

ИНТЕГРАЛЬНЫЙ ТОК ПЛАЗМЫ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ТОКОВЫХ СЛОЕВ

© 2024 г. А. Г. Франк^{а,*}, И. Р. Нугаев^{а,**}, Д. Е. Харлачев^а

^аИнститут общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

*e-mail: annfrank@ipl.gpi.ru

**e-mail: gfnov@mail.ru

Поступила в редакцию 08.07.2024 г.

После доработки 14.08.2024 г.

Принята к публикации 02.09.2024 г.

Предложена и реализована экспериментально методика оперативной оценки ряда ключевых параметров, которые определяют особенности эволюции и динамики токовых слоев, создаваемых в лабораторных экспериментах. Методика основана на анализе изменений во времени интегрального тока плазмы в течение его первого полупериода. Поперечные размеры токовых слоев и напряженность начального электрического поля, инициирующего образование слоя, можно оценить на основе определения индуктивностей как всего колебательного контура, так и области, где протекает ток плазмы. Данные о проводимости плазмы могут быть получены при измерении активного сопротивления плазменного промежутка и размеров токового слоя. Показано, что проводимость увеличивалась в условиях, которые соответствовали увеличению плотности плазмы, что указывает на турбулентный характер проводимости.

Ключевые слова: плазма, токовый слой, динамические процессы, магнитное пересоединение, лабораторные эксперименты

DOI: 10.31857/S0367292124110064, EDN: FBTEUJ

1. ВВЕДЕНИЕ

Процессы магнитного пересоединения в токовых слоях лежат в основе многих нестационарных явлений в космической и лабораторной плазме, которые сопровождаются быстрым преобразованием энергии магнитного поля в кинетическую и тепловую энергию плазмы, в потоки высокоэнергичных частиц и излучений. Это вспышки на Солнце и звездах, суббури в магнитосферах Земли и других планет, неустойчивости срыва в плазме токамаков, динамические явления в тэта-пинчах с обратным полем, плазменном фокусе и др. [1–4].

Сравнительно тонкие токовые слои, в которых сконцентрирован электрический ток, служат границей раздела магнитных полей противоположных или различающихся направлений [1, 3, 5, 6]. В окрестности токовых слоев сосредоточен значительный запас магнитной энергии, которая при определенных условиях может трансформироваться в энергию плазмы и ускоренных частиц.

Изучение динамики токовых слоев и процессов магнитного пересоединения в лабораторных экспериментах ориентировано, как на выяснение физической природы преобразования энергии в плазме в сложных неоднородных магнитных полях, так и на моделирование нестационарных астрофизических явлений (см. [7–9] и цитированную там литературу).

Эти эксперименты проводятся в хорошо контролируемых и воспроизводимых условиях, с применением разнообразных методов диагностики плазмы. Возможность целенаправленного изменения экспериментальных условий позволяет создавать различные магнитоплазменные конфигурации и моделировать разнообразные явления, которые происходят в космическом пространстве и оказывают влияние на состояние межпланетного пространства, на атмосферу Земли, планет и на “космическую погоду”. Такие исследования представляют собой одно из перспективных направлений “лабораторной астрофизики” [10–14].

Формирование и эволюция токовых слоев в различных магнитных конфигурациях традиционно исследуются в Институте общей физики им. А.М. Прохорова РАН с помощью серии экспериментальных установок “Токовый слой” [9, 15–17]. Наряду с анализом структуры и динамики токовых слоев проводится сопоставление результатов лабораторных экспериментов с данными, полученными с помощью спутниковых миссий в магнитосфере Земли [10–12, 18–20].

В последнее время была проведена модернизация установки ТС-3DM [21], с помощью которой планируется исследовать возможности кумуляции магнитной энергии при формировании токовых слоев в трехмерных магнитных конфигурациях, получения высокоэнергичных сверхтепловых потоков плазмы, реали-

зации перехода от метастабильной стадии эволюции токовых слоев к импульсной фазе магнитного пересоединения. Такой переход должен обеспечить быструю трансформацию энергии магнитного поля, сосредоточенной в окрестности токового слоя, в кинетическую и тепловую энергию плазмы, в потоки высокоэнергичных частиц, ускоренных в индукционных электрических полях.

Для успешного проведения таких экспериментов необходимо обеспечить выполнение условия вмерзлости магнитного поля в плазму в течение интервала времени, по крайней мере, сопоставимого со временем существования токового слоя [1, 9]. В лабораторных условиях, в отличие от космических объектов, ключевой момент, определяющий условие вмерзлости, — это достаточно высокая проводимость плазмы токового слоя. Однако проводимость плазмы с протекающим в ней током во многих случаях оказывается аномально низкой из-за развития плазменных неустойчивостей [22]. В результате концентрация магнитной энергии в окрестности формирующегося токового слоя может быть реализована лишь в ограниченном диапазоне начальных условий, которые должны быть определены экспериментально, причем желательно на основе наиболее простых измерений, которые не требуют последующей длительной обработки.

Для перехода к импульсной фазе магнитного пересоединения, т. е. для осуществления разрыва токового слоя, необходимо, согласно имеющимся представлениям, чтобы слой обладал достаточно большой протяженностью, т. е. чтобы ширина слоя, или его больший поперечный размер, превышал меньший поперечный размер более, чем в 6–10 раз [23, 24]. В связи с этим возникает необходимость оперативного определения размеров области, в которой сосредоточен ток плазмы.

В различных экспериментах, направленных на изучение процессов магнитного пересоединения, пространственные распределения тока и плазмы в токовых слоях подробно исследовались при измерениях магнитных полей внутри плазменного объема [25–32], а также на основе метода голографической интерферометрии [33–36]. Такие измерения являются достаточно трудоемкими и требуют последующей детальной обработки результатов. При этом для проведения магнитных измерений малогабаритные контейнеры с зондами вводятся непосредственно в плазму, что неизбежно вызывает локальное охлаждение плазмы и появление дополнительных примесей.

Вместе с тем, в экспериментах с токовыми слоями обычно регулярно измеряется интегральный ток плазмы.

