

ОСОБЕННОСТИ РАДИАЛЬНОГО И АКСИАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ТОРОИДАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОСЕВОМ СТРУЙНОМ ВЫБРОСЕ НА УСТАНОВКЕ ПФ-3

© 2021 г. В. И. Крауз^{а, *}, К. Н. Митрофанов^{б, **}, В. В. Мялтон^а, И. В. Ильичев^а,
А. М. Харрасов^а, Ю.В. Виноградова^а

^а НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

^б ГИЦ РФ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”, Москва, Россия

*e-mail: krauz_vi@nrcki.ru

**e-mail: mitrofan@triniti.ru

Поступила в редакцию 26.03.2021 г.

После доработки 27.04.2021 г.

Принята к публикации 29.04.2021 г.

Представлены результаты экспериментов по исследованию особенностей динамики и внутренней структуры осевого плазменного выброса на установке ПФ-3, выполненных в рамках программы лабораторного моделирования астрофизических джетов. Проведены измерения распределения тороидального магнитного поля в радиальном $B_\varphi(r)$ и осевом $B_\varphi(z)$ направлениях. Показано, что магнитное поле играет существенную роль в коллимации плазменного потока, что важно для верификации численных моделей распространения астрофизических джетов. Измерения магнитных полей с пространственным разрешением вдоль оси пролетной камеры позволили определить протяженность области с захваченным магнитным потоком. Исследования радиальной структуры центральной части плазменного выброса свидетельствует об увеличении в диаметре канала протекания центрального тока в направлении от головной к хвостовой части плазменного потока. Приблизительно линейный характер распределения магнитного поля в виде функциональной зависимости $B_\varphi(r) \sim r$ в области протекания центрального тока указывает на равномерное распределение плотности тока вдоль радиуса. Выявлены некоторые особенности протекания токов в головной и хвостовой части потока. Обсуждается взаимодействие плазменного потока с конструктивными элементами пролетной камеры.

Ключевые слова: осевой плазменный выброс, магнитное поле, динамика плазмы

DOI: 10.31857/S0367292121090043

1. ВВЕДЕНИЕ

Лабораторное моделирование астрофизических процессов является одним из интенсивно развиваемых направлений. Актуальность этого направления обусловлена естественными ограничениями, которые присущи наблюдательной астрономии и связаны как с удаленностью исследуемых объектов, так и с возможностями существующих средств наблюдения. В этих условиях особое значение приобретает развитие теоретических моделей и разрабатываемых на их основе численных кодов. При этом остро встает вопрос их верификации. Здесь особая роль отводится лабораторному моделированию. Этому способствует тот замечательный факт, что уравнения магнитной гидродинамики не имеют внутреннего масштаба. Это означает, что, несмотря на огромные различия в пространственных и временных масштабах, при соблюдении определенных соотношений подобия, процессы в астрофизической плазме и в лабораторной плазме описываются одними и теми же уравнениями. Эти соотношения достаточно четко сформулированы в ряде работ, например, [1–3].

Одним из объектов лабораторного моделирования являются выбросы (джеты), испускаемые молодыми звездными объектами. Астрофизические джеты представляют собой одно из ярчайших явлений, наблюдаемых во Вселенной и присуще широкому классу объектов — от активных ядер галактик до микроквazarов и молодых звезд [4]. Интерес к лабораторному моделированию именно выбросов молодых звезд обусловлен тем, что они обладают нерелятивистскими скоростями ($\sim 3 \times 10^7$ см/с), достижимыми в лабораторных условиях. Хорошо известны работы по моделированию джетов молодых звезд, выполненные на

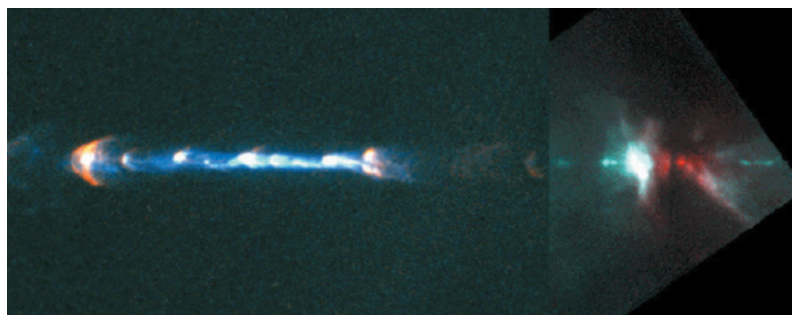


Рис. 1. Оптическое изображение объекта HH 111 из работы [13].

мощных лазерных установках [5, 6], Z-пинчах [7, 8], плазменных ускорителях [9, 10].

В последнее время все более широко используется термин “течение Хербиг-Аро” [11, 12], включающее в себя объекты, возникающие при взаимодействии выбросов с окружающей средой. Пример такого течения показан на рис. 1.

Как видно, течение может быть достаточно сильно структурировано. Причина такой структурированности является в настоящее время объектом дискуссий. Естественно также возникает вопрос: как эти отдельные объекты связаны с “центральной машиной”.

Одним из устройств, позволяющих исследовать эти вопросы, является “плазменный фокус” (ПФ). ПФ является источником интенсивных плазменных потоков, возникающих в стадии пинчевания и распространяющихся в пролетной камере на расстояния ≥ 100 см, значительно превышающие их поперечные размеры [14–17]. Отличительной особенностью экспериментов с ПФ является то, что поток распространяется в среде с конечной плотностью [18, 19], что делает возможным моделирование взаимодействия джета с фоновой плазмой. Оценки показали, что в этой схеме моделирования удовлетворяются основные требования к параметрам масштабирования, что позволяет распространять полученные результаты на астрофизические объекты [19–21].

Среди основных результатов, полученных в схеме с ПФ установками, помимо компактности плазменного выброса при его распространении в пролетной камере, необходимо выделить такой важный результат, как обнаружение центрального тока, протекающего в ядре плазменного выброса [22] и являющегося следствием захваченного магнитного потока, возникающего на стадии формирования потока в результате перезамыкания силовых линий. Понятно, что в этом случае топология магнитного поля в выбросе определяется топологией поля, создаваемой источником установки, что приводит к преобладанию тороидальной компоненты. Понятно, что в случае астрофизических джетов топология поля может быть

иной. Тем не менее, и в этом случае наличие центрального продольного тока, а, следовательно, и тороидального магнитного поля, независимо от природы его возникновения, является одним из ключевых аспектов существующих теоретических моделей. Это тороидальное магнитное поле может играть существенную роль в обеспечении компактности выброса.

Таким образом, плазменный поток распространяется с собственным захваченным полем. Эти результаты были получены как на установке ПФ-3 в НИЦ “Курчатовский институт” [23], так и на установках КПФ-4 “Феникс” в Сухумском физико-техническом институте [25] и PF-1000 в Институте физики плазмы и лазерного микросинтеза в Варшаве [26]. Согласно разработанной в этих работах феноменологической модели на основании детального исследования радиального распределения тороидального магнитного поля, центральный ток замыкается на периферии выброса непосредственно на сам плазменный ступок и не связан с основной цепью разряда. Однако детальных исследований распределения тороидального поля в продольном направлении выполнено не было. К этой задаче тесно примыкает и проблема распределения токов замыкания в головной и хвостовой областях выброса.

Поскольку ПФ является импульсной системой, с ее помощью можно моделировать динамику распространения, в основном, одиночных выбросов. Если в поперечном направлении их компактность показана достаточно убедительно, то вопрос о компактности в продольном направлении остается открытым. Основной задачей настоящей работы является исследование продольных размеров плазмы с захваченным магнитным полем и их динамики с помощью магнитозондовых и оптических методов.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Схема эксперимента

Исследования осевого плазменного потока, возникающего в результате сжатия плазмы ТПО и образования пинча, проведены на установке ПФ-3 [26, 27], представляющей собой плазменный фокус с конфигурацией электродов типа Филиппова (см. рис. 2а). Разрядная система состоит из двух электродов (анод диаметром 92 см и штыревой катод типа “белчье колесо” диаметром 115 см, помещенные в вакуумную камеру диаметром 250 см), разделенных изолятором высотой 25 см. Эксперименты, представленные в настоящей работе, выполнены при стационарном напуске рабочего газа в камеру установки при следующих начальных условиях: рабочий газ Ne при давлении $P_0 = 2.0$ Торр. Энергосодержание емкостного накопителя составляло ~ 370 кДж при зарядном напряжении 9 кВ, разрядный ток в системе ≤ 2 МА. На этом же рис. 2а схематически показаны различные стадии сжатия токово-плазменной оболочки (ТПО) и образования пинча на оси установки в прианодной области (в анодной яме). Там же показана область распространения осевого струйного выброса из анодной области в пространство пролетной камеры.

Исследования динамики распространения осевого плазменного потока в окружающей среде из фонового газа проводились на значительных расстояниях от места генерации — на пролетной базе вдоль оси Z установки от 30 см до 50 см. Для этой цели используется специально сконструированная пролетная камера (см. рис. 2б, в) с набором диагностических патрубков, позволяющим проводить измерения большого количества параметров плазменного потока (пространственных размеров, скорости, магнитного поля, интенсивности собственного свечения и др.) на различных расстояниях от места генерации. Центры диагностических патрубков диаметром 4 см находятся на расстоянии 35 см от плоскости анода. Момент так называемой “особенности” на производной полного тока dI/dt условно принимается в качестве момента генерации осевого потока, а местом генерации в первом приближении принимается анодная плоскость ($z = 0$).

2.2. Магнитозондовый метод измерения распределения тороидального магнитного поля в плазменном потоке

В экспериментах использовались абсолютно калиброванные многоканальные магнитные зонды, позволяющие измерять тороидальную (азимутальную) компоненту магнитного поля в плазме при распространении осевого струйного выброса в дрейфовом пространстве пролетной камеры. Характеристики магнитных зондов для

измерения тороидальной (B_ϕ) компоненты магнитного поля были следующие: пространственное разрешение ~ 4 мм; временное разрешение — не хуже 1.5 нс; чувствительность катушек зонда $k_p = (5.30 \pm 10.01) \times 10^{-8}$ В/(Гс/с), количество каналов измерения — 9, дискретность измерения пространственного распределения B_ϕ -поля — Δr или $\Delta z = 8$ мм. Общий вид и подробное описание конструкции магнитного зонда представлены на рис. 3 и в работах [23, 24]. Чувствительный элемент зонда калибровался как на величину вектора индукции магнитного поля, так и на его направление. Точность калибровки магнитных зондов (определения эффективной площади катушки) была не хуже 5%. Погрешность измерений магнитного поля в плазменном потоке с учетом обтекания оболочки зонда плазмой была не более 20% [28, 29].

Набор диагностических патрубков, позволяет располагать магнитные зонды в диаметрально противоположных направлениях для измерения $B_\phi(r)$ распределения магнитного поля по обе стороны от оси (см. рис. 2б) в среднем сечении первой секции пролетной камеры (центр диагностических окон $z_1 = 35$ см) и в осевом направлении с торца пролетной камеры (см. рис. 2в) для измерения $B_\phi(z)$ распределения на расстояниях 30–50 см от поверхности анода.

Использование двух таких зондов позволяло проводить одновременные измерения в 18-ти точках пространства пролетной камеры в зависимости от цели эксперимента. В случае измерения радиального распределения B_ϕ -поля измерения проводились в диапазоне радиусов $r \in (-10, 10)$ см, в случае измерения $B_\phi(z)$ — в диапазоне $z \in (30, 50)$ см от плоскости анода. Сигнал с i -й катушки зонда, расположенной в точке пространства (r_i, z_i, ϕ_i) , был пропорционален производной индукции магнитного поля ($U_p^i \sim \partial B_\phi^i / \partial t$). Для получения временной зависимости индукции магнитного поля $B_\phi^i(t)$ в данной точке сигнал с катушки U_p^i численно интегрировался с учетом полученных калибровочных коэффициентов k_p^i . Пространственные распределения магнитного поля $B_\phi(r)$ или $B_\phi(z)$ восстанавливались по семейству кривых $B_\phi^i(t)$ в зависимости от расположения магнитных зондов в пролетной камере. Программным способом из зондовых сигналов восстанавливались радиальное и осевое распределение магнитного поля непрерывно во времени, и на основе полученных данных создавался видеоряд в виде avi-файла, состоящего из последовательности захваченных изображений размером 1120×700 пикселей, меняющихся со скоростью 4 кадра в секунду. Полученный видеоряд позво-

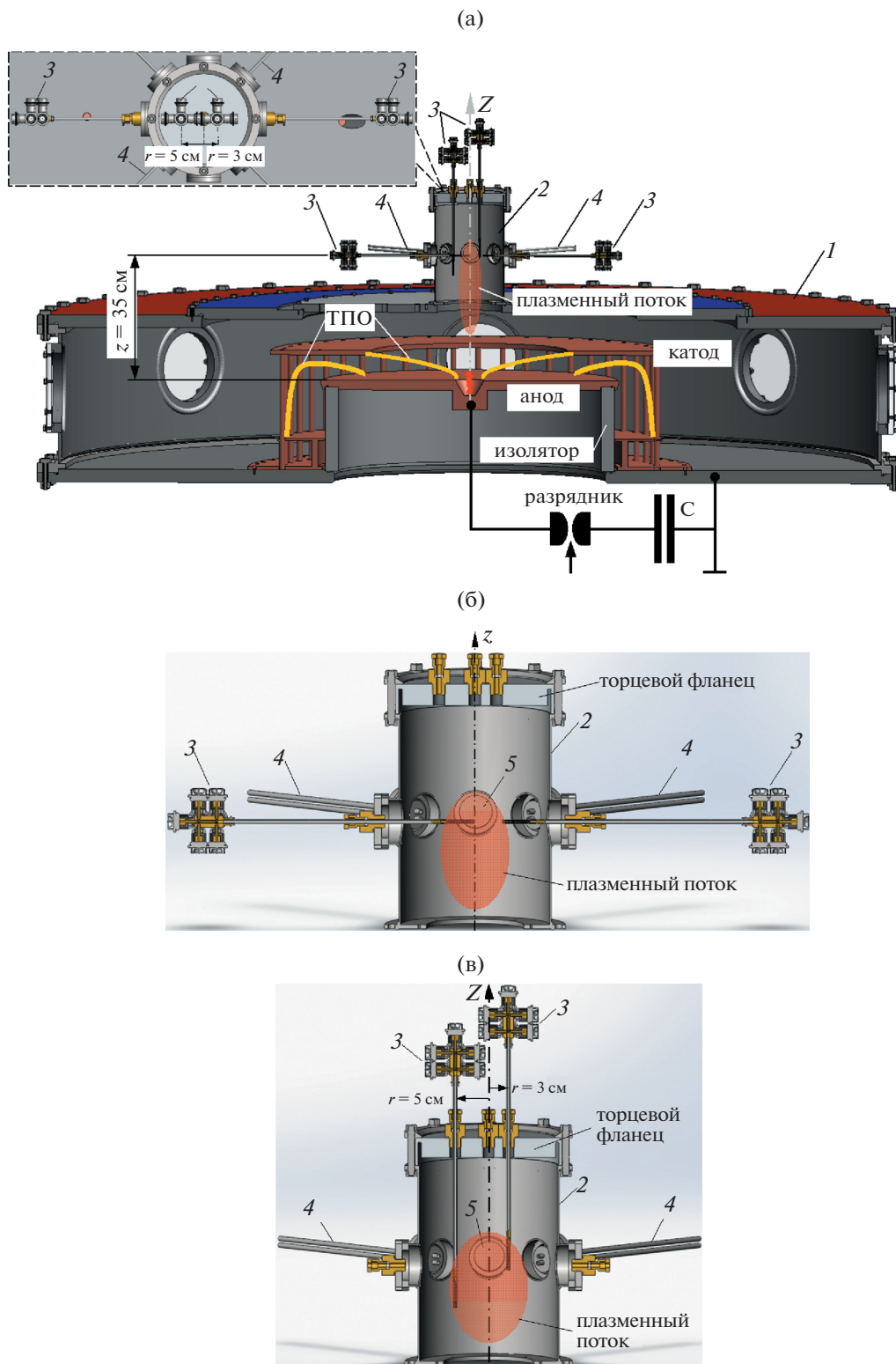


Рис. 2. Общий вид разрядной камеры установки ПФ-3 и ее электродной системы (а), пролетной камеры и расположения некоторых диагностических средств (б), (в): 1 – вакуумная камера; 2 – пролетная камера; 3 – магнитные зонды; 4 – оптические коллиматоры; 5 – смотровые окна оптических диагностик (кадровых ЭОП и камеры шелевой развертки K008). Во врезке к рис. (а) показан вид пролетной камеры сверху. На рис. (б) и (в) показаны варианты расположения магнитных зондов для измерения $B_\phi(r)$ и $B_\phi(z)$ распределений магнитного поля, соответственно.

