

# ВЛИЯНИЕ ПОЛОИДАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПАРАМЕТРЫ И ДИНАМИКУ ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА, ГЕНЕРИРУЕМОГО В ПЛАЗМОФОКУСНОМ РАЗРЯДЕ, ПРИ ЛАБОРАТОРНОМ МОДЕЛИРОВАНИИ СТРУЙНЫХ ВЫБРОСОВ МОЛОДЫХ ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ

© 2023 г. В. И. Крауз<sup>1,\*</sup>, В. П. Виноградов<sup>1</sup>, А. М. Харрасов<sup>1</sup>, В. В. Мялтон<sup>1</sup>,  
К. Н. Митрофанов<sup>2</sup>, В. С. Бескин<sup>3,4</sup>, Ю. В. Виноградова<sup>1</sup>, И. В. Ильичев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>НИИ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

<sup>2</sup>ТРИНИТИ, Троицк, Москва, Россия

<sup>3</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

<sup>4</sup>Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),  
Долгопрудный, Россия

\*E-mail: krauz\_vi@nrcki.ru

Поступила в редакцию 22.09.2022 г.

После доработки 11.11.2022 г.

Принята к публикации 11.11.2022 г.

Лабораторное моделирование является эффективным инструментом исследования астрофизических процессов. В работе рассмотрена схема моделирования джетов молодых звездных объектов с помощью установки плазменный фокус при наложении внешнего полоидального магнитного поля. Обсуждаются механизмы усиления полоидального магнитного поля в области формирования плазменного потока токопроводящей плазменной оболочкой при ее сжатии к оси системы вплоть до значений  $\sim 100$  кГс. Магнитозондовые измерения показали, что существенно возрастает величина компонента поля и непосредственно в плазменном потоке, при этом направление захваченного потоком поля соответствует направлению внешнего приложенного поля. Также наблюдается увеличение и тороидального компонента магнитного поля. Сделан вывод, что данный эксперимент достаточно точно моделирует процессы в молодых звездных объектах, включая вопросы аккреции и работы “центральной машины”.

**Ключевые слова:** джеты молодых звездных объектов, лабораторное моделирование, плазменный фокус

**DOI:** 10.31857/S0004629923010048, **EDN:** NPODNE

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время большое внимание уделяется лабораторному моделированию астрофизических процессов [1], в частности, нерелятивистских струйных выбросов, наблюдаемых у молодых звездных объектов, так называемых течений Хербига-Аро [2, 3]. В настоящее время большинство исследователей склоняются к магнитогидродинамической модели образования струйных выбросов [4]. В этой модели вблизи оси струйного выброса течет электрический ток, замыкающийся на его периферии. При этом поперечный размер джета должен определяться из баланса внутреннего давления, обусловленного величиной магнитного поля, и давления внешней среды, которая, в свою очередь, зависит от расстояния от “центральной машины” [5]. Таким образом, магнитное поле является естественным связующим

звеном между центральной машиной и джетом. При этом полоидальное магнитное поле задает направление выброса, а продольный электрический ток, текущий вдоль струйного выброса, создает тороидальное магнитное поле, давление которого может сколламировать выброс. Магнитное поле также может играть существенную роль в обеспечении дальнейшей устойчивости выброса.

В рамках программы лабораторного моделирования на установках типа “плазменный фокус” в НИИ “Курчатовский институт” [6–9] исследованию магнитных полей в плазменном выбросе было уделено значительное внимание. Было показано, что сгенерированный в ПФ плазменный поток распространяется с собственным захваченным полем [10], при этом основным компонентом является тороидальное (азимутальное) магнитное поле [11–14]. Последнее обстоятельство

является вполне ожидаемым в рамках рассматриваемой нами модели формирования плазменного потока в ПФ, согласно которой происходит перезамыкание линий магнитного поля и захват части магнитного потока, создаваемого продольным пинчевым током [8, 10].

В то же время характерной чертой современных моделей астрофизических джетов является наличие продольного (полоидального) магнитного поля, задающего направление выброса. В лабораторном эксперименте продольное магнитное поле обычно создается внешними источниками, поскольку в наиболее распространенных схемах моделирования магнитное поле или отсутствует (лазерные эксперименты), либо преобладает азимутальное магнитное поле в соответствии с геометрией эксперимента. Наложенное поле может оказать существенное влияние на динамику разряда. В экспериментах на установке Ангара-5-1 (ТРИНИТИ, Москва, Троицк) [15] было исследовано влияние продольного поля на плазмообразование и динамику пинчевания в схеме проволочных сборок, при этом продольное поле создавалось либо внешним соленоидом, либо путем первоначальной спиральной закрутки проволочек сборки. Влияние наложенного поля на динамику разряда и параметры формируемых струй исследовалось на установках MAGPIE (Imperial College, Великобритания) в конфигурации радиальных проволочныхборок [16] и COBRA (Cornell University, США) при сжатии радиальных алюминиевых фольг [17]. В этих экспериментах продольное магнитное поле величиной в несколько Тл создавалось внешним соленоидом либо катушками Гельмгольца. В лазерном эксперименте в лаборатории LULI (Франция) с помощью катушек Гельмгольца создавалось полоидальное магнитное поле  $\sim 20$  Тл [18]. Было показано, что такое поле может приводить к фокусировке потока. Для решения различных астрофизических задач внешнее магнитное поле используется также в лазерных экспериментах на установках PEARL (ИПФ РАН, Нижний Новгород) [19] и КИ-1 (ИЛФ СО РАН, Новосибирск) [20].

В экспериментах на плазмофокусных установках получены свидетельства существования собственного полоидального поля уже на стадии формирования пинча [21]. Одной из возможных причин возникновения этого поля может быть наличие азимутального вращения или спиралевидной филаментации токовой оболочки на стадии ее схождения к оси [22]. Этот компонент магнитного поля обнаружен и в сформировавшемся потоке [8, 23] на значительном удалении от анода. Однако управляемым образом изменить начальную величину  $B_z$  поля в области формирования потока на данном этапе практически невозможно, что создает трудности в интерпретации влияния полоидального поля на параметры потока.

Целью данной работы было исследование влияния полоидального поля на параметры и динамику плазменного потока путем наложения на область пинчевания внешнего магнитного поля.

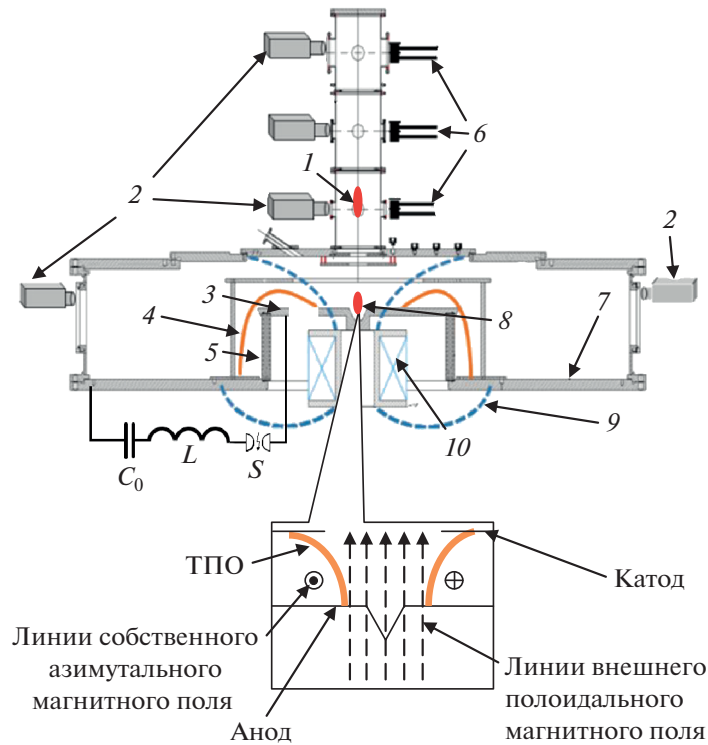
## 2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты выполнены в НИЦ “Курчатовский институт” на установке ПФ-3 — плазменном фокусе с геометрией электродов типа Филиппова. Разрядная система состоит из двух электродов (анод диаметром 92 см и катод, представляющий собой “беличье колесо” из 48 стержней, установленных на диаметре 115 см), разделенных ситалловым изолятором высотой 25 см и помещенных в вакуумную камеру диаметром 250 см (рис. 1). В центре анода имеется коническое углубление, в котором происходит формирование пинча. Более подробно конструкция установки описана, например, в [24].