В настоящей работе предложен и экспериментально реализован метод оперативной оценки усредненной проводимости плазмы токовых слоев и геометрии области, в которой протекает электрический ток, на

основе анализа изменения во времени интегрального тока плазмы в течение его первого полупериода. Такие оценки позволяют определить основные тенденции изменения параметров токовых слоев при изменении начальных условий, в которых происходит формирование слоя. К числу начальных условий в экспериментах на установке ТС-3DM относятся: структура квазистационарных двумерных или трехмерных магнитных полей с особой линией X-типа, род газа, наполняющего вакуумную камеру, давление газа, метод создания начальной плазмы, амплитуда электрического тока, протекающего в слое и др.

Работа имеет преимущественно методический характер, и предлагаемый метод определения параметров токовых слоев был апробирован экспериментально при формировании токовых слоев в двумерных магнитных полях с нулевой линией X-типа.

Приведенные в работе оценки указывают на аномальный характер проводимости и на нарушение условия вмерзлости магнитного поля в плазму в исследовавшихся режимах. Однако эти режимы не были оптимальными с точки зрения концентрации магнитной энергии в окрестности токовых слоев. Важно подчеркнуть, что сопоставление полученных результатов позволяет сделать вывод, в каком направлении целесообразно изменять экспериментальные условия для обеспечения более высокой проводимости плазмы токовых слоев.

Структура статьи следующая. Раздел 2 содержит краткое описание экспериментальной установки и основных параметров плазмы токовых слоев. В разд. 3 определялись величины индуктивностей и сопротивлений колебательного контура, с помощью которого возбуждается ток плазмы, в различных условиях. В разд. 4 получены значения индуктивностей плазменного промежутка, в котором формируются токовые слои. Разделы 5, 6 содержат оценки размеров областей, в которых сосредоточен ток плазмы, и усредненной проводимости плазмы в различных условиях. В разд. 7 сформулированы основные выводы работы.

2. УСТАНОВКА ТС-3DM И ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ ТОКОВЫХ СЛОЕВ

Измерения интегрального тока плазмы в токовых слоях проводились с помощью установки ТС-3DM, которая по основным физическим характеристикам аналогична установке ТС-3D (см., например, [9, 15–17, 31]). В описываемых экспериментах были задействованы две базовые системы установки: система создания квазистационарного двумерного магнитного поля с нулевой линией и система возбуждения электрического тока параллельно нулевой линии.

2D магнитная конфигурация с нулевой линией на оси z и магнитными силовыми линиями в плоскости (x, y) (квадрупольное магнитное поле)

$$\mathbf{B} = \{hy, hx, 0\} \quad (1)$$

создается при разряде батареи конденсаторов ($C_q = 2.3 \text{ мФ}$, $W_q = 70 \text{ кДж}$) на систему прямых проводников, расположенных вдоль образующей поверхности цилиндра диаметром 24 см. Длина проводников — 100 см. Каждое плечо квадрупольа состоит из двух проводников, расстояние между которыми — 4 см. Все 8 проводников системы соединены последовательно. В данном эксперименте градиент 2D магнитного поля составлял $h = 0.28\text{--}0.57 \text{ кГс/см}$, при этом ток в проводниках квадрупольа $J_q = 35\text{--}70 \text{ кА}$.

Нулевая линия магнитного поля (1) совмещена с осью цилиндрической кварцевой вакуумной камеры диаметром 18 см и длиной 100 см. После предварительной откачки камера заполняется рабочим газом — аргоном до давления 15–30 мТорр.

Возбуждение электрического тока J_z происходит при разряде батареи малоиндуктивных конденсаторов ($C = 7.5 \text{ мкФ}$, $U_z \approx 10\text{--}15 \text{ кВ}$). При этом импульсное напряжение подается на промежуток между двумя цилиндрическими электродами, введенными в вакуумную камеру с торцов, и возникает колебательный разряд. Диаметр электродов — 13 см, расстояние между ними — 60 см (рис. 1). Именно в межэлектродном промежутке создается плазма и может происходить формирование токового слоя. Замыкание тока J_z осуществляется с помощью обратного токопровода, который состоит из четырех прямых цилиндрических проводников диаметром 1.2 см, расположенных снаружи у поверхности вакуумной камеры (рис. 1, 2).

Зависимость от времени тока плазмы $J_z(t)$ имеет характер затухающей синусоиды,

$$J_z(t) = J_z^0 e^{-\delta t} \sin(\omega t). \quad (2)$$

Круговая частота ω и декремент затухания δ синусоиды зависят от условий эксперимента: градиента квадрупольного магнитного поля h , рода газа, наполнявшего камеру, давления газа p и напряжения U_z . Длительность полупериода тока $T/2 \approx 5\text{--}5.7 \text{ мкс}$, амплитуда тока $J_z^0 \approx 30\text{--}40 \text{ кА}$, см. рис. 3, на котором приведены зависимости тока плазмы $J_z(t)$ от времени при различных градиентах h ; остальные условия были идентичными: Ar , $p \approx 30 \text{ мТорр}$, $U_z \approx 15 \text{ кВ}$.

Протекающий в системе ток J_z измеряется с помощью пояса Роговского, который охватывает вакуумную камеру снаружи. Число витков пояса $N = 313$, индуктивность $L = 10 \text{ мкГн}$, интегрирующее сопротивление $R = 0.235 \text{ Ом}$.

В отличие от большинства исследований, проводившихся на установках “Токовый Слой” [9, 15–17, 27, 31–34], в данной работе эксперименты проводились без предварительного создания плазмы, поэтому сначала происходила ионизация нейтрального газа, заполнявшего вакуумную камеру, и создавалась начальная плазма, в которой затем возникал электрический ток.

