

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПЛАЗМЕННОМ ПОТОКЕ, ГЕНЕРИРУЕМОМ ПЛАЗМОФОКУСНЫМ РАЗРЯДОМ

К. Н. Митрофанов^{a}, В. И. Крауз^{b**}, В. В. Мялтон^b,
Е. П. Велихов^b, В. П. Виноградов^b, Ю. В. Виноградова^b*

*^a ФГУП «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»
142190, Троицк, Москва, Россия*

*^b Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 9 января 2014 г.

Представлены результаты исследований магнитного поля в плазменной струе, распространяющейся из области пинчевания плазмы вдоль оси камеры мегаджоульной плазмофокусной установки ПФ-3. Изучалась динамика плазмы с захваченным магнитным потоком. Определены пространственные размеры области плазменной струи, в которой сосредоточено магнитное поле, в радиальном и аксиальном направлениях. Исследована конфигурация магнитного поля в плазменной струе: построено радиальное распределение азимутальной компоненты магнитного поля внутри струи. Показано, что вектор индукции магнитного поля в заданной точке пространства может менять свое направление при пролете плазмы. Сделаны выводы о симметрии распространения плазменного потока относительно оси камеры установки.

DOI: 10.7868/S0044451014110157

1. ВВЕДЕНИЕ

Плазменный разряд типа Z-пинч, широко изучающийся в лабораторном эксперименте, сопровождается рядом важных для фундаментальной и прикладной физики явлений, таких как образование высокоплотной ($n_e \geq 10^{22} \text{ см}^{-3}$) и высокотемпературной ($T_e > 800 \text{ эВ}$) плазмы [1, 2], создание мегабарных давлений ($> 10 \text{ Мбар}$) [3, 4] и сверхсильных магнитных полей ($> 1 \text{ МГс}$) [5–10], генерация плазменных потоков [11–13] и различного вида излучений [14–16], протекание термоядерной реакции [17–19].

Известно, что любой пинчевый разряд сопровождается генерацией интенсивных плазменных потоков вдоль своей оси, поэтому различные модификации этих разрядов, в том числе установки типа плазменный фокус [20, 21], работающие на пинч-эффекте, могут использоваться как источники

корпускулярных потоков, нейтронов и жестких излучений для решения ряда научно-технических задач: материаловедческих и бланкетных испытаний для управляемого термоядерного синтеза; взаимодействия мощных пучков ионов и электронов с плазмой и т. д.

В последнее время активно развивается еще одно направление исследований Z-пинчевых разрядов — моделирование различных астрофизических процессов [13, 22–24]. По современным представлениям основная масса наблюдаемого в космосе вещества находится в плазменном состоянии: звезды, квазары, галактические ядра, туманности, солнечные ветры, джеты из аккреционных дисков черных дыр или протозвезд, и даже пространство между ними заполнено разреженной плазмой (межзвездная и межгалактическая плазма). Существует большое количество не выясненных вопросов, например, почему некоторые астрономические объекты, окруженные аккреционным диском, такие как активные ядра галактик, черные дыры, испускают релятивистские плазменные струи. Верификация теоретических моделей, описывающих данное явление

*E-mail: mitrofan@triniti.ru

**E-mail: krauz_vi@nrcki.ru

ние, крайне трудна и неоднозначна из-за большой удаленности изучаемых объектов, поэтому необходим лабораторный эксперимент по моделированию астрофизических явлений.

В настоящее время на установке ПФ-3 (НИИ «Курчатовский институт») начат цикл экспериментов по исследованию механизмов генерации плазменных потоков и изучению их параметров [25]. Одним из ключевых вопросов в исследовании астрофизических джетов является вопрос об устойчивости плазменного потока, распространяющегося на значительные расстояния. Значительную роль в обеспечении этой устойчивости могут играть электрические и магнитные поля.

Поэтому данная работа имела следующие цели:

- исследование возможности транспортировки плазменной струи с магнитным полем вдоль оси установки на расстояние, значительно превышающее размер пинчевой области разряда (примерно в 10–20 раз);
- исследование параметров плазменного потока, содержащего захваченное магнитное поле (пространственных размеров вдоль аксиального и радиального направлений, средней скорости движения);
- исследование радиального распределения магнитного поля внутри плазменной струи и направления вектора индукции магнитного поля.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты по генерации плазменных потоков из плазмфокусного разряда выполнены на установке ПФ-3 [26] ($I \leq 3$ МА, $T/4 \approx 15$ –20 мкс, $W_0 \leq 3$ МДж). Геометрия электродов установки выполнена по типу Филиппова. В установке ПФ-3 используется ситалловый изолятор диаметром 90 см и высотой 25 см. Анод представляет собой секционированный медный диск общим диаметром 92 см и толщиной 2.5 см. Полная емкость источника питания составляет 9.2 мФ, максимально возможное зарядное напряжение — 25 кВ, что соответствует энергии в накопителе 2.8 МДж. В представляемых в этой работе экспериментах общий энергозапас батареи составлял примерно 225–460 кДж. В качестве рабочего газа использовался неон при начальном давлении в камере приблизительно 1.5 Торр.

Для исследования параметров плазменного потока (струи) на большем удалении от анода, что особенно важно в плане его практического использования в области радиационного материаловедения и создания новых радиационно стойких конструкци-

онных материалов, сконструирована и изготовлена секционированная диагностическая пролетная камера. Пролетная камера состояла из трех секций высотой 300 мм и диаметром 210 мм каждая. В каждой секции пролетной камеры имелся набор диагностических патрубков, расположенных равномерно по диаметру в центральной плоскости. При этом центр областей наблюдения находился в каждой из трех секций на расстояниях 35 см, 65 см и 95 см относительно плоскости анода. Таким образом, обеспечивалась возможность исследования параметров плазменного потока на высоте до 100 см от плоскости анода, в районе которой находится область пинчевания плазмы и генерации потока. Следует заметить, что в данных экспериментах объем пролетной камеры был заполнен тем же газом, что и основная разрядная камера установки, при тех же начальных условиях. Общий вид разрядной камеры установки ПФ-3 и пролетной камеры показан на рис. 1.

Для исследования распределения магнитных полей в плазменном потоке применена магнитно-зондовая методика. Метод магнитных зондов является наиболее распространенным методом исследования распределения магнитных полей в плазме импульсных сильноточных разрядов. Можно сказать, что зондовая методика использовалась для тех или иных целей практически на каждой из известных установок ПФ. В основном зонды использовались для исследования формирования токово-плазменной оболочки (ТПО) на стадии пробоя и отрыва от изолятора [27–30], а также движения ТПО вдоль ускорительного канала для мейзеровской конфигурации или на стадии радиального сжатия на относительно большом удалении от оси системы в геометрии Филиппова (см., например, [31–34]). Для исследования распределения магнитного поля в плазменном потоке магнитно-зондовая методика была применена в работах [11, 12, 35, 36], где впервые был использован магнитно-оптический зонд, позволяющий разделить область свечения плазмы и область с магнитным полем. Отметим, что методика фарадеевского вращения плоскости поляризации лазерного луча не получила широкого распространения в подобных исследованиях (можно отметить лишь единичные работы, например, [37, 38]), что обусловлено значительными сложностями как в постановке измерений, так и в трактовке полученных результатов.

Одно из основных ограничений применимости зондовой методики связано с безусловной «контактностью» этого метода, что может оказывать существенное влияние как на процессы в плазме, так и на

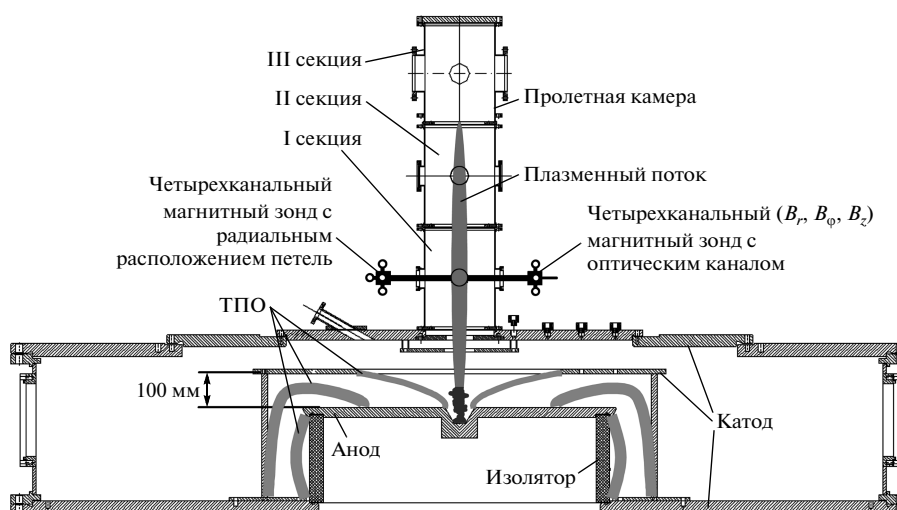


Рис. 1. Расположение магнитных зондов в пролетной камере на установке ПФ-3

точность измерения магнитных полей. В частности, одна из попыток проанализировать эффекты обтекания зонда плазмой и их влияние на точность измерений была осуществлена в работе [39], в которой исследовалась зависимость величины измеренного магнитного поля от расположения измерительных петель внутри корпуса зонда и от толщины токовой оболочки. Анализ проводился на основе решения стационарной задачи в предположении постоянства скорости налетающей на зонд плазмы токовой оболочки. Показано, что форма корпуса зонда может оказывать существенное влияние на точность измерения магнитного поля. Недостатком данной работы являлось то, что при анализе влияния процесса обтекания плазмой корпуса зонда не учитывался сверхзвуковой характер движения потока замагниченной плазмы. Нужно также учитывать процессы диффузии магнитного поля из горячей плазмы внутрь оболочки зонда.

