическое излучение потока плазмы демонстрирует активность в позднее время, что указывает на то, что механизм, генерирующий поток, остается работоспособным в течение многих десятков микросекунд после развала пинча, из которого он, как предполагается, получает свою энергию.

5. Обнаружено, что эта плазменная активность в позднее время в оптическом сигнале связана с излучением полоидального потока, показывающего, что магнитная структура плазменного потока связана с его плотностью.

6. Относительные величины интегрированных по времени сигналов дифференциального режима в различных петлях дают представление о положении максимума потока относительно петель. Равенство сигналов Int-DIFF-01 и Int-DIF-02 на рис. 9 между 7.3 и 16 мкс показывает, что максимум потока расположен между радиусами петли № 1 и петли № 2. Немонотонное изменение интегрированных по времени сигналов дифференциального режима с радиусами контуров на участках рис. 9 и рис. 15 указывает на наличие колебательного пространственного распределения магнитного потока.

5.5. Значимость выводов

Теоретическая основа существования излучения полоидального потока от плазменного объекта, которое возникает после развала пинча и распространяется от анода, все еще находится в стадии разработки. Существование осевого магнитного поля до и во время фазы пинча было экспериментально продемонстрировано на установках PF-1000 [26] и ПФ-3 [34], и его происхождение еще не полностью понятно. В работах [37, 38] была предложена гипотеза, которая согласуется со всеми имеющимися данными. Ниже показано, что эта гипотеза особенно актуальна в случае астрофизических струй.

Можно показать [37], что функции Чандрасекара–Кендалла (СК) (собственные функции роторного оператора в цилиндрической геометрии) с параметром спиральности $s = \pm 1$, азимутальным номером моды m , аксиальным номером моды k и радиальным номером моды γ , их порождающая функция (собственные функции оператора Лапласа с отрицательными собственными значениями) и градиент последней служат полным ортонормированным базисным набором для соленоидальных, скалярных и безвихревых полей соответственно в бесконечной области. Это позволяет представить любое простран-

ственное распределение плазмы в виде бесконечной суммы по цилиндрическим функциям Фурье. Уравнения в частных производных, описывающие такую систему, могут быть затем преобразованы в обыкновенные дифференциальные уравнения для эволюции спектральных плотностей различных физических величин (плотности, скорости, давления, тока, магнитного поля, электрического поля и т.д.) в пространстве номеров мод.

В этом случае нелинейность МГД-уравнений, связанная с конвективными производными и силой Лоренца, должна приводить к смешиванию чисел мод [38]: “Моды с номерами мод (m', k', γ') и (m'', k'', γ'') вызывают изменения скорости изменения спектральной плотности поля (которое может быть скалярным полем, таким как плотность, температура или давление, соленоидальное поле, такое как магнитное поле или комбинация соленоидальных и невращательных полей, таких как скорость, ток и электрическое поле) при номерах мод (m, k, γ) , где $m = m' \pm m''$, $k = k' \pm k''$, $\gamma = \gamma' \pm \gamma''$. В результате начальное распределение спектральной плотности в пространстве номеров мод каждого поля будет иметь тенденцию к каскадированию в сторону меньших и больших номеров мод до тех пор, пока не будут достигнуты физические нижний и верхний пределы, а затем станет квазистационарным. Эти ограничивающие собственные моды будут модулировать общее поле, такое как плотность плазмы или плотность тока, с их характерной пространственной структурой в верхнем и нижнем пределах номеров мод.”

Нижним пределом числа моды такого каскада будет функция $m=0$ СК с наименьшими значениями осевого номера моды k и радиального номера моды γ , согласующимися с динамикой конкретной задачи, которая определяет ее физический размер. Линии тока такой функции лежат на вложенных тороидальных поверхностях потока [37]. Сами поверхности потока являются собственными функциями скалярных полей, таких как плотность, давление и, как следствие, коэффициент излучения. Воронкообразная структура, наблюдаемая на фотографиях струи на PF-1000 [20], а также схема протекания тока внутри плазменного объекта (рис. 19 из ссылки [21]), полученная из детальных измерений магнитным зондом, имеют большое сходство с пространственной структурой функции СК $m=0$ [37, 38].

Дополнительным подтверждением этой гипотезы является немонотонное изменение амплитуд интегрированных по времени сигналов дифференциального режима с радиусом петли на рис. 9 и 15, предполагающие, что магнитный поток имеет колебательное пространственное распределение, аналогичное показанному на рис. 2 из ссылки [35].