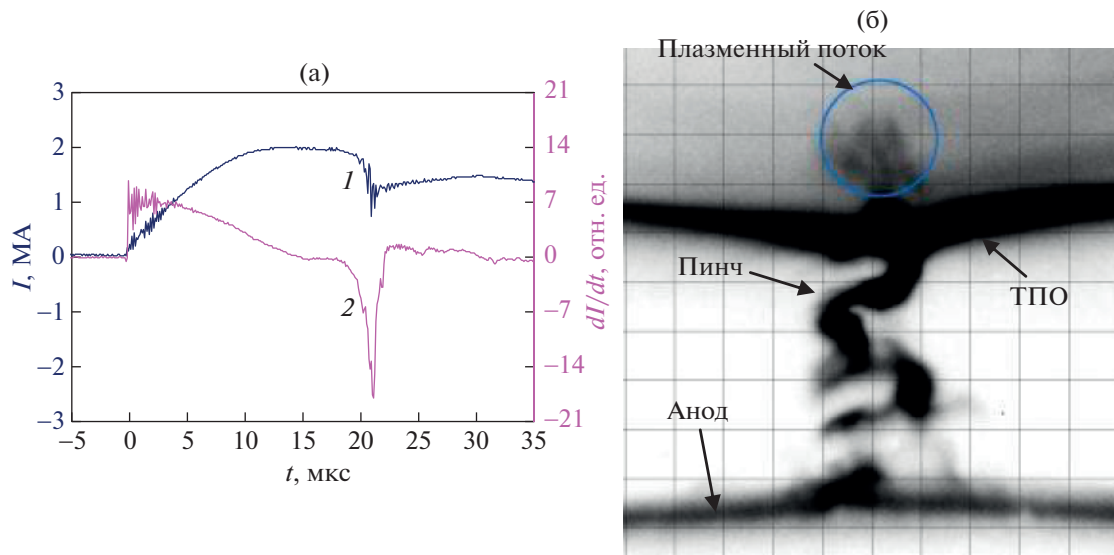
Полная емкость источника питания  $C_0 = 9.2$  мФ, максимальное зарядное напряжение  $U_0 = 25$  кВ, максимальная запасаемая энергия  $W_0 = 2.8$  МДж. При существующей геометрии разрядной камеры, определяемой размером изолятора, установка работает в режимах, оптимизированных на получение высокой степени сжатия плазмы при  $U_0 = 8–14$  кВ и токе разряда  $I = 2–3$  МА.

Принцип работы установки следующий. После предварительной откачки камера заполняется рабочим газом (водород, дейтерий, гелий, неон, аргон и их смеси — в зависимости от поставленных задач) под давлением в несколько Торр. При подаче высокого напряжения между анодом и катодом происходит пробой рабочего газа в районе изолятора. Образовавшаяся токонесущая плазменная оболочка (ТПО) под действием силы Ампера движется к оси разряда, на которой происходит пинчевание плазмы. Момент пинчевания сопровождается спадом разрядного тока и, соответственно, появлением резкого пика на его производной (рис. 2а). Плазменный поток формируется в пинчевой стадии разряда, длящейся несколько сотен наносекунд, в области пинча диаметром  $\sim 1$  см и длиной 3–5 см (рис. 2б).

Сформировавшийся поток распространяется вдоль оси установки со скоростью  $\sim 10^7$  см/с. Для исследования динамики параметров плазменного потока при его распространении на значительные расстояния в окружающей среде изготовлена трехсекционная пролетная камера (рис. 1), позволяющая проводить измерения на различных расстояниях от анода [25]. При этом в качестве момента генерации потока в первом приближении условно принимается пик производной тока (максимум обратного выброса на кривой  $dI/dt$ ), а местом генерации — анодная плоскость. Это оказывается достаточным для исследования с хоро-



**Рис. 1.** Схема эксперимента: 1 – джет, 2 – К-008/ЭОП-регистраторы, 3 – анод, 4 – ТПО, 5 – изолятор, 6 – световые коллиматоры/магнитные зонды, 7 – катод, 8 – пинч, 9 – линии магнитного поля, 10 – соленоид, С – конденсаторная батарея, L – индуктивность, S – разрядник.



**Рис. 2.** Осциллограммы разрядного тока (1) и его производной (2) (а) и фотография пинча в стадии формирования плазменного потока (б).

шей точностью параметров плазменного потока на значительных удалениях от анода (до  $\sim 100$  см) через несколько микросекунд (от единиц до десятков – в зависимости от точки наблюдения) от момента генерации.

Эксперименты выполнены при напряжении 9 кВ и энерговкладе 360 кДж. В качестве рабочего газа использовался неон при начальном давлении в камере 2 Торр. Использовался следующий набор диагностических средств:

– Пояс Роговского и петлевые датчики для регистрации полного разрядного тока и его производной.

– Электронно-оптические преобразователи (ЭОП) с электростатической фокусировкой изображения типа ЭП-16 с экспозицией кадра 10–30 нс и полем зрения 12–16 см. 4-х кадровая ЭОП-диагностика (150 нс задержка между кадрами), расположенная в анодной части установки, позволяет наблюдать за динамикой ТПО, пинчеванием и генерацией плазменного потока. ЭОП-регистраторы в пролетной диагностической камере, на уровнях 30 и 50 см от поверхности анода, предназначены для исследования структуры и эволюции плазменных потоков на удалении от места их генерации.

– Электронно-оптическая камера со щелевой разверткой, позволяющая регистрировать динамику плазмофокусного разряда, оценивать скорость сжатия ТПО, исследовать процесс пинчевания в прианодной области и получать временные развертки плазменного потока на различных расстояниях от анода.

– Магнитные зонды для измерения различных компонент магнитного поля как вблизи области генерации осевого струйного выброса, так и в пролетной камере.

– Световые коллиматоры для определения средней на пролетной базе и мгновенной в точке наблюдения скоростей плазменного потока в пролетной диагностической камере. Световые коллиматоры представляют собой одну или две трубки длиной ~40 см и диаметром 1.1 см. На входе и выходе каждой трубки установлены коллимирующие диафрагмы диаметром 2 мм. Коллиматоры позволяют наблюдать излучение из области на оси пролетной камеры диаметром ~3 мм. Выходящий свет с помощью пластмассовых световодов длиной ~15 м поступает на вход ФЭУ-30. В случае двойного коллиматора центры каналов разнесены на 1.6 см, так что по временной сдвигке между появлением сигналов с каждого канала можно достаточно точно измерить мгновенную скорость на этом участке. В эксперименте световые коллиматоры располагались во всех трех секциях пролетной диагностической камеры (30, 50, 80 см от поверхности анода).