В работах [40, 41] обтекание оболочки зонда плазменным потоком с вмороженным магнитным полем и его влияние на измеряемую датчиком величину магнитного поля были рассмотрены в двух приближениях — аналитически для дозвукового обтекания и численно для сверхзвукового обтекания. Было показано, что с целью уменьшения сечения корпуса зонда, поперечного набегающему плазменному потоку, предпочтительней использовать плоскую форму зонда размером меньше толщины скин-слоя плазмы. Согласно проведенным расчетам степень возмущения магнитного поля, вносимого зондом цилиндрической формы, достигала $\approx 60\%$, в то время

как для зонда плоской формы она составляла всего $\approx 7\%$. При этом расчеты диффузии магнитного поля внутрь корпуса зонда плоской формы дают отклик зонда приблизительно 1.5 нс.

Последние расчеты были проведены для условий эксперимента на установке Ангара-5-1. Коллективом этой установки разработана оригинальная конструкция зонда, позволяющая получать достоверные экспериментальные данные в весьма сложных экспериментальных условиях [42, 43]. При этом достаточно подробно проанализированы факторы, ограничивающие использование магнитных зондов в мощных разрядах, такие как испарение оболочки зонда под воздействием мягкого рентгеновского излучения и корпускулярных потоков, экранировка магнитных зондов плазмой, возмущение плазмы при обтекании корпуса зонда, воздействие электронных пучков, возникающих в межэлектродном зазоре установки и др. Последующий опыт применения зондов на этой установке убедительно продемонстрировал широкие возможности зондовой методики в исследованиях импульсного сильнотокового разряда [44–46].

Экспериментальные условия проведения зондовых измерений на установке ПФ-3 близки к условиям установки Ангара-5-1, что также обуславливает достаточно жесткие требования к конструкции зондов. Характеристики магнитных зондов различных конструкций, применяемых для исследования плазмфокусного разряда, представлены в работах [47–53]. В частности, в работе [49] проведены оценки влияния на измерения абляции корпуса зонда под воздействием излучения плазмы для пара-

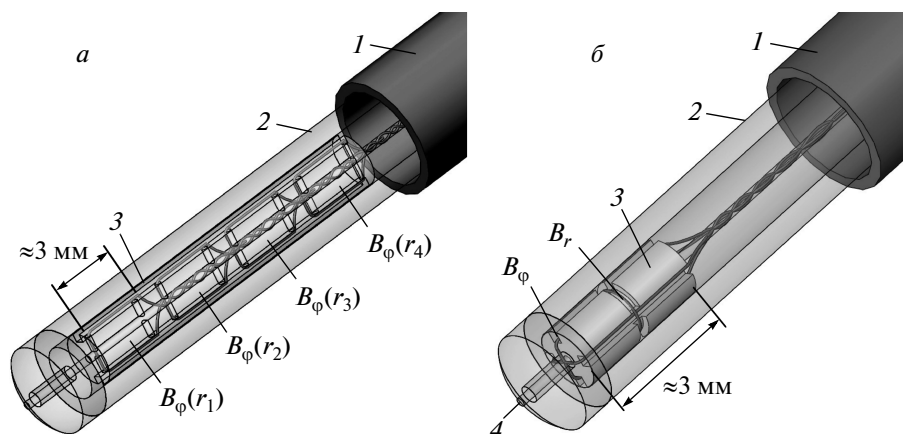


Рис. 2. Конструкция чувствительного элемента магнитного зонда. а) Чувствительный элемент для измерения азимутальной компоненты магнитного поля (B_φ) с разрешением по радиусу пролетной камеры (r_1, r_2, r_3, r_4). б) Чувствительный элемент для измерения двух компонент магнитного поля (B_r, B_φ) с дополнительным каналом для регистрации оптического излучения плазмы. 1 — металлический корпус зонда; 2 — стеклянная трубка диаметром 3 мм; 3 — каркас, задающий ориентацию петель; 4 — оптическое волокно диаметром 0.38 мм; B_r, B_φ — петли зонда для измерения соответствующих компонент магнитного поля; $B_\varphi(r_1), B_\varphi(r_2), B_\varphi(r_3), B_\varphi(r_4)$ — петли зонда для измерения радиального распределения азимутальной компоненты магнитного поля

метров установки ПФ-3. В работе [51] методами интерферометрии исследовано обтекание плазмой различных конфигураций корпуса зонда при исследовании сжатия ТПО в приосевой области установки RF-1000. Показано, что использование цилиндрической формы корпуса зонда занижает величину регистрируемого магнитного поля примерно на 40 % по сравнению с плоским зондом. В то же время в экспериментах на установке ПФ-3 при исследовании магнитных полей в ТПО на более удаленных расстояниях от оси подобного расхождения не обнаружено: при использовании зондов цилиндрической формы величина тока в оболочке в пределах погрешности измерений совпадает с величиной полного разрядного тока, измеряемого интегрирующим поясом Роговского. Подобное расхождение может быть обусловлено различиями параметров плазмы в этих экспериментах. Плазма в экспериментах на установке ПФ-3 имела более низкую плотность ($\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$), температуру (несколько электронвольт) и скорость движения ($\approx 5 \cdot 10^6 \text{ см/с}$).

В наших экспериментах применение зондов с плоской формой невозможно из-за необходимости регистрации нескольких компонент магнитного поля относительно низкой величины ($\leq 1 \text{ кГс}$). Требование увеличения чувствительности зонда неизбежно приводит к увеличению размеров зонда. При разработке конструкции наших зондов мы старались удовлетворить основному требованию: для коррект-

ного измерения магнитного поля в плазме размер зонда должен быть много меньше скин-слоя исследуемой плазмы [54, 55]. В то же время необходимо отметить, что приведенные выше параметры плазмы близки к ожидаемым параметрам плазмы в нашем эксперименте [11, 12, 35, 36], что позволяет нам использовать зонды с цилиндрической формой корпуса в описываемых ниже экспериментах для получения достаточно достоверных результатов.

Основные характеристики используемых зондов следующие: пространственное разрешение $\sim 3 \text{ мм}$, временное разрешение — не хуже 1.5 нс, чувствительность петель зондов $\sim (3\text{--}13) \cdot 10^{-10} \text{ В/(Гс/с)}$. Магнитные зонды калибровались как на величину вектора индукции магнитного поля, так и на его направление. Точность калибровки магнитных зондов была не хуже 15–20 %. Сигнал с зонда был пропорционален производной индукции магнитного поля. Для получения временной зависимости индукции магнитного поля сигнал с зонда численно интегрировался с учетом полученных калибровочных коэффициентов. На рис. 2 показано внутреннее устройство чувствительного элемента (сенсора) зонда, адаптированное под конкретную экспериментальную задачу, в данном случае для измерения радиального распределения азимутальной компоненты магнитного поля с разрешением по радиусу (рис. 2а) и для измерения двух компонент магнитного поля (B_r, B_φ) в данной точке пространства с дополнительным кана-

лом для регистрации оптического излучения плазменной струи на ФЭУ СНФТ-3 (рис. 2б).

На рис. 1 также схематично представлены несколько положений сжимающейся ТПО, плазменный поток, распространяющийся вдоль оси установки и положение датчиков магнитного поля (магнитных зондов). Магнитные зонды вводились в пролетную камеру через специальные вакуумные вводы вдоль радиального направления ее центрального сечения. Для каждого эксперимента отдельно будет показано взаимное расположение магнитного зонда относительно оси пролетной камеры и плазменного потока.

Основные условия эксперимента для каждого выстрела представлены в таблице.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Определение параметров плазменной струи, содержащей собственное магнитное поле

В этом разделе представлены результаты исследований основных параметров плазменного потока (средней скорости движения $\bar{V}_z$, эффективных размеров вдоль аксиального L_z и радиального L_r направлений) при его распространении вдоль оси установки из места генерации (пинча) до первой секции пролетной камеры (см. рис. 1). Здесь и в дальнейшем под плазменным потоком будем подразумевать только ту его неотъемлемую часть, в которой сосредоточено магнитное поле некоторой конфигурации циркулирующих токов. Магнитным зондом, расположенным на высоте $h = 35$ см над анодом, измерялась азимутальная компонента магнитного поля (B_φ). Известно, что ТПО сжимается к оси установки под воздействием силы Ампера со стороны азимутального магнитного поля. Поэтому естественно было предположить, что плазменный поток, генерируемый из области сжатия ТПО, содержит в себе захваченное магнитное поле, в том числе и B_φ -компоненту магнитного поля.