Функции СК $m=0$ с предельными наименьшими значениями номера осевой моды x и радиального номера моды y являются собственными функциями всех соленоидальных полей, таких как магнитное поле, плотность тока, завихренность и индуктивное электрическое поле. Можно показать [37], что траектории частиц в таких полях обладают множеством точек поворота, имеющих струйный характер (см. рис. 3 в [38]). Коллимация таких траекторий частиц, подобных струе, тогда оказалась бы свойством сгущения спектральной плотности полей, представляющих модель плазмы в пространстве модовых чисел, за счет нелинейностей, присущих таким моделям.

Экспериментальное подтверждение существования (1) полоидального магнитного поля, (2) обратного тока, (3) воронкообразной излучающей структуры, связанной с радиально компактными сверхзвуковыми потоками плазмы после пинча в трех установках плазменного фокуса, (4) немонотонного изменения магнитного потока с радиусом, аналогичного изменению функции Бесселя функций СК указывает на то, что приведенная выше гипотеза не лишена некоторых достоинств. Дополнительным преимуществом этого метода является то, что он не зависит от устройства и модели и применим ко всему спектру струйных явлений, от лазерной плазмы до астрофизических джетов.

6. РЕЗЮМЕ И ВЫВОДЫ

В данной статье предпринята попытка продемонстрировать существование полоидального магнитного потока, связанного с радиально компактными сверхзвуковыми потоками плазмы в фазе после пинча в установке плазменного фокуса, которая предлагается в качестве лабораторного астрофизического испытательного стенда. Наряду с полоидальным магнитным потоком получены доказательства существования радиального электрического поля и, следовательно, подразумеваемого вращения плазмы. Обнаружено, что структуры позднего времени в сигнале светового излучения связаны со структурами в излучении полоидального магнитного потока. Они имеют некоторое сходство с осевыми структурами в течениях Хербига—Аро в астрофизике.

Была предложена независимая от устройства и модели гипотеза о возникновении таких компактных потоков в терминах сгущения спектральной плотности полей, представляющих модель плазмы, в бесконечном цилиндрическом пространстве модовых номеров. Эта гипотеза согласуется с имеющимися данными экспериментов этой серии, в частности, с существованием (1) полоидального магнитного поля (эта статья) (2) обратного тока [21] (3) воронкообразной излучающей структуры [20, 33], связанной

с радиально компактным сверхзвуковым плазменным потоком, возникающим после развала пинча в трех плазмофокусных установках.

Авторы выражают признательность В. С. Бескину, К. Н. Митрофанову и А. Б. Кукушкину за ценные и продуктивные дискуссии.

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *De Gouveia Dal Pino E. M.* // AIP Conference Proceedings. 2005. V. 784. P. 183. <https://doi.org/10.1063/1.2077183>
2. *Romero G. E.* // Astron. Nachr. 2021. V. 342. P. 727. <https://doi.org/10.1002/asna.202113989>
3. *Vlahakis N., Tsinganos K.* // Monthly Not. Royal Astron. Soc. 1999. V. 307. P. 279.
4. *Pudritz R. E., Hardcastle M. J., Gabuzda D. C.* // Space Sci. Rev. 2012. V. 169. P. 27. <https://doi.org/10.1007/s11214-012-9895-z>
5. *Beall J. H.* // Acta Polytechnica CTU Proceed. 2014. V. 1(1). P. 259. <https://doi.org/10.14311/APP.2014.01.0259>
6. *Livio M.* // Phys. Reps. 1999. V. 311. P. 225.
7. *Cayuso R., Carrasco F., Sbarato B., Reula O.* // Phys. Rev. 2019. V. D100. P. 063009.
8. *Begelman M.* Astrophysical Jets, 2011. <http://www.kwasan.kyoto-u.ac.jp/ndams/presentation/begelman.pdf>
9. *Farley D. R., Estabrook K. G., Glendinning S. G., Glenzer S. H., Remington B. A., Shigemori K., Stone J. M., Wallace R. J., Zimmerman G. B., Harte J. A.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 1982
10. *Albertazzi B., Ciardi A., Nakatsutsumi M., Vinci T., Béard J., Bonito R., Billette J., Borghesi M., Burkley Z., Chen S. N., Cowan T. E., Herrmannsdörfer T., Higginson D. P., Kroll F., Pikuz S. A., Naughton K., Romagnani L., Riconda C., Revet G., Riquier R., Schlenvoigt H.-P., Skobelev I. Yu., Faenov A. Ya., Soloviev A., Huarte-Espinosa M., Frank A., Portugall O., Pépin H., Fuchs J.* // Science. 2014. V. 346. P. 325
11. *Lebedev S. V., Frank A., Ryutov D. D.* // Rev. Mod. Phys. 2019. V. 91. P. 025002.
12. *Hsu S. C.; Bellan P. M.* // Monthly Not. Royal Astron. Soc. 2002. V. 334 P. 257.
13. *Krauz V., Myalton V., Vinogradov V., Velikhov E., Ananyev S., Vinogradova Yu., Dan'ko S., Kalinin Yu., Kanaev G., Mitrofanov K., Moiseev A., Nashilevsky A., Nikulin V., Pastukhov A., Remnev G., Stepanenko A., Kharrasov A.* // Physica Scripta. 2014. V. T161. P. 014036.
14. *Krauz V., Myalton V., Vinogradov V., Velikhov E., Ananyev S., Dan'ko S., Kalinin Yu., Kharrasov A., Mitrofanov K., Vinogradova Yu.* // 42nd EPS Confer. Plasma Phys., Lisbon, Portugal, 2015, V. 39E, ISBN2-914771-98-3, P. 4.401. <http://ocs.ciemat.es/EPS2015PAP/pdf/P4.401.pdf>