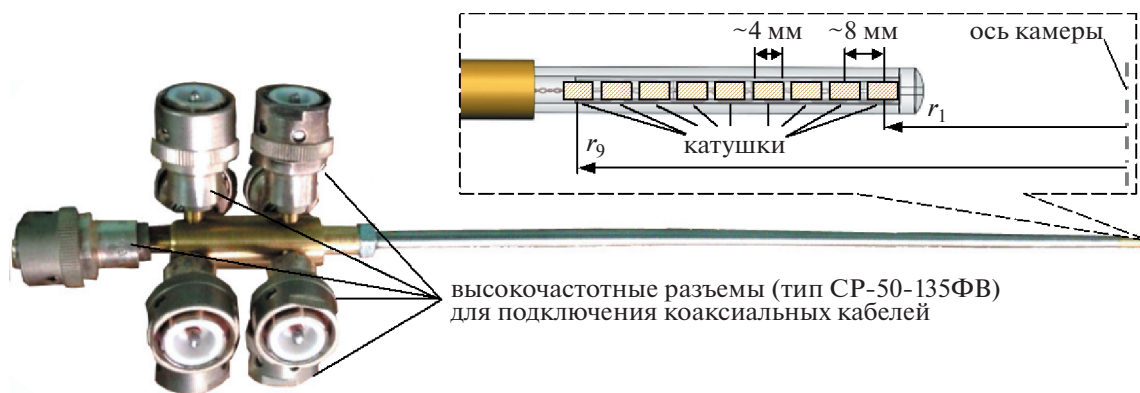


Рис. 3. Многоканальный магнитный зонд для измерения тороидальной (B_{ϕ}) компоненты магнитного поля в плазменном потоке. Во врезке к рисунку показана конструкция чувствительного элемента магнитного зонда с указанием размеров катушек и расстояний между ними.

для оперативно проводить анализ полученных зондовых результатов. Таким образом, при помощи циклической обработки численных данных (по ~ 80 выстрелам) создана база зондовых измерений, анализ которой, например, позволил в дальнейшем определить положение протекания центрального тока и токов замыкания, протяженность области с магнитным полем и др.

2.3. Методики регистрации оптического излучения, кадровых изображений и щелевых разверток плазменного потока

Фотографирование плазмы в оптическом диапазоне проводилось с помощью электронно-оптических преобразователей (ЭОП) типа ЭП-16 [30] в ($r-z$)-плоскости пролетной камеры. Каждый оптический регистратор представляет собой сборку из ЭОП, оптических фильтров, дистанционно управляемого цифрового фотоаппарата и системы объективов для переноса изображения. Регистрация плазменных потоков производилась в центральном сечении ($z = 35$ см) пролетной камеры. Экспозиция кадров составляла 30 нс. Поле зрения ЭОП-диагностики в приосевой области пролетной камеры захватывало область диаметром 13 см, полная разрешающая способность системы, приведенная к объекту, была не хуже 1 мм.

В качестве одного из диагностических инструментов в данной работе использована также скоростная камера с щелевой разверткой К008. Оптическая схема (см. рис. 4), включала в себя упорядоченный световод, представляющий собой систему из нескольких плоских жил, на одном конце объединенных в квадратную сборку и с разветвленным противоположным концом [31, 32]. Перед световодом располагалась оптическая система, представляющая собой телескоп Кеплера. Световод обращен соединенным концом к

пролетной камере установки и расположен таким образом, чтобы регистрировать излучение с высоты $z = 30.5$ см, 35.0 см и 39.5 см над анодом. Несоединенные жилы на противоположном конце световода были собраны в линейку для вывода оптического излучения на камеру щелевой развертки. Для синхронизации был использован сигнал с оптического коллиматора, регистрирующего момент прохода ТПО определенного положения в камере. Ширина области зрения в радиальном направлении, перпендикулярном оси Z камеры составляла 9 см. Пространственное разрешение по объекту было не хуже 1 мм, временное разрешение – не хуже 400 нс для развертки 20 мкс и 120 нс для развертки длиной 6 мкс.

В экспериментах также использовались оптические коллиматоры, собирающие световое излучение вдоль диаметра камеры, которое затем по световоду подается на фотокатод ФЭУ и регистрируется на осциллографе. Коллимирование обеспечивает регистрацию излучения из относительно небольшого плазменного объема: диаметр области, попадающей в поле зрения коллиматора, не превышает 5 мм в центре пролетной камеры. Это позволяет с достаточно высокой точностью регистрировать момент прихода плазменного потока в область наблюдения и определять среднюю на пролетном участке скорость. Использование двойного коллиматора, состоящего из двух таких каналов, как показано на рис. 2б, в, и разнесенных на небольшое расстояние (1.6 см), позволяет фактически определять мгновенную скорость в области наблюдения по сдвигу появления сигнала в различных каналах коллиматора.

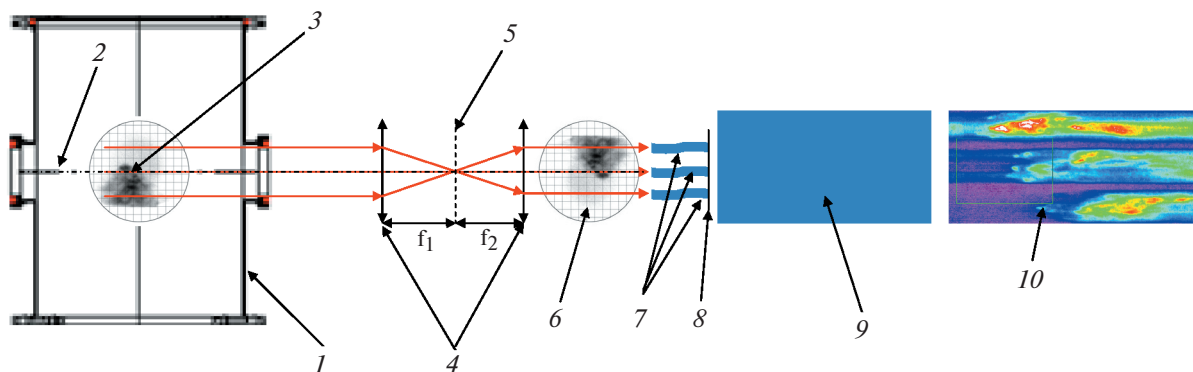


Рис. 4. Схема регистрации потока в пролетной камере посредством щелевой камеры К-008. 1 – пролетная камера, 2 – оптическая ось системы, 3 – плазменный поток, 4 – собирающие линзы (телескоп Кеплера), 5 – фокальная плоскость, f_1 , f_2 – фокусные расстояния линз, 6 – изображение плазменного потока, 7 – упорядоченный световод, 8 – входная щель камеры К-008, 9 – камера К-008, 10 – развертка потока.

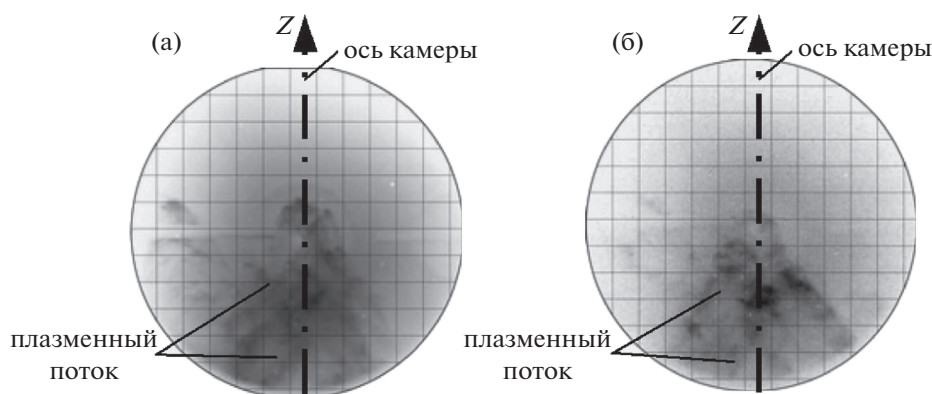


Рис. 5. Кадровые оптические изображения плазменного потока (импульсы № 4581 и № 4587, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 370$ кДж) по данным ЭОП-регистрации при прохождении плазмы позиции $z = 35$ см в момент времени t_{opt} относительно момента особенности на производной полного тока: а) – на $t_{opt} = 4.1$ мкс; б) – на $t_{opt} = 4.3$ мкс. Масштаб сетки 1 см \times 1 см.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Результаты измерения радиального распределения магнитного поля в плазменном потоке

Радиальное распределение тороидального магнитного поля было объектом наших предыдущих исследований [23], основным результатом которых явилось подтверждение наличия центрального ядра в осевом плазменном выбросе, в котором протекает осевой ток, а также обнаружение области протекания обратных токов замыкания. Увеличение количества измерительных катушек в магнитных зондах позволило уточнить динамику радиального распределения тороидального магнитного поля. Сопоставление данных оптического кадрового фотографирования (см. рис. 5) и магнитных измерений позволило обнаружить корреляцию между формой плазмен-

ного потока и временной зависимостью магнитного поля, регистрируемой зондами.

Измерения были проведены вдоль центрального диаметра первой секции пролетной камеры ($z = 35$ см). Радиальные распределения тороидального магнитного поля $B_\varphi(r, 35)$ восстановлены из семейства кривых $B_\varphi^*(r_i, 35, t)$ и $B_\varphi^{**}(r_j, 35, t)$ на некоторые моменты времени t_i , указанные стрелками (\downarrow) на рис. 6 и 8. Для примера на рис. 6 справа снизу в легенде показано соответствие представленных кривых радиусам расположения катушек зондов. На рис. 7 и 9 показаны соответствующие радиальные распределения магнитного поля. Так как два многоканальных зонда были расположены по обе стороны от оси Z в диаметрально противоположных направлениях, это позволяло исследовать как симметрию расположения области протекания центрального тока

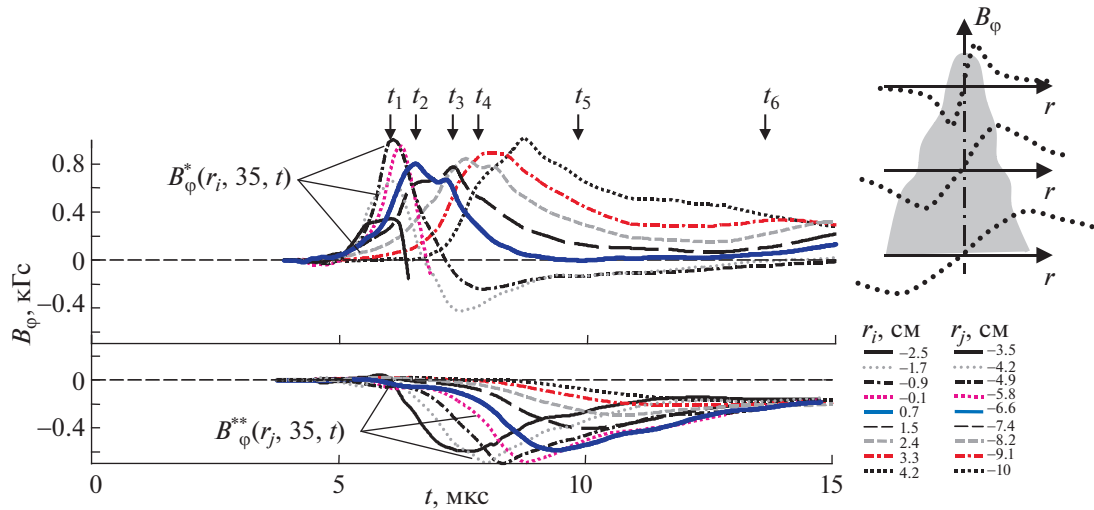


Рис. 6. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на расстоянии $z = 35$ см от поверхности анода установки (импульс № 4553, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 370$ кДж): временные зависимости индукции тороидального магнитного поля, измеренной магнитными зондами на радиусах $r_i \in [-2.5; -1.7; -0.9; -0.1; 0.7; 1.5; 2.4; 3.3; 4.2]$ см [кривые $B_\phi^*(r_i, 35, t)$] и $r_j \in [-3.5; -4.2; -4.9; -5.8; -6.6; -7.4; -8.2; -9.1; -10.0]$ см [кривые $B_\phi^{**}(r_j, 35, t)$]. Справа сверху схематично показано распределение магнитного поля в центральной части плазменного потока в различных его сечениях. Справа снизу в легенде показано соответствие представленных кривых радиусам расположения катушек зондов.

относительно оси пролетной камеры, так и радиальный размер этой области, а также область протекания обратных токов на периферии плазменного потока.

В рассматриваемом на рис. 6, 7 случае такое размещение зондов позволяет проводить измерения в области радиусов от $r = 4.2$ см справа до $r = -10$ см слева от оси камеры, т.е. с достаточно высокой степенью точности промерить распределение магнитного поля в области оси камеры. В некоторых экспериментах наблюдалась несимметричная форма радиального распределения тороидального магнитного поля $B_\phi(r)$, измеренного двумя магнитными зондами при прохождении переднего фронта плазменного потока (см. на рис. 7а распределение $B_\phi(r)$ в момент времени t_1). Как следует из распределения $B_\phi(r)$ наблюдается несимметричный пролет плазменного потока относительно магнитного зонда, расположенного слева от оси пролетной камеры. Скорее всего, практически все катушки данного зонда находятся вне области локализации магнитного поля осевого струйного выброса. В следующий момент времени (см. распределение $B_\phi(r)$ в момент времени t_2) уже не менее 6-ти катушек зонда оказывается внутри плазменного потока и регистрируют магнитное поле. Общий вид распределений $B_\phi(r)$ на рис. 7 и 9 указывает на существование двух областей в плазменном потоке: области центрального тока, где $B_\phi(r) \sim r$ и области, где $B_\phi(r) \sim 1/r^n$, $n \approx 0.9-1.0$.

Характер изменения со временем радиального размера области с $B_\phi(r) \sim r$ свидетельствует об увеличении диаметра канала протекания центрального тока в направлении от головной к хвостовой части плазменного потока, как схематически представлено справа сверху на рис. 6 или рис. 19е. Полученный результат находится в хорошем согласии с результатами, полученными ранее в экспериментах на установке КПФ-4 (г. Сухум) [24], а также с моделью, разработанной в работе [33]. В период времени t_2-t_6 диаметр области центрального тока увеличивается с 4.4 см до величины более 7 см. Приблизительно линейный характер распределения магнитного поля в виде функциональной зависимости $B_\phi(r) \sim r$ в области протекания центрального тока указывает на равномерное распределение плотности тока j_z вдоль радиуса в данной области, согласно следующему выражению $j_z(r) \propto \partial B_\phi / \partial r + B_\phi / r$. Также возрастает и радиус области протекания обратного тока. Увеличение внешнего размера плазменного потока в направлении от его головы к хвостовой части наблюдается и на кадровых оптических регистраторах (см. рис. 5).

Аналогичная картина наблюдается в другом выстреле (№ 4562), когда катушки магнитных зондов были разнесены по радиусу от оси пролетной камеры (см. рис. 8 и 9). В данном случае измерения непосредственно на оси не производились, однако такое расположение катушек позволяло

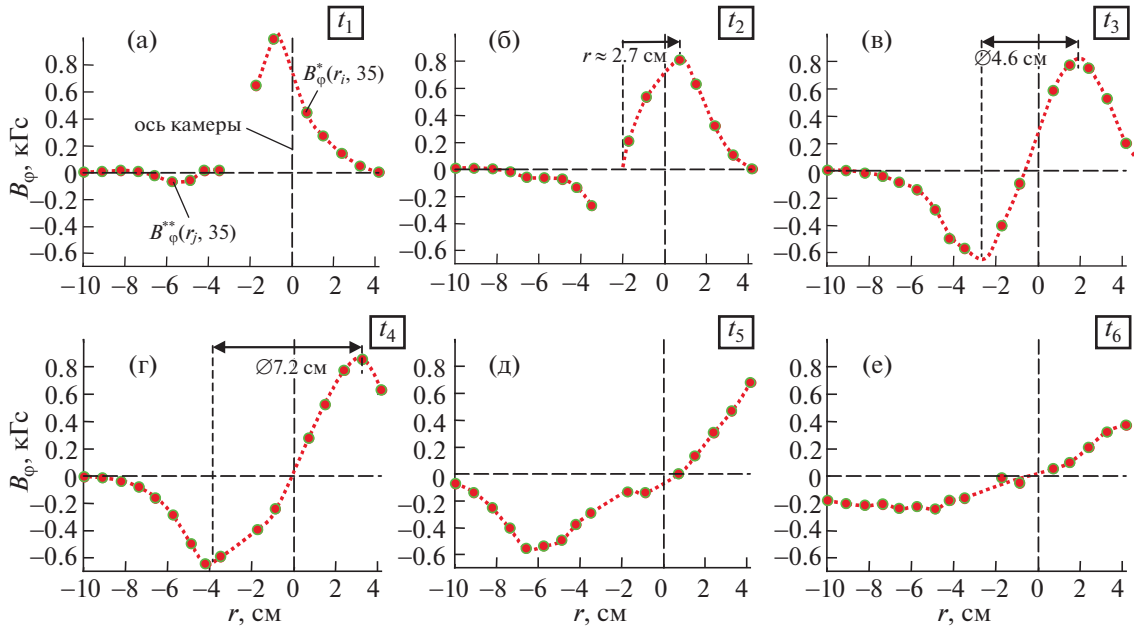


Рис. 7. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на расстоянии $z = 35$ см от поверхности анода установки (импульс № 4553, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 370$ кДж): (а–е) – радиальные распределения магнитного поля $B_\phi(r)$, восстановленные из кривых $B_\phi^*(r_i, 35, t)$ и $B_\phi^{**}(r_j, 35, t)$ рис. 6 на моменты времени t_1 – t_6 , указанные стрелками (\downarrow).