На рис. 3 представлены результаты магнитозондовых измерений в импульсе № 4201 (газ Ne, $P_0 = 1.5$ Торр, $U_0 = 10$ кВ, $W_0 = 460$ кДж). Как следует из этого рисунка, азимутальное магнитное поле (B_φ) начинает регистрироваться в точке расположения зонда через $\Delta t \approx 4.13$ мкс после особенности на производной полного тока (dI/dt). Это позволяет нам провести оценку средней скорости на пролетной базе от места генерации до точки наблюдения. Погрешность таких измерений определяется неопре-

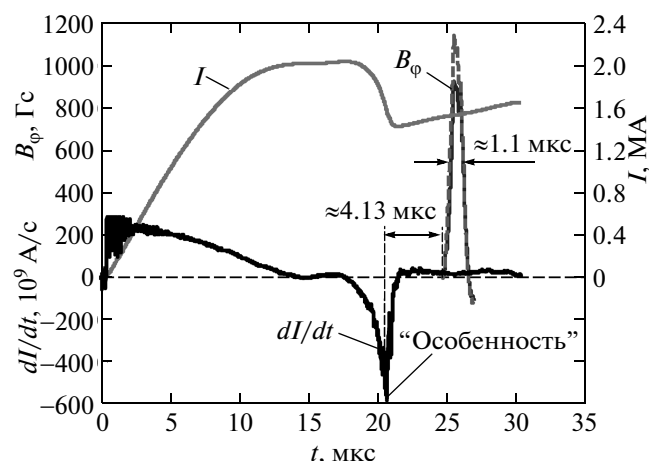


Рис. 3. Результаты измерений азимутальных магнитных полей в плазменной струе (импульс № 4201, газ Ne, $P_0 = 1.5$ Торр, $U_0 = 10$ кВ, $W_0 = 460$ кДж): временные зависимости полного тока I и его производной dI/dt , индукции азимутального магнитного поля B_φ , измеренной магнитным зондом вблизи оси ($r \approx 1.3$ см) на высоте 35 см от поверхности анодного электрода установки

деленностью в моменте и месте генерации отдельных фракций плазменного потока. В наших расчетах в качестве места генерации принимается анодная плоскость, а в качестве момента генерации — пик на производной тока. При этом погрешность в определении места генерации не превышает нескольких сантиметров (высота пинча), а в моменте генерации порядка 100 нс (типичная длительность процесса пинчевания). В условиях большой пролетной базы до области наблюдения (35 см) и больших времен пролета (несколько микросекунд) погрешность определения средней скорости не будет превышать нескольких (≤ 10) процентов.

Определенная таким образом средняя скорость движения плазменной струи с захваченным магнитным полем вдоль оси на участке от области пинчевания до среднего сечения первой секции пролетной камеры в данном разряде составила величину $\bar{V}_z = h/\Delta t \approx 8.5 \cdot 10^6$ см/с. Эта оценка средней скорости движения плазмы больше типичной мгновенной скорости движения ($V_z \approx (4-6) \cdot 10^6$ см/с), измеренной с помощью щелевых электронно-оптических регистраторов в первой секции пролетной камеры [56]. Данное расхождение можно объяснить эффектами торможения, испытываемыми плазменным потоком при его распространении в слабо ионизованной фоновой плазме [11].

Таблица. Экспериментальные условия

Импульс	Параметры разряда	Позиции зондов
№ 4201	газ Ne, $P_0 = 1.5$ Торр, $U_0 = 10$ кВ, $W_0 = 460$ кДж	I секция, $r \approx 1.3$ см, $h = 35$ см
№ 4202, 4209	газ Ne, $P_0 = 1.5$ Торр, $U_0 = 7$ кВ, $W_0 = 225$ кДж	I секция, $h = 35$ см, $r_1 = 0.25$ см, $r_2 = 0.75$ см, $r_3 = 2.08$ см, $r_4 = 2.66$ см
№ 4232, 4234	газ Ne, $P_0 = 1.5$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 373$ кДж	I секция, $r = 1.31$ см, $h = 35$ см I секция, $r = 3.31$ см, $h = 35$ см

В дальнейшем будем использовать оценку для $\overline{V}_z$ как некоторую качественную характеристику динамики плазменного потока. По длительности на полувысоте временной зависимости азимутальной компоненты магнитного поля (кривая B_φ) сделаем оценку эффективного размера вдоль аксиального направления той области плазменной струи, в которой содержится захваченное плазмой магнитное поле, следующим образом: $L_z = \overline{V}_z \cdot 1.1 \cdot 10^{-6} \approx 9.4$ см. Это оценка сверху, поскольку вследствие торможения плазменного потока его мгновенная скорость в месте расположения зонда всегда меньше средней скорости на длине пролета. Максимальное измеренное значение индукции B_φ -компоненты магнитного поля в данном случае составило около 1–1.2 кГс.

Были проведены исследования радиального распределения азимутальной компоненты магнитного поля $B_\varphi(r)$ в плазменном потоке. Результаты эксперимента № 4202 (газ Ne, $P_0 = 1.5$ Торр, $U_0 = 7$ кВ, $W_0 = 225$ кДж) представлены на рис. 4. В этом импульсе сенсор магнитного зонда располагался вблизи оси первой секции пролетной камеры и позволял одновременно регистрировать магнитное поле в четырех точках вдоль радиуса: $r_1 = 0.25$ см, $r_2 = 0.75$ см, $r_3 = 2.08$ см, $r_4 = 2.66$ см (см. рис. 4а). Как следует из кривых временной зависимости B_φ (рис. 4б), сигнал с ближних к оси петель зонда появляется приблизительно через 7.18 мкс после пинчевания плазмы ТПО, что соответствует средней скорости движения плазменной струи до первой секции пролетной камеры $\overline{V}_z \approx 4.9 \cdot 10^6$ см/с. Оценка средней скорости аксиального движения плазменного потока оказалась примерно в 1.7 раза меньше, чем оценка средней скорости в импульсе № 4201 ($W_0 = 460$ кДж), что может быть связано с меньшим энергоснабжением в ТПО в данном случае ($W_0 = 225$ кДж).

Из временных зависимостей магнитного поля (кривые B_φ) следует, что максимальное значение B_φ -компоненты магнитного поля регистрируется петлями зонда, расположенными на ближних радиусах к оси камеры (r_1 и r_2), раньше примерно на 470 нс, чем петель на радиусе r_3 , а еще позже приблизительно на 390 нс — петель на радиусе r_4 . Из того экспериментального факта, что появление сигналов с петель зонда происходит с временными задержками, следует, что фронт плазменного потока не перпендикулярен оси пролетной камеры. Схематично фронт плазменного потока представлен на вставке к рис. 4а, где также показан чувствительный элемент магнитного зонда с расположенными внутри него петлями. С увеличением радиуса расположения петли зонда уменьшается уровень регистрирующегося магнитного поля.

По совокупности экспериментов по исследованию B_φ -компоненты магнитного поля при расположении измерительных катушек на различных расстояниях от оси получено, что величина индукции B_φ -компоненты магнитного поля уменьшается с увеличением расстояния от оси, как представлено на рис. 5. На этом же рисунке для сравнения показана кривая радиального распределения B_φ -компоненты магнитного поля вида $B_\varphi(r) = I/5r$ в предположении, что по оси плазменной струи протекает аксиальный ток $I \approx 8.5$ кА. Полагая, что данное распределение магнитного поля сосредоточено внутри плазменного потока, оценим эффективный размер плазменного потока вдоль радиального направления (L_r^{eff}), где измеренная B_φ -компонента магнитного поля уменьшается в e раз. Таким образом, $L_r^{eff} \approx 3.5$ см. С другой стороны, расстояние от оси камеры, на котором было зарегистрировано максимальное значение B_φ -компоненты магнитного поля, составляет величину $L_r^* \approx 1$ –1.3 см.

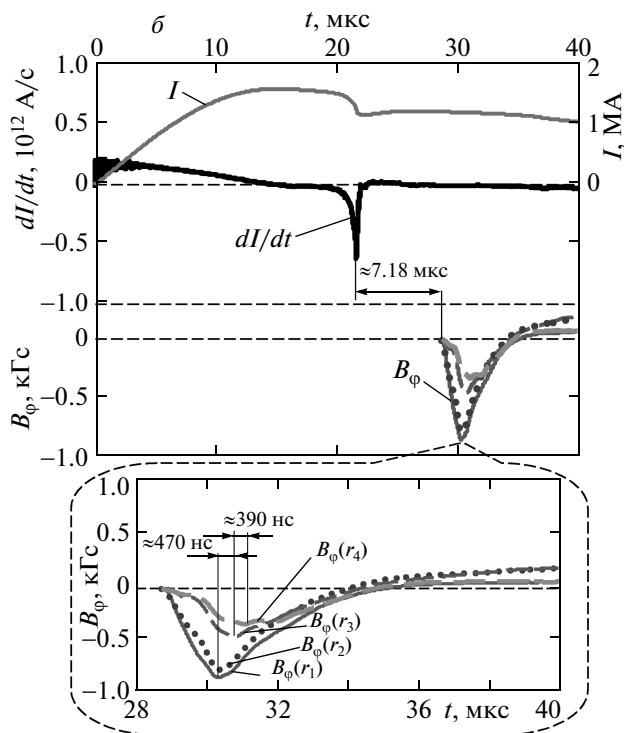
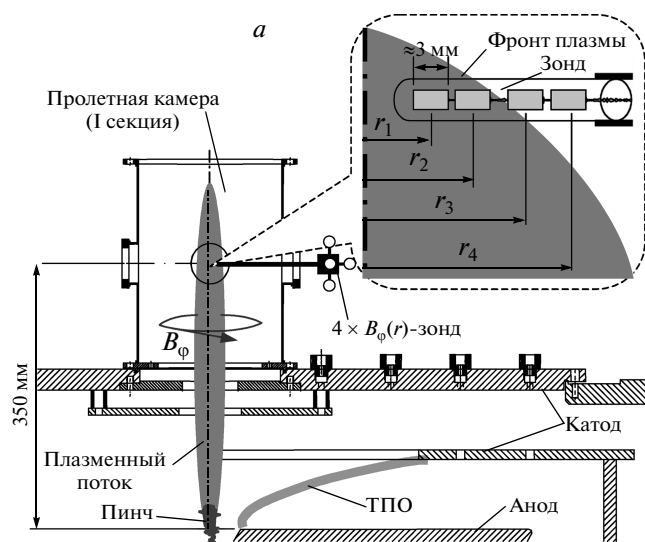