15. Pavez Cr., Pedreros J., Tarifeño-Saldivia A., Soto L. // *Phys. Plasmas*. 2015. V. 22. P. 040705. <https://doi.org/10.1063/1.4919260>
16. Bernard A., Bruzzone H., Choi P., Chuaqui H., Gribkov V., Herrera J., Hirano K., Lee S., Luo C., Mezzetti F., Sadowski M. J., Schmidt H., Ware K., Wong C. S., Zoita V. // *J. Moscow Phys. Soc.* 1998. V. 8. P. 93.
17. Auluck S., Kubes P., Paduch M., Sadowski M. J., Krauz V. I., Lee S., Soto L., Scholz M., Miklaszewski R., Schmidt H., Blagoev A., Samuelli M., Sing Seng Y., Springham V., Talebitaher A., Pavez C., Akel M., Ling Yap S., Verma R., Kolacek K., Keat P. L. Ch., Rawat R., Abdou A., Zhang G., Laas T. // *Plasma*. 2021. V. 4. P. 450.
18. Митрофанов К. Н., Крауз В. И., Мялтон В. В., Велихов Е. П., Виноградов В. П., Виноградова Ю. В., Виноградова Ю. В. // *ЖЭТФ*. 2014. Т. 146. С. 1035.
19. Митрофанов К. Н., Крауз В. И., Мялтон В. В., Виноградов В. П., Харрасов А. М., Виноградова Ю. В. // *Астрономич. ж.* 2017. Т. 94. С. 152.
20. Krauz V. I., Mitrofanov K. N., Paduch M., Tomaszewski K., Szymaszek A., Zielinska E., Pariev V. I., Beskin V. S., Istomin Ya. N. // *J. Plasma Phys.* 2020. V. 86. P. 905860607.
21. Крауз В. И., Митрофанов К. Н., Мялтон В. В., Ильичев И. В., Харрасов А. М., Виноградова Ю. В. // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. С. 829.
22. Крауз В. И., Войтенко Д. А., Митрофанов К. Н., Мялтон В. В., Аршба Р. М., Астапенко Г. И., Марколия А. И., Тимошенко А. П. // *Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ). Сер. Термоядерный синтез*. 2015. Вып. 2. С. 19.
23. Filippov N. V., Filippova T. I., Khutoretskaia I. V., Mialton V. V., Vinogradov V. P. // *Phys. Lett.* 1996. V. A 211. P. 168
24. Андреев Е. А., Войтенко Д. А., Крауз В. И., Марколия А. И., Матвеев Ю. В., Решетняк Н. Г., Хаутиев Е. Ю. // *Физика плазмы*. 2007. Т. 33. С. 247.
25. Scholz M., Miklaszewski R., Gribkov V. A., Mezzetti F. // *Nukleonika*. 2000. V. 45. P. 155.
26. Krauz V. I., Mitrofanov K. N., Scholz M., Paduch M., Kubes P., Karpinski L., Zielinska E. // *Eur Phys. Lett.* 2012. Vol 98. P. 45001
27. Auluck S. K. H. // *Phys. of Plasmas*. 2002. V. 9. P. 88.
28. Auluck S. K. H. // *Plasma Science and Applications (ICPSA 2013) Internat. J. Modern Phys.: Confer. Ser.* 2014. V. 32 P. 1460315. <https://doi.org/10.1142/S2010194514603159>
29. Митрофанов К. Н., Крауз В. И., Грабовский Е. В., Мялтон В. В., Падух М., Грицук А. Н. // *Приборы и техника эксперимента*. 2018. Вып. 2, С. 78.
30. Walg S., Achterberg A., Markoff S., Keppens R., Meliani Z. // *Monthly Not. Royal Astron. Soc.* 2013. V. 433. P. 1453. <https://doi.org/10.1093/mnras/stt823>
31. Крауз В. И., Митрофанов К. Н., Войтенко Д. А., Астапенко Г. И., Марколия А. И., Тимошенко А. П. // *Астрономич. ж.* 2019. Т. 96. С. 456.
32. Митрофанов К. Н., Ананьев С. С., Войтенко Д. А., Крауз В. И., Астапенко Г. И., Марколия А. И., Мялтон В. В. // *Астрономич. ж.* 2017. Т. 94. С. 762
33. Krauz V. I., Paduch M., Tomaszewski K., Mitrofanov K. N., Kharrasov A. M., Szymaszek A., Zielinska E. // *European Phys. Lett.* 2020. V. 129. P. 15003.
34. Крауз В. И., Виноградов В. П., Харрасов А. М., Мялтон В. В., Митрофанов К. Н., Бескин В. С., Виноградова Ю. В., Ильичев И. В. // *Астрономич. ж.* 2023. Т. 100. С. 19.
35. Auluck S. K. H. // *Phys. Plasmas*. 2020. V. 27. P. 022308. <https://doi.org/10.1063/1.5139609>
36. Крауз В. И., Виноградов В. П., Мялтон В. В., Виноградова Ю. В., Харрасов А. М. // *Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ). Сер. Термоядерный синтез*. 2018. Вып. 3. С. 48.
37. Auluck S. K. H. // *Phys. Plasmas*. 2022. V. 29. P. 030703. <https://doi.org/10.1063/5.0085870>
38. Auluck S. K. H. // *Phys. Plasmas*. 2011. V. 18. P. 032508.
39. Крауз В. И., Митрофанов К. Н., Харрасов А. М., Ильичев И. В., Мялтон В. В., Ананьев С. С., Бескин В. С. // *Астрономический журнал*. 2021. Т. 98. С. 29.