При возбуждении тока J_z , который направлен параллельно нулевой линии квадрупольного магнитного поля (1), происходит формирование токового слоя

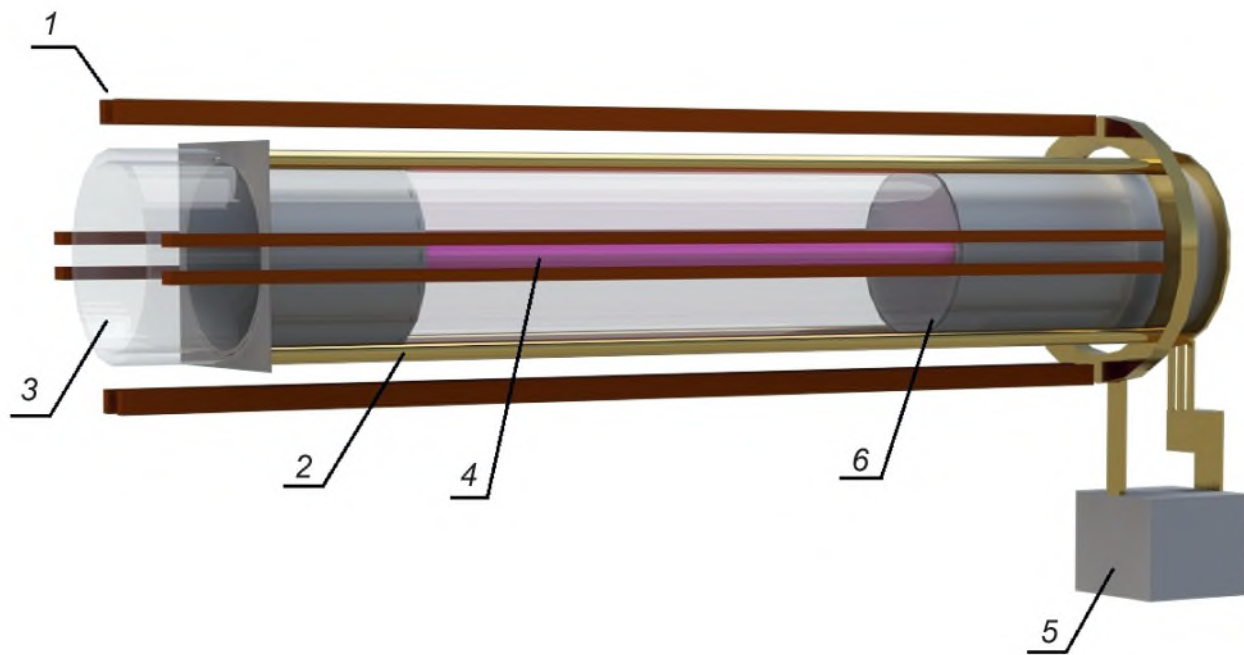


Рис. 1. Экспериментальная установка ТС-3DM: 1 — система проводников квадрупольного магнитного поля; 2 — электроды для возбуждения электрического тока; 3 — вакуумная камера; 4 — токовый слой; 5 — конденсатор системы возбуждения электрического тока; 6 — сетка электрода.

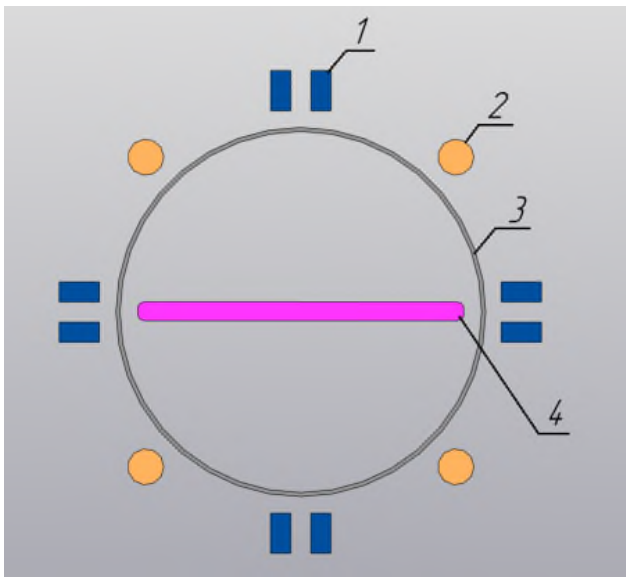


Рис. 2. Поперечное сечение установки: 1 — система проводников квадрупольного магнитного поля; 2 — проводник обратного токопровода; 3 — вакуумная камера; 4 — токослой

[1, 2, 9, 16, 17, 25, 27, 31]. Токослой характеризуется двумя различающимися поперечными размерами шириной, или большим поперечным размером, и толщиной — меньшим поперечным размером. В типичных условиях ширина слоя, которую мы традиционно обозначаем как $2\Delta x$, составляет $\approx 12\text{--}16$ см, толщина слоя $2\Delta y \approx 1.5\text{--}2.5$ см, максимальная плотность тока в слое может достигать величин $j_z^0 \approx 3\text{--}4$ кА/см². В отсутствие квадрупольного магнитного поля ток протекает в пределах цилиндрической области с диаметром равным диаметру электродов.

В процессе формирования токослойа происходит не только сжатие тока, но и эффективное сжатие плазмы в пределы слоя, в результате максимальная концентрация электронов в плазменном слое достигает значений $\approx 10^{16}$ см⁻³ [33–36]. В аргоновой плазме характерные значения температур электронов ионов, которые определялись методами спектроскопии, составляют, соответственно, $T_e \approx 5 \div 10$ эВ, $T_i \approx 50$ эВ, степень ионизации близка к 100%, эффективный заряд ионов ≈ 1.5 [37–40].