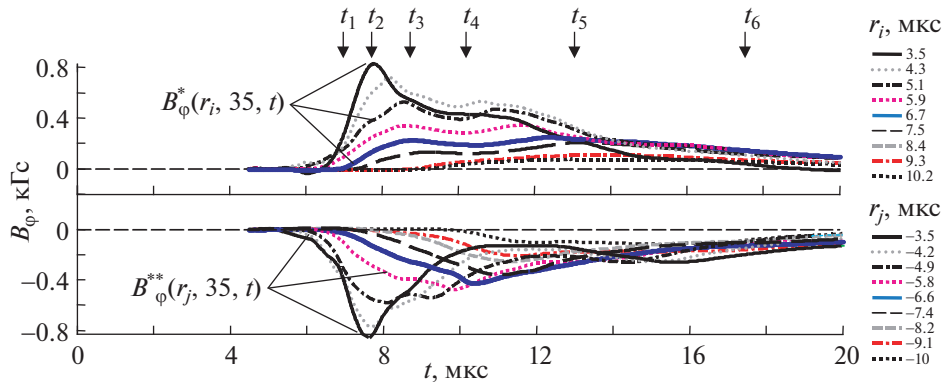


Рис. 8. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на расстоянии $z = 35$ см от поверхности анода установки (импульс № 4562, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 370$ кДж): временные зависимости индукции тороидального магнитного поля, измеренной магнитными зондами на радиусах $r_i \in [3.5; 4.3; 5.1; 5.9; 6.7; 7.5; 8.4; 9.3; 10.2]$ см [кривые $B_\phi^*(r_i, 35, t)$] и $r_j \in [-3.5; -4.2; -4.9; -5.8; -6.6; -7.4; -8.2; -9.1; -10.0]$ см [кривые $B_\phi^{**}(r_j, 35, t)$]. Справа в легенде показано соответствие представленных кривых радиусам расположения катушек зондов.

исследовать поперечные размеры плазменного потока вплоть до радиуса стенок пролетной камеры ($r \approx 10.3$ см). В период времени t_1 – t_5 диаметр области протекания центрального тока увеличивается с ~ 7 см вплоть до 10 см (см. рис. 9). Тороидальное магнитное поле на периферии плазменного потока регистрируется вплоть до радиуса $r \sim 8$ см на моменты времени t_2, t_3 , а в последую-

щие моменты времени t_4 – t_6 – вплоть до радиуса стенки пролетной камеры. Таким образом, в хвостовой части плазменного потока область, занимаемая захваченным B_ϕ -полем занимает весь объем, ограниченный стенками пролетной камеры. Вероятней всего, обратные токи, протекающие на периферии плазменного потока, замыкаются на металлические стенки камеры.

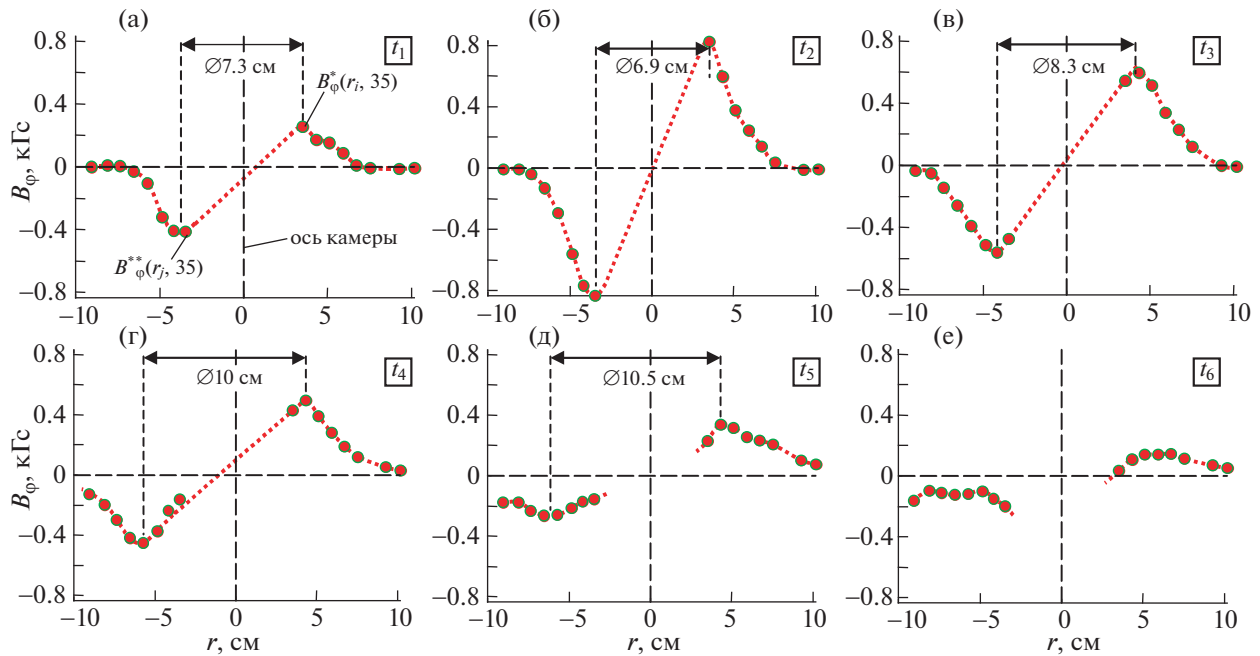


Рис. 9. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на расстоянии $z = 35$ см от поверхности анода установки (импульс № 4562, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 370$ кДж): (а–е) – радиальные распределения магнитного поля $B_\phi(r)$, восстановленные из кривых $B_\phi^*(r_i, 35, t)$ и $B_\phi^{**}(r_j, 35, t)$ рис. 8 на моменты времени t_1 – t_6 , указанные стрелками (\downarrow).

3.2. Результаты измерения аксиального распределения магнитного поля в плазменном потоке

Если сохранение компактности головной части плазменного потока в радиальном направлении при его распространении вдоль оси камеры показано ранее достаточно убедительно (с помощью как магнитных, так и оптических измерений) [15, 17, 23], то вопрос о компактности осевого плазменного выброса в продольном направлении и, особенно, о месте замыкания обратных токов оставался дискуссионным. В предлагаемой нами модели на основании предыдущих измерений распределения тороидальных магнитных полей предполагается, что обратные токи замыкаются непосредственно на сам плазменный сгусток и не связаны с основной разрядной цепью [23–25]. Однако прямых измерений продольного распределения тороидальных магнитных полей, и, соответственно, протяженности продольного осевого тока, проведено не было.

В данной серии экспериментов такие измерения были проведены с помощью двух магнитных зондов, вводимых с торца пролетной камеры. Зонды были расположены симметрично относительно оси камеры на радиусах 3 см и 5 см, как показано на рис. 2в. Каждый зонд мог перемещаться вертикально на различные высоты, что, в отличие от случая радиального расположения зондов,

позволило исследовать динамику движения сгустка с магнитным полем вдоль оси Z в диапазоне $z \in (30, 50)$ см и более точно определить протяженность области с захваченным магнитным потоком.

На рис. 10 и 12 представлены временные зависимости индукции тороидального магнитного поля [семейство кривых $B_\phi(3, z_i, t)$ и $B_\phi(5, z_j, t)$], измеренные магнитными зондами на радиусах $r_p = 3$ см и $r_p = 5$ см (см. рис. 2в), соответственно. На рис. 11 и 13 показаны аксиальные распределения магнитного поля $B_\phi(z)$, восстановленные из кривых $B_\phi(3, z_i, t)$ и $B_\phi(5, z_j, t)$ на некоторые моменты времени t_i , указанные стрелками (\downarrow).

Рассмотрим результаты выстрела (№ 4523), в котором измерения магнитного поля проводились при прохождении плазменного потока на пролетной базе $z \in (30, 42)$ см от поверхности анода установки (см. рис. 10 и 11). Особенностью этих измерений является то, что при таком расположении зондов они частично перекрывают друг друга по высоте: часть катушек находится на одинаковом удалении от анода, но на разном расстоянии от оси. Наблюдаемое на рис. 10 различие в профилях сигналов с магнитных зондов, расположенных на различных радиусах $r_p = 3$ см и 5 см, может быть обусловлено не только более удаленным расположением по высоте катушек зонда на

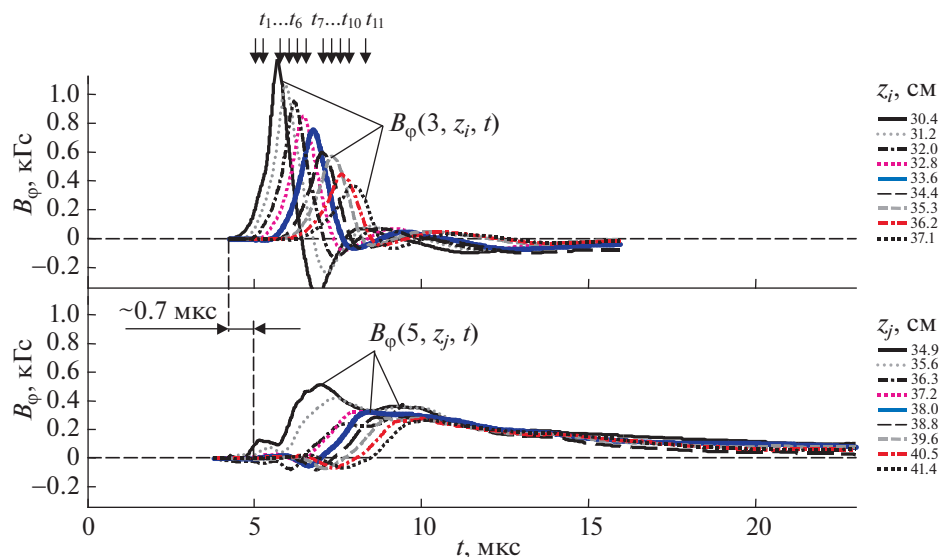


Рис. 10. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на пролетной базе $z \in (30, 42)$ см от поверхности анода установки (импульс № 4523, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 370$ кДж): временные зависимости индукции тороидального магнитного поля, измеренной магнитными зондами на радиусах $r_p = 3$ см [кривые $B_\phi(3, z_i, t)$] и $r_p = 5$ см [кривые $B_\phi(5, z_j, t)$], где $z_i \in [30.4; 31.2; 32.0; 32.8; 33.6; 34.4; 35.3; 36.2; 37.1]$ см и $z_j \in [34.9; 35.6; 36.3; 37.2; 38.0; 38.8; 39.6; 40.5; 41.4]$ см. В легенде показано соответствие представленных кривых позициям расположения катушек зондов вдоль оси Z .

$r_p = 5$ см, но и неплоской формой переднего фронта плазменного потока. На аксиальных распределениях магнитного поля $B_\phi(3, z_i, t)$ и $B_\phi(5, z_j, t)$ в моменты времени $t_1 - t_3$, видно (см. рис. 11), что вначале B_ϕ -поле начинает регистрироваться катушками зонда на радиусе $r_p = 3$ см. При этом распределение магнитного поля $B_\phi(3, z_i, t)$ в момент времени t_3 в головной части плазменного потока плавно спадает от своего пикового значения $B_\phi^{\max} \approx 1.2$ кГс, т.н. локального максимума магнитного поля (см. т. А — обозначена стрелкой “←” на рис. 11) до нуля в диапазоне расстояний $z \in (30, 34)$ см. В моменты времени $t_3 - t_8$ наблюдается перемещение области $B_\phi^{\max}(3, z_i, t)$ вдоль оси Z со скоростью $V_z^A \approx (2.2 - 3.6) \times 10^6$ см/с. При этом следует заметить, что величина B_ϕ -поля в точке А уменьшается в несколько раз по мере пролета плазмы от $z = 30$ см до $z = 36$ см, что свидетельствует о затухании собственных токов, циркулирующих в плазме. На аксиальном распределении $B_\phi(5, z_j, t)$, измеренном катушками зонда на радиусе $r_p = 5$ см, наблюдается та же картина (см. перемещение т. В на рис. 11 в моменты t_{10}, t_{11}).

Характер продольного распределения тороидального поля (наличие локального максимума на распределении $B_\phi(z)$) свидетельствует, скорее всего, о сгустке достаточно малых продольных размеров (несколько сантиметров) в области про-

текания центрального тока с последующим расширением токового канала, что соответствует результатам измерения радиального распределения тороидального поля, приведенным в п. 3.1 настоящей статьи, и зарегистрированным компактными объектами в экспериментах на установке PF-1000 [17, 25]. После прохождения основного сгустка в большинстве случаев магнитное поле стремится к нулю, что свидетельствует о замыкании основного осевого тока непосредственно на сгусток. Наличие небольшого, отличного в ряде случаев от нуля магнитного поля, может быть следствием утечки части тока по остаточной плазме непосредственно на электроды системы, либо обусловлено прохождением генерируемых в разряде запаздывающих потоков с собственным магнитным полем.

Из аксиальных распределений тороидального магнитного поля определена протяженность области (Δ_z) с захваченным магнитным потоком вдоль оси Z пролетной камеры установки. Так из распределения магнитного поля $B_\phi(3, z_i, t)$ рис. 11 в момент времени t_6 видно, что величина Δ_z составляет величину около 5.7 см, в то время как в других выстрелах величина Δ_z могла быть несколько больше — 6–7 см. В последнем случае большое значение Δ_z обусловлено в основном длительной хвостовой частью плазменного потока. В п. 3.3 настоящей статьи будут более подробно рассмотрены особенности распределения маг-

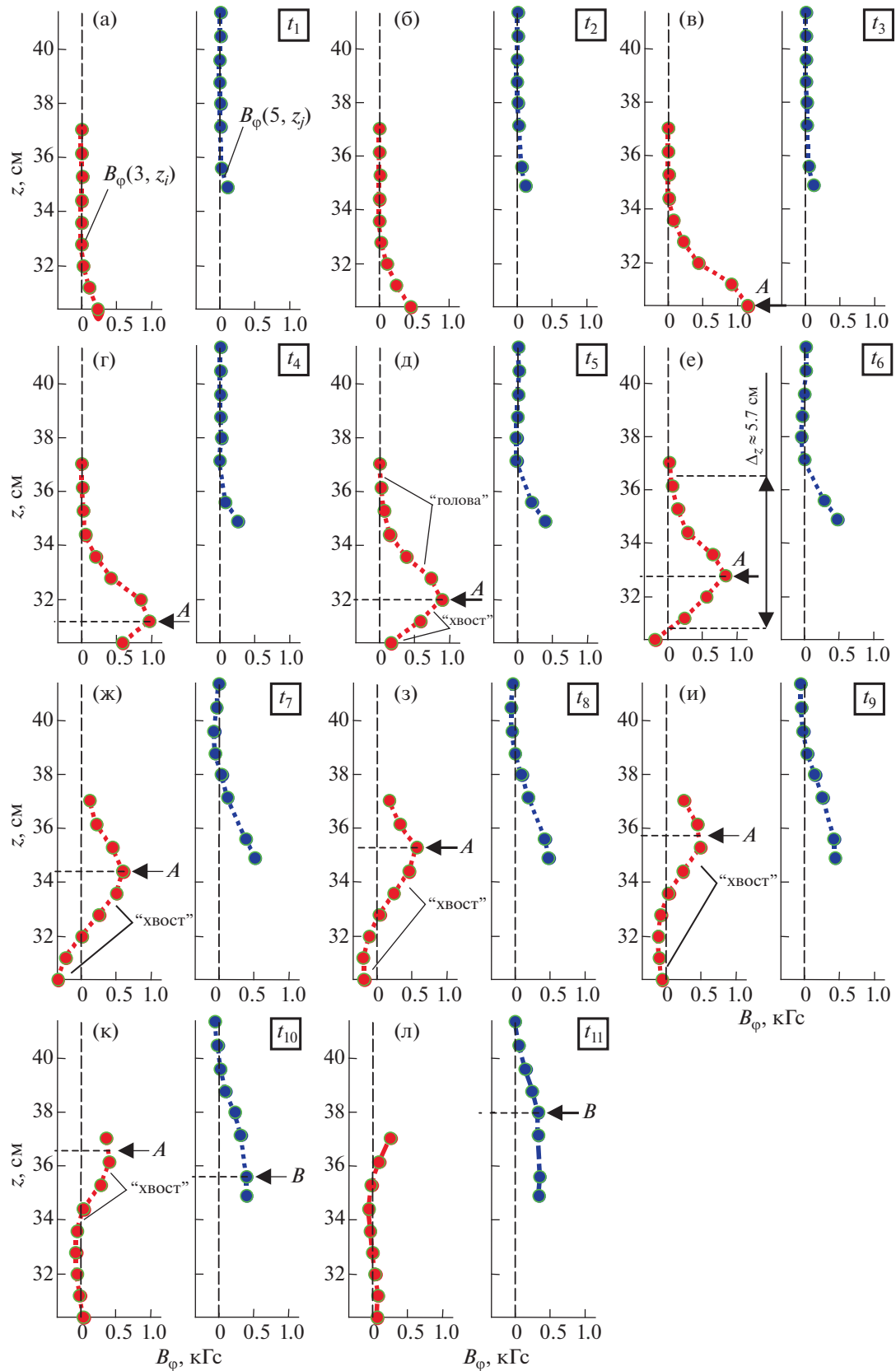


Рис. 11. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на пролетной базе $z \in (30, 42)$ см от поверхности анода установки (импульс № 4523, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 370$ кДж): (а–л) – аксиальные распределения магнитного поля $B_\phi(z)$ на радиусах $r_p = 3$ см и 5 см, восстановленные из кривых $B_\phi(3, z_i, t)$ и $B_\phi(5, z_j, t)$ рис. 10 на моменты времени t_1 – t_{11} , указанные стрелками (\downarrow).