Рис. 4. Результаты измерений азимутальных магнитных полей в плазменной струе (импульс № 4202, газ Ne, $P_0 = 1.5$ Торр, $U_0 = 7$ кВ, $W_0 = 225$ кДж). а) Геометрия расположения магнитного зонда и его чувствительного элемента внутри плазменного потока в I секции пролетной камеры. б) Временные зависимости полного тока I и его производной dI/dt , индукции азимутального магнитного поля B_φ , измеренной магнитным зондом на радиусах $r_1 = 0.25$ см, $r_2 = 0.75$ см, $r_3 = 2.08$ см, $r_4 = 2.66$ см на высоте 35 см от поверхности анодного электрода установки (I секция пролетной камеры)

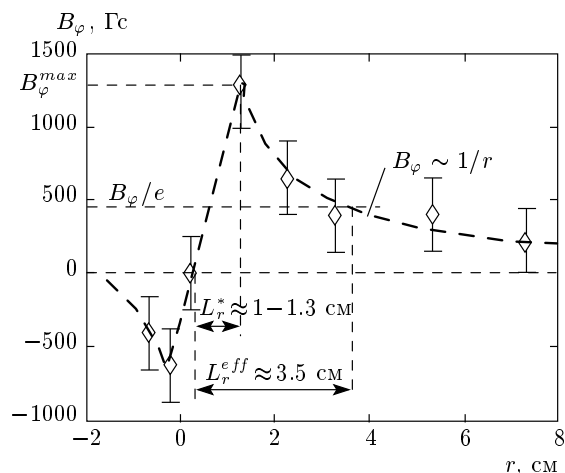


Рис. 5. Радиальная зависимость азимутальной компоненты магнитного поля B_φ плазменной струи в I секции пролетной камеры, восстановленная по совокупности десяти импульсов. Штриховой линией показана радиальная зависимость вида $B_\varphi(r) = I/5r$ в предположении, что по оси плазменной струи протекает аксиальный ток $I \approx 8.5$ кА

Таким образом, из представленных выше результатов измерения магнитного поля следует, что в движущемся плазменном потоке существует область, где сосредоточено магнитное поле. Сделаем оценку величины магнитного поля, способного удерживать своим давлением плазменную струю, из условия равновесия Беннета:

$$I^2 = 3.2 \cdot 10^{-10} N_e (T_e + T_i), \quad (1)$$

где N_e [см⁻¹] — погонное число частиц в плазме, T_e [эВ] и T_i [эВ] — электронная и ионная температуры, I [А] — ток, протекающий по плазме. Учитывая, что $B_\varphi(r) = I/5r$ и $N_e = n_e \pi r^2$, получим из (1) выражение для величины магнитного поля:

$$B_\varphi = 6.34 \cdot 10^{-6} \sqrt{n_e (T_e + T_i)}. \quad (2)$$

При следующих параметрах плазмы в струе [11, 12]: $T_e = T_i = (1-5)$ эВ, $n_e \sim 10^{16}$ см⁻³, получим оценку индукции магнитного поля $B_\varphi \approx (0.9-2)$ кГс, что сравнимо с максимальным значением индукции магнитного поля, представленным на радиальном распределении $B_\varphi(r)$ рис. 5.

3.2. Несимметрия распространения плазменной струи вдоль оси

При распространении плазменной струи в аксиальном направлении встает вопрос о симметрии

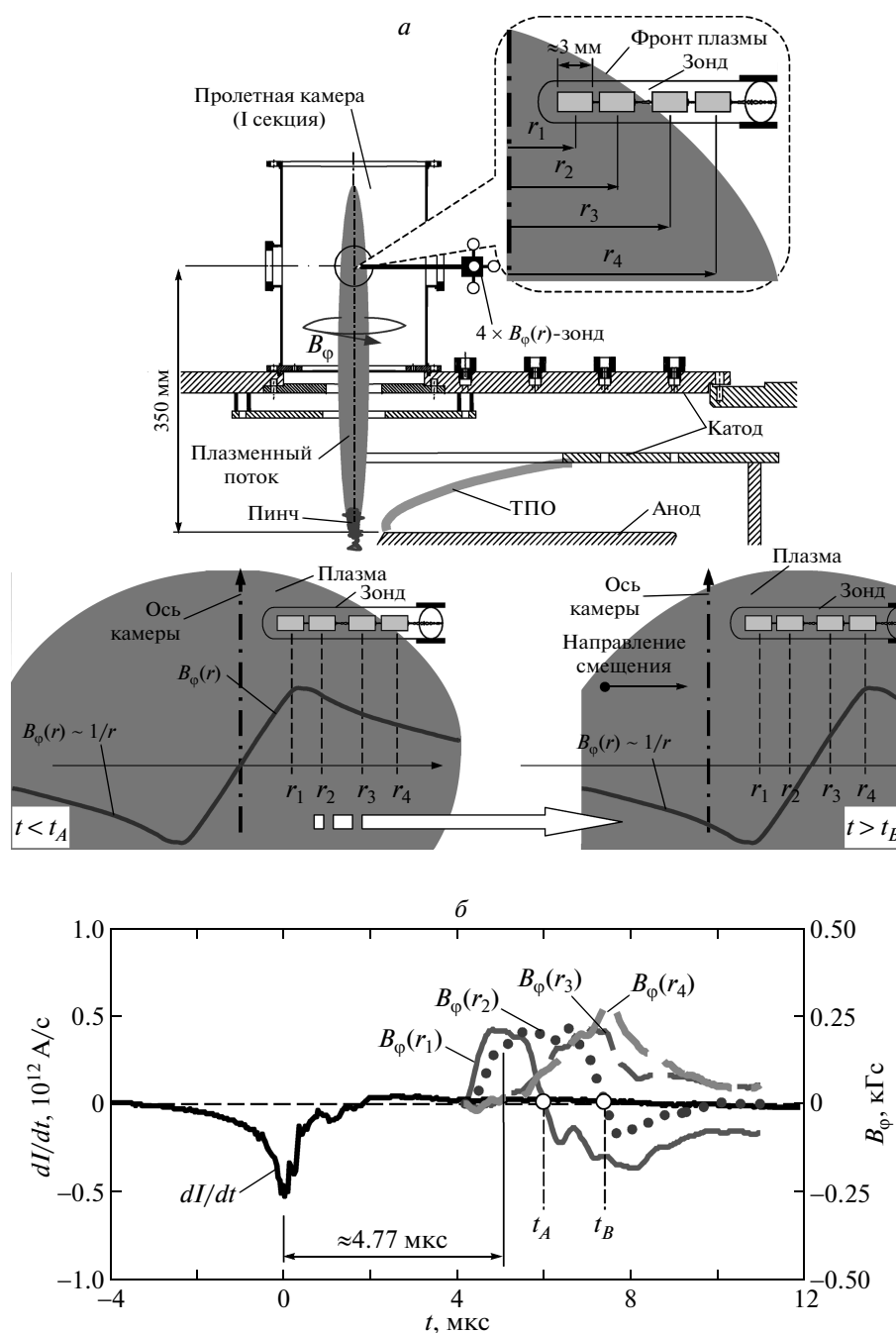


Рис. 6. Результаты измерений азимутальных магнитных полей в плазменной струе (импульс № 4209, газ Ne, $P_0 = 1.5$ Торр, $U_0 = 7$ кВ, $W_0 = 225$ кДж). а) Геометрия расположения магнитного зонда и его чувствительного элемента внутри плазменного потока в I секции пролетной камеры и радиальное распределение (схематично) B_ϕ -компоненты магнитного поля в плазменной струе при ее смещении от оси пролетной камеры. б) Временные зависимости dI/dt , B_ϕ на радиусах $r_1 = 0.25, 0.75, 2.08, 2.66$ см на высоте 35 см от поверхности анодного электрода установки (I секция)

ее положения относительно оси пролетной камеры. На рис. 6 представлены результаты эксперимента № 4209 (газ Ne, $P_0 = 1.5$ Торр, $U_0 = 7$ кВ, $W_0 = 225$ кДж). Расположение петель магнитного зонда было тем же, что и в представленных выше экспериментах — на радиусах $r_1 = 0.25$ см, $r_2 = 0.75$ см, $r_3 = 2.08$ см, $r_4 = 2.66$ см (см. рис. 6а). Из временных зависимостей индукции азимутального магнитного поля следует, что кривые $B_\varphi(r_1)$ и $B_\varphi(r_2)$ меняют свой знак, начиная с некоторых моментов времени соответственно t_A и t_B . С другой стороны, кривые $B_\varphi(r_3)$ и $B_\varphi(r_4)$ свой знак не изменяют с течением времени. Такое поведение кривых можно объяснить, если предположить, что плазменный поток с магнитным полем B_φ смещается относительно геометрической оси пролетной камеры установки так, как показано внизу рис. 6а. При таком смещении плазмы ближние к оси камеры петли зонда (на радиусах r_1 и r_2) оказываются в области магнитного поля (B_φ) другого направления по сравнению с петлями на радиусах r_3 и r_4 . Вполне возможно, что зарегистрированное смещение замагниченной плазмы связано с вращательным движением плазменного потока вокруг оси пролетной камеры.