3. ИНДУКТИВНОСТЬ И СОПРОТИВЛЕНИЕ СИСТЕМЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ ТОКА В ПЛАЗМЕ

Зависимость от времени тока колебательного контура $J_z(t)$ позволяет определить круговую частоту ω и декремент затухания δ контура и затем рассчитать индуктивность L , активное сопротивление R и волновое сопротивление ρ контура с помощью хорошо известных соотношений

$$\begin{aligned} \omega_0 &= (\omega^2 + \delta^2)^{1/2}, & L &= (\omega_0^2 C)^{-1/2}, \\ R &= 2L\delta, & \rho &= (L/C)^{1/2}. \end{aligned} \quad (3)$$

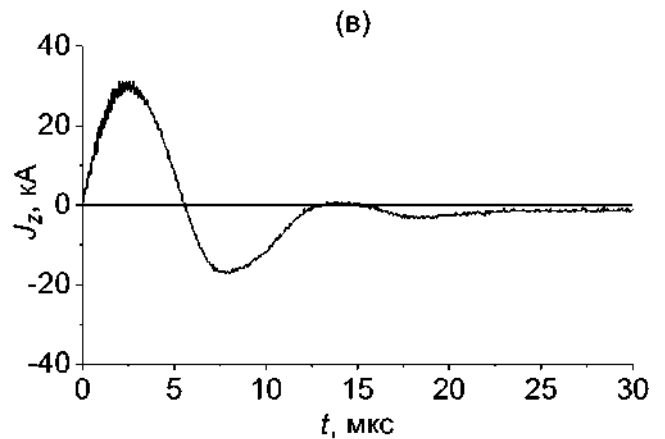
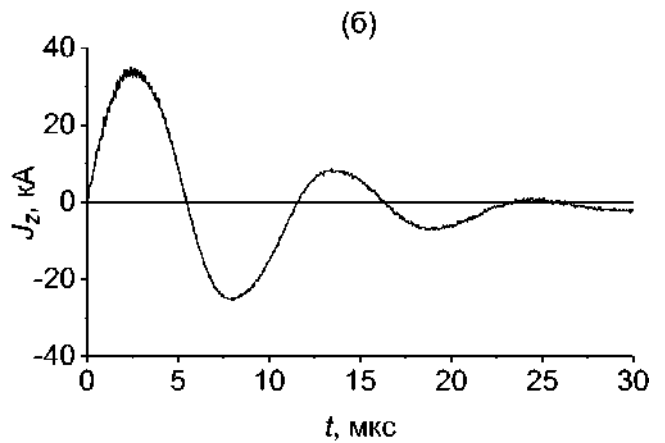
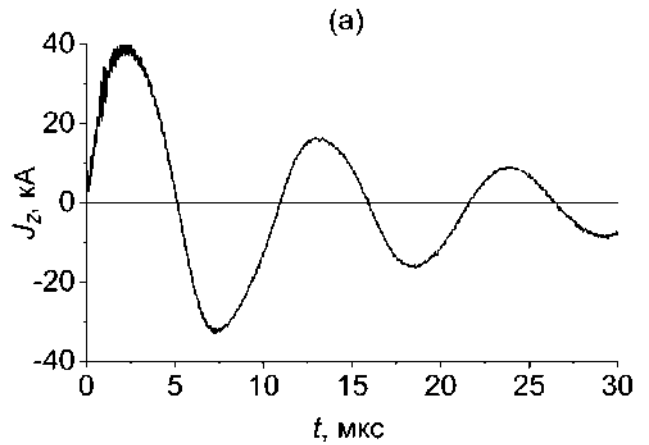


Рис. 3. Зависимость полного тока плазмы J_z от времени при разряде в аргоне, при давлении $p \approx 3 \cdot 10^{-2}$ Торр, $U_z = 15$ кВ: $h = 0$ (а); 0.28 (б); 0.57 кГс/см (в).

При этом величины ω и δ усредняются по интервалу времени, который используется для расчетов: либо за несколько полупериодов, либо в течение первого полупериода тока. Наибольший интерес представляют индуктивности и сопротивления, рассчитанные

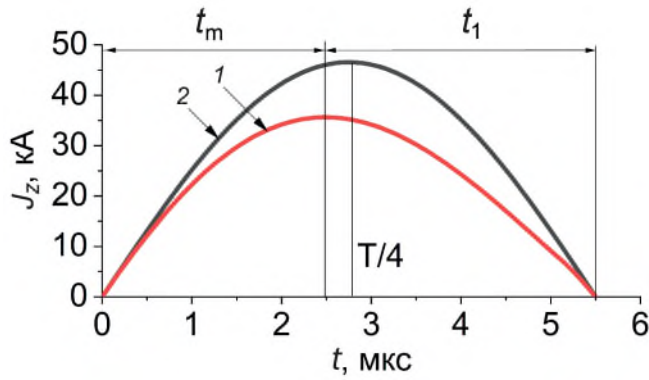


Рис. 4. Расчет зависимостей тока $J_z(t)$ в течение первого полупериода для двух колебательных контуров с круговой частотой $\omega_0 = 6 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$. Кривая 1 соответствует контуру с затуханием ($\delta = 10^5 \text{ c}^{-1}, R > 0$), кривая 2 — контуру без затухания ($\delta = 0$ и $R = 0$); t_m — время достижения током максимума, $t_1 = T/2 - t_m$.

по данным, характеризующим первый полупериод тока. На основе полученных при этом значений L и R можно оперативно оценить некоторые параметры токовых слоев.

Для определения значений ω и δ в течение первого полупериода тока $J_z(t)$ необходимо измерить интервал времени t_m , в течение которого ток J_z увеличивался от нулевого значения до первого максимума, а также длительность первого полупериода тока $T_1/2$.

В качестве иллюстрации на рис. 4 показаны расчетные зависимости тока $J(t)$ в течение первого полупериода для двух колебательных контуров с одной и той же круговой частотой $\omega_0 = 6 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$: кривая 1 соответствует контуру с затуханием ($\delta = 10^5 \text{ c}^{-1}, R > 0$), кривая 2 — контуру без затухания ($\delta = 0, R = 0$). Из сравнения этих кривых видно, что в контуре с затуханием ток достигает максимума раньше, чем в контуре без затухания ($t_m < T_1/4$), и максимальное значение тока меньше, чем при $\delta = 0$. Это различие обусловлено омической диссипацией на активном сопротивлении контура R .