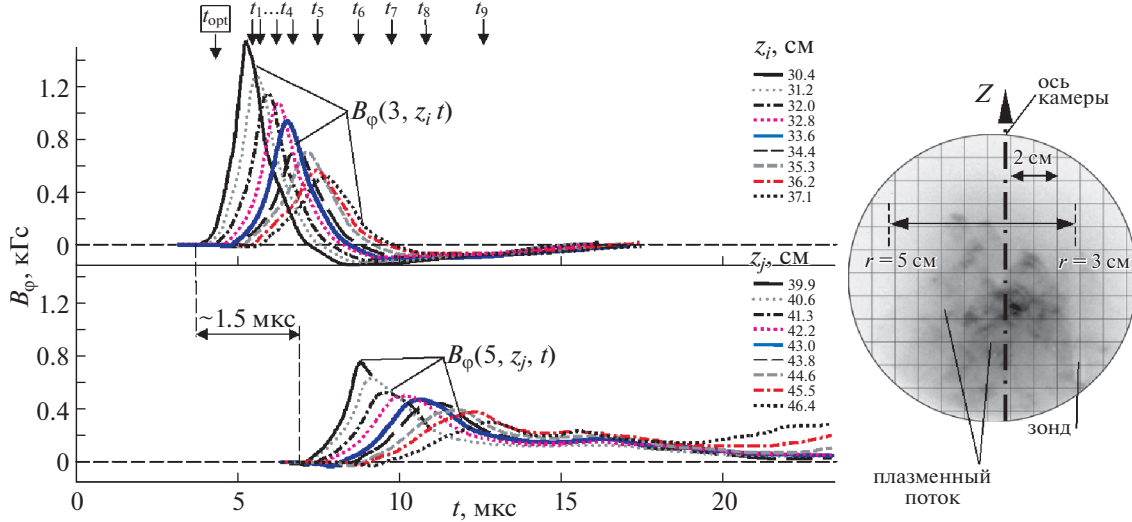


Рис. 12. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на пролетной базе $z \in (30, 46)$ см от поверхности анода установки (импульс № 4533, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 370$ кДж): временные зависимости индукции тороидального магнитного поля, измеренной магнитными зондами на радиусах $r_p = 3$ см [кривые $B_\varphi(3, z_i, t)$] и $r_p = 5$ см [кривые $B_\varphi(5, z_j, t)$], где $z_i \in [30.4; 31.2; 32.0; 32.8; 33.6; 34.4; 35.3; 36.2; 37.1]$ см и $z_j \in [39.9; 40.6; 41.3; 42.2; 43.0; 43.8; 44.6; 45.5; 46.4]$ см. Справа — оптическое кадровое изображение плазменного потока, зарегистрированное в момент времени $t_{opt} = 4.3$ мкс. В легенде показано соответствие представленных кривых позициям расположения катушек зондов вдоль оси Z .

нитного поля в головной и хвостовой частях плазменного потока.

Далее, рассмотрим поведение осевого струйного выброса на большей пролетной базе вдоль оси пролетной камеры. В выстреле № 4533 измерения тороидального магнитного поля проводились при прохождении плазменного потока на пролетной базе $z \in (30, 46)$ см от поверхности анода установки (см. рис. 12 и 13). В данном случае не было частичного перекрытия позиций расположения катушек двух многоканальных магнитных зондов вдоль оси Z , как в рассмотренном ранее случае на рис. 11. Как и следовало ожидать, увеличилась задержка появления сигналов с зондов на $r_p = 3$ см и 5 см с 0.7 мкс до 1.5 мкс. На оптическом кадровом изображении (см. рис. 12 справа), зарегистрированном на $t_{opt} = 4.3$ мкс вблизи момента появления сигналов с зонда на $r_p = 3$ см, видно, что указанный зонд уже погружен в плазму. В это же время в области радиуса $r_p = 5$ см не наблюдается оптического свечения плазмы, т.е. передний фронт плазменного потока туда не дошел. В рассматриваемом выстреле скорость смещения V_z^A области с максимальным уровнем магнитного поля на аксиальном распределении $B_\varphi(3, z_i, t)$ лежит в диапазоне $(2.2-3) \times 10^6$ см/с (см. распределения магнитного поля в моменты t_1-t_5 на рис. 13). Разница в увеличенной на 4 см пролетной базе по сравнению со случаем, представленным на рис. 11, объясняет увеличенную до 1.5 мкс

задержку в появлении сигналов с зондов на радиусах $r_p = 3$ см и 5 см с учетом полученной оценки скорости V_z^A . В представленном примере перемещение области с магнитным полем прослеживается более отчетливо. Протяженность области с захваченным магнитным потоком составила $\Delta_z \sim 7$ см.

Следует заметить, что на представленных аксиальных распределениях магнитного поля $B_\varphi(z)$ отсутствует область с $B_\varphi(z) = \text{Const}$ (т.н. “плато”), связанная с прохождением протяженной вдоль оси Z области протекания центрального тока. Действительно, все распределения $B_\varphi(3, z_i, t)$ на рис. 11 и 13 имеют в голове потока плавно нарастающий до максимума профиль и сразу же спадающий после максимума профиль в хвосте потока. Однако, в некоторых выстрелах зарегистрирована иная картина.

На рис. 14 представлена радиальная оптическая щелевая развертка на различных расстояниях $z_{opt} = [30.5; 35.0; 39.5]$ см вдоль оси пролетной камеры. На всех подобных изображениях щелевых разверток в данной статье штриховыми линиями обозначены радиусы r_p расположения магнитных зондов, а штрихпунктирными линиями — ось Z пролетной камеры. В правой части каждого изображения развертки построена шкала соответствия между отсчетами интенсивности и цветовыми градациями. Число отсчетов интенсивности для 8-битного представления изображения

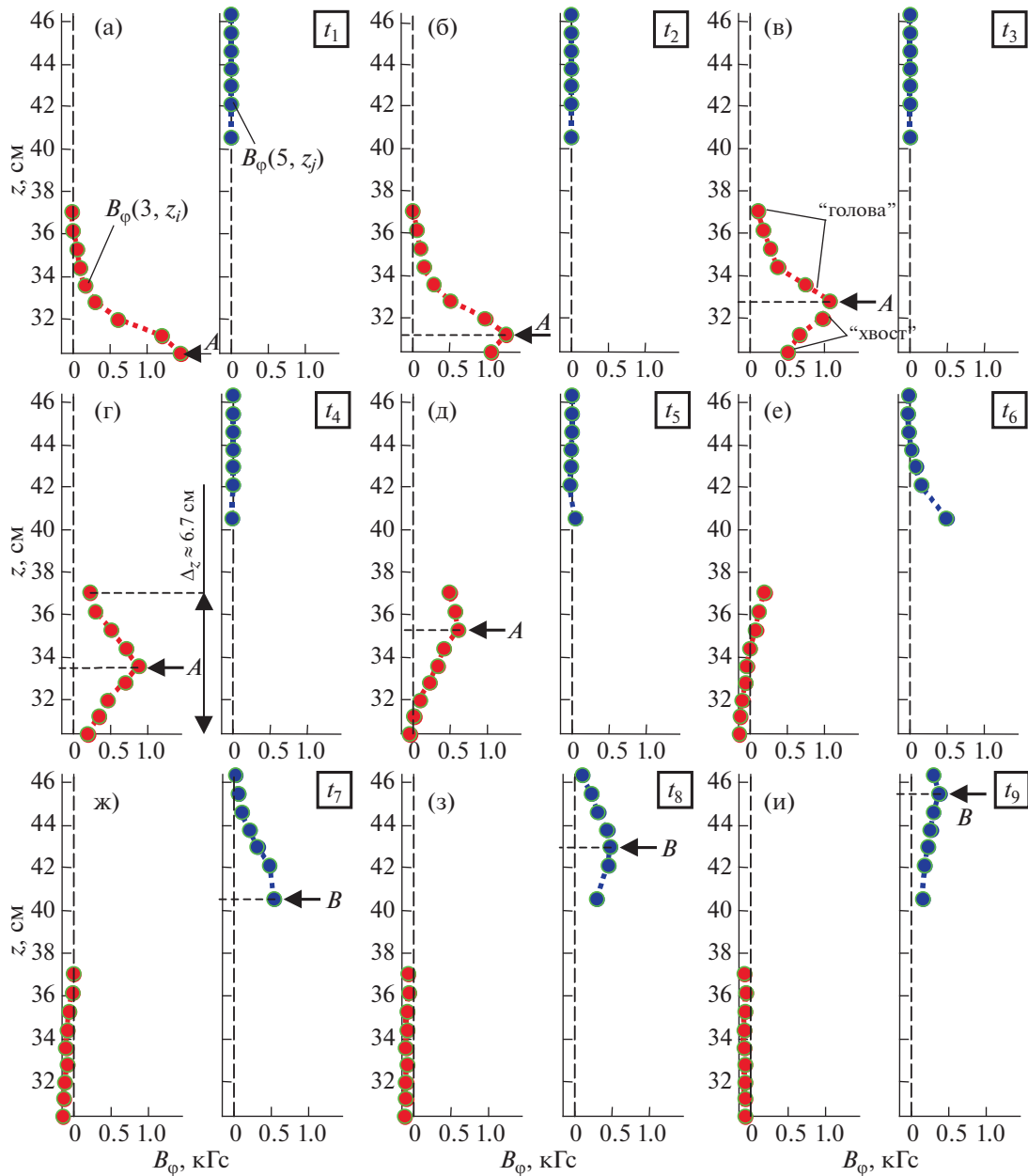


Рис. 13. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на пролетной базе $z \in (30, 46)$ см от поверхности анода установки (импульс № 4533, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 370$ кДж): (а–и) – аксиальные распределения магнитного поля $B_\varphi(z)$ на радиусах $r_p = 3$ см и 5 см, восстановленные из кривых $B_\varphi(3, z_i, t)$ и $B_\varphi(5, z_j, t)$ рис. 12 на моменты времени t_1 – t_9 , указанные стрелками (\downarrow).

щелевой развертки лежит соответственно в диапазоне от 0 до 255.

На представленной щелевой развертке видно длительное (до 2 мкс) прохождение области плазменного потока с интенсивным свечением, обозначенное на рис. 14 фигурной скобкой с подписью “плато”. Средняя скорость движения данной области на пролетной базе $z_{opt} = 30.5$ – 39.5 см, определенная по задержке появления свечения на

различных высотах, составила $V_z^{opt} \approx 3 \times 10^6$ см/с. В этом же промежутке времени t_1 – t_6 на аксиальных распределениях тороидального магнитного поля $B_\varphi(3, z_i, t)$ (см. рис. 15) наблюдается прохождение области $B_\varphi(z) = \text{Const}$. Такое “плато” на распределении $B_\varphi(z)$ образуется, когда некоторые катушки зонда, в данном примере 5 катушек, расположенные на одном и том же радиусе $r_p = 3$ см, находятся снаружи области протекания цен-

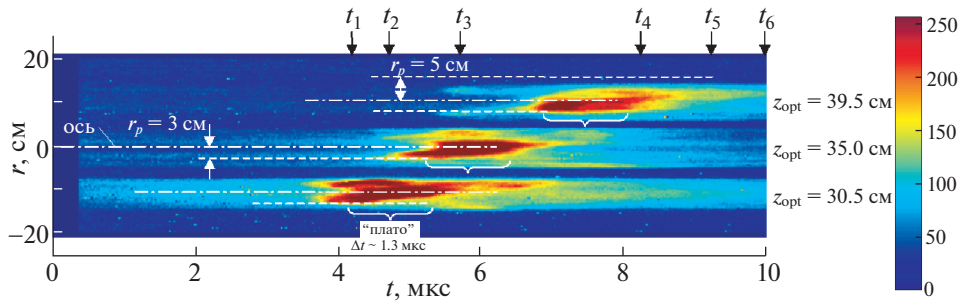


Рис. 14. Результаты сравнения данных с оптической радиальной развертки (вверху) и магнитных зондов (внизу) в импульсе № 4540, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 370$ кДж: 1–3 – временные зависимости индукции тороидального магнитного поля, измеренной магнитными зондами на радиусах $r_p = 3$ см на высотах $z_p = [30.4; 35.3; 39.9]$ см, соответственно. Пространственные щели оптической развертки располагались на высотах $z_{opt} = [30.5; 35.0; 39.5]$ см.

трального тока, где $B_\phi \sim 1/r$. В этом случае катушки будут регистрировать одинаковый уровень тороидального магнитного поля. Как следует из распределения $B_\phi(z)$, представленного в момент времени t_3 на рис. 15в, область плато имеет протяженность $\Delta z_{pl}^{mag} \sim 3.3$ см вдоль оси Z пролетной камеры. Полученное значение Δz_{pl}^{mag} хорошо совпадает с оценкой наиболее ярко светящейся части плазменного потока $\Delta z_{pl}^{opt} \sim 3.9$ см, полученной из оптической развертки следующим образом: $\Delta z_{pl}^{opt} = V_z^{opt} \cdot \Delta t$, где $\Delta t \approx 1.3$ мкс. Следует также заметить, что небольшое “плато” наблюдается и на распределениях $B_\phi(5, z_i, t)$, зарегистрированных зондом на радиусе $r_p = 5$ см (см. рис. 15д, е), т.е. область с распределением тороидального магнитного поля в виде $B_\phi \sim 1/r$ может простирается не менее чем до радиуса 5 см.

Динамика распространения осевого струйного выброса вдоль оси Z пролетной камеры установки анализировалась по результатам обработки данных с оптических коллиматоров (○) и магнитных зондов (■) и представлена на рис. 16. На верхней части рисунка по оси абсцисс отложена задержка появления сигнала с оптического коллиматора или магнитного зонда на различной высоте z от поверхности анода относительно “особенности” на производной полного тока dI/dt , по оси ординат отложена позиция коллиматора (или зонда) на высоте z . Иными словами, представлена временная зависимость $z(t)$ появления свечения плазмы (или магнитного поля) на расстоянии z от анода установки. Там же кривыми 1 и 2 представлена интерполяция экспериментальных точек (○ и ■) полиномом n -степени ($n = 5$), соответственно.

Интересным с точки зрения анализа кривых 1 и 2 является значение $z_0 = z(0)$ в момент особенности на dI/dt ($t = 0$). Видно, что кривые 1 и 2 пе-

ресекают ось ординат в диапазоне значений $z_0 = 7–11$ см. Полученное таким образом значение z_0 в первом приближении можно считать оценкой сверху высоты пинча в момент генерации осевого струйного выброса вблизи “особенности” на производной полного тока dI/dt . Информация о значении z_0 необходима для надежной оценки скорости осевого струйного выброса в момент его генерации и движения в начале пролетной базы.

На нижней части рис. 16 представлены временные зависимости скорости движения плазменного потока $V_z = dz/dt$ (кривые 3 и 4), рассчитанные путем численного дифференцирования кривых 1 и 2. Следует заметить, что кривые 3 и 4, полученные по данным оптических коллиматоров и магнитных зондов, оказались близки и подобны друг другу. Характер полученных кривых 3 и 4 указывает на торможение плазменного потока по мере его движения на пролетной базе $z \in (10, 65)$ см. Из представленных данных рис. 16 следует, что на стадии пролета плазменным потоком центральной области первой секции пролетной камеры ($z = 35$ см) скорость его движения вдоль оси установки лежит в диапазоне $V_z = (3–5) \times 10^6$ см/с. Близкое значение скорости V_z получено из аксиальных распределений магнитного поля $B_\phi(z)$, измеренных магнитными зондами при пролете плазмой центрального сечения первой секции камеры (см. рис. 11 и 13), а также оптических разверток (см. напр. рис. 14).

По совокупности многих серий экспериментов на установке ПФ-3 построена зависимость максимального уровня азимутального магнитного поля B_ϕ^{max} , зарегистрированного зондом в позиции $r_p = 2$ см, от расстояния z над поверхностью анода ($z = 0$). На рис. 17а представлена указанная зависимость $B_\phi^{max}(z)$.