Как уже отмечалось, наличие полоидального магнитного поля является важным фактором в лабораторном моделировании выбросов молодых звездных объектов. Однако в обычных условиях мы не имеем возможности влиять на величину этого компонента, что затрудняет выяснение его роли в коллимации потока и приводит к необходимости использования внешнего наложенного магнитного поля. Проблема заключается в том, что наложение сильного магнитного поля на область сжатия ТПО может препятствовать эффек-

тивному пинчеванию и, соответственно, генерации потока. Поэтому нами был выбран оригинальный подход, заключающийся в создании в области фокусировки относительно небольшого магнитного поля ~1 кГс, а усиление поля достигалось за счет сжатия магнитного потока коллапсирующей ТПО.

В качестве источника внешнего магнитного поля использовался соленоид, расположенный под анодом и на минимальном от его плоскости расстоянии. Значительно меньший по сравнению с анодом диаметр катушки должен был привести на периферии анода к изменению на обратное направление осевой составляющей поля. Эта проблема частично разрешалась наличием стального корпуса разрядной камеры, который играл роль обратного магнитопровода. Дополнительно улучшить конфигурацию поля и заодно увеличить его напряженность при том же токе катушки позволила установка внутри катушки стального цилиндра. В результате удалось обеспечить одинаковый знак вертикальной составляющей поля на всем радиусе анода. Схематически линии наложенного поля и собственного азимутального поля показаны на рис. 1. Распределение  $B_z$  и  $B_r$  компонент магнитного поля вдоль радиуса и  $B_z$  компонента вдоль оси показано на рис. 3 и 4 соответственно.

Таким образом, с помощью этого соленоида создавалось 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 (несколько см над поверхностью анода) линии магнитного поля практически параллельны оси установки. Система позволяет изменять направление приложенного поля. В дальнейшем при описании результатов положительная величина поля соответствует направлению движения потока вдоль оси установки (от анода вверх) и, соответственно, отрицательная — направлению к аноду.

Для измерения полоидального ( $B_r$ ) поля при сжатии ТПО и в струйном выбросе изготовлены и прокалиброваны магнитные зонды. Каждый зонд состоял из двух расположенных одна над другой катушек диаметром 1.5 мм и высотой 0.7 мм по 4 витка каждая, упакованные в керамическую трубку диаметром 5 мм. Намотка витков в катушках зонда была выполнена по часовой и против часовой стрелки, что обеспечивало получение разнополярных подобных по форме сигналов, связанных с изменением  $B_z$ -поля в точке расположения катушек зонда. Такой подход к регистрации зондовых сигналов позволял уверенно выделять сигналы, связанные с магнитным полем, на фоне возможных электромагнитных помех, возникающих при работе мощной электрофизической установки ПФ-3. Абсолютная чувствительность катушек зондов определялась на калибро-

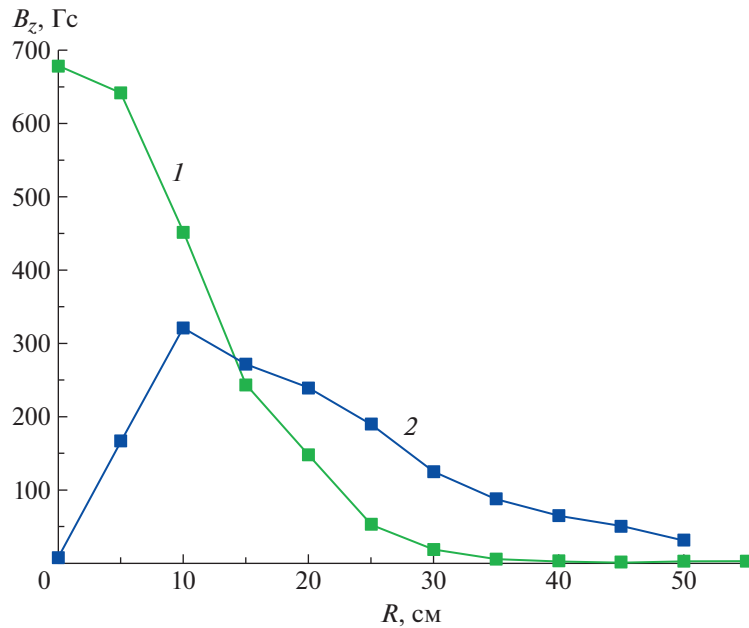


Рис. 3. Распределение магнитного поля  $B_z$  (1) и  $B_r$  (2) по радиусу на высоте 2 см относительно плоскости анода.

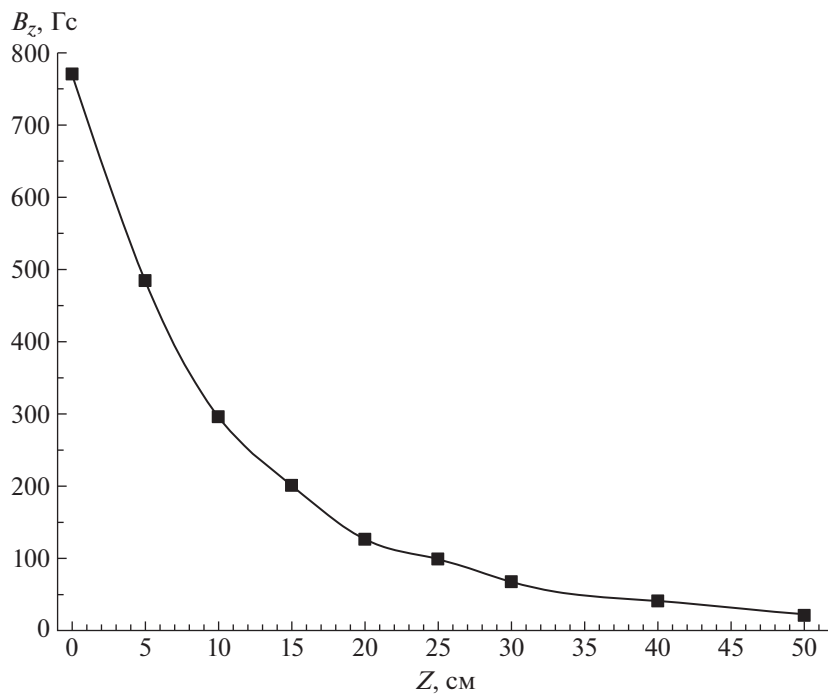
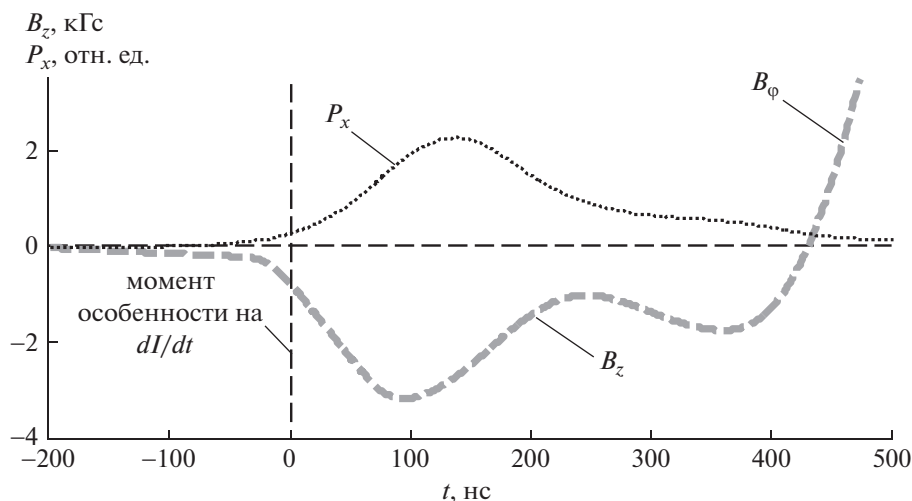


Рис. 4. Распределение магнитного поля  $B_z$  по высоте.