3.3. Направление вектора индукции магнитного поля

В следующих экспериментах № 4232 и № 4234 (газ Ne, $P_0 = 1.5$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 373$ кДж) проведены измерения нескольких компонент магнитного поля (B_φ и B_r) и оптического свечения плазмы в двух положениях зонда — при радиусах 1.31 см и 3.31 см. Для этих целей применялся магнитный зонд с конструкцией чувствительного элемента, показанной на рис. 2б. Поскольку петли магнитного зонда были калиброваны не только на абсолютную величину индукции магнитного поля, но и на направление вектора индукции магнитного поля, оказалось возможным определить направление суммарного вектора индукции в (B_r – B_φ)-плоскости.

Результаты измерения B_φ - и B_r -компонент магнитного поля и оптического свечения плазменного потока в импульсе № 4232 представлены на рис. 7. Геометрия расположения чувствительного элемента на радиусе $r = 1.31$ см, показана на рис. 7а. Из рис. 7б следует, что B_φ - и B_r -компоненты магнитного поля регистрируются зондом примерно через 5 мкс после особенности на производной полного тока. При этом сигнал Opt с оптического канала зонда (с оптоволокну) начинает регистрироваться рань-

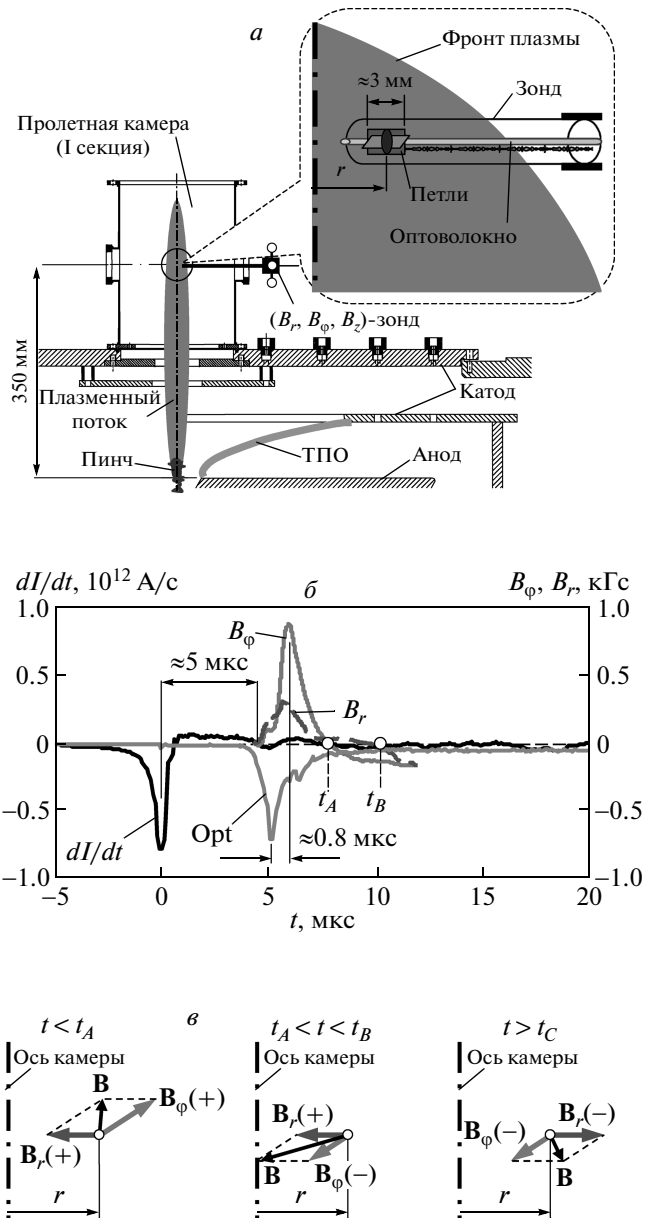


Рис. 7. Результаты измерений азимутальных магнитных полей в плазменной струе (импульс № 4232, газ Ne, $P_0 = 1.5$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 373$ кДж). а) Геометрия расположения зонда и его чувствительного элемента внутри плазменного потока в I секции пролетной камеры. б) Временные зависимости dI/dt , B_r , B_φ при $r = 1.31$ см на высоте 35 см от поверхности анодного электрода установки (I секция), сигнала Opt с оптического канала зонда. в) Направления векторов B_r , B_φ и суммарного вектора B в точке расположения зонда, соответствующие полярностям зарегистрированных сигналов

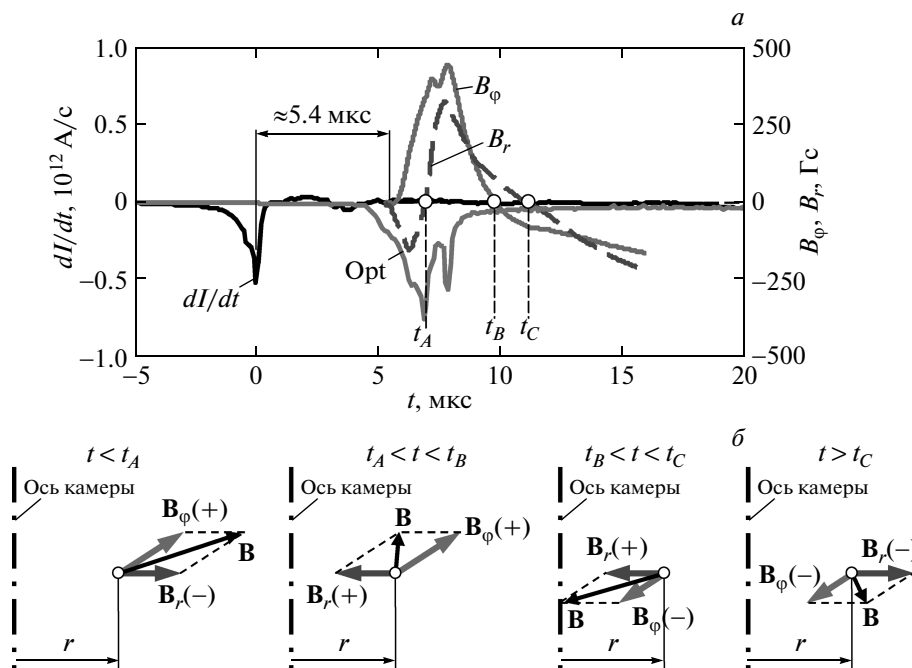


Рис. 8. Результаты измерений азимутальных магнитных полей в плазменной струе (импульс № 4234, газ Ne, $P_0 = 1.5$ Торр, $U_0 = 9$ кВ, $W_0 = 373$ кДж). а) Временные зависимости производной полного тока dI/dt , индукции радиальной B_r и азимутальной B_φ компонент магнитного поля, измеренные магнитным зондом на радиусе $r = 3.31$ см на высоте 35 см от поверхности анодного электрода установки (I секция пролетной камеры), сигнала Opt с оптического канала зонда. б) Направления векторов B_r , B_φ и суммарного вектора B в точке расположения зонда, соответствующие полярностям зарегистрированных сигналов, для различных диапазонов времени

ше, чем с «магнитных» каналов зонда примерно на 0.8 мкс. Таким образом, показано, что при распространении плазменного потока вдоль оси установки реализуется подобная структура, как при сжатии ТПО [50]: вначале положение зонда проходит плотная часть плазмы (область ударной волны), а потом — область замагниченной плазмы, содержащая в себе магнитное поле. Как следует из временных зависимостей B_φ и B_r , направление соответствующих компонент магнитного поля меняется с течением времени. Соответственно, суммарный вектор $B = B_r + B_\varphi$, лежащий в (B_r-B_φ) -плоскости, изменяет свое направление и величину (в моменты времени t_A и t_B). Вращение вектора B против часовой стрелки схематично показано на рис. 7б.

Аналогичное поведение суммарного вектора B в (B_r-B_φ) -плоскости зарегистрировано в импульсе № 4234 на более удаленном расстоянии от оси — при радиусе $r = 3.31$ см (см. рис. 8). Кривая временной зависимости B_r -компоненты магнитного поля изменяет свой знак несколько раз (моменты времени t_A и t_C), а кривая для B_φ -компоненты магнитно-

го поля — один раз (в момент времени t_B). Следует заметить, что сигнал с оптического канала зонда (кривая Opt), измеренный в той же точке пространства, что и сигналы с петель, имеет двухпиковую структуру. Такую форму кривой Opt можно объяснить структурированностью плазменного потока вдоль аксиального направления, который наблюдался на оптических развертках с пространственным разрешением вдоль оси пролетной камеры [56]. На рис. 8б схематично показано, как изменяются с течением времени направления векторов индукции B_φ - и B_r -компонент магнитного поля и их суммарного вектора B в (B_r-B_φ) -плоскости в некоторых промежутках времени, отмеченных на рисунке как t_A , t_B и t_C . На рис. 9 построен вектор B с учетом значений и направлений векторов B_r и B_φ . Видно, что с течением времени происходит вращение суммарного вектора индукции магнитного поля B против часовой стрелки и изменение его абсолютного значения.