Investigation of the Poloidal Magnetic flux at the PF-3 Plasma Focus within the Framework of the Program of Laboratory Simulation of Astrophysical Jets

© 2024 г. S. K. H. Auluck^{a,*}, V. I. Krauz^{a, b}, V. V. Myalton^b, A. M. Kharrasov^b

^a International Scientific Committee on Dense Magnetized Plasmas, Hery 23, P.O. Box 49, 00-908, Warsaw, Poland,

^b NRC Kurchatov Institute, Moscow, Russia, krauz_vi@nrcki.ru

*e-mail: skhauluck@gmail.com

Astrophysical jets are collimated plasma outflows observed in diverse astrophysical settings covering seven decades of spatial scale and twenty decades of power, which, nevertheless, share many common features. This similarity over wide range of scales indicates a common core of physics underlying this phenomenon, leading to considerable interest in observational, theoretical and numerical studies. Laboratory astrophysics experiments for simulating astrophysical jets are premised on this common core of physics responsible for multi-scale similarity of jets remaining valid down to laboratory spatial scales of millimeters. Jets formed after the disassembly of the non-cylindrical z-pinch formed in a plasma focus installation have recently been subjects of observational studies. They offer an important complementarity to the main lines of investigations in two respects. Firstly, the multi-faceted role of gravity, radiation, nuclear reactions and related astrophysics is eliminated retaining only a rapid implosion of a compact plasma object in a magnetohydrodynamic environment as a common feature. Secondly, observations can be made using techniques of laboratory plasma diagnostics. In this paper, we report preliminary results regarding presence of poloidal magnetic flux associated with the jets lasting long after the pinch disassembly. This is significant in the context of uncertainty regarding the origin of poloidal magnetic field postulated in several MHD models of astrophysical jet phenomena. Evidence indicating presence of a radial component of electric field suggests existence of plasma rotation as well. These results suggest that more refined experiments can provide insights into the astrophysical jetting phenomena not available from observational astronomy techniques.

Keywords: astrophysical jets, laboratory modeling, plasma focus