вочном стенде в однородном переменном магнитном поле катушки Гельмгольца, изменяющемся с высокой частотой (7 МГц). Коэффициент чувствительности катушек зонда к  $B_z$ -полю лежал в диапазоне  $(1-4) \times 10^{-9}$  В/(Гс/с). Погрешность калибровки чувствительного элемента зонда (определения эффективной площади петли) была не хуже 5%.

Аналогичные зонды были изготовлены и прокалиброваны для регистрации тороидального (азимутального) компонента магнитного поля  $B_\phi$ .

В экспериментах измерялась временная зависимость производной магнитного поля ( $dB_z/dt$ ) в месте расположения каждой катушки зонда. При этом временной профиль индукции магнитного



**Рис. 5.** Результаты измерений аксиального магнитного поля при сжатии ТПО в приосевой области установки ПФ-3 (газ Ne,  $P_0 = 2.0$  Торр,  $U_0 = 9$  кВ,  $W_0 = 373$  кДж) в отсутствие внешнего аксиального магнитного поля ( $B_{z0} = 0$ ). Временные зависимости:  $B_z$  — индукция  $B_z$ -поля, измеренная магнитным зондом на радиусе  $R_p = 0$  см и высоте над анодом  $h_p = -1$  см;  $P_x$  — импульс рентгеновского излучения в спектральном диапазоне  $h\nu > 10$  кэВ.

поля в месте расположения катушек зонда рассчитывался путем численного интегрирования измеренных петлями временных зависимостей  $dB/dt$ . Общая погрешность измерения величины магнитного поля в плазме составляла 15–20%. Зонды позволяли измерять величину и направление магнитного поля.

Применение вакуумного шлюза и зонда длиной около 500 мм позволяло располагать катушки зонда на различном расстоянии от анода установки от 0 до 20 см без нарушения вакуумных условий внутри разрядной камеры установки ПФ-3, что является важным моментом для стабильной работы установок плазмофокусного типа.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Созданный магнитный поток в процессе схождения проводящей ТПО к оси будет сжиматься, что должно привести к усилению магнитного поля в области пинчевания. Величина поля на оси в момент пинчевания при этом определяется параметрами и динамикой схлопывающейся оболочки. Из общих физических соображений ясно, что эффективность компрессии магнитного потока  $B_z$ -поля зависит от однородности и проводимости плазменной оболочки, а также от степени ее радиального сжатия на финальной стадии разряда. Контрольные измерения собственного  $B_z$ -поля (без наложенного поля) при сжатии оболочки на оси дают значения в несколько кГс. На рис. 5 приведен пример осциллограммы сигнала с магнитного зонда в разряде без наложенного магнитного поля.

Сигнал с зонда начинается непосредственно перед максимальным сжатием оболочки на оси (вертикальная штриховая линия) и сопутствующего пинчеванию импульсом рентгеновского излучения. В классической схеме эксперимента в ПФ разряде должно присутствовать только азимутальное (тороидальное) магнитное поле, создаваемое протекающим по пинчу током. Однако, как отмечалось выше, на фронте сжимающейся ТПО может присутствовать и полоидальный компонент [21]. Его природа может быть объяснена конструктивными особенностями установки (распределением токопроводов от источника питания), влиянием магнитного поля Земли, либо особенностями распределения тока в ТПО на стадии схождения к оси, о чем свидетельствуют наблюдаемые на кадровых фотографиях оболочки наклонные филаменты (рис. 6). Измерений распределения тока в этой стадии выполнено не было, однако, в случае протекания в филаментах тока, можно предположить спиралевидное распределение тока в заключительной стадии схождения ТПО и, как следствие, возникновение продольного магнитного поля.

По имеющимся данным можно предположить также, что собственное полоидальное магнитное поле имеет преимущественное направление к аноду.

Необходимо отметить, что на сигнал может оказывать влияние паразитный сигнал от  $B_\phi$ -компоненты магнитного поля за счет того, что возможно отклонение пространственной ориентации катушек от ортогональности току и/или при формировании пинча не строго по оси. Фактически величина этого паразитного сигнала опреде-

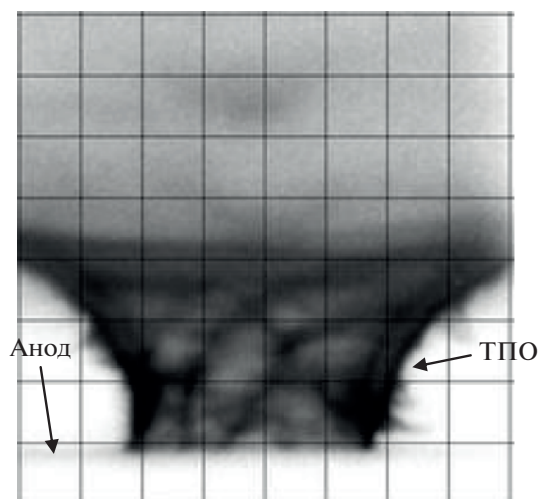


Рис. 6. Фотография сходящейся ТПО с волоконной структурой. Экспозиция кадра 12 нс.

ляет предел погрешности измерений. В случае размещения катушек строго по оси пинча паразитный сигнал должен быть близок к нулю даже при нарушении ортогональности установки зонда. На рис. 5 видно, что через некоторое время сигнал зонда меняет знак, что может быть связано со смещением пинча относительно оси установки. В этом случае зонд начинает регистрировать паразитный сигнал от  $B_\phi$  поля — полярность сигнала после этого момента начинает соответствовать направлению линий магнитного поля от тока пинча.

При включении соленоида величина регистрируемого магнитного поля значительно возрастает. На рис. 7 приведены сигналы двух катушек магнитного зонда, намотанных в противоположных направлениях. Сигналы обеих катушек зонда показывают хорошую симметрию, что свидетельствует об электромагнитной природе сигналов. При этом сигнал начинает регистрироваться только после прихода ТПО на ось системы — сжатие магнитного потока  $B_z$  поля происходит только на фронте ударной волны, формирующейся при сверхзвуковом движении ТПО.

За счет сжатия этого потока проводящей ТПО величина полоидального поля на оси достигает значений  $\leq 100$  кГс. При этом направление регистрируемого поля совпадает с направлением начального приложенного поля. Таким образом, с помощью достаточно простого устройства удается существенно изменить начальные условия в области формирования потока.