Так, в случае, когда измерения проводились на расстоянии $z \approx z_0 = 10$ см от поверхности анода

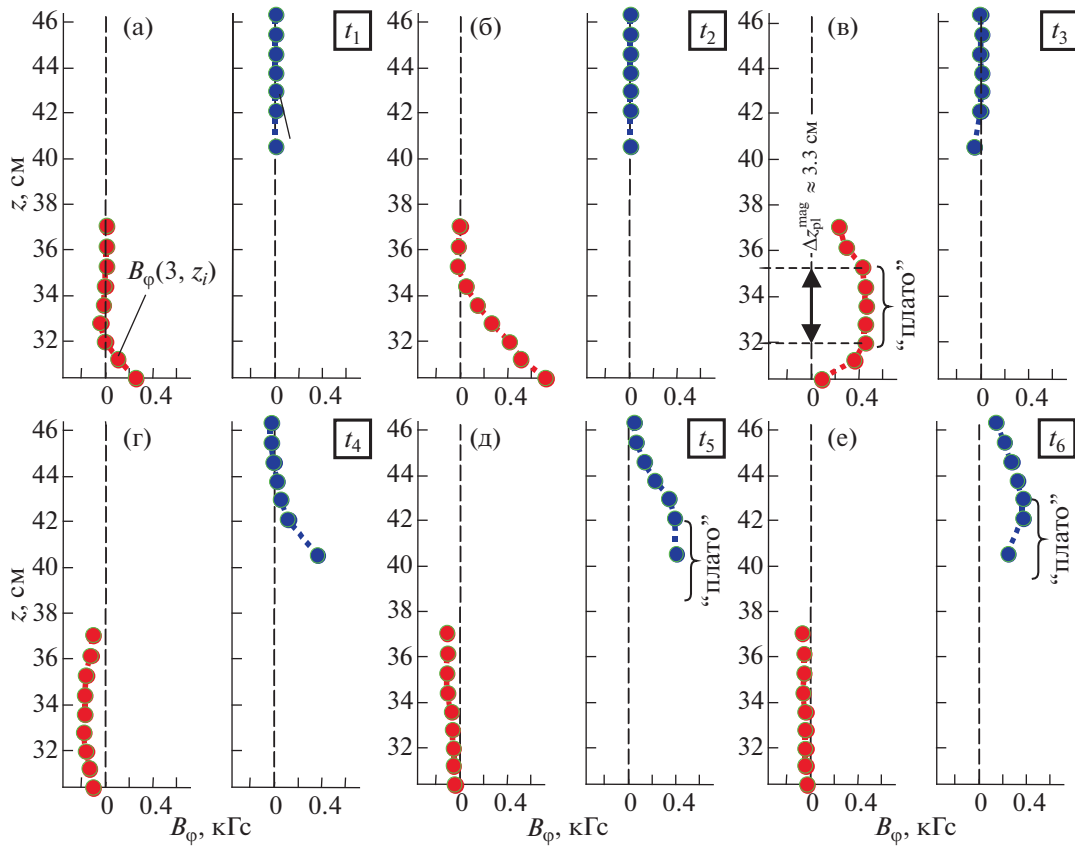


Рис. 15. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на пролетной базе $z \in (30, 46)$ см от поверхности анода установки (импульс № 4540, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 370$ кДж): (а–е) – аксиальные распределения магнитного поля $B_\varphi(z)$ на радиусах $r_p = 3$ см и 5 см, восстановленные на моменты времени t_1 – t_9 , указанные стрелками (\downarrow) на рис. 14.

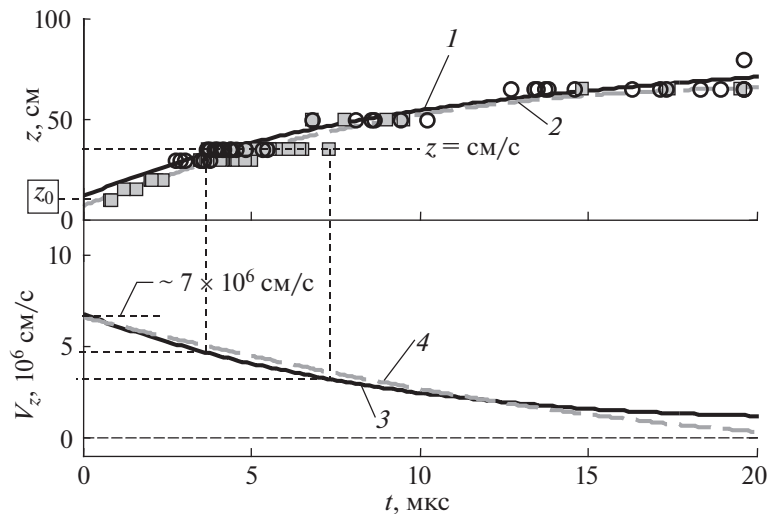


Рис. 16. Динамика распространения осевого струйного выброса вдоль оси Z пролетной камеры установки по результатам обработки данных с оптических коллиматоров (\circ) и магнитных зондов (\blacksquare). Временные зависимости: *сверху* – $z(t)$ появления свечения плазмы (или магнитного поля) на расстоянии z от анода установки. Кривые 1, 2 – интерполяция экспериментальных точек (\circ и \blacksquare) полиномом n -степени ($n = 5$), соответственно; *снизу* – кривые 3, 4 аксиальной скорости движения плазмы, полученной путем дифференцирования кривых 1 и 2, соответственно.

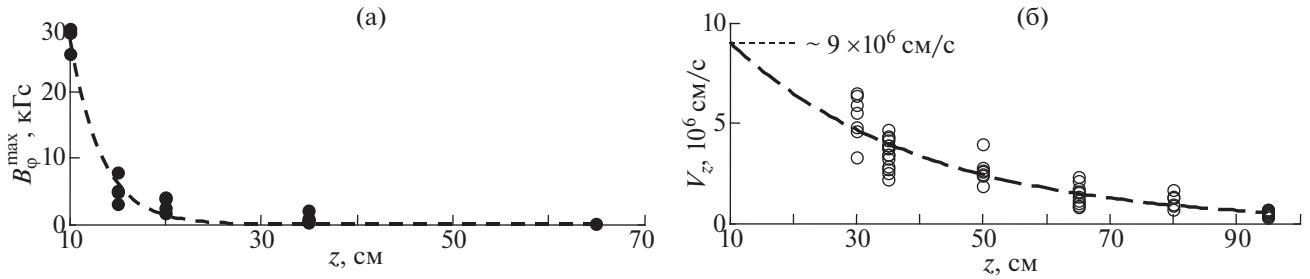


Рис. 17. Результаты измерений магнитных полей и оптического свечения плазмы осевого струйного выброса на различной дистанции z вдоль оси установки, отсчитанной от поверхности анода установки ($z = 0$): а) – диссипация магнитного потока B_{ϕ} -поля в плазменном потоке. Максимальная величина индукции тороидального магнитного поля B_{ϕ}^* , регистрируемая магнитным зондом в позиции $r_p = 2$ см; б) – мгновенная скорость плазменного потока V_z , восстановленная по данным оптических коллиматоров. Аппроксимация экспериментальных точек (● и ○) выполнена в виде $f(z) = f_0 \cdot \exp(-K \cdot z)$.

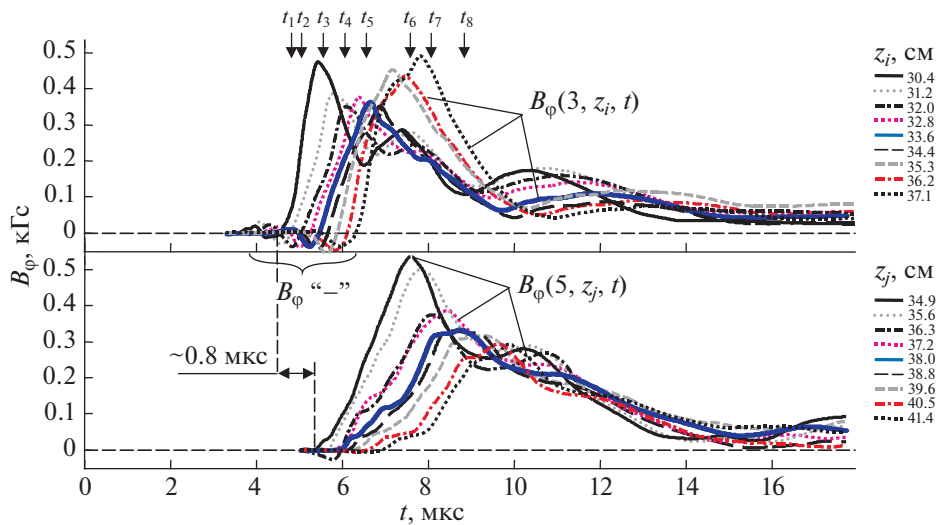


Рис. 18. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на пролетной базе $z \in (30, 42)$ см от поверхности анода установки (импульс № 4519, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 370$ кДж): временные зависимости индукции тороидального магнитного поля, измеренной магнитными зондами на радиусах $r_p = 3$ см [кривые $B_{\phi}(3, z_j, t)$] и $r_p = 5$ см [кривые $B_{\phi}(5, z_j, t)$], где $z_i \in [30.4; 31.2; 32.0; 32.8; 33.6; 34.4; 35.3; 36.2; 37.1]$ см и $z_j \in [34.9; 35.6; 36.3; 37.2; 38.0; 38.8; 39.6; 40.5; 41.4]$ см. В легенде показано соответствие представленных кривых позициям расположения катушек зондов вдоль оси Z .

максимальный уровень тороидального магнитного поля в месте расположения зонда достигает значения $B_{\phi}^{\max} \sim 30$ кГс. В предположении, что осевой (центральный) ток в плазменном потоке совпадает с осью Z камеры установки, то пересчет B_{ϕ} -поля в точке измерения ($r_p = 2$ см) на величину тока в предположении функциональной зависимости $B_{\phi} \sim 1/r$ дает оценку $I = 5B_{\phi}^{\max} r_p = 10B_{\phi}^{\max} \approx \approx 300$ кА. Эта оценка в 35 раз больше величины тока (~ 8.5 кА), измеренного зондом в первой секции пролетной камеры на высоте $z = 35$ см от поверхности анода в наших предыдущих экспе-

риментах [22]. Таким образом, происходит диссипация магнитного потока B_{ϕ} -поля в осевом плазменном выбросе по мере его продвижения вдоль оси установки. Согласно следующей аппроксимации экспериментальных точек (●) рис. 17а в виде $B_{\phi}^{\max}(z) = B_{\phi 0} \cdot \exp(-K_B \cdot z)$ сделана оценка дистанции z_{mag} пролетной базы, на которой происходит уменьшение величины B_{ϕ}^{\max} в e -раз.

Подобным образом на рис. 17б представлена мгновенная скорость плазменного потока V_z , вос-

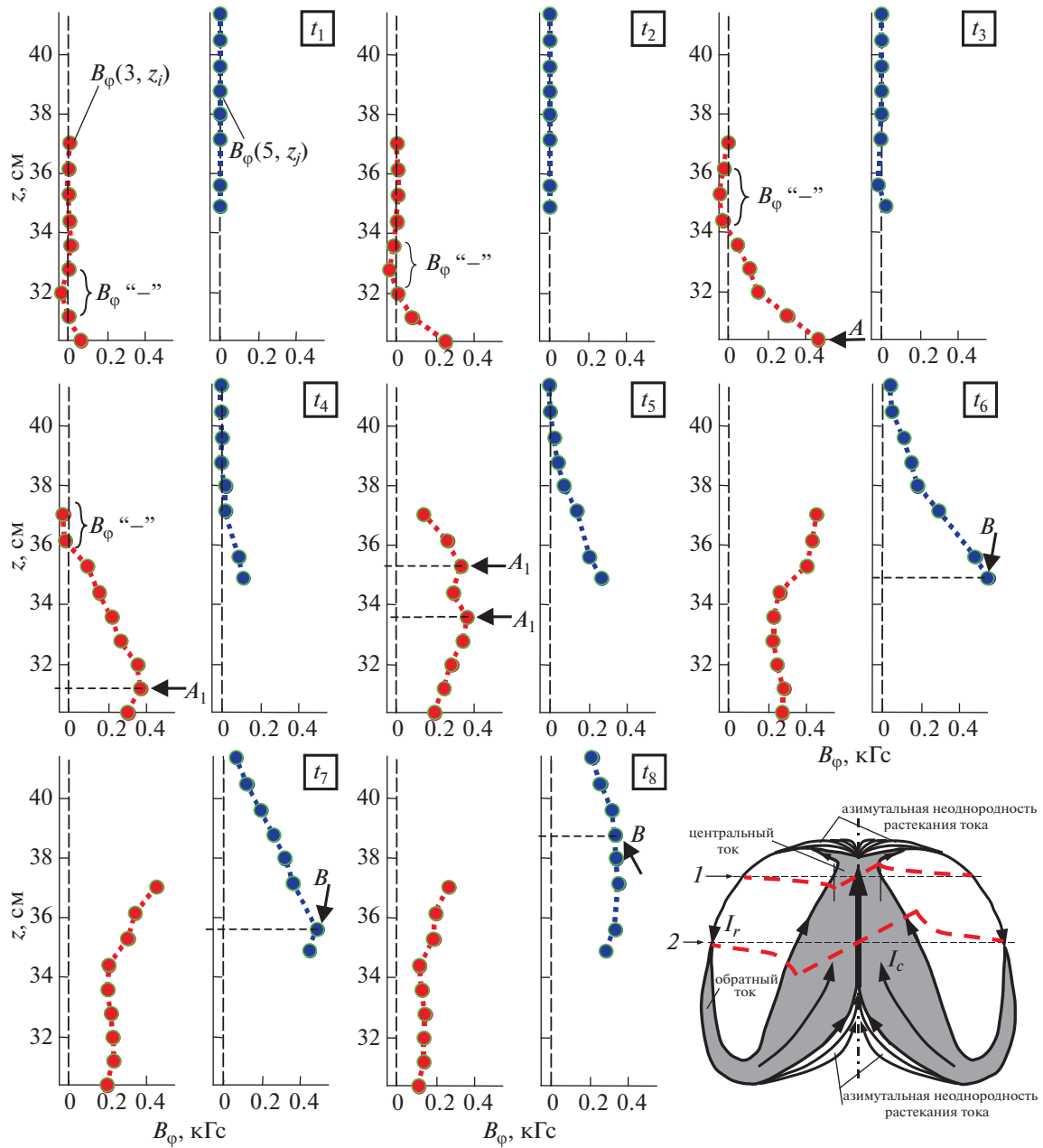


Рис. 19. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на пролетной базе $z \in (30, 42)$ см от поверхности анода установки (импульс № 4519, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 370$ кДж): (а–з) – аксиальные распределения магнитного поля $B_\phi(z)$ на радиусах $r_p = 3$ см и 5 см, восстановленные из кривых $B_\phi(3, z_i, t)$ и $B_\phi(5, z_j, t)$ рис. 18 на моменты времени t_1 – t_8 , указанные стрелками (\downarrow); е) – структура осевого плазменного потока. Показаны: стрелками – схема циркуляции центрального (I_c) и обратного токов (I_r); пунктирными линиями – радиальное распределение азимутального магнитного поля в плазменном потоке $B_\phi(r)$ в его центральной части ($B_\phi \sim r$) и на периферии ($B_\phi \sim 1/r^n$) в сечениях 1 и 2.

становленная по результатам обработки сигналов с оптических коллиматоров на различной высоте z от поверхности анода установки. Следует заметить, что полученное значение $z_{mag} \approx 3.3$ см оказалось на порядок меньшим, чем дистанция $z_{opt} \approx 30$ см, на которой происходит уменьшение ско-

рости движения плазменного потока V_z в e -раз, определенной по данным с оптических коллиматоров [34]. При этом на расстоянии $z \approx z_0 = 10$ см от поверхности анода значение аксиальной скорости V_z составляет величину около 9×10^6 см/с. Вполне возможно, что именно с такой скоростью

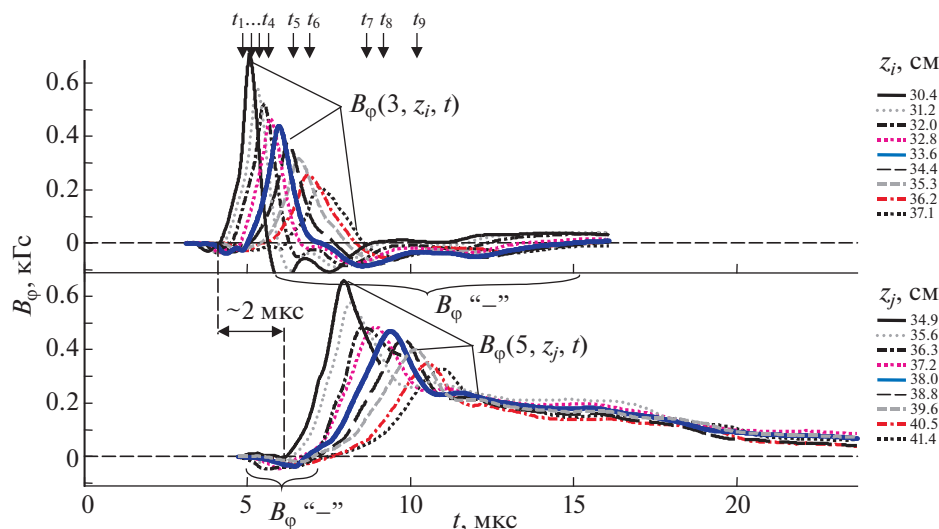


Рис. 20. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на пролетной базе $z \in (30, 42)$ см от поверхности анода установки (импульс № 4529, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 370$ кДж): временные зависимости индукции тороидального магнитного поля, измеренной магнитными зондами на радиусах $r_p = 3$ см [кривые $B_\phi(3, z_i, t)$] и $r_p = 5$ см [кривые $B_\phi(5, z_j, t)$], где $z_i \in [30.4; 31.2; 32.0; 32.8; 33.6; 34.4; 35.3; 36.2; 37.1]$ см и $z_j \in [34.9; 35.6; 36.3; 37.2; 38.0; 38.8; 39.6; 40.5; 41.4]$ см. В легенде показано соответствие представленных кривых позициям расположения катушек зондов вдоль оси Z .