Таким образом, в наших экспериментах обнаружена сложная конфигурация магнитного поля внутри плазменного потока, распространяющегося

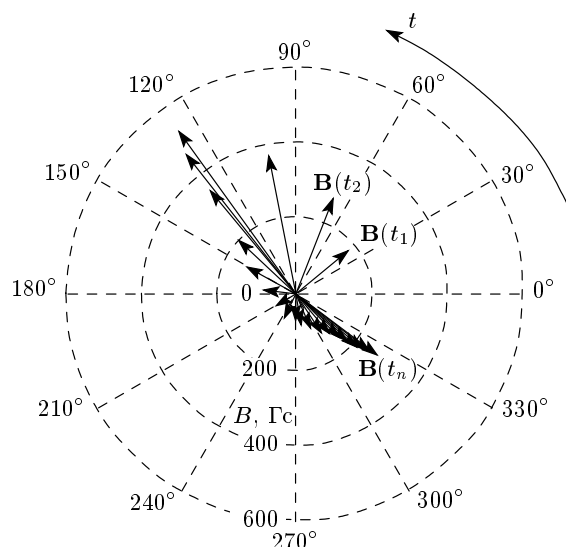


Рис. 9. Направление и величина суммарного вектора $\mathbf{B} = \mathbf{B}_r + \mathbf{B}_\varphi$, где B_r , B_φ — индукции радиальной и азимутальной компонент магнитного поля, измеренные магнитным зондом на радиусе $r = 3.31$ см на высоте 35 см от поверхности анодного электрода установки (1 секция пролетной камеры). Вектор $\mathbf{B}$ представлен в некоторые моменты времени $t_1, t_2, \dots, t_n = t_{n-1} + \Delta t$ с шагом $\Delta t = 450$ нс

вдоль оси пролетной камеры установки.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В этом разделе проанализирован возможный физический сценарий формирования плазменной струи из пинчевой области разряда, а также представлено несколько модельных конфигураций магнитного поля, захваченного плазменной струей. Также проведено сравнение расчетных распределений магнитного поля с полученными экспериментальными данными.

На рис. 10 схематично показано формирование плазменной струи из области пинчевания, вытянутой преимущественно вдоль оси установки. Под воздействием пондеромоторной силы Ампера ТПО с протекающим по ней разрядным током I сжимается в область оси установки (см. рис. 10а). За счет нецилиндрического сжатия ТПО, характерного для плазмофокусных систем, вначале формирование пинча происходит в прианодной области, как показано на рис. 10б. Обычно в это время на производной полного тока dI/dt регистрируется «особенность» — обратный выброс (см., например, рис. 3). Происхо-

дит диссипация плазмой пинча электромагнитной энергии, накопленной в разрядной цепи. Это сопровождается уменьшением полного разрядного тока. Далее волна сжатия плазмы проходит вдоль оси установки (см. рис. 10в). Начинается формирование выпуклой области плазмы в отверстии катодного электрода. С течением времени выпуклая область плазмы растет над катодным электродом и превращается в магнитный пузырь (“magnetic bubble”), как представлено на рис. 10г, д. Эта область плазмы содержит часть магнитного потока, который был сосредоточен в электрической цепи разрядного тока. В последующие моменты времени происходит отсоединение плазменного образования (струи) от пинчевой области. В ней содержится некоторая часть захваченного магнитного потока, что соответствует протеканию тока I_{JET} . Происходит разрушение пинчевой области разряда. Циркуляция тока I_{JET} в плазменном потоке схематично показана на рис. 10е и выглядит следующим образом: в центральной части протекает ток I_{JET} , направление которого совпадает с направлением тока I по пинчу, и замыкается на периферии плазменного потока в виде обратного тока. Такая замкнутая конфигурация тока и соответствующее ему магнитное поле обеспечивают автономное существование плазменного потока при его распространении вдоль оси установки. Оценить время затухания циркулирующего тока в плазменном потоке в ϵ раз можно следующим образом:

$$\tau = \frac{L_{eff}^{jet}}{R_{jet}}, \quad (3)$$

где L_{eff}^{jet} , R_{jet} — эффективные индуктивность и сопротивление контура, по которому циркулирует ток в плазменном потоке. Величину L_{eff}^{jet} можно оценить как индуктивность коаксиального кабеля с размером центрального проводника $R_{cc} \approx (1-1.5)$ см и внешним размером $R_{rc} \approx 8$ см. Электрическое сопротивление контура оценим в предположении спитцеровской проводимости для плазмы с электронной температурой $T_e \approx (1-5)$ эВ и кратности ионизации $Z \approx \sqrt{T_e}$ по следующей известной формуле [57]:

$$\rho_{jet} [\text{Ом} \cdot \text{см}] = 1.03 \cdot 10^{-2} Z \ln(\Lambda) T_e^{-3/2}, \quad (4)$$

где $\ln(\Lambda) \approx 10$ — кулоновский логарифм. Величину R_{jet} получим из выражения (4), зная поперечное сечение протекания тока (в предположении полого цилиндра радиусом R_{rc} с толщиной стенки приблизительно 2 см) и размер плазменной струи вдоль оси $L_r \approx 9$ см. Оценка времени затухания тока в плазменном потоке из выражения (3) для приведенных

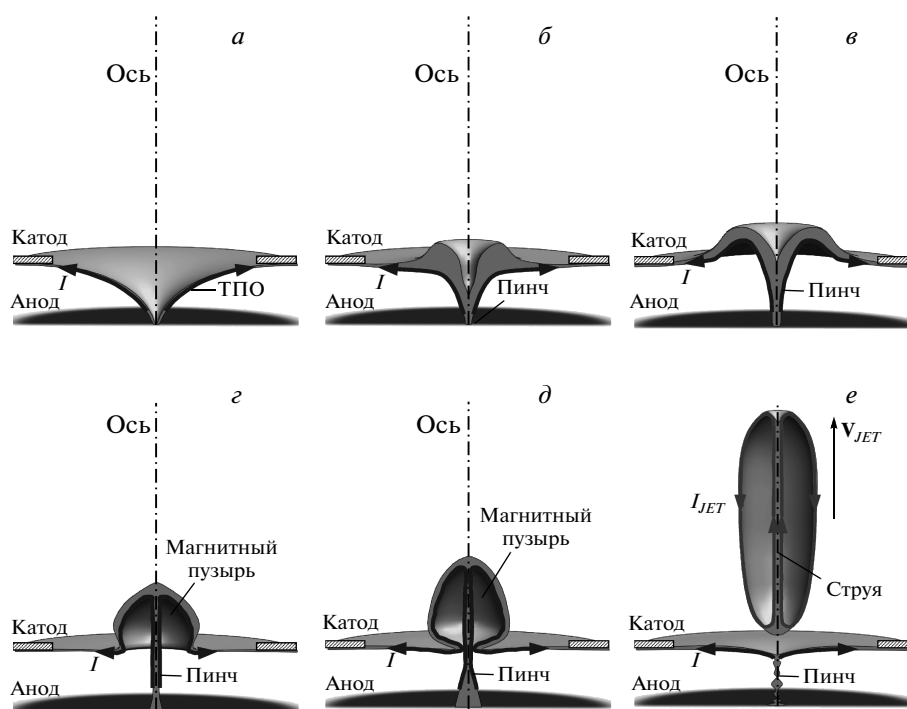


Рис. 10. Качественная картина формирования плазменной струи с захваченным магнитным полем на установке плазменный фокус (показано главное сечение): *а* — сжатие ТПО в область оси установки, *б* — формирование пинча у поверхности анода (в момент «особенности» на dI/dt), *в* — нецилиндрическое сжатие плазмы пинча на оси, *г* — формирование магнитного пузыря в верхней части пинчевой области, *д* — дальнейшее расширение магнитного пузыря вдоль оси установки, *е* — стадия сформированной плазменной струи и развал пинча

выше параметров дает величину $\tau \approx 10\text{--}40$ мкс. Отсюда следует один из важных выводов о том, что после генерации плазменной струи последняя может достаточно долго существовать отдельно от места ее генерации (пинчевой области) за счет циркулирующего по ней тока и его магнитного поля. Необходимо еще раз отметить, что в настоящей работе представлены результаты измерений магнитного поля в первой секции пролетной камеры (высота 35 см над плоскостью анода, см. рис. 1). Все попытки измерить магнитное поле во второй секции пролетной камеры (высота 65 см над плоскостью анода) показали, что уровень магнитного поля был ниже уровня надежной регистрации магнитозондовым методом (погрешность измерения магнитного поля ± 250 Гс).

Если принять представленный на рис. 10 сценарий формирования плазменного потока из пинчевой области разряда, то можно провести простые модельные расчеты радиального распределения магнитного поля $B_\varphi(r)$ и сравнить их с экспериментальными данными измерений магнитного поля в плазменной струе.

Для этого представим систему проводников в

(r - φ)-геометрии, по которым протекает ток I_{JET} , как показано, например, на рис. 11. В центре расположен центральный токовый канал в плазменной струе, в котором направление протекания тока совпадает с направлением тока в пинче. Вокруг, на периферии плазменного потока, протекает обратный ток. Таким образом, получается система — центральный проводник с током и обратным токопроводом. Было проведено моделирование для нескольких вариантов геометрии проводников с током:

1) центральный проводник в виде полого или сплошного цилиндра с равномерным распределением тока по его толщине;

2) обратный токопровод в виде сплошного цилиндра с равномерным распределением тока по его толщине или в виде отдельных цилиндрических токопроводов, расположенных равномерно или неравномерно по азимуту.

Было проанализировано несколько вариантов циркуляции тока в плазменном потоке.