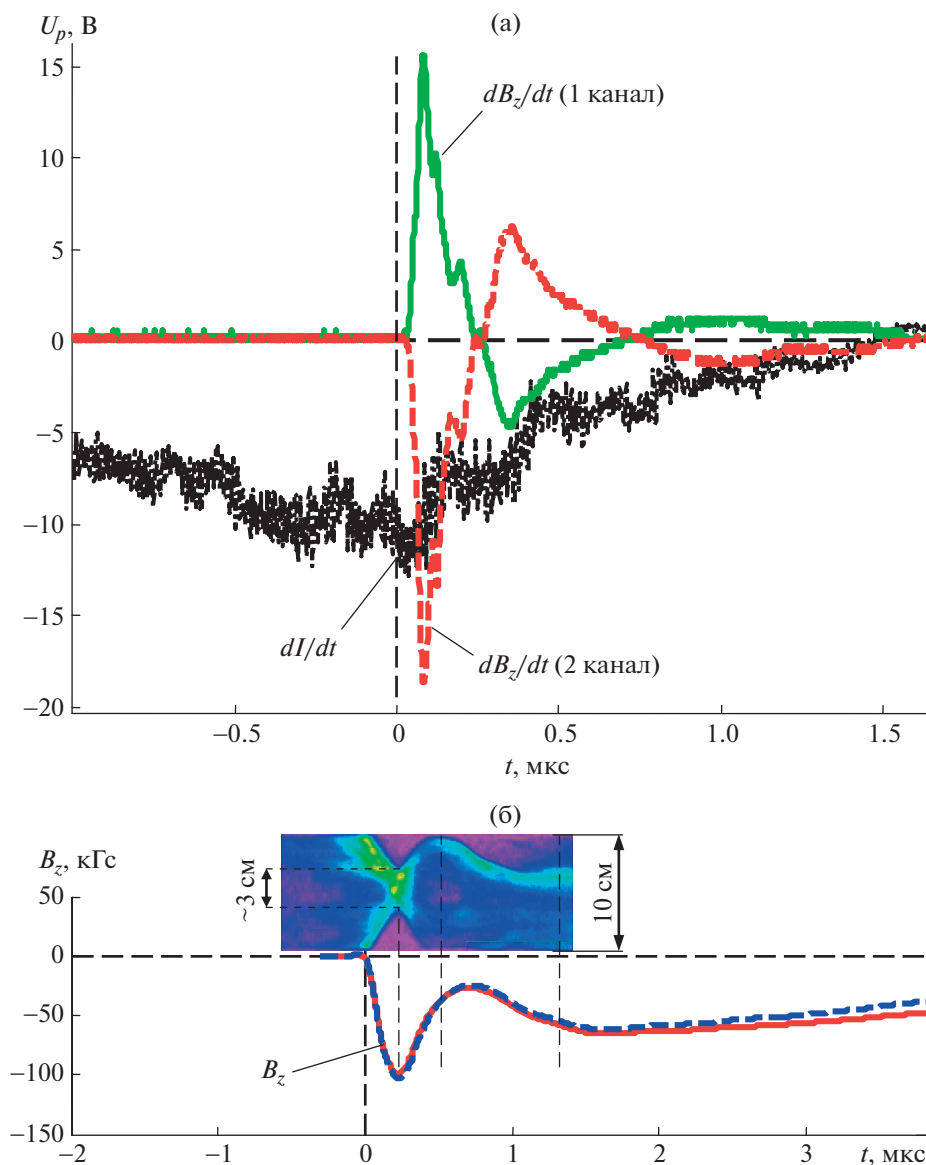
Как и следовало ожидать, наличие внешнего поля оказывает заметное влияние на процессы пинчевания и формирования плазменного потока, что выразилось, прежде всего, в уменьшении

глубины пика на производной тока (один из основных критериев эффективности пинчевания). Наблюдаются уменьшение скорости схождения ТПО к оси и увеличение радиуса пинча приблизительно в 2 раза: давление азимутального магнитного поля уравнивается суммарным давлением плазмы и полоидального поля. Оценки показывают, что в предположении полного сжатия магнитного потока проводящей оболочкой величина поля  $\sim 100$  кГс соответствует сжатию пинча до радиуса  $r \approx 1.4\text{--}1.5$  см, что хорошо согласуется с данными оптических регистраторов (см. рис. 7). Существенно (в несколько раз) снижается выход жесткого рентгеновского излучения (рис. 8), что свидетельствует об отсутствии сильных перегрежек и возникновения электрических полей, приводящих к генерации интенсивных электронных пучков. При включении даже небольшого внешнего магнитного поля сигнал жесткого рентгена уменьшается в несколько раз. Эксперименты по смене направления поля показали, что эффект наблюдается как при ориентации магнитного поля вверх, так и при обратной ориентации.

Несмотря на заметное ухудшение динамики пинчевания, в случае наложения внешнего магнитного поля, как было показано в работе [26], также наблюдается генерация плазменных потоков на стадии развала пинча. Магнитозондовые измерения показали, что существенно возрастает величина компоненты  $B_z$  и непосредственно в плазменном потоке — до 40 кГс на расстояниях 10–15 см от анода (рис. 9), при этом направление захваченного потоком поля также соответствует направлению внешнего приложенного поля (рис 10).

Однако, как можно видеть из рис. 10, в некоторых экспериментах был зарегистрирован знакопеременный характер временной зависимости  $B_z(t)$  зондами, расположенным на пролетной базе 10–15 см вдоль оси установки: вначале полярность сигнала не совпадает с направлением начального  $B_z$ -поля внешнего соленоида. Это может быть связано с динамикой распространения плазменного потока вдоль оси установки. Как следует из рис. 4, на расстояниях 10–15 см также присутствует не нулевое внешнее магнитное поле. При сжатии магнитного потока ТПО распределение поля в этой области также может изменяться в сторону его увеличения. Поскольку фоновый газ оказывается достаточно сильно ионизованным излучением пинча и самого потока, это поле может быть замороженным в фоновую плазму. Передний фронт плазменного потока при своем распространении вдоль оси “раздвигает” в стороны силовые линии магнитного поля, вытесняя его из области расположения зонда. Поскольку зонд регистрирует именно изменение  $B_z$  поля ( $dB_z/dt$ ), вначале регистрируется падение





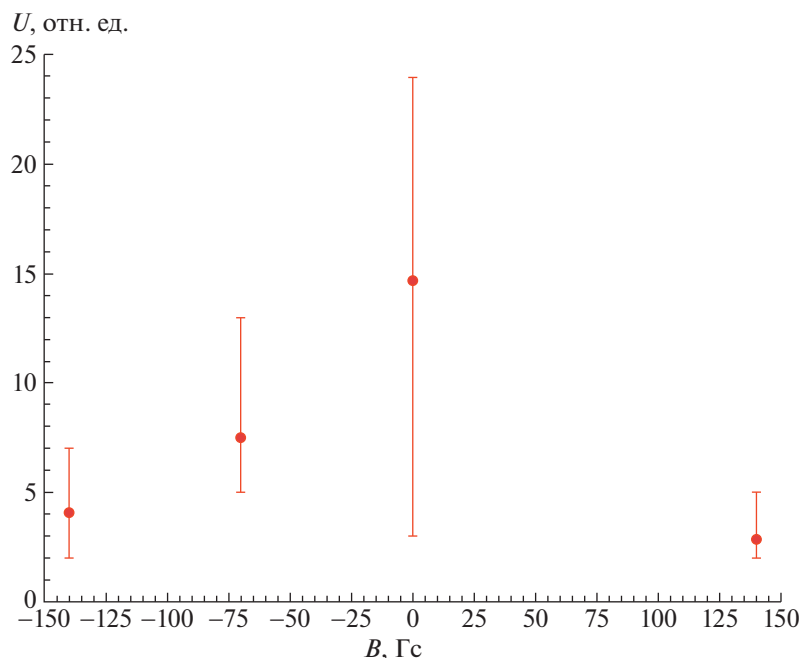
**Рис. 7.** Результаты измерений аксиального магнитного поля при сжатии ТПО в приосевой области установки ПФ-3 (импульс № 4463, газ Ne,  $P_0 = 2.0$  Торр,  $U_0 = 9$  кВ,  $W_0 = 373$  кДж) при наложении внешнего аксиального магнитного поля (на оси  $B_{z0} = -0.77$  кГс, направление — к аноду): а) временные зависимости производной полного тока  $dI/dt$  и производной индукции  $B_z$ -поля  $dB_z/dt$ , зарегистрированные двумя катушками с противоположной намоткой, расположенными на радиусе  $R_p = 0$  см и высоте над анодом  $h_p = 2$  см; б) временная зависимость индукции магнитного поля  $B_z$ , синхронизованная с временной разверткой радиального сжатия ТПО, полученной при помощи оптической камеры со щелевой разверткой K008. Ноль на шкале времени соответствует пику производной разрядного тока.