происходит отрыв плазменного потока на стадии его генерации — стадии, когда происходит разрушение пинча вблизи особенности на производной полного тока dI/dt . Следует заметить, что несколько иная оценка скорости $V_z \approx 7 \times 10^6$ см/с получена по данным рис. 16. Скорее всего, разница в значениях скоростей объясняется как различным способом интерполирования данных — экспоненциальной функцией $f(z) = f_0 \cdot \exp(-K \cdot z)$ и полиномом 5-й степени, так и отсутствием надежных данных с оптических коллиматоров в области $z \in (10, 30)$ см (см. рис. 17б).

3.3. Особенности распределения магнитного поля в головной и хвостовой частях плазменного потока

В этой части статьи представлены особенности распределения магнитного поля в головной и хвостовой частях плазменного потока, которые были зарегистрированы в некоторых экспериментах (см. рис. 18–23). Следует выделить наиболее ясно прослеживающиеся детали на профиле аксиальных распределений $B_\phi(z)$ рис. 19, 21 и 23: обратное направление тороидального магнитного поля в голове и в хвосте потока, обозначенное на рисунках в виде B_ϕ “–”, а также отдельные пики (локальные максимумы) на профиле $B_\phi(z)$, обозначенные буквами “ A_1 ” и “ A_2 ”.

В некоторых выстрелах на переднем фронте временных зависимостей индукции тороидального магнитного поля (см. напр. семейство

кривых $B_\phi(3, z_i, t)$ на рис. 18) зарегистрирован знакопеременный характер изменения B_ϕ -поля. В данном случае магнитный зонд регистрирует прохождение переднего фронта плазменного потока, внутри которого существуют области с противоположным направлением силовых линий B_ϕ -поля. В моменты времени t_1 – t_4 на аксиальных распределениях B_ϕ -поля наблюдается прохождение области с B_ϕ “–” (см. рис. 19) вдоль оси в диапазоне $z \in (32, 36)$ см. Такая ситуация связана с азимутальной неоднородностью растекания тока в головной части плазменного потока, как схематически показано на рис. 19е. Аналогичная ситуация может реализовываться и в хвостовой части потока (см. напр. семейство кривых $B_\phi(3, z_i, t)$ на рис. 20 и распределения $B_\phi(z)$ на рис. 21 в моменты t_5 – t_8). Также в некоторых случаях, в приосевой области плазменного потока (см. распределения $B_\phi(z)$ на рис. 19 в моменты t_4, t_5 или на рис. 23 в моменты t_3 – t_5) наблюдается прохождение нескольких областей с повышенным уровнем B_ϕ -поля (см. т. A_1 и A_2). Это может быть связано как с прохождением двух близко идущих друг за другом плазменных сгустков (см. т. A_1 и A_2 на рис. 19д), так и с прохождением основного плазменного потока (см. т. A_2 на рис. 23в–д) с впередиидущим фор-сгустком (т. A_1). Так, в первом случае расстояние между точками A_1 и A_2 составляет $z(A_1) - z(A_2) \approx 1.8$ см, а во втором фор-сгусток отстоит от основного потока на $z(A_1) - z(A_2) \approx 4$ см. В пользу

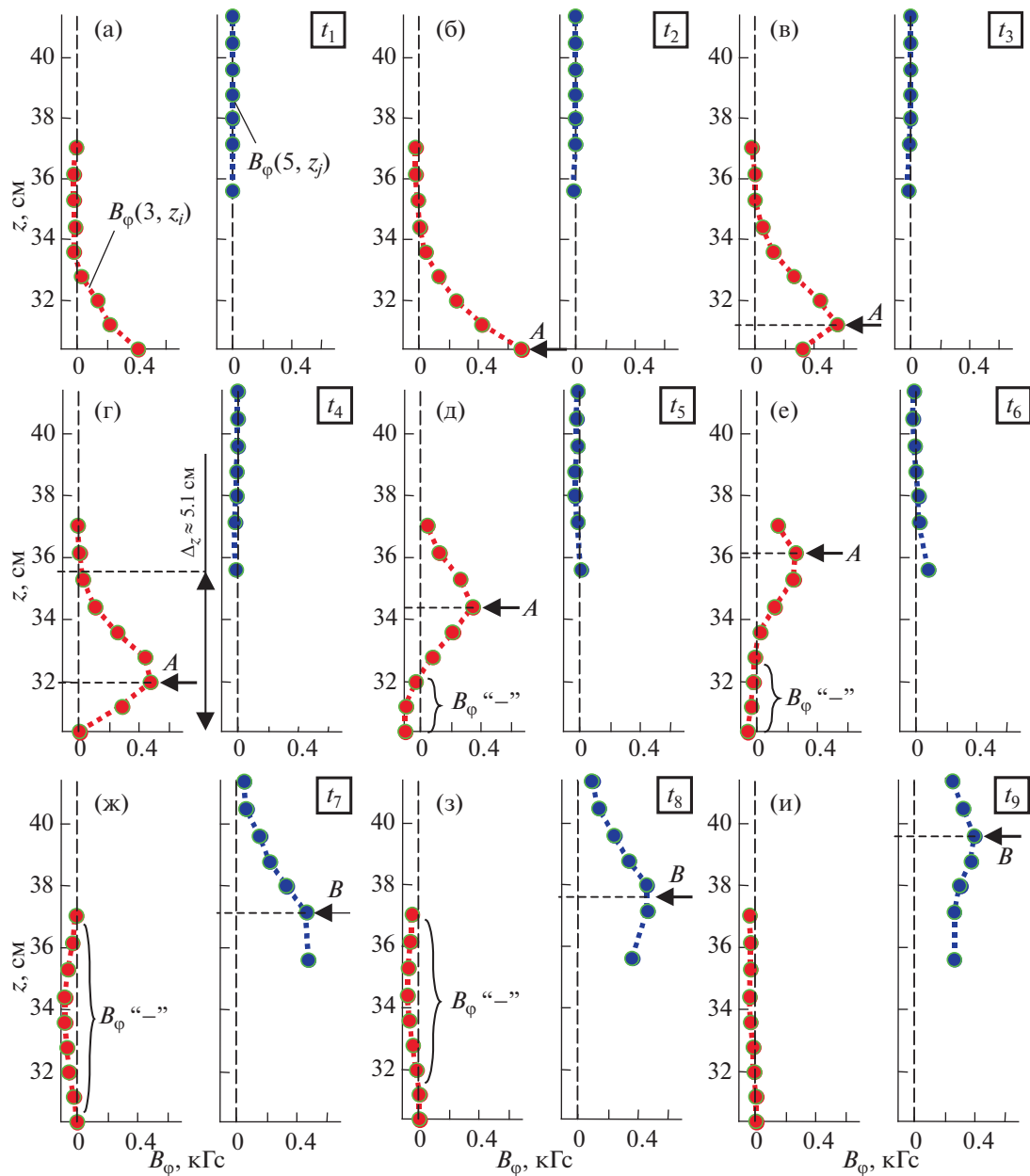


Рис. 21. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на пролетной базе $z \in (30, 42)$ см от поверхности анода установки (импульс № 4529, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 370$ кДж): (а–и) – аксиальные распределения магнитного поля $B_\varphi(z)$ на радиусах $r_p = 3$ см и 5 см, восстановленные из кривых $B_\varphi(3, z_i, t)$ и $B_\varphi(5, z_j, t)$ рис. 20 на моменты времени t_1 – t_9 , указанные стрелками (\downarrow).

предположения о нескольких идущих друг за другом сгустков свидетельствуют также данные с кадровых ЭОП-регистраторов (см. рис. 24) и радиальных оптических разверток (см. рис. 25).

Например, из оптической щелевой развертки рис. 25 следует, что впереди основного тела плазменного потока могут лететь несколько форсгустков. В представленном случае в явном виде наблюдается до 3-х форсгустков. Один из них,

обозначенный на всех развертках надписью “форсгусток”, расположен на расстоянии около 3 см от оси пролетной камеры. В том же месте пролетной камеры был расположен магнитный зонд, сигналы с которого синхронизованы с изображением оптической развертки и представлены ниже на этом же рисунке (кривые 1–3). Выбраны сигналы с 3-х из 9-ти катушек магнитного зонда, позиции которых $z_p = [30.4; 35.3; 39.9]$ см вдоль оси

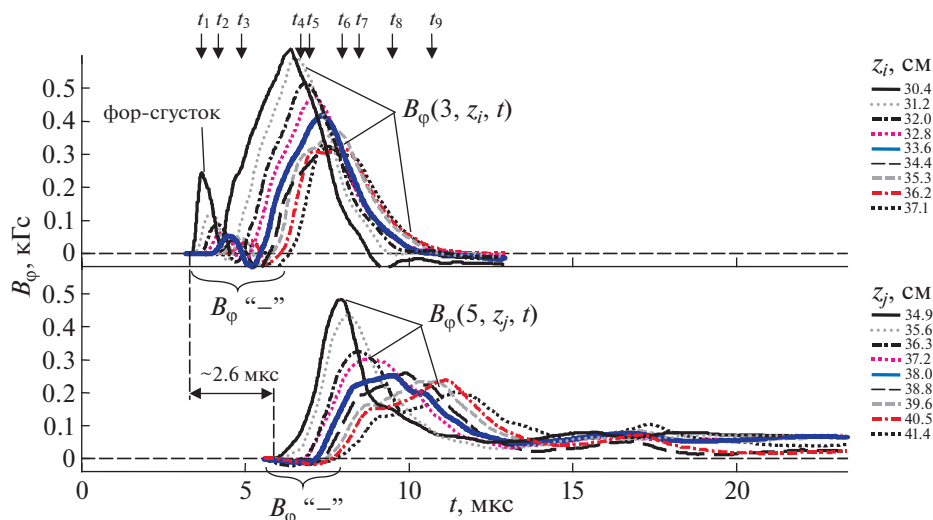


Рис. 22. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на пролетной базе $z \in (30, 42)$ см от поверхности анода установки (импульс № 4522, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 370$ кДж): временные зависимости индукции тороидального магнитного поля, измеренной магнитными зондами на радиусах $r_p = 3$ см [кривые $B_\phi(3, z_i, t)$] и $r_p = 5$ см [кривые $B_\phi(5, z_j, t)$], где $z_i \in [30.4; 31.2; 32.0; 32.8; 33.6; 34.4; 35.3; 36.2; 37.1]$ см и $z_j \in [34.9; 35.6; 36.3; 37.2; 38.0; 38.8; 39.6; 40.5; 41.4]$ см. В легенде показано соответствие представленных кривых позициям расположения катушек зондов вдоль оси Z .

пролетной камеры соответствовали позициям пространственных щелей камеры оптической развертки $z_{opt} = [30.5; 35.0; 39.5]$ см. Из сравнения данных магнитных зондов и оптических разверток следует, что в момент пролета указанного на рисунке фор-сгустка положения зонда на радиусе $r_p = 3$ см на кривых 1–3 присутствует пьедестал. Далее, магнитные зонды регистрируют сильное увеличение B_ϕ -поля до пикового значения ~ 0.6 кГс и последующий его спад практически до нуля. Пиковые значения магнитного поля регистрируются зондом во время пролета положения зонда наиболее ярко светящейся части плазменного потока. Следует заметить, что временной спад оптического излучения происходит быстрее, чем спад магнитного поля. В рассматриваемом случае через ~ 15 мкс после пролета первого плазменного потока регистрируется рост уровня B_ϕ -поля выше 0.3 кГс, регистрируемого зондом в позиции $z_p = 30.4$ см. В это же время на оптической развертке в позиции $z_{opt} = 30.5$ см регистрируется увеличение оптического свечения, связанного с приходом второго плазменного потока.

Прохождение двух близко идущих друг за другом сгустков, как наблюдалось на аксиальных распределениях тороидального магнитного поля (см. напр. рис. 19), также было зарегистрировано на оптических щелевых развертках (см. рис. 26). Из сравнения зондового сигнала в позиции $z_p = 30.4$ см (кривая 1) и данных оптической развертки в позиции $z_{opt} = 30.5$ см, прослеживается

некоторая корреляция 2-х пиковой формы зондового сигнала с прохождением двух явно выраженных областей интенсивного свечения в плазменном потоке.

Попутно следует заметить, что на оптических развертках, зарегистрированных в других позициях вдоль оси пролетной камеры $z_{opt} = 35.0$ см и 39.5 см не наблюдается прохождения двух областей повышенного свечения плазмы. При этом катушки магнитного зонда, расположенные в близких позициях $z_p = 35.3$ см (кривая 2) и $z_p = 39.9$ см (кривая 3), регистрируют тоже только один пик роста B_ϕ -поля.

3.4. Взаимодействие плазменного потока с конструктивными особенностями пролетной камеры

В серии экспериментов, обсуждаемой в этом разделе статьи, дистанция распространения осевого струйного выброса была ограничена высотой пролетной камеры установки. При этом нижний край торцевого фланца пролетной камеры располагался на высоте $z \approx 51$ см над поверхностью анода установки (см. рис. 2в). В предыдущих экспериментах было показано, что плазменный поток может распространяться на расстоянии не менее $z = 95$ см [35], поэтому в данном случае происходило взаимодействие плазменного потока с торцевым фланцем сразу же в этой секции пролетной камеры.

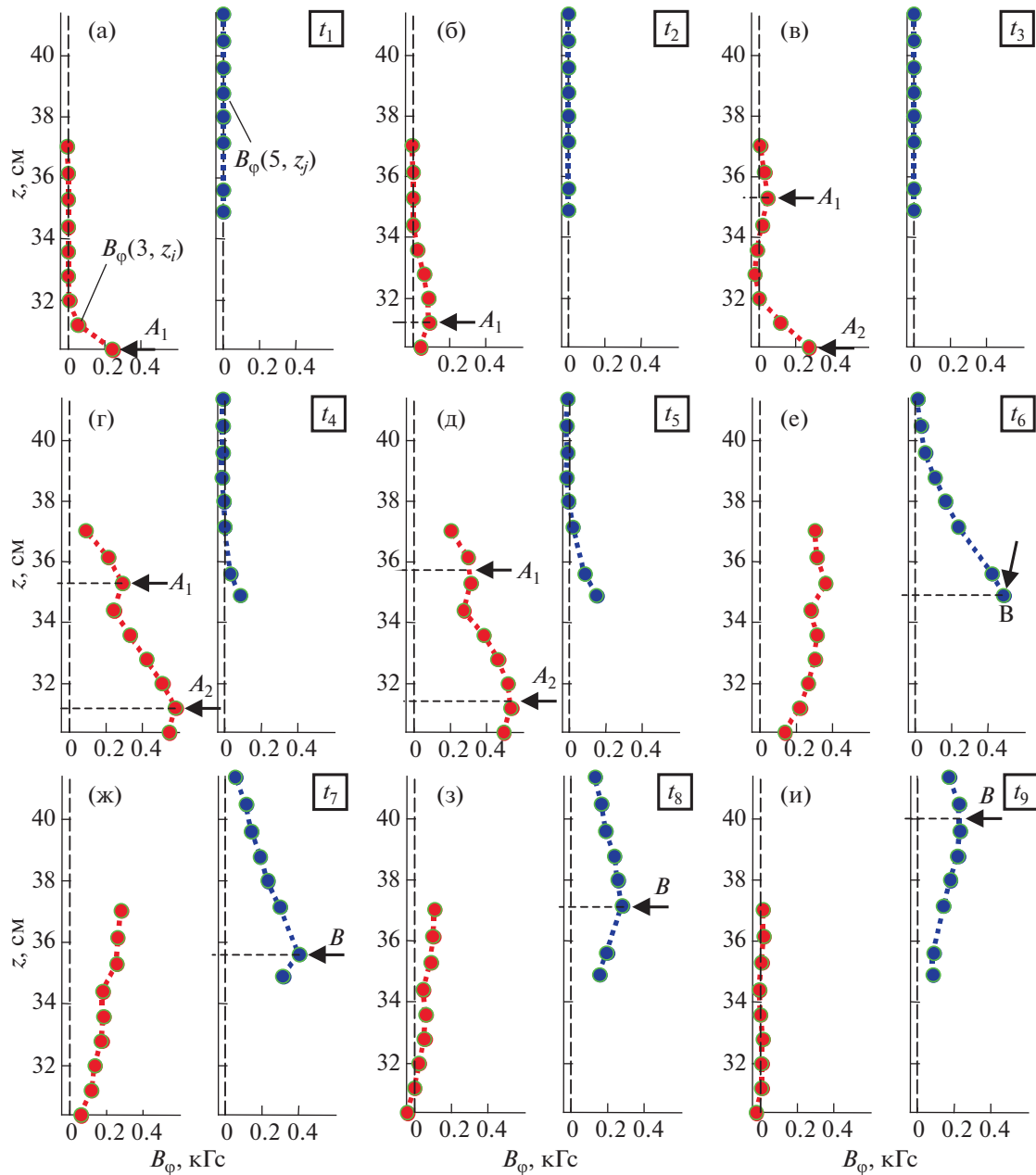


Рис. 23. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на пролетной базе $z \in (30, 42)$ см от поверхности анода установки (импульс № 4522, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 370$ кДж): (а–и) – аксиальные распределения магнитного поля $B_\varphi(z)$ на радиусах $r_p = 3$ см и 5 см, восстановленные из кривых $B_\varphi(3, z_i, t)$ и $B_\varphi(5, z_j, t)$ рис. 22 на моменты времени t_1 – t_9 , указанные стрелками (\downarrow).