При $t = t_m$ производная тока $\partial J_z / \partial t = 0$. Дифференцируя соотношение (2), получаем: $\text{tg}(\omega t_m) = (\omega / \delta)$, где $\omega = \pi / (T_1/2)$. После очевидных преобразований и с учетом неравенства $(\delta / \omega) < 1$ получаем зависимость tm от декремента затухания δ

$$t_m = T_1/4 - (\delta/\omega^2). \tag{4}$$

Обозначим интервал времени, в течение которого ток J_z затем уменьшается от первого максимума до нуля как

$$t_1 = T_1/2 - t_m = T_1/4 + (\delta/\omega^2) \tag{4a}$$

и введем параметр α

$$\alpha = (t_1 - t_m)/(t_1 + t_m). \tag{5}$$

Подставляя в это выражение значения t_m и t_1 , получаем $\alpha = 2\delta/\pi\omega$. Отсюда декремент затухания δ , усредненный по первому полупериоду тока, составляет

$$\delta = \alpha\omega\pi/2. \tag{6}$$

Таким образом, зависимость тока плазмы от времени $J_z(t)$ в течение первого полупериода позволяет в каждом случае определить значения ω и δ , а затем с помощью соотношений (2) рассчитать величины L и R .

Этот метод был использован в данной работе для получения сравнительных характеристик разряда в аргоне при изменениях градиента квадрупольного магнитного поля и давления нейтрального газа. На основе анализа серии осциллограмм, аналогичных приведенным на рис. 3, были получены усредненные по 3–5 импульсам работы установки данные о величинах ω и δ , индуктивности и сопротивлении контура, а также о максимальном значении тока плазмы в течение первого полупериода. Эти данные приведены в табл. 1.

Как можно видеть из табл. 1, индуктивность L колебательного контура увеличивается с увеличением градиента магнитного поля h , и эти изменения явно выходят за пределы диапазона ошибок измерений. При этом сопротивление контура R при разряде в квадрупольном магнитном поле практически не зависит от градиента h , но изменяется при изменении начального давления p , увеличиваясь с уменьшением давления.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИНДУКТИВНОСТИ ПЛАЗМЕННОГО ПРОМЕЖУТКА

Межэлектродный плазменный промежуток, в котором может происходить формирование токового слоя, составляет относительно небольшую часть колебательного контура. В состав контура также входят батарея малоиндуктивных конденсаторов ($C = 7.5 \text{ мкФ}$,

Таблица 1. Параметры разряда в аргоне при различных градиентах квадрупольного магнитного поля

h , кГс/см	p , мТорр	J_z^{max} , кА	ω , 10^5 c^{-1}	δ , 10^5 c^{-1}	L , нГн	R , 10^{-2} Ом
0	28	40	6.17 ± 0.04	1.78 ± 0.08	324 ± 6	11.5 ± 0.4
0.28	28	34	5.86 ± 0.07	1.03 ± 0.10	377 ± 12	7.8 ± 0.3
0.57	28	30	5.62 ± 0.03	0.87 ± 0.09	412 ± 6	7.2 ± 0.6
0.57	16	29	5.53 ± 0.08	1.41 ± 0.10	410 ± 15	11.5 ± 0.4

$L_c \leq 10$ нГн); разрядник; соединительные подводы; два цилиндрических электрода диаметром 13 см и суммарной длиной 40 см, введенные в вакуумную камеру с торцов; обратный токопровод, состоящий из четырех прямых проводников диаметром 1.2 см, длиной 100 см, расположенных на цилиндрической поверхности диаметром 24 см (см. рис. 1, 2). Все перечисленные элементы дают определенный вклад в суммарную индуктивность колебательного контура, но, что существенно, индуктивности этих элементов остаются неизменными в различных экспериментальных условиях. Нас же интересует индуктивность той части контура, где сосредоточен ток плазмы, конфигурация которого может изменяться.

Рассмотрим вариант, когда область протекания тока в плазме представляет собой цилиндр с диаметром равным диаметру электродов. Такая ситуация возникает, когда ток J_z возбуждается в отсутствие начального квадрупольного поля, т.е. при $h = 0$, а также если не происходит пинчевания плазменного тока, что в данном эксперименте специально проверялось. В этом случае вакуумную камеру с электродами, плазменным промежутком и обратным токопроводом можно рассматривать как коаксиальный кабель, внутренний проводник которого имеет диаметр электродов, а внешний проводник состоит из 4-х параллельных стержней. Индуктивность такой системы может быть рассчитана с помощью следующего соотношения [41]:

$$L_c = 2l \left[\ln \left(\frac{R}{r} \right) + \frac{1}{m} \ln \left(\frac{R}{mr} \right) + \frac{1 + 1/m}{4} \right], \quad (7)$$

где $l = 100$ см, $R = 12$ см, $r = 6.5$ см, $m = 4$, $\rho = 0.6$ см. Подставляя эти значения в формулу (7), получаем $L_c = 265.5$ нГн.

Как показано выше, индуктивность всего колебательного контура, измеренная в отсутствие квадрупольного поля, при $h = 0$, составляет $L = (324 \pm 6)$ нГн (см. табл. 1). На основе сопоставления величин L и L_c можно определить суммарную индуктивность батареи конденсаторов, подводов и разрядника как $L_0 \approx 58$ нГн. Индуктивность участков контура с электродами можно оценить, согласно формуле (7), как $L_{el} \approx 106$ нГн.

Часть контура, которая содержит плазменный промежуток, может рассматриваться как отрезок коаксиального кабеля длиной 60 см, с внутренним проводником — собственно плазменным промежутком, и внешним проводником, состоящим из 4-х стержней обратного токопровода. Индуктивность этой части контура L_{pl} равна разности между индуктивностью всего контура L , измеренной в конкретных условиях (см. табл. 1), и суммой индуктивностей элементов L_0 и L_{el} , которые не зависят от условий эксперимента:

$$L_{pl} \approx L - (L_0 + L_{el}) \approx L - 164 \text{ нГн}. \quad (8)$$

Таблица 2. Индуктивности L_{pl} межэлектродной области, в которой сосредоточен ток плазмы, и напряженности электрического поля E_z^0 при различных градиентах h квадрупольного магнитного поля, разряд в аргоне

h , кГс/см	L_{pl} , нГн	L_{pl} / L , %	E_z^0 , В/см
0	160	49.4	120
0.28	213	56.5	140
0.57	248/246	60	150

В результате можно определить индуктивности L_{pl} межэлектродной области, в которой сосредоточен ток плазмы, при различных градиентах h квадрупольного магнитного поля (см. табл. 2).