$B_z$ -поля (до 0.5–3 кГс) относительно “нулевого”, базового уровня, связанное с такой “раздвижкой” силовых линий. После прохода переднего фронта плазменного потока положения зонда зонд начинает регистрировать уже захваченное потоком  $B_z$ -поле, что отражается в изменении полярности сигнала, соответствующей направлению магнитного поля соленоида, и значительным ростом его величины до десятков кГс. По мере пролета потока вдоль оси камеры величина захваченного поля

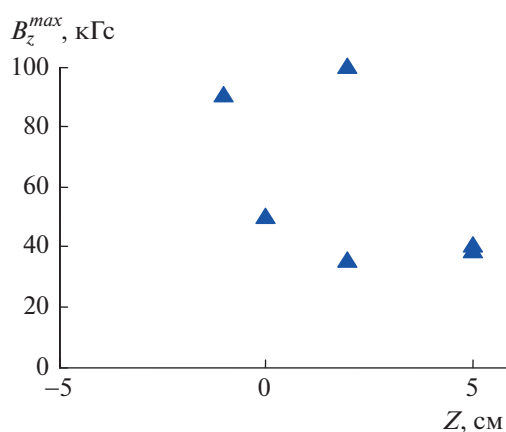
уменьшается. Тем не менее, например, на расстоянии 30 см,  $B_z$  компонент поля составляет еще 1–3 кГс, что на порядок больше, чем в разрядах без внешнего поля.

Неожиданным оказалось сильное увеличение захваченного тороидального  $B_\phi$  магнитного поля (в 2–3 раза). При этом важно, что направление  $B_\phi$  поля не зависит от направления приложенного полоидального поля. Одним из возможных объ-





**Рис. 8.** График зависимости жесткого рентгеновского излучения от величины и направления внешнего магнитного поля. Отрицательные значения поля соответствуют полю, направленному противоположно движению плазменных потоков в установке.

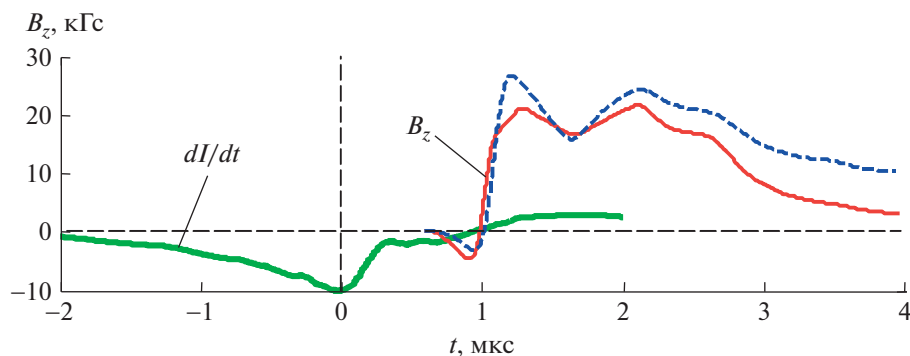


**Рис. 9.** Зависимость максимального уровня  $B_z$ -поля в струйном выбросе, зарегистрированного зондом на радиусе  $R_p = 0$  см, от расстояния, отсчитанного от поверхности анода установки ( $Z = 0$ ) при наложении внешнего аксиального магнитного поля  $B_{z0} = \pm 0.77$  кГс. Отрицательные значения  $Z$  соответствуют размещению зонда в конусовидном углублении в аноде ниже плоскости анода.

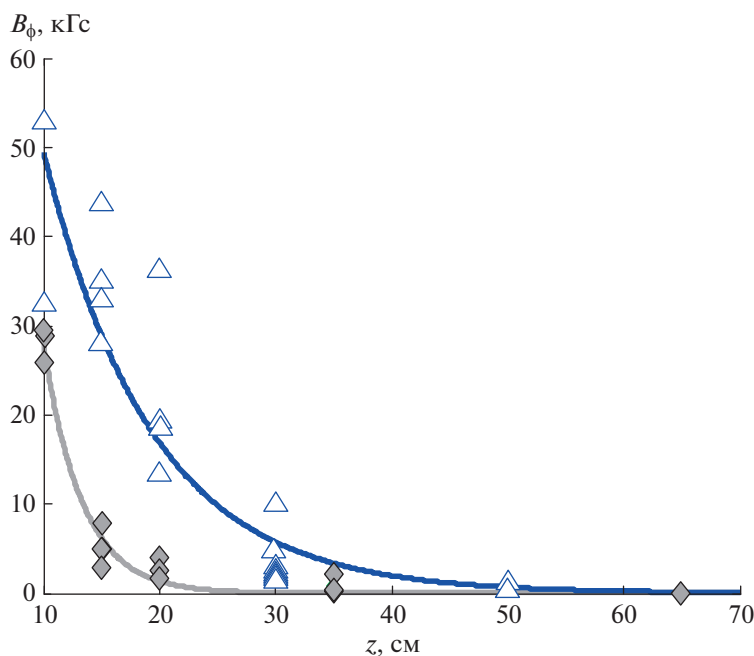
яснений увеличения тороидального поля может быть вращение джета [27]. Кроме того, заметно возрастает интенсивность оптического излучения потока, как по данным оптических коллиматоров, так по изображениям, полученным с помощью скоростных фоторегистраторов. Построена зависимость максимального уровня азимутального магнитного поля  $B_\phi$  от расстояния  $Z$  над по-

верхностью анода для двух случаев:  $B_{z0} = 0$  и  $B_{z0} = \pm 0.77$  кГс (рис. 11).

Из полученной зависимости следует, что в случае отсутствия внешнего  $B_z$ -поля затухание захваченного плазменным потоком  $B_\phi$ -поля происходит сильнее по сравнению со случаем, когда  $B_{z0}$  не равно нулю (уменьшение  $B_\phi$ -поля в  $e$ -раз происходит на дистанции  $\sim 3$  см для случая  $B_z = 0$  и  $\sim 9$  см



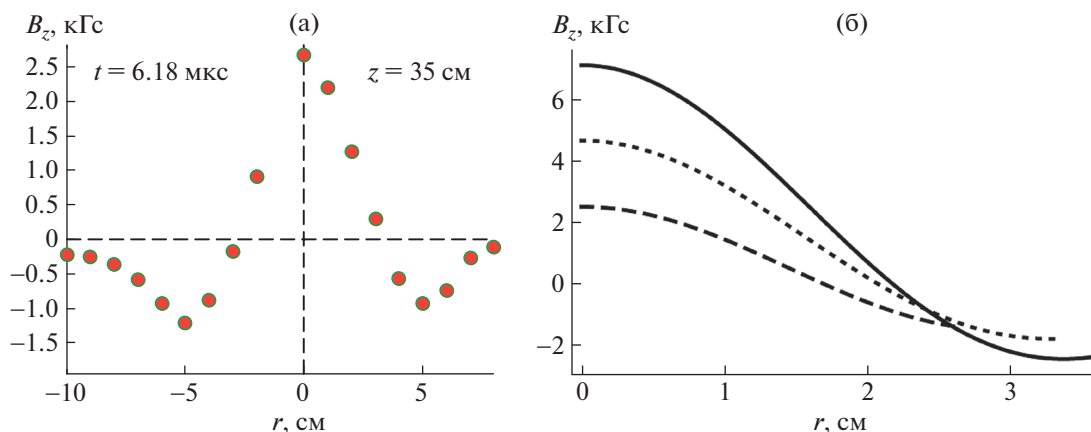
**Рис. 10.** Результаты измерений аксиального магнитного поля при сжатии ТПО в приосевой области установки ПФ-3 (импульс № 4477, газ Ne,  $P_0 = 2.0$  Торр,  $U_0 = 9$  кВ,  $W_0 = 373$  кДж) при наложении внешнего аксиального магнитного поля ( $B_{z0} = 0.77$  кГс). Направление  $B_z$ -поля — по направлению движения потока. Временные зависимости:  $dI/dt$  — производная полного тока;  $B_z$  — индукция аксиального магнитного поля, измеренная двумя катушками магнитного зонда, расположенного на  $R_p = 0$  см и  $h_p = 10$  см (сигнал катушки с противоположной по направлению намоткой инвертирован в положительную область).