На рис. 27–30 представлены результаты измерений магнитных полей как вблизи центрального сечения пролетной камеры ($z \approx 30$ – 37 см) на радиусе $r_p = 3$ см, так и вблизи торцевого фланца ($z \approx 44$ – 50 см) на радиусе $r_p = 5$ см. Как видно из распределений магнитного поля $B_\varphi(3, z)$ рис. 28 и 30 в период времени t_1 – t_4 зондом, расположенным на радиусе $r_p = 3$ см, регистрируется прохож-

дение области плазменного потока с максимальным уровнем B_φ -поля (обозначен т. A) со скоростью $V_z \approx (2.1$ – $3.5) \times 10^6$ см/с. В некоторых случаях, как было рассмотрено в п. 3.3, наблюдается прохождение двух областей с различным уровнем тороидального магнитного поля (обозначены как A_1 и A_2). В следующий период времени t_5 – t_9 на аксиальном распределении магнитно-

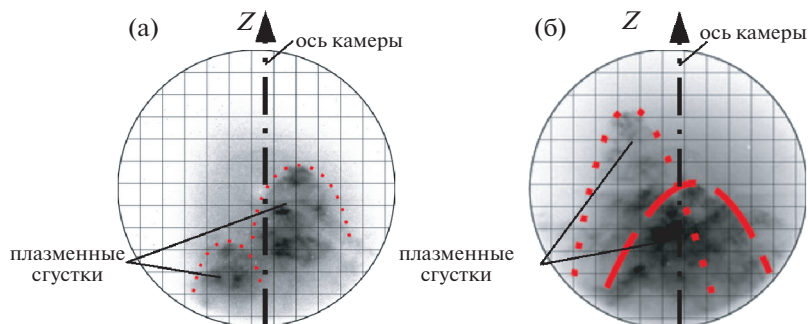


Рис. 24. Кадровые оптические изображения плазменного потока (импульсы № 4548 и № 4554, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 370$ кДж) по данным ЭОП-регистрации при прохождении плазмой позиции $z = 35$ см в момент времени t_{opt} относительно момента особенности на производной полного тока: а) – на $t_{opt} = 4.7$ мкс; б) – на $t_{opt} = 4.4$ мкс. Масштаб сетки $1 \text{ см} \times 1 \text{ см}$.

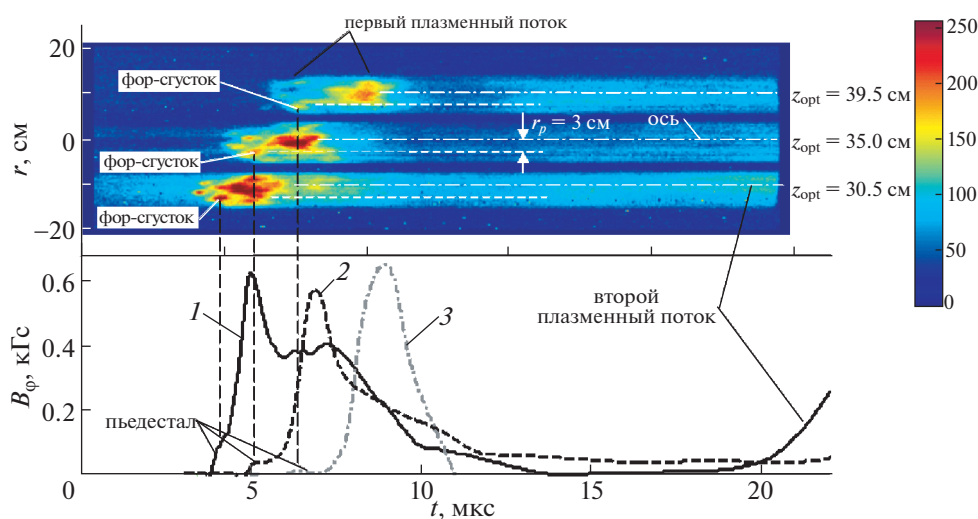


Рис. 25. Результаты сравнения данных с оптической радиальной развертки (вверху) и магнитных зондов (внизу) в импульсе № 4535, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 370$ кДж: 1–3 – временные зависимости индукции тороидального магнитного поля, измеренной магнитными зондами на радиусах $r_p = 3$ см на высотах $z_p = [30.4; 35.3; 39.9]$ см, соответственно. Пространственные щели оптической развертки располагались на высотах $z_{opt} = [30.5; 35.0; 39.5]$ см.

го поля, измеренном зондом на $r_p = 5$ см, также наблюдается прохождение области с пиковым уровнем магнитного поля $\sim 0.3\text{--}0.4$ кГс (обозначен т. В). Следует заметить, что на распределении $B_\phi(5, z)$ в области значений $z = 46\text{--}50$ см со временем развивается повышенный примерно в 2 раза уровень магнитного поля по сравнению с т. В. Данная область отмечена как $B_\phi^{\text{“}\uparrow\text{”}}$. Такое кратное увеличение уровня B_ϕ -поля, захваченного плазменным потоком, связано со взаимодействием головной части потока с торцевым фланцем пролетной камеры вблизи позиции $z \approx 50$ см. При таком взаимодействии происходит торможение плазмы на фронте потока (см. данные $z(t)$ на

рис. 16) и деформация токового контура, связанного с магнитным потоком B_ϕ -поля. При этом, согласно хотя бы частичному сохранению магнитного потока через данный контур, в нем увеличивается индукция тороидального магнитного поля. Кинетическая энергия направленного вдоль оси Z движения плазменного потока частично преобразуется в энергию магнитного поля. Такое неупругое взаимодействие плазменного потока с торцевым фланцем пролетной камеры приводит к его отражению в обратную сторону за счет давления сжатого потока B_ϕ -поля и внутреннего давления плазмы. Расширение плазменного потока приводит к уменьшению величины тороид-

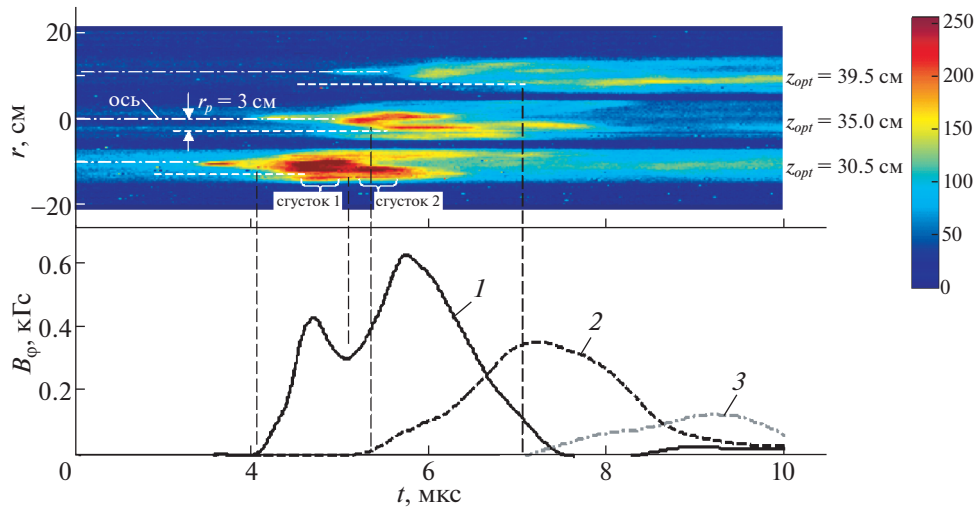


Рис. 26. Результаты сравнения данных с оптической радиальной развертки (вверху) и магнитных зондов (внизу) в импульсе № 4536, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 370$ кДж: 1–3 – временные зависимости индукции тороидального магнитного поля, измеренной магнитными зондами на радиусах $r_p = 3$ см на высотах $z_p = [30.4; 35.3; 39.9]$ см, соответственно. Пространственные щели оптической развертки располагались на высотах $z_{opt} = [30.5; 35.0; 39.5]$ см.

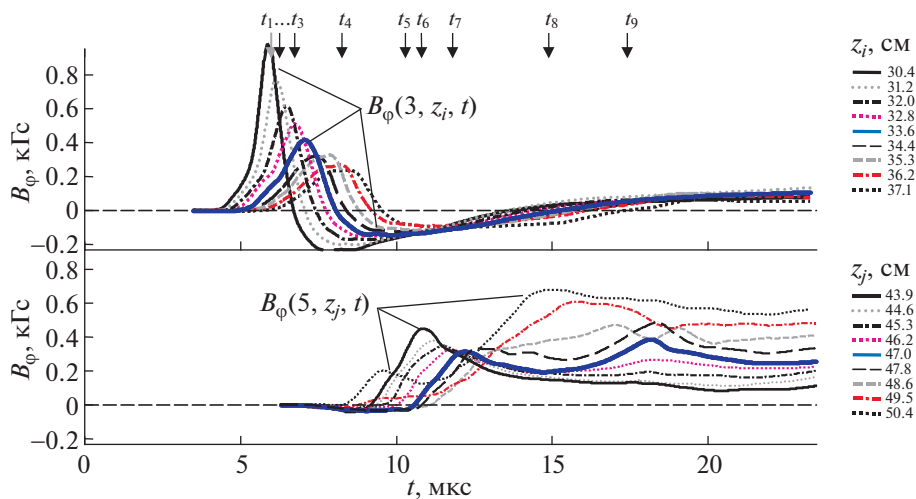


Рис. 27. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на пролетной базе $z \in (30, 50)$ см от поверхности анода установки (импульс № 4542, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 370$ кДж): временные зависимости индукции тороидального магнитного поля, измеренной магнитными зондами на радиусах $r_p = 3$ см [кривые $B_\phi(3, z_i, t)$] и $r_p = 5$ см [кривые $B_\phi(5, z_j, t)$], где $z_i \in [30.4; 31.2; 32.0; 32.8; 33.6; 34.4; 35.3; 36.2; 37.1]$ см и $z_j \in [43.9; 44.6; 45.3; 46.2; 47.0; 47.8; 48.6; 49.5; 50.4]$ см. В легенде показано соответствие представленных кривых позициям расположения катушек зондов вдоль оси Z.

дального магнитного поля, которое наблюдается начиная с $t > 20$ мкс (см. семейство кривых $B_\phi(5, z_j, t)$ на рис. 29). Следует заметить, что такое отражение плазменного потока от торцевого фланца пролетной камеры было обнаружено ранее в экспериментах на установке ПФ-3 [31–35].

4. ВЫВОДЫ

Проведенные на установке ПФ-3 эксперименты по исследованию радиального и осевого распределений тороидального магнитного поля, захваченного осевым плазменным выбросом, позволяют сделать следующие выводы:

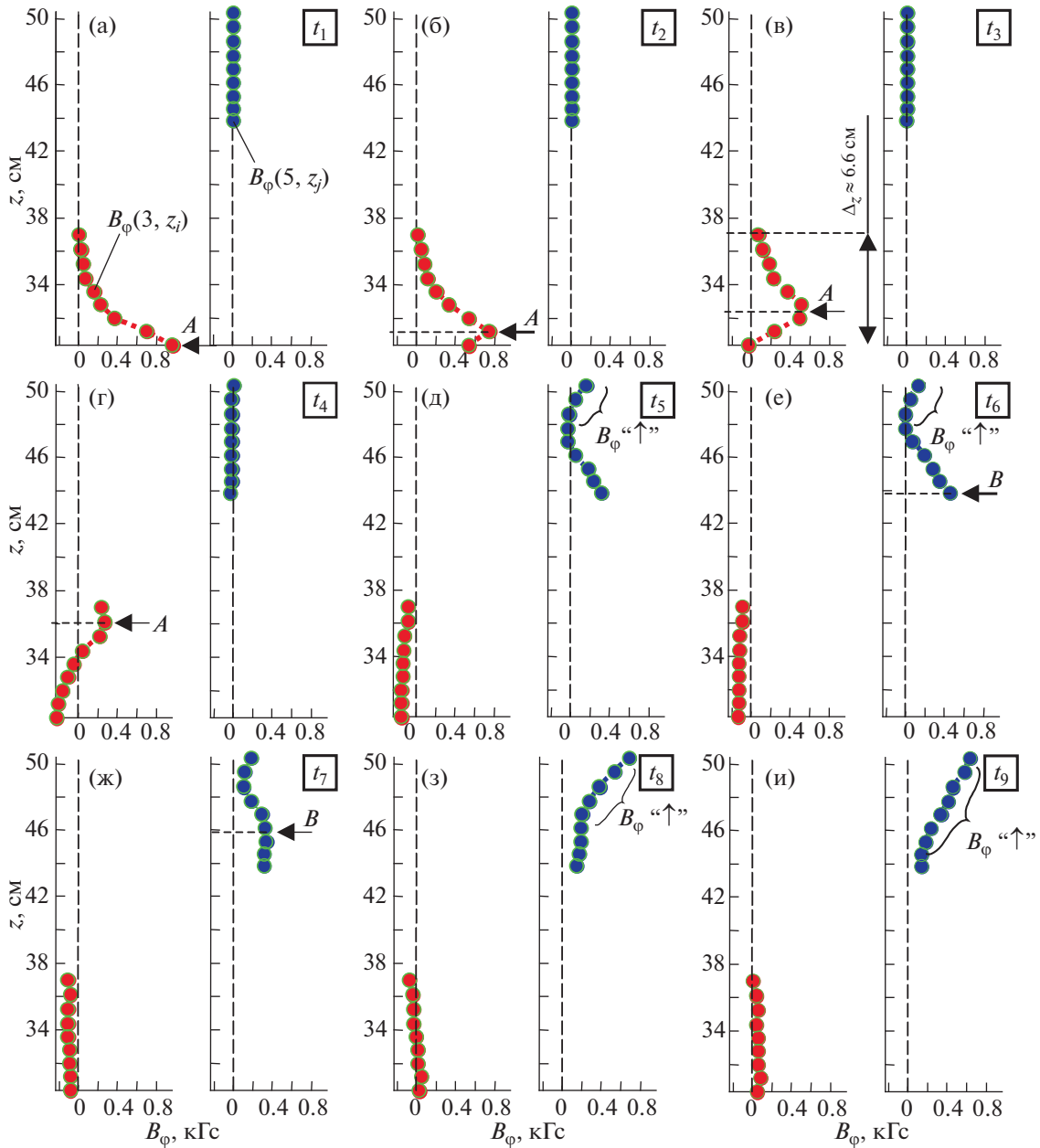


Рис. 28. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на пролетной базе $z \in (30, 50)$ см от поверхности анода установки (импульс № 4542, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 370$ кДж): (а–и) – аксиальные распределения магнитного поля $B_\phi(z)$ на радиусах $r_p = 3$ см и 5 см, восстановленные из кривых $B_\phi(3, z_i, t)$ и $B_\phi(5, z_j, t)$ рис. 27 на моменты времени t_1 – t_9 , указанные стрелками (\downarrow).