Как видно из табл. 2, с ростом градиента магнитного поля h происходит заметное увеличение индуктивности плазменного промежутка L_{pl} , а также несколько увеличивается относительный вклад L_{pl} в суммарную индуктивность всего колебательного контура L , что приводит к увеличению напряженности электрического поля E_z^0 , которое инициировало ток плазмы.

Поскольку межэлектродный плазменный промежуток можно рассматривать как внутренний проводник коаксиального кабеля, отсюда следует вывод, что увеличение индуктивности L_{pl} с ростом h обусловлено более компактным пространственным распределением тока плазмы в плоскости (x, y) .

5. ОЦЕНКА РАЗМЕРОВ ОБЛАСТИ, В КОТОРОЙ СОСРЕДОТОЧЕН ТОК ПЛАЗМЫ

Как указано в разд. 2, электрический ток в плазме, протекающий параллельно нулевой линии X-типа квадрупольного магнитного поля (1), принимает форму токового слоя, и поперечное сечение слоя характеризуется двумя различными размерами: большим размером — шириной и меньшим — толщиной. Интегральное свечение плазмы, которое в условиях данного эксперимента регистрировалось с торца установки, в z -направлении, демонстрирует, что в плоскости (x, y) происходит сжатие плазмы в пределы плоского двумерного слоя, что свидетельствует о формировании токового слоя [42].

В первом приближении можно представить сечение токового слоя в виде эллипса с полуосями b и a , причем $b \gg a$. По аналогии с предыдущим рассмотрением будем считать, что плазменный промежуток с током эллиптического сечения — это внутренний проводник коаксиального кабеля, а внешний проводник кабеля состоит из 4-х стержней обратного токопровода. В рамках сделанных предположений можно определить индуктивность такой системы следующим образом [41]:

$$L_{pl} = 2l_{pl} \left[\ln \left(\frac{2R}{a+b} \right) + \frac{1}{m} \ln \left(\frac{R}{mr} \right) + \frac{1 + 1/m}{4} \right]. \quad (9)$$

Здесь $l_{pl} = 60$ см, остальные обозначения были введены выше. Отсюда на основе данных об индуктивностях плазменного промежутка L_{pl} (см. табл. 2) получаем сумму полуосей эллипса $(a + b)$ при различных градиентах h квадрупольного магнитного поля

$$\begin{aligned} h = 0.28 \text{ кГс/см}, \quad (a + b) \approx 8.3 \text{ см}; \\ h = 0.57 \text{ кГс/см}, \quad (a + b) \approx 6.3 \text{ см}. \end{aligned} \quad (10)$$

Детальные измерения, которые ранее проводились с помощью магнитных зондов, введенных непосредственно в плазму, показали, что меньший поперечный размер слоя, или его толщина, изменяется незначительно при различных градиентах квадрупольного магнитного поля h [31, 36, 43]. Так, при формировании токовых слоев в Ag толщина слоя по уровню половины максимальной плотности тока составляла $2\Delta y_{0.5} \approx 1.4\text{--}1.8$ см при $h = 0.57$ кГс/см и лишь незначительно превышала это значение при $h = 0.28$ кГс/см.

С учетом этих данных естественно предположить, что малая полуось эллипса (или полутолщина слоя $\Delta y_{0.5}$) лежит в пределах $a \approx 0.7\text{--}0.9$ см при обоих градиентах $h = 0.57; 0.28$ кГс/см. Тогда, зная величины $(a + b)$, соответствующие каждому значению h , можно оценить величины больших полуосей эллипсов b , а также площади поперечных сечений слоя $S = \pi ab$, в которых сосредоточен ток плазмы (табл. 3).

Из сравнения приведенных в табл. 3 величин больших полуосей эллипса b (или полуширин токовых слоев) при двух значениях h видно, что эти данные не противоречат выводам теории [44], а также результатам экспериментов [22], согласно которым с увеличением градиента магнитного поля h полуширина слоя уменьшается приблизительно как $h^{-1/2}$.

6. ОЦЕНКА СРЕДНЕЙ ПРОВОДИМОСТИ ПЛАЗМЫ ТОКОВЫХ СЛОЕВ

Отметим, что активное сопротивление колебательного контура R — это главным образом сопротивление плазменного промежутка, остальные элементы контура вносят незначительный вклад в величину сопротивления. При этом, как было установлено в работе [22], активное сопротивление сильноточных токовых слоев связано с процессами, происходящими в плазменном объеме, а не с приэлектродными явлениями. Это позволяет на основе данных об активном сопротивлении контура и о размерах области, в которой

Таблица 3. Значения полуосей эллипса и поперечных сечений токового слоя при различных градиентах h квадрупольного магнитного поля, разряд в аргоне

h , кГс/см	a , см	b , см	S , см ²	b/a
0.28	0.7–0.9	7.6–7.4	16.7–20.9	10.9–8.2
0.57	0.7–0.9	5.6–5.4	12.3–15.3	8.0–6.0

сосредоточен ток плазмы, оценить среднюю проводимость плазмы, которая в единицах CGSE составляет

$$\sigma \approx 9 \cdot 10^{11} l_{pl} / RS. \quad (11)$$

Здесь $l_{pl} = 60$ см — длина плазменного промежутка, R — сопротивление контура в Ом (см. табл. 1), S — площадь поперечного сечения токовой области (см. табл. 3). Отсюда получаем оценки проводимости плазмы в различных условиях, которые приведены в табл. 4.

Как следует из табл. 4, средняя проводимость плазмы составляет, в зависимости от условий эксперимента, от $6 \cdot 10^{13}$ до $3 \cdot 10^{13}$ с⁻¹. При этом относительно более высокие значения проводимости реализуются при увеличении градиента квадрупольного магнитного поля, а также при более высоком начальном давлении аргона, наполнявшего вакуумную камеру.