Вначале рассмотрим два варианта геометрии центрального токового канала — в виде полого цилиндра и сплошного цилиндра. Обратный токопро-

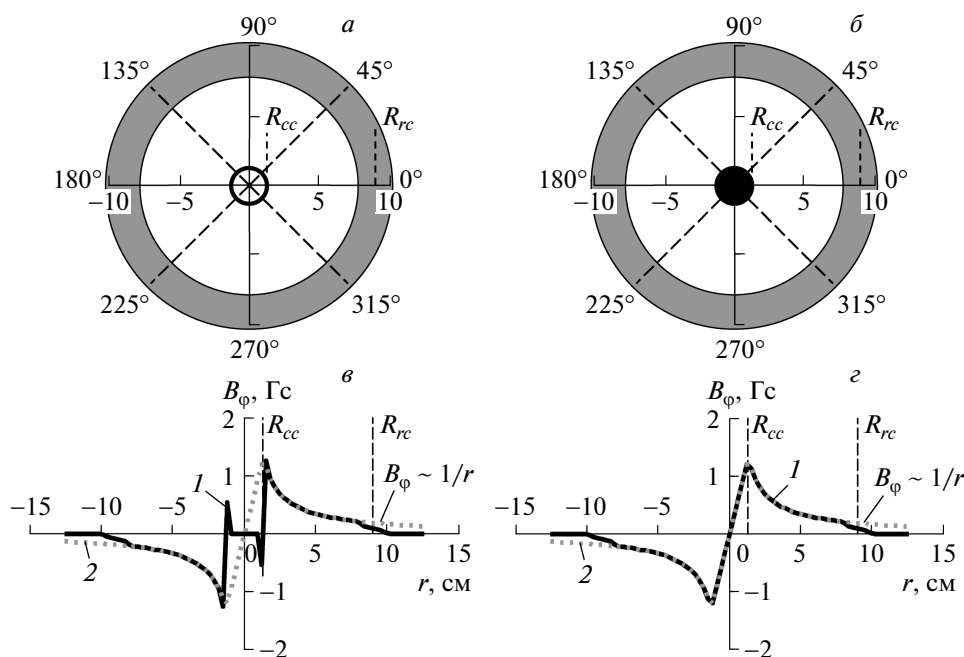


Рис. 11. Варианты № 1 и № 2. *а, б*) Геометрия токовых каналов. Вариант № 1 (*а*): центральный канал — полый бесконечно тонкий цилиндр, обратный токопровод — цилиндр конечной толщины. Вариант № 2 (*б*): центральный канал — сплошной цилиндр с равномерным распределением тока по толщине, обратный токопровод — цилиндр конечной толщины. *в, з*) Расчетные радиальные распределения азимутального магнитного поля для вариантов № 1 (*в*), № 2 (*з*): 1 — расчетные зависимости $B_\varphi(r)$, 2 — для уединенного полого цилиндра

вод в обоих случаях представляет собой сплошной цилиндр диаметром 18 см и толщиной 2 см. При моделировании центральный проводник с током $I_{JET} = 8.5$ кА был выбран в виде бесконечно тонкого полого цилиндра диаметром 2.6 см (см. рис. 11*а*, вариант № 1) либо в виде сплошного цилиндра того же диаметра (см. рис. 11*б*, вариант № 2). Результаты расчета радиального распределения $B_\varphi(r)$ (кривые 1) для этих вариантов представлены соответственно на рис. 11*в* и *з*. Там же для сравнения приведено радиальное распределение магнитного поля сплошного цилиндра с равномерным по сечению распределением тока (кривые 2). Сравнение расчетных радиальных распределений $B_\varphi(r)$ с обобщенным по многим экспериментам радиальным распределением магнитного поля, измеренным магнитным зондом (см. рис. 5), показало их хорошее соответствие друг другу. Следует заметить, что характер сигналов с магнитного зонда, показанных на рис. 6, указывает на то, что центральный канал протекания тока в плазменной струе является не полым, а сплошным.

В дальнейшем будут рассмотрены только случаи с центральным каналом протекания тока в виде

сплошного цилиндра. Вполне возможно, что контур циркуляции тока в плазменном потоке сложнее, чем представлено на рис. 11. Поэтому были рассмотрены случаи различной геометрии обратного токопровода — в виде отдельных цилиндрических проводников диаметром 2 см, расположенных равномерно по азимуту (см. рис. 12*а*, вариант № 3) и неравномерно по азимуту (см. рис. 12*б*, вариант № 4). Как видно из расчетных конфигураций линий уровня азимутального магнитного поля в $(r-\varphi)$ -плоскости (рис. 12*а, б*) и из радиальных распределений магнитного поля (рис. 12*в, з*), основное отличие от рассмотренных выше вариантов № 1 и № 2 находится в области расположения обратных токопроводов. Наблюдается сильная азимутальная неоднородность линий уровня магнитного поля, особенно в случае неравномерного по азимуту расположения обратных токопроводов (вариант № 4). Чем меньшее количество обратных токовых каналов в плазменной струе, тем сильнее отличается расчетное распределение $B_\varphi(r)$ от зависимости $\propto 1/r$ в пространстве между центральным токовым каналом и обратными токопроводами. В случае неравномерного по азимуту распределения обратного тока на периферии плазменно-

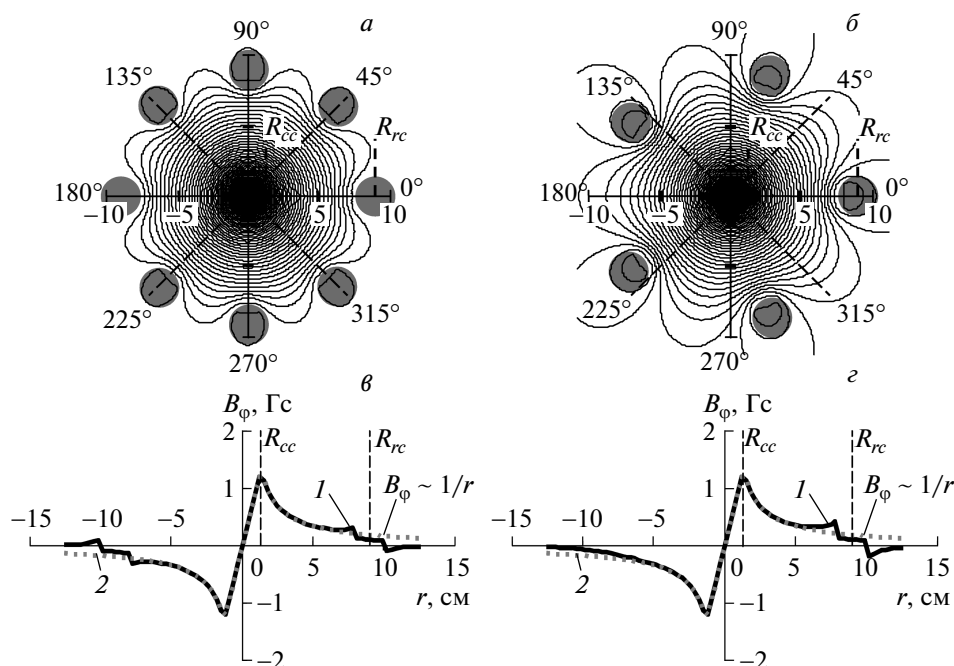


Рис. 12. Варианты № 3 и № 4. *а, б)* Геометрия токовых каналов, совмещенная с расчетной конфигурацией линий уровня азимутального магнитного поля в $(r-\varphi)$ -плоскости (r [см], φ [град]). Вариант № 3 (*а*): центральный канал — сплошной цилиндр с равномерным распределением тока по толщине, обратный токопровод — в виде восьми отдельных цилиндрических проводников диаметром 2 см, расположенных равномерно по азимуту. Вариант № 4 (*б*): центральный канал — сплошной цилиндр с равномерным распределением тока по толщине, обратный токопровод — в виде пяти отдельных цилиндрических проводников диаметром 2 см, расположенных несимметрично относительно вертикальной оси. *в, г)* Расчетные радиальные распределения азимутального магнитного поля для вариантов № 3 (*в*), № 4 (*г*): 1 — расчетные зависимости $B_\varphi(r)$, 2 — для уединенного полого цилиндра

го потока расчетное распределение магнитного поля несимметрично относительно оси плазменной струи, как показано на рис. 12г.

Несимметрия распределения магнитного поля относительно оси плазменной струи требует дальнейшего исследования в экспериментах для большего понимания контуров циркуляции токов в ней, особенно на ее периферии. Таким образом, чтобы выяснить структуру протекания обратного тока на периферии плазменного потока, необходимо проведение подробных измерений магнитного поля вдоль азимутального направления.

5. ВЫВОДЫ

Итогом представленных выше экспериментов можно считать следующее.

1. Проведены исследования магнитного поля, захваченного плазменным потоком, распространяю-

щимся из области сжатия пинча вдоль оси установки на расстояние 35 см.

2. Средняя скорость движения плазменного потока зависит от условий разряда и для рабочего газа Ne составляет величину $\bar{V}_z \approx (5-8.5) \cdot 10^6$ см/с, эффективный размер (где сосредоточено магнитное поле) плазменного потока вдоль аксиального направления $L_z \approx 9.4$ см, эффективный радиальный размер протекания тока внутри плазменного потока $L_r \approx (1-3.5)$ см. Фронт плазменного потока не перпендикулярен оси пролетной камеры.

3. Получены данные о радиальном распределении азимутальной компоненты магнитного поля $B_\varphi(r, t)$ вблизи оси пролетной камеры.

4. В некоторых экспериментах зарегистрировано нарушение с течением времени симметрии распространения плазменного потока относительно оси пролетной камеры. Одним из объяснений такого нарушения симметрии может быть вращательное движение плазменной струи вокруг оси пролетной камеры.

5. Обнаружена сложная пространственная конфигурация магнитного поля внутри плазменного потока, изменяющаяся с течением времени: зарегистрировано вращение вектора магнитной индукции.

6. Наблюдаемая устойчивость плазменных образований может быть обусловлена формированием замкнутых магнитных конфигураций. Величина зарегистрированных магнитных полей достаточна для обеспечения беннетовского равновесия плазменного потока. Длительность устойчивого состояния при этом будет зависеть от времени затухания циркулирующих в плазме токов.