**Рис. 11.** Зависимость величины азимутального магнитного поля от расстояния от анода без внешнего полоидального поля (◊) и с внешним наложенным полем  $\pm 770$  Гс (Δ).

для случая  $B_z \neq 0$ ). Предположительно такая существенная разница в затухании токов на пролетной базе 10–65 см может объясняться тем, что наложение внешнего  $B_z$ -поля приводит к образованию спиральной конфигурации общего магнитного поля плазменного джета, которое способствует формированию устойчивого к распаду компактного осевого плазменного выброса, распространяющегося в дрейфовом пространстве пролетной камеры.

Проведены исследования радиального распределения  $B_z$ -поля на расстоянии 35 см от места генерации осевого струйного выброса (поверхности анода установки) как при наличии внешнего поля в области пинчевания, так и без него. При отсутствии внешнего поля величина собственного магнитного поля составляла несколько сот Гаусс. Как уже отмечалось, наложение внешнего  $B_z$  поля приводило к увеличению захваченного поля на порядок величины (2–3 кГс), что, в соче-



**Рис. 12.** Радиальное распределение полоидального компонента магнитного поля на установке ПФ-3 при наложенном внешнем магнитном поле (а) и расчетное радиальное распределение полоидального компонента магнитного поля на различных горизонтальных срезах плазменного потока по высоте [28].

тании с обнаруженной зависимостью направления захваченного поля с направлением приложенного, доказывает корректность измерений (в условиях возможного влияния на результаты измерений  $B_\phi$  компонента поля) и повышает достоверность полученных результатов.

Получено, что в случае наличия внешнего  $B_z$ -поля захваченное плазменным потоком  $B_z$ -поле имеет радиальное распределение  $B_z(r)$ , близкое по форме к распределению магнитного поля соленоида: в центральной части плазменного потока, где протекает центральный ток, зарегистрирован максимальный уровень  $B_z$ -поля (рис. 12).

При увеличении расстояния от оси наблюдается спад  $B_z$ -поля с последующей его переполюсовкой в области радиусов 4–6 см. Это расстояние с хорошей точностью совпадает с границей центрального тока. Профиль распределения магнитного поля  $B_z(r)$  не зависит от направления внешнего магнитного поля катушки, меняется только знак абсолютного значения  $B_z$ -поля: захваченное внутри джета  $B_z$ -поле имеет то же направление, что и начальное аксиальное магнитное поле, созданное током внешнего соленоида. Полученные результаты находятся в хорошем соответствии с результатами работы [28], где был найден новый широкий класс решений уравнений идеальной магнитной гидродинамики, описывающий замкнутые осесимметричные стационарные течения. Подобные структуры наблюдаются и в активных областях джетов из молодых звезд.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Прежде всего обсудим вопрос о генерации магнитного поля в районе анода. Причиной гене-

рации полоидального магнитного поля в несколько кГс могут быть как магнитное поле Земли при сжатии его потока проводящей ТПО, так и неустойчивости в самом плазменном шнуре, приводящие к возникновению тороидальных электрических токов. К ним можно отнести кинковую ( $m = 1$ , рис. 2) неустойчивость, а также неустойчивости с  $m > 1$ , приводящие к волокнистой структуре еще на ранней стадии формирования токового жгута (см. рис. 6). В случае же наложения внешнего магнитного поля, магнитное поле в приосевой области вблизи анода оказывается на два порядка выше по сравнению с наложенным, как показано на рис. 9. Столь большое усиление магнитного поля может быть связано как с вмерзанием силовых линий в сходящейся к оси ТПО, так и с тороидальными холловскими токами [29]. В последнем случае приложенное внешнее магнитное поле также усиливается. Усиление продольного поля  $B_z$  в несколько раз было продемонстрировано на установке COBRA [17]. При этом большее усиление магнитного поля наблюдалось в случае полярности электродов, аналогичной полярности установки ПФ-3: в этом случае увеличивается диаметр полой области на оси системы в результате уравнивания магнитного давления азимутального и полоидального магнитных полей. Относительно небольшое (по сравнению с установкой ПФ-3) усиление может быть обусловлено малой величиной сжимаемого магнитного потока вследствие малых размеров разрядной системы. При этом прямым доказательством того, что источником такого сильного магнитного поля являются токи, сконцентрированные в районе плазменного шнура, является быстрое затухание поля с увеличением расстояния от анода на высотах  $z > 5 \text{ см}$  (т. е. выше ТПО), показанное на рис. 9. Однако и на этих расстоя-

ниях величина захваченного магнитного поля оказывается на порядок величины больше, чем в случае отсутствия наложенного поля.

Важным результатом является усиление тороидального магнитного поля в случае наложения полоидального магнитного поля. Заметим, что знак тороидального магнитного поля в отсутствие внешнего поля прежде всего определяется направлением тока в центре плазменного выброса и зависит от полярности самой установки ПФ (центральный электрод — анод). Наложение внешнего магнитного поля не только не изменяет направления тороидального поля, но и приводит к его увеличению независимо от полярности приложенного поля. При изменении направления внешнего магнитного поля сила Ампера  $F_A \sim j_r B_z$ , связанная с растекающимися от оси токами ТПО  $j_r$ , будет закручивать плазменный выброс в разные стороны. В результате, как легко проверить, для положительных значений  $B_z$  угловая скорость вращения  $\Omega$  будет направлена против движения выброса, а для отрицательных значений  $B_z$  — в вертикальном направлении. Однако в обоих случаях плотность заряда вблизи оси плазменного выброса (т.н. гольдрайховская плотность заряда  $r_e = -(\Omega B)/2\pi c$  [4]) будет положительной. Соответственно, продольный электрический ток в центре плазменного выброса, связанный с движением вверх плотности заряда  $r_e$ , также в обоих случаях будет направлен вверх, т.е. по направлению тока, генерируемого вблизи анода. А это, в свою очередь, должно привести к усилению тороидального магнитного поля  $B_\phi$ , что и наблюдается в эксперименте.

Что же касается астрофизического аспекта, то следует отметить, что верхняя часть ТПО имеет все основные составляющие, необходимые для работы “центральной машины”, реализуемой в молодых звездных объектах. К ним относятся полоидальное магнитное поле, перпендикулярное плоскости аккреционного диска, а также вращение, приводящие в итоге к возникновению радиального электрического тока [29]. При этом вращение верхней части ТПО, как уже говорилось, естественным образом возникает за счет действия силы Ампера  $F_A \sim j_r B_z$ .