Полученные значения проводимости плазмы позволяют оценить величину магнитной вязкости ν_m , а также скин-слоевое время t_σ и магнитное число Рейнольдса Re_m , где

$$\nu_m = \frac{c^2}{4\pi\sigma}, \quad t_\sigma = \frac{l^2}{\nu_m}, \quad Re_m = \frac{lv}{\nu_m}. \quad (12)$$

Магнитная вязкость в данном эксперименте составила $\nu_m \approx (1.2\text{--}2.3) \cdot 10^6$ см²/с и соответственно, $t_\sigma \approx 0.7\text{--}0.2$ мкс; $Re_m = 1.5\text{--}0.6$ (при $l \approx \Delta y_{0.5} \approx 0.7\text{--}0.9$ см и $v \approx 2 \cdot 10^6$ см/с). Отсюда следует, что в данном эксперименте, а именно, при формировании токовых слоев в отсутствие начальной плазмы, условие в замороженности магнитного поля в плазму не выполнялось.

Вместе с тем, на основании полученных данных можно установить некоторые тенденции изменения величины проводимости плазмы в зависимости от начальных условий формирования слоя. Так, при увеличении начального давления газа в камере и при увеличении градиента квадрупольного магнитного поля, т.е. при увеличении плотности плазмы в токовом слое, наблюдалось увеличение средней проводимости плазмы. Эти тенденции, по всей вероятности, указывают на аномальный (турбулентный) характер проводимости, которая увеличивается с ростом плотности плазмы [22, 45].

7. ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

В настоящей работе предложен и экспериментально реализован метод оперативной оценки параметров токовых слоев на основе анализа изменения во времени интегрального тока плазмы $J_z(t)$ в течение его первого полупериода.

Определение индуктивности всего колебательного контура и затем индуктивности области, в которой сосредоточен ток плазмы, позволяет оценить поперечные размеры токовых слоев и напряженность начального электрического поля, которое инициирует

Таблица 4. Сопротивление контура, площади поперечного сечения токовой области и средняя проводимость плазмы при различных градиентах h квадрупольного магнитного поля и давлении аргона в вакуумной камере

h , кГс/см	p , мТорр	R , 10^{-2} Ом	S , см ²	σ , 10^{13} с ⁻¹
0.28	28	7.8 ± 0.3 ($\pm 3.8\%$)	16.7–20.9	4.15–3.3
0.57	28	7.2 ± 0.6 ($\pm 8.3\%$)	12.3–15.3	6.1–4.9
0.57	16	11.5 ± 0.4 ($\pm 3.5\%$)	12.3–15.3	3.8–3.1

формирование слоя, в различных экспериментальных условиях.

На основе определения величины активного сопротивления колебательного контура, т.е. сопротивления плазменного промежутка, а также поперечных размеров токового слоя, получены данные о проводимости плазмы в зависимости от условий эксперимента. Показано, что проводимость возрастает в тех условиях, которые приводят к увеличению плотности плазмы, что указывает на турбулентный характер проводимости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Syrovatskii S.I.* // *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 1981. V. 19. P. 163.
- Прист Э., Форбс Т.* Магнитное пересоединение. М.: Физматлит, 2005.
- Biscamp D.* *Magnetic Reconnection in Plasmas.* Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000.
- Кадоццев Б.Б.* // *УФН.* 1987. Т. 151. С. 3. Doi: 10.3367/UFNr.0151.198701a.0003.
- Зеленый Л.М., Артемьев А.В., Малова Х.В., Петрукович А.А., Накамура Р.* // *УФН.* 2010. Т. 180. С. 973. Doi: 10.3367/UFNr.0180.201009g.0973.
- Зеленый Л.М., Малова Х.В., Григоренко Е.Е., Попов В.Ю.* // *УФН.* 2016. Т. 186. С. 1153. Doi: 10.3367/UFNr.2016.09.037923.
- Кюерке М.Е.* // *Rev. Geophys.* 2008. V. 46. P. 1. Doi: 10.1029/2005RG000168.
- Yamada M., Kurlsrud R., Ji H.* // *Rev. Modern Phys.* 2010. V. 82. P. 603. Doi: 10.1103/RevModPhys.82.603.
- Франк А. Г.* // *УФН.* 2010. Т. 180. С. 982. Doi: 10.3367/UFNr.0180.201009h.0982.
- Artemyev A.V., Petrukovich A.A., Frank A.G., Vasko I.Y., Nakamura R., Zelenyi L.M.* // *J. Geophys. Res.* 2013. V. 118. P. 2789. Doi: 10.1002/jgra.50297.
- Франк А.Г., Артемьев А.В., Зелёный Л.М.* // *ЖЭТФ.* 2016. Т. 150. С. 807. Doi: 10.7868/S0044451016100163.
- Frank A.G., Artemyev A.V., Lu S., Zhang X.-J., Kyrie N.P.* // *Plasma Phys. Contr. Fusion.* 2023. V. 65. P. 095006. Doi: 10.1088/1361-6587/ace73a.
- Zweibel E.G., Yamada M.* // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 2009. V. 47. P. 291. Doi: 10.1146/annurev-astro-082708-101726.
- Frank A.G., Kyrie N.P., Savinov S.A., Nugaev I.R., Kharlachev D.E., Ivanov V.A., Stepakhin V.D.* // *Astronomy Rep.* 2024. V. 68. P. 406. Doi: 10.1134/S1063772924700392.
- Frank A.G.* // *Plasma Phys. Rep.* 2022. V. 48. P. 574. Doi: 10.1134/S1063780X22200144.
- Frank A.G., Kyrie N.P., Satunin S.N., Savinov S.A.* // *Universe.* 2021. V. 7. P. 400. Doi: 10.3390/universe7110400.
- Frank A.G., Savinov S.A.* // *Symmetry.* 2024. V. 16. P. 103. Doi: 10.3390/sym16010103.
- Юшков Е.В., Франк А.Г., Артемьев А.В., Петрукович А.А., Васько И.Ю.* // *Физика плазмы.* 2015. Т. 41. С. 73. Doi: 10.7868/S0367292115010060.
- Франк А.Г., Островская Г.В., Юшков Е.В., Артемьев А.В., Сатунин С.Н.* // *Космич. исслед.* 2017. Т. 55. С. 48. Doi: 10.7868/S0023420617010058.
- Юшков Е.В., Франк А.Г., Артемьев А.В., Петрукович А.А., Накамура Р.* // *Физика плазмы.* 2018. Т. 44. С. 983. Doi: 10.1134/S0367292118120119.
- Франк А.Г., Кирий Н.П., Иванов В.А., Савинов С.А., Огинов А.В., Мингалеев А.Р., Шпаков К.В., Нугаев И.Р., Харлачев Д.Е., Степахин В.Д.* // *Физмат.* 2023. Т. 1. С. 84. Doi: 10.56304/S0000000023020065.
- Франк А.Г.* // *Труды ФИАН.* 1974. Т. 74. С. 108.
- Furth H.P., Killen I.K., Rosenbluth M.N.* // *Phys. Fluids.* V. 227. P. 459. Doi: 10.1063/1.1706761.
- Coppi B., Laval G., Pellat R.* // *Phys. Rev. Letters.* 1966. V. 227. P. 1207. Doi: 10.1103/PhysRevLett.16.1207.
- Сыроватский С.И., Франк А.Г., Ходжаев А.З.* // *Письма ЖЭТФ.* 1972. Т. 15. С. 138.
- Stenzel R.L., Gekelman W.* // *J. Geophys. Res.* 1981. V. 86. P. 649. Doi: 10.1029/JA086iA02p00649.
- Богданов С.Ю., Марков В.С., Франк А.Г.* // *Письма ЖЭТФ.* 1982. Т. 35. С. 232.
- Ono Y., Morita A., Katsurai M., Yamada M.* // *Phys. Fluids B.* 1993. V. 5. P. 3691. Doi: 10.1063/1.860840.