Авторы работы благодарят коллектив установки ПФ-3 за инженерно-техническое обеспечение проведенных экспериментов. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 12-02-12078-офи_м, 13-02-90303-Абх_а, 14-02-01203).

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Вихрев, *Физика плазмы* **3**(5), 98 (1977).
2. Е. В. Аглицкий, В. В. Вихрев, А. В. Гулов, *Спектроскопия многозарядных ионов в горячей плазме*, Наука, Москва (1991), с. 181.
3. Е. В. Грабовский, О. Ю. Воробьев, К. С. Дябилин и др., *Письма в ЖЭТФ* **60**, 3 (1994).
4. А. Э. Бугров, И. Н. Бурдонский, В. В. Гаврилов и др., *Физика плазмы* **6**, 493 (2007).
5. F. S. Felber, F. J. Wessel, N. C. Wild et al., *J. Appl. Phys.* **64**, 3831 (1968).
6. F. S. Felber, M. A. Liberman, and A. L. Velikovich, *Appl. Phys. Lett.* **46**, 1042 (1985).
7. F. S. Felber, M. M. Malley, F. J. Wessel et al., *Phys. Fluids* **31**, 2053 (1988).
8. А. В. Лучинский, Н. А. Ратахин, С. А. Сорокин, С. А. Чайковский, *Письма в ЖТФ* **15**(18), 83 (1989).
9. R. K. Appertaim and A. E. Dangor, *J. Appl. Phys.* **84**, 4170 (1998).
10. Г. Г. Зукакишвили, К. Н. Митрофанов, Е. В. Грабовский, Г. М. Олейник, *Физика плазмы* **31**, 707 (2005).
11. D. Mourenas, J. Vierende, F. Simonet et al., *Phys. Plasmas* **10**, 605 (2003).
12. В. И. Крауз, Ф. Симоне, Д. Моуренас, *Энциклопедия низкотемпературной плазмы*, под ред. В. Е. Фортова. Сер. Б «Справочные приложения, базы и банки данных». Тематический том IX-3, Радиационная плазмотермодинамика, Янус-К, Москва (2007), с. 548.
13. D. J. Ampleford, S. V. Lebedev, A. Ciardi et al., *Phys. Rev. Lett.* **100**, 035001 (2008).
14. C. Goullan, H. Kroegler, C. Maisonnier et al., in *Proc. Int. Conf. on Plasma Phys. and Control. Nucl. Fusion Res.*, IAEA, Vienna (1979), Vol. II, p. 123.
15. R. B. Spielman, C. Deeney, G. A. Chandler et al., *Phys. Plasmas* **5**, 2105 (1998).
16. M. Scholz, L. Karpinski, V. I. Krauz et al., *Nukleonika* **57**, 183 (2012).
17. M. K. Matzen, *Fusion Eng. and Des.* **44**, 287 (1999).
18. E. V. Grabovsky, E. A. Azizov, S. G. Alikhanov et al., in *Proc. 14th IEEE Int. Pulsed Power Conf. (PPC-2003)*, Dallas, Texas, USA (2003), Vol. 2, p. 921.
19. C. Olson, G. Rochau, S. Slutz et al., *Fusion Science and Technology* **47**, 633 (2005).
20. N. V. Fillipov, T. I. Fillipova, and V. P. Vinogradov, *Nucl. Fusion* **2**, 577 (1962).
21. J. W. Mather, *Phys. Fluids* **8**, 366 (1965).
22. B. A. Remington, R. P. Drake, and D. D. Ryutov, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 755 (2006).
23. F. Suzuki-Vidal, M. Bocchi, S. V. Lebedev et al., *Phys. Plasmas* **19**, 022708 (2012).
24. F. Suzuki-Vidal, S. V. Lebedev, M. Krishnan et al., *High Energy Density Phys.* **9**, 141 (2013).
25. V. Krauz, V. Myalton, V. Vinogradov et al., *Phys. Scripta* (2014).
26. V. E. Fortov, M. A. Karakin, E. Yu. Khautiev et al., in *Proc. 5th Int. Conf. on Z-pinches*, Albuquerque, New Mexico, 2002, ed. by J. Davids, Ch. Deeney, and N. R. Pereira, Melville, New York (2002), ACP, Vol. 651, p. 37.
27. C. Goullan, H. Kroegler, Ch. Maisonnier, T. Oppenlander, and J. P. Rager, *8th Europ. Conf. on Control. Fusion and Plasma Phys.* (1977), Vol. II, p. 178.
28. С. И. Ананьин, В. В. Вихрев, Н. В. Филиппов, *Физика плазмы* **4**, 315 (1978).
29. H. Bruzzone and D. Grondonaz, *Plasma Phys. Control. Fusion* **39**, 1315 (1997).

30. M. A. Mohammadi, S. Sobhanian, M. Ghomeishi, E. Gharehabani, M. Moslehi-fard, S. Lee, and R. S. Rawat, *J. Fusion Energy* (2009), DOI: 10.1007/s10894-009-9205-2.
31. A. Bernard, A. Coudeville, J. P. Garçonnet, A. Jolas, J. de Mascureau, and C. Nazet, in *Proc. 6th Int. Conf. on Plasma Phys. and Control. Nucl. Res.*, Berchtesgaden, 1976, IAEA, Vienna (1977), p. 471.
32. В. А. Грибков, А. В. Дубровский, Н. В. Калачев, О. Н. Крохин, В. И. Михайлов, В. Я. Никулин, Кратк. сообщ. по физике ФИАН, № 8, с. 24 (1989).
33. A. Gurey, V. Nikulin, S. Polukhin, and I. Volobuev, *Probl. Atom. Sci. Technol., Ser. Plasma Phys.* **15**, № 1, p. 98 (2009).
34. Е. А. Андреещев, Д. А. Войтенко, В. И. Крауз, А. И. Марколия, Ю. В. Матвеев, Н. Г. Решетняк, Э. Ю. Хаутиев, *Физика плазмы* **33**, 247 (2007).
35. N. V. Filippov, T. I. Filippova, A. N. Filippov et al., *Czech. J. Phys.* **50/S3**, 127 (2000).
36. N. V. Filippov, T. I. Filippova, A. N. Filippov et al., *Nucleonika* **46**(1), 35 (2001).
37. М. М. Орлов, А. Р. Терентьев, В. А. Храбров, *Физика плазмы* **11**, 1517 (1985).
38. J. P. Rager, in *Proc. X Europ. Conf. on Control. Fusion and Plasma Phys.*, Moscow, 1981, Vol. 2, p. 71 (1982).
39. H. Bruzzone, C. Moreno, and H. Kelly, *Meas. Sci. Technol.* **2**, 1195 (1991).
40. И. В. Глазырин, Е. В. Грабовский, Г. Г. Зукакишвили и др., ВАНТ, сер. Термоядерный синтез № 2, с. 67 (2009).
41. I. V. Glazyrin, O. V. Diyankov, N. G. Karlykhanov et al., *Laser Part. Beams* **18**, 261 (2000).
42. E. Grabovsky, G. Zukakishvili, K. Mitrofanov et al., in *Advanced Diagnostics for Magnetic and Inertial Fusion*, ed. by P. E. Stott et al., Acad./Plenum Publ., Proc. of Euroconf., Varenna, Italy (2001), p. 257.
43. Е. В. Грабовский, Г. Г. Зукакишвили, К. Н. Митрофанов и др., Препринт ТРИНИТИ № 0091А, ЦНИИАТОМИНФОРМ (2002).
44. Г. Г. Зукакишвили, К. Н. Митрофанов, Е. В. Грабовский и др., *Физика плазмы* **31**, 707 (2005).
45. Г. Г. Зукакишвили, К. Н. Митрофанов, Е. В. Грабовский и др., *Физика плазмы* **31**, 978 (2005).
46. Е. В. Грабовский, Г. Г. Зукакишвили, К. Н. Митрофанов и др., *Физика плазмы* **32**, 33 (2006).
47. V. I. Krauz, K. N. Mitrofanov, V. V. Myalton et al., in *Proc. 34th EPS Conf. on Plasma Phys.*, Warsaw, Poland, ed. by R. M. Pick (2007), ECA Vol. 31F, p. 1.021.
48. V. I. Krauz, K. N. Mitrofanov, V. V. Myalton et al., *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38**(2), 92 (2010).
49. В. И. Крауз, К. Н. Митрофанов, В. В. Мялтон и др., *Физика плазмы* **36**, 997 (2010).
50. В. И. Крауз, К. Н. Митрофанов, В. В. Мялтон и др., *Физика плазмы* **37**, 797 (2011).
51. V. Krauz, K. Mitrofanov, M. Scholz et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **54**, 025010 (2012).
52. V. I. Krauz, K. N. Mitrofanov, M. Scholz et al., *Europhys. Lett.* **98**, 45001 (2012).
53. В. И. Крауз, К. Н. Митрофанов, Д. А. Войтенко и др., *Физика плазмы* **39**, 993 (2013).
54. Р. Х. Куртмулаев, В. И. Пильский, В. Н. Семенов, *ЖТФ* **40**, 1044 (1970).
55. *Методы исследования плазмы*, под ред. В. Лохте Хольтгревена, Мир, Москва (1971), с. 441 [Plasma Diagnostics edited by W. Lochte Holtgreven, Kiel Univ., North-Holland, Amsterdam (1968)].
56. С. С. Ананьев, С. А. Данько, В. В. Мялтон и др., ВАНТ, сер. Термоядерный синтез **36**(4), 102 (2013).
57. Л. Спитцер, *Физика полностью ионизованного газа*, Мир, Москва (1965), с. 188.