Таким образом, верхняя часть ТПО достаточно точно моделирует аккреционный диск, естественным образом возникающий вблизи молодых звезд. Тем более, что, как хорошо известно [30], при формировании джетов из молодых звезд “центральной машиной” является не сама молодая звезда, а именно аккреционный диск, кеплеровская угловая скорость которого намного больше, чем угловая скорость вращения звезды. Главное же отличие состоит в том, что в молодых звездах источником активности является кинетическая энергия вращения, запасенная в аккреци-

онном диске, а радиальный ток  $j_r$ , замыкающий токовую систему, уносящую энергию, генерируется за счет вращения хорошо проводящего диска, погруженного во внешнее магнитное поле. В лабораторном же эксперименте источником энергии является внешняя батарея, генерирующая радиальный ток  $j_r$ , действие которого в присутствии полоидального магнитного поля приводит к возникновению вращения. Однако в обоих случаях возникает разность потенциалов между внешними и внутренними областями вращающейся хорошо проводящей среды, которая и становится батареей, приводящей в действие “центральную машину”.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках Программы 10 “Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика НЦФМ”.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. B. A. Remington, R. P. Drake, D. D. Ryutov, Rev. of Mod. Phys. **78**, 755 (2006).
2. G. Haro, Astron. J. **55**, 72 (1950).
3. G. H. Herbig, Astrophys. J. **111**, 11 (1950).
4. V. S. Beskin *MHD flows in compact astrophysical objects* (Heidelberg: Springer, 2010).
5. V. S. Beskin, A. V. Chernoglazov, A. M. Kiselev, E. E. Nokhrina, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **472**, 3971 (2017).
6. V. I. Krauz, V. S. Beskin, E. P. Velikhov, International Journal of Modern Physics D. **27**, 1844009 (2018).
7. В. С. Бескин, Я. Н. Истомин, А. М. Киселев, В. И. Крауз, К. Н. Митрофанов, В. В. Мялтон, Е. Е. Нохрина, Д. Н. Собьянин, А. М. Харрасов, Известия высших учебных заведений: Радиофизика **59**, 1004 (2016).
8. 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. Термоядерный синтез **38** (2), 19 (2015).
9. V. I. Krauz, M. Paduch, K. Tomaszewski, K. N. Mitrofanov, A. M. Kharrasov, A. Szymaszek, E. Zielinska, EPL **129**, 15003 (2020).
10. К. Н. Митрофанов, В. И. Крауз, В. В. Мялтон, Е. П. Велихов, В. П. Виноградов, Ю. В. Виноградова, ЖЭТФ **146**, 1035 (2014).
11. К. Н. Митрофанов, В. И. Крауз, В. В. Мялтон, В. П. Виноградов, А. М. Харрасов, Ю. В. Виноградова, Астрон. журн. **94**, 152 (2017).
12. В. И. Крауз, К. Н. Митрофанов, Д. А. Войтенко, Г. И. Астапенко, А. И. Марколия, А. П. Тимошенко, Астрон. журн. Т. **96**, 156 (2019).
13. V. I. Krauz, K. N. Mitrofanov, M. Paduch, K. Tomaszewski, A. Szymaszek, E. Zielinska, V. I. Pariev, V. S. Beskin, Ya. N. Istomin, Journal of Plasma Physics **86**, 905860607 (2020).
14. В. И. Крауз, К. Н. Митрофанов, В. В. Мялтон, И. В. Ильичев, А. М. Харрасов, Ю. В. Виноградова, Физика плазмы **47**, 829 (2021).

15. Г. Г. Зукакишвили, К. Н. Митрофанов, Е. В. Грабовский, Г. М. Олейник, *Физика плазмы* **31**, 707 (2005).
16. F. Suzuki-Vidal, S. V. Lebedev, S. N. Bland, G. N. Hall, A. J. Harvey-Thompson, J. P. Chittenden, A. Marocchino, S. C. Bott, J. Palmer, A. Ciardi, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38**, 581 (2010).
17. T. Byvank, J. T. Banasek, W. M. Potter, J. B. Greenly, C. E. Seyler, B. R. Kusse, *Phys. Plasmas* **24**, 122701 (2017).
18. B. Albertazzi, A. Ciardi, M. Nakatsutsumi, T. Vinci, J. Béard, R. Bonito, J. Billette, M. Borghesi, Z. Burkley, S. N. Chen, T. E. Cowan, T. Herrmannsdörfer, D. P. Higginson, F. Kroll, S. A. Pikuz, K. Naughton, L. Romagnani, C. Riconda, G. Revet, R. Riquier, H. P. Schlenvoigt, I. Yu. Skobelev, A. Ya. Faenov, A. Soloviev, M. Huarte-Espinosa, A. Frank, O. Portugall, H. Pépin, J. Fuchs, *Science* **17**(10), 325 (2014).
19. K. Burdonov, W. Yao, A. Sladkov, R. Bonito, S. N. Chen, A. Ciardi, A. Korzhimanov, A. Soloviev, M. Starodubtsev, R. Zemskov, S. Orlando, M. Romanova, J. Fuchs., *Astron. and Astrophys.* **657**, A112 (2022).
20. Ю. П. Захаров, А. Г. Пономаренко, В. А. Терехин, В. Г. Посух, И. Ф. Шайхисламов, А. А. Чибранов, *Квантовая электроника* **49**, 181 (2019).
21. V. I. Krauz, K. N. Mitrofanov, M. Scholz, M. Paduch, P. Kubes, L. Karpinski, E. Zielinska, *EPL* **98**, 45001 (2012).
22. В. П. Виноградов, В. И. Крауз, А. Н. Мокеев, В. В. Мялтон, А. М. Харрасов, *Физика плазмы* **42**, 1033 (2016).
23. Д. А. Войтенко, С. С. Ананьев, Г. И. Астапенко, А. Д. Базилая, М. Марколия, К. Н. Митрофанов, В. В. Мялтон, А. П. Тимошенко, А. М. Харрасов, В. И. Крауз, *Физика плазмы* **43**, 967 (2017).
24. В. И. Крауз, К. Н. Митрофанов, В. В. Мялтон, В. П. Виноградов, Ю. В. Виноградова, Е. В. Грабовский, Г. Г. Зукакишвили, В. С. Койдан, А. Н. Мокеев, *Физика плазмы* **36**, 997 (2010).
25. V. Krauz, V. Myalton, V. Vinogradov, E. Velikhov, S. Ananyev, S. Dan'ko, Yu. Kalinin, A. Kharrasov, K. Mitrofanov, Yu. Vinogradova, in *42nd EPS Conference on Plasma Physics* Lisbon, Portugal, 2015, Vol. **39E**, ISBN 2-914771-98-3, 4.401 <http://ocs.ciemat.es/EPS2015-PAP/pdf/P4.401.pdf>.
26. I. Il'ichev, V. Krauz, V. Myalton, A. Kharrasov, *Eur. Phys. J. Plus.* **136**, 557 (2021) <https://doi.org/10.1140/epjp/s13360-021-01514-9>
27. В. И. Крауз, К. Н. Митрофанов, А. М. Харрасов, И. В. Ильичев, В. В. Мялтон, С. С. Ананьев, В. С. Бескин, *Астрон. журн.* **98**, 29 (2021).
28. В. С. Бескин, И. Ю. Калашиников, *ПАЖ* **46**, 494 (2020).
29. В. С. Бескин, *Астрон. журн.* **100**, принято в печать (2023).
30. R. E. Pudritz, T. P. Ray, *Frontiers in Astronomy and Space Sciences* **6**, 54 (2019).