29. Yamada M., Ji H., Hsu S., Carter T., Kulsrud R., Bretz N., Jobs F., Ono Y., Perkins F. // *Phys. Plasmas*. 1997. V. 14. P. 1936.
Doi: 10.1063/1.872336.
30. Egedal J., Oiroset M., Fox W., Lin R.P. // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 94. P. 025006.
Doi: 10.1103/PhysRevLett.94.025006.
31. Франк А.Г., Сатунин С.Н. // *Физика плазмы*. 2011. Т. 37. С. 889.
32. Франк А.Г., Сатунин С.Н. // *Письма ЖЭТФ*. 2020. Т. 112. С. 667.
Doi: 10.31857/S1234567820220061.
33. Frank A.G., Bogdanov S.Yu., Markov V.S., Dreiden G.V., Ostrovskaya G.V. // *Phys. Plasmas*. 2005. V. 12. P. 052316.
Doi: 10.1063/1.1896376.
34. Богданов С.Ю., Дрейден Г.В., Марков В.С., Островская Г.В., Франк А.Г. // *Физика плазмы* 2007. Т. 33. С. 1014.
35. Островская Г.В., Франк А.Г., Богданов С.Ю. // *ЖТФ* 2010. Т. 80. С.24.
36. Островская Г.В., Франк А.Г. // *Физика плазмы*. 2014. Т. 40. С. 24.
Doi: 10.7868/S0367292114010090.
37. Воронов Г.С., Кирий Н.П., Франк А.Г. // *Физика плазмы*. 2002. Т. 28. С. 1004.
38. Воронов Г.С., Кирий Н.П., Марков В.С., Островская Г.В., Франк А.Г. // *Физика плазмы*. 2008. Т. 34. С. 1080.
39. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г., Васильков Д.Г., Воронова Е.В. // *Физика плазмы*. 2016. Т. 42. С. 563.
Doi: 10.7868/S0367292116060044.
40. Кирий Н.П., Франк А.Г., Васильков Д.Г. // *Физика плазмы*. 2019. Т. 45. С. 313.
Doi: 10.1134/S0367292119040036.
41. Калантаров П.Л., Цейтлин Л.А. Расчет индуктивностей. Л.: Энергоатомиздат, 1986.
42. Харлачев Д.Е., Нугаев И.Р. // I Всероссийская научная школа НЦФМ по экспериментальной лабораторной астрофизике и геофизике, Саров, 2023. Т. 1. С. 96.
43. Богданов С.Ю., Бугров С.Г., Грицына В.П., Зверев О.В., Карпов Г.В., Марков В.С., Репин Д.В., Франк А.Г. // *Физика плазмы*. 2007. Т. 33. С. 483.
44. Сыроватский С.И. // *ЖЭТФ*. 1971. Т. 6. С. 1727.
45. Hamberger S.M., Friedman M. // *Phys. Rev. Lett.* 1968. V. 21. P. 674.

INTEGRAL PLASMA CURRENT AND DETERMINATION OF CURRENT SHEET PARAMETERS

A. G. Frank^{a,*}, I. R. Nugaev^{a,**}, and D. E. Kharlachev^a

^a *Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia*

^{*}*e-mail: annfrank@fpl.gpi.ru*

^{**}*e-mail: gfnov@mail.ru*

A method for prompt estimation of a number of key parameters that determine the features of the evolution and dynamics of current sheets produced in laboratory experiments has been proposed and realized experimentally. The method is based on the analysis of time dependences of the integral plasma current during its first half-period. The transverse dimensions of the current sheets and the strength of the initial electric field that initiates the sheet formation can be estimated on the base of defining the inductances of both the entire oscillatory contour and the region where the plasma current flows. Data on the plasma conductivity can be obtained by measuring the active resistance of the plasma gap and the dimensions of the current sheet. It is shown that the conductivity increased under conditions that corresponded to an increase in plasma density, indicating a turbulent nature of the conductivity.

Keywords: plasma, current sheet, dynamic processes, magnetic reconnection, laboratory experiments