– Общий вид радиальных распределений тороидального магнитного поля $B_\phi(r)$, зарегистрированных в эксперименте, указывает на существование двух областей в плазменном потоке: области центрального тока, где $B_\phi(r) \sim r$ и области, где $B_\phi(r) \sim 1/r^n$, $n \approx 0.9$ – 1.0 ;

– Характер изменения со временем радиального размера области с $B_\phi(r) \sim r$ свидетельствует об увеличении в диаметре канала протекания

центрального тока в направлении от головной к хвостовой части плазменного потока. При этом зарегистрировано, что диаметр области центрального тока увеличивается с 4 см до величины более 7 см. Полученный результат находится в хорошем согласии с результатами, полученными ранее в экспериментах [24], а также с моделью, разработанной в работе [33]. Приблизительно линейный характер распределения магнитного поля в виде

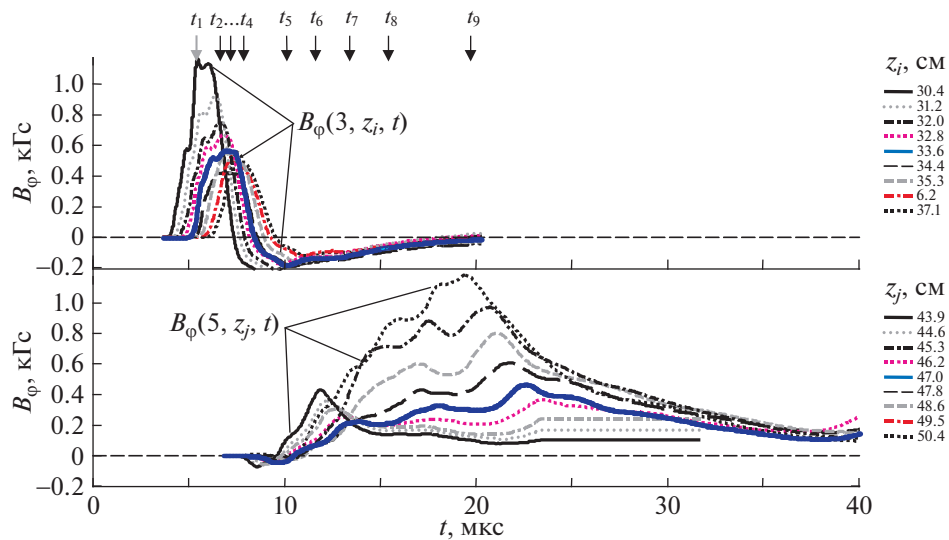


Рис. 29. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на пролетной базе $z \in (30, 50)$ см от поверхности анода установки (импульс № 4543, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 370$ кДж): временные зависимости индукции тороидального магнитного поля, измеренной магнитными зондами на радиусах $r_p = 3$ см [кривые $B_\phi(3, z_i, t)$] и $r_p = 5$ см [кривые $B_\phi(5, z_j, t)$], где $z_i \in [30.4; 31.2; 32.0; 32.8; 33.6; 34.4; 35.3; 36.2; 37.1]$ см и $z_j \in [43.9; 44.6; 45.3; 46.2; 47.0; 47.8; 48.6; 49.5; 50.4]$ см. В легенде показано соответствие представленных кривых позициям расположения катушек зондов вдоль оси Z .

функциональной зависимости $B_\phi(r) \sim r$ в области протекания центрального тока указывает на равномерное распределение плотности тока вдоль радиуса в данной области;

– Тороидальное магнитное поле на периферии плазменного потока регистрируется вплоть до радиуса $r \sim 8$ см. В хвостовой части плазменного потока область, занимаемая захваченным B_ϕ -полем занимает весь объем, ограниченный стенками пролетной камеры. Вероятней всего, обратные токи, протекающие на периферии плазменного потока, замыкаются на металлические стенки камеры ($r \approx 10.3$ см);

– Измерения магнитных полей с пространственным разрешением вдоль оси Z пролетной камеры позволили определить протяженность области (Δ_z) с захваченным магнитным потоком. Минимальная величина Δ_z , зарегистрированная в этой серии экспериментов, составила величину около 5 см. В некоторых случаях, в приосевой области плазменного потока наблюдалось прохождение нескольких областей с повышенным уровнем B_ϕ -поля. Это могло быть связано как с прохождением двух близко идущих друг за другом плазменных сгустков, так и с прохождением основного плазменного потока с впередиидущим фор-сгустком;

– Оценка скорости перемещения V_z области с максимальным уровнем тороидального магнитного поля вдоль оси Z на участке 30–36 см составила величину $(2.2\text{--}3.6) \times 10^6$ см/с, что близко к

оценке скорости движения плазменного потока, определенной из обработки результатов оптических диагностик (коллиматоров и разверток);

– Во время движения осевого плазменного выброса происходит его торможение и диссипация магнитного потока, захваченного плазмой. Согласно аппроксимации экспериментальных измерений магнитного поля в виде $B_\phi^{\max}(z) = B_{\phi 0} \cdot \exp(-K_B \cdot z)$ сделана оценка дистанции z_{mag} пролетной базы, на которой происходит уменьшение величины B_ϕ^{\max} в e -раз. Полученное значение $z_{\text{mag}} \approx 3.3$ см оказалось на порядок меньшим, чем дистанция $z_{\text{opt}} \approx 30$ см, на которой происходит уменьшение скорости движения плазменного потока V_z в e -раз, определенной по данным с оптических коллиматоров;

– Неупругое взаимодействие плазменного потока с верхним торцевым фланцем пролетной камеры, приводящее к его частичному отражению, сопровождается сжатием магнитного потока B_ϕ -поля. При этом происходит кратное увеличение уровня B_ϕ -поля, захваченного плазменным потоком. Происходящее при отражении плазмы от торцевого фланца расширение плазменного потока приводит к уменьшению величины тороидального магнитного поля.

Таким образом, детальное исследование распределения магнитного поля позволяет сделать вывод о возможности существования автономных плазменных сгустков с замороженным маг-

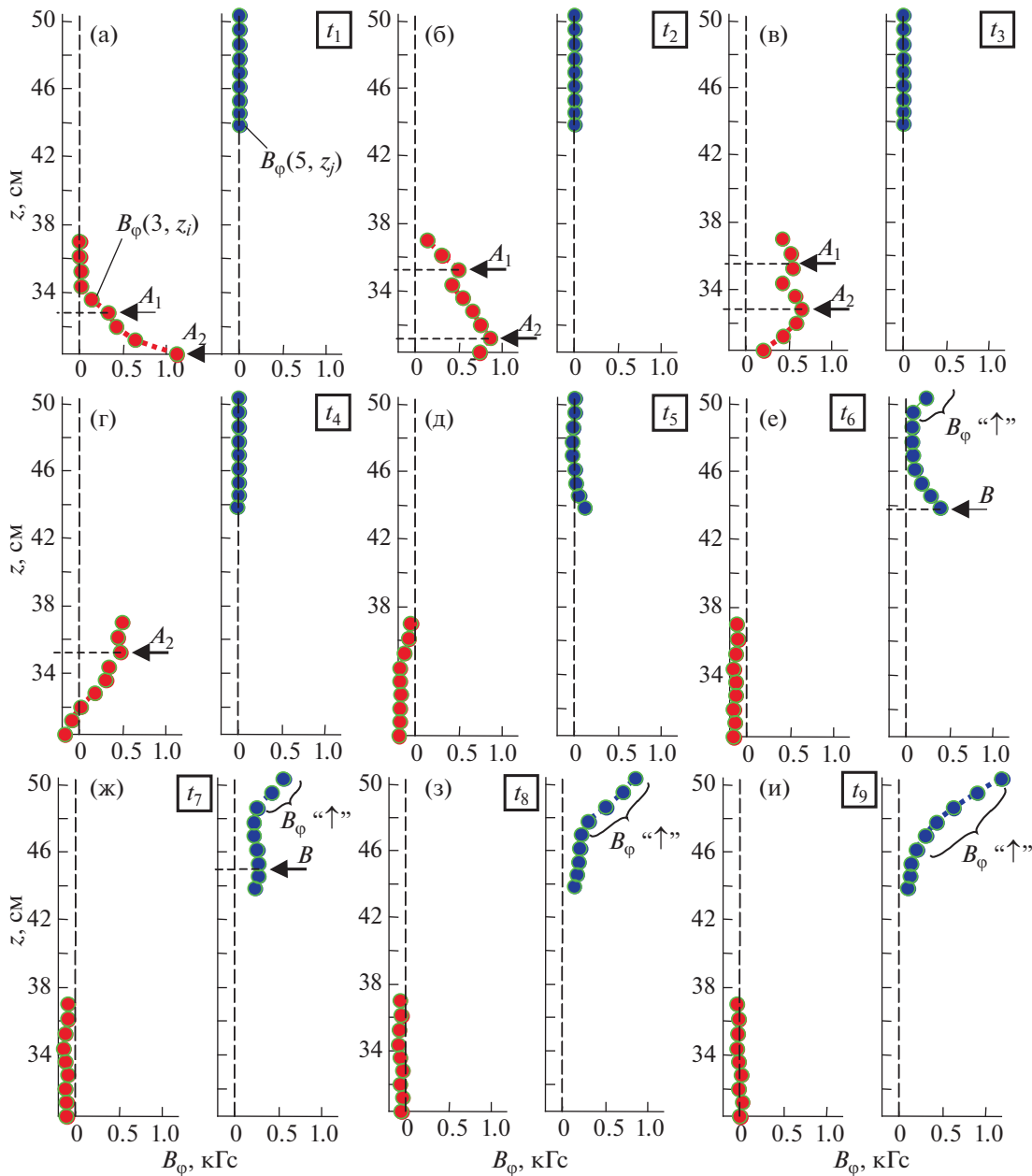


Рис. 30. Результаты измерений тороидальных магнитных полей в плазменном потоке на пролетной базе $z \in (30, 50)$ см от поверхности анода установки (импульс № 4543, газ Ne, $P_0 = 2.0$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 370$ кДж): (а–и) – аксиальные распределения магнитного поля $B_\varphi(z)$ на радиусах $r_p = 3$ см и 5 см, восстановленные из кривых $B_\varphi(3, z_i, t)$ и $B_\varphi(5, z_j, t)$ рис. 29 на моменты времени t_1 – t_9 , указанные стрелками (\downarrow).

нитным полем, не связанных с “центральной машиной” – плазменным фокусом в нашем случае. Магнитный поток тороидального магнитного поля (B_φ -поля) оказывается отсоединен от основного контура разрядного тока установки. Скорее всего, это происходит в момент генерации осевого плазменного выброса. Для плазмы высокой проводимости, выбрасываемой вдоль оси установки, выполняется отношение $B_\varphi/(\rho \cdot r) \approx \text{const}$ (условие вмороженности магнитного поля в плаз-

му), где ρ – плотность плазмы, r – характерный размер объема, содержащего захваченный магнитный поток. По мере движения плазмы происходит затухание магнитного потока, вызванного конечной электропроводностью плазмы, за характерное время $t_d \sim (2\pi\sigma/c^2) \cdot r^2$. Следует заметить, что в лабораторных условиях сохранение магнитного потока происходит в средах с высокой проводимостью σ . Однако в условиях космической плазмы более существенны большие ха-

рактерные размеры r рассматриваемых контуров и, соответственно, большие времена затухания магнитного поля по сравнению с временем изучаемого процесса. Тем не менее, полученные данные могут быть использованы для объяснения характера структур, наблюдаемых в астрофизических джетах и построения соответствующих физических моделей.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-29-21006).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ryutov D., Drake R.P., Kane J., Liang E., Remington B.A., Wood-Vasey W.M. // *The Astrophysical J.* 1999. V. 518. № 2. P. 821.
- Remington B.A., Drake R.P., Ryutov D.D. // *Rev. Mod. Phys.* 2006. V. 78. P. 755.
- Ryutov D.D. and Remington B.A. // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2002. V. 44. № 12B. P. 407.
- Бескин В.С. Осесимметричные стационарные течения в астрофизике. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. 384 с.
- Albertazzi B., Ciardi A., Nakatsutsumi M., Vinci T., Beard J., Bonito R., Billette J., Borghesi M., Burkley Z., Chen S.N., Cowan T.E., Herrmannsdorfer T., Higginson D.P., Kroll F., Pikuz S.A., Naughton K., Romagnani L., Riconda C., Revet G., Riquier R., Schlenvoigt H.P., Skobelev I.Y., Faenov A.Y., Soloviev A., Huarte-Espinoza M., Frank A., Portugall O., Pepin H., Fuchs J. // *Science.* 2014. V. 346. I. 6207. P. 325.
- Belyaev V.S., Zagreev B.V., Lobanov A.V., Matafonov A.P., Bisnovatyi-Kogan G.S., Moiseenko S.G., Toropina O.D., Gromov A.I. // *Astronomy Reports.* 2018. V. 62. P. 162.
- Lebedev S.V., Frank A., Ryutov D.D. // *Rev. Mod. Phys.* 2019. V. 91. P. 025002.
- Byvank T., Banasek J.T., Potter W.M., Greenly J.B., Seyler C.E., Kusse B.R. // *Phys. Plasmas.* 2017. V. 24. P. 122701.
- Bellan P.M. // *J. Plasma Phys.* 2018. V. 84. P. 755840501.
- Lavine E.S., You S. // *Phys. Rev. Lett.* 2019. V. 123. P. 145002.
- Haro G. // *Astron. J.* 1950. V. 55. P. 72.
- Herbig G.H. // *Astrophys. J.* 1950. V. 111. P. 11.
- Reipurth Bo, Bally J. // *Annual Rev. Astron. Astrophys.* 2001. V. 39. P. 403.
- Krauz V., Myalton V., Vinogradov V., Velikhov E., Ananyev S., Dan'ko S., Kalinin Yu., Kharrasov A., Mitrofanov K., Vinogradova Yu. // *Proc. 42nd EPS Conf. Plasma Physics, Lisbon, Portugal, 2015.* V. 39E. ISBN 2-914771-98-3. P. 4.401.: <http://ocs.ciemat.es/EPS2015-PAP/pdf/P4.401.pdf>
- Krauz V.I., Beskin V.S., Velikhov E.P. // *International Journal of Modern Physics D.* 2018. V. 27. P. 1844009.
- Полухин С.Н., Джаманкулов А.М., Гурей А.Е., Нукулин В.Я., Перегудова Е.Н., Силин П.В. // *Физика плазмы.* 2016. Т. 42. С. 1080.
- Krauz V.I., Paduch M., Tomaszewski K., Mitrofanov K.N., Kharrasov A.M., Szymaszek A., Zielinska E. // *Europhysics Letters (EPL).* 2020. V. 129. P. 15003. <https://doi.org/10.1209/0295-5075/129/15003>
- Ananyev S.C., Dan'ko S.A., Myalton V.V., Жужунашвили А.И., Калинин Ю.Г., Крауз В.И., Ладыгина М.С., Марченко А.К. // *Физика плазмы.* 2016. Т. 42. С. 282.
- Skladnik-Sadowska E., Dan'ko S.A., Kwiatkowski R., Sadowski M.J., Zaloga D.R., Paduch M., Zielinska E., Kharrasov A.M., Krauz V.I. // *Phys. Plasmas.* 2016. V. 23. P. 122902.
- Бескин В.С., Истомин Я.Н., Киселев А.М., Крауз В.И., Митрофанов К.Н., Мьялтон В.В., Нохрина Е.Е., Собьянин Д.Н., Харрасов А.М. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2016. Т. 59. С. 1004.
- Kalashnik I., Chardonnet P., Chechetkin V., Dodin A., Krauz V. // *Physics of Plasmas.* 2018. V. 25. P. 062901.
- Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Мьялтон В.В., Велихов Е.П., Виноградов В.П., Виноградова Ю.В. // *ЖЭТФ.* 2014. Т. 146. С. 1035.
- Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Мьялтон В.В., Виноградов В.П., Харрасов А.М., Виноградова Ю.В. // *Астрономический журнал.* 2017. Т. 94. С. 152.
- Крауз В.И., Митрофанов К.Н., Войтенко Д.А., Астапенко Г.И., Марколия А.И., Тимошенко А.П. // *Астрономический журнал.* 2019. Т. 96. С. 156.
- 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.
- Filippov N.V., Filippova T.I., Khutoretskaia I.V., Mialton V.V., Vinogradov V.P. // *Phys. Lett. A.* 1966. V. 211. № 3. P. 168.
- Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Грабовский Е.В., Мьялтон В.В., Виноградов В.П., Падух М., Шольц М., Карпински Л. // *Физика плазмы.* 2015. Т. 41. С. 413.
- Глазырин И.В., Грабовский Е.В., Зукакишвили Г.Г., Карпеев А.В., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Самохин А.А. // *Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ). Сер. Термоядерный синтез.* 2009. Вып. 2. С. 67.
- Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Грабовский Е.В., Мьялтон В.В., Падух М., Грищук А.Н. // *Приборы и техника эксперимента (ПТЭ).* 2018. Т. 61. № 2. С. 78.
- Виноградов В.П., Крауз В.И., Мокеев А.Н., Мьялтон В.В., Харрасов А.М. // *Физика плазмы.* 2016. Т. 42. С. 1033.
- Ananyev S.C., Dan'ko S.A., Myalton V.V., Калинин Ю.Г., Крауз В.И., Виноградов В.П., Виноградова Ю.В. // *Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ). Сер. Термоядерный синтез.* 2013. Т. 36. № 4. С. 102.
- Крауз В.И., Митрофанов К.Н., Харрасов А.М., Ильичев И.В., Мьялтон В.В., Ананьев С.С., Бескин В.С. // *Астрономический журнал.* 2021. Т. 98. С. 29.
- Бескин В.С., Калашиников И.Ю. // *Письма в Астрономический журнал (ПАЖ).* 2020. Т. 46. № 7. С. 494.
- Крауз В.И., Войтенко Д.А., Митрофанов К.Н., Мьялтон В.В., Аршба Р.М., Астапенко Г.И., Марколия А.И., Тимошенко А.П. // *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез.* 2015. Т. 38. Вып. 2. С. 19.
- Крауз В.И., Виноградов В.П., Мьялтон В.В., Виноградова Ю.В., Харрасов А.М. // *Вопросы атомной науки и техники. ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез.* 2018. Т. 41. Вып. 3. С. 48.