

ФОРМИРОВАНИЕ ДВУМЕРНЫХ ТОКОВЫХ СЛОЕВ В УСЛОВИЯХ ВЫСОКОГО НАЧАЛЬНОГО ДАВЛЕНИЯ

С. Ю. Богданов*, В. Б. Бурилина, А. Г. Франк

*Институт общей физики Российской академии наук
117942, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 29 декабря 1997 г.

В условиях высокого начального давления (гелий, $P_0 \approx 300$ мТорр) впервые исследованы возможности образования токовых слоев в двумерных магнитных полях с нулевой линией, а также особенности динамики плазмы. Показано, что для формирования токового слоя и эффективного сжатия плазмы в слой необходимо, чтобы градиент магнитного поля был достаточно высок. В середине слоя обнаружено формирование ярко излучающей компактной области, концентрация электронов в которой $N_e \sim 9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ превышала на порядок величины концентрацию атомов газа.

1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитное пересоединение представляет собой фундаментальный физический процесс, который лежит в основе разнообразных явлений физики плазмы и астрофизики [1–6]. С магнитным пересоединением связывают вспышки на Солнце и звездах, суббури в магнитосферах Земли и планет, неустойчивости срыва в тороидальных магнитных ловушках — токамаках, которые приводят к гибели горячей плазмы, а также многие нестационарные явления в сильноточных разрядах типа плазменного фокуса, Z- и Θ -пинчей. Во всех этих явлениях, как правило, происходит быстрое и эффективное преобразование энергии магнитного поля в тепловую и кинетическую энергию плазмы, в потоки ускоренных частиц и излучений различных длин волн.

Пересоединение магнитных силовых линий может происходить в тех областях пространства, где тесно сближаются силовые линии с противоположными (или с различающимися) направлениями. Эти области характеризуются высокой плотностью электрического тока и малыми масштабами, так что даже в условиях высокой проводимости плазмы влияние диссипативных процессов здесь весьма существенно; при этом возможно нарушение одного из основных свойств высокопроводящей плазмы — свойства вмороженности магнитного поля в вещество. Пересоединение магнитных силовых линий может приводить к изменениям топологии магнитного поля, поэтому если даже собственно процесс пересоединения реализуется в относительно малых областях пространства, то возникающие в результате пересоединения изменения топологии магнитного поля могут кардинально изменить поведение и динамику всей системы в целом.

Области с высокой концентрацией электрического тока, которые разделяют магнитные поля противоположных (или различающихся) направлений и аккумулируют избыточную магнитную энергию, обычно принимают форму квазиодномерных токовых слоев [1, 6–8]. Другими словами, распределение плотности электрического тока в любом сечении, перпендикулярном направлению тока, характеризуется двумя существен-

*E-mail: bogdanov@fpl.gpi.ru

но различающимися масштабами; при этом больший размер (ширина слоя) определяет количество запасенной магнитной энергии, а меньший размер (толщина слоя) — характерное время диссипации [1]. Именно в пределах токовых слоев возможна реализация процессов магнитного пересоединения с быстрой трансформацией значительной части избыточной магнитной энергии в энергию плазмы и ускоренных частиц. В связи с этим изучение условий и возможностей формирования пространственно-локализованных токовых слоев в высокопроводящей замагниченной плазме имеет фундаментальное значение. С точки зрения локализации токовых слоев серьезного внимания заслуживают так называемые особые линии магнитного поля [1, 6, 9], вдоль которых может существовать отличное от нуля электрическое поле в системе координат, связанной с плазмой. Естественно ожидать, что в окрестности особых линий возможна концентрация электрического тока в плазме путем формирования токовых слоев.

Наиболее известным примером особой линии является нулевая линия двумерного (2D) магнитного поля (рис 1); зависимость поля от координат может быть представлена в окрестности этой линии ($x = 0$, $y = 0$) в виде

$$\mathbf{B} = -h\{y; x; 0\}, \quad |\mathbf{B}| = h|r|, \quad (1)$$

где h — радиальный градиент магнитного поля.

Динамика плазмы в магнитных полях, содержащих нулевые линии, активно исследовалась в течение многих лет как теоретически [1–9], так и экспериментально [10–12]; в результате было установлено, что в окрестности нулевой линии действительно может формироваться плоский токовый слой, аккумулирующий магнитную энергию, которая высвобождается в процессах вспышечного типа при взрывном разрушении слоя [1, 10, 12].

Вместе с тем в экспериментальных исследованиях было обнаружено эффективное сжатие плазмы в слой [13], в котором концентрация электронов возрастала в 10 и более раз по сравнению с концентрацией начальной плазмы [14]. Характерно, что газокINETическое давление плазмы, сосредоточенной в пределах слоя, обычно уравнивается магнитным давлением снаружи слоя, т. е. параметр

$$\beta = 8\pi N_e k(T_e + T_i/\bar{Z}_i)/B^2 \quad (2)$$

достигает своего максимального значения, $\beta \simeq 1$ (N_e — концентрация электронов, T_e и T_i — температуры электронов и ионов, $\bar{Z}_i$ — эффективный заряд иона). Формирование квазиодномерных слоев, содержащих плотную токонесящую плазму, представляет значительный интерес для разнообразных приложений: моделирования в лабораторных условиях астрофизических явлений типа солнечных вспышек (см. [1, 10]); разработки и создания принципиально новых систем для управляемого термоядерного синтеза [15]; разработки новых источников излучений в видимом диапазоне спектра и ультрафиолете; генерации направленных сверхзвуковых плазменных потоков и т. д.

В теоретических работах, посвященных проблеме магнитного пересоединения, обычно использовалось приближение сильного магнитного поля, в котором газокINETическое давление начальной плазмы предполагалось пренебрежимо малым [16, 7, 1]. Аналогичные условия были выбраны и для большинства экспериментальных исследований, так что динамика плазмы на стадии формирования слоя определялась преимущественно силами $[\mathbf{J}\mathbf{B}]$ [10–14]. При этом было обнаружено, что образование токовых слоев, в которых сконцентрирована плотная плазма, реализуется как в линейных [17], так и в нелинейных [18] режимах, которые различались между собой главным образом соотношением между исходным магнитным полем и полем электрического тока в

плазме (см. также [12]). Во всех случаях максимальная концентрация электронов в слое $N_e^{\max} = (0.8-2) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ существенно превышала концентрацию как начальной плазмы, так и плазмы, окружающей слой.

В настоящей работе приведены результаты экспериментов, в которых впервые исследовались возможности создания токовых слоев в двумерных магнитных полях с нулевой линией (1) в условиях сравнительно высокого начального давления газа (гелий, $P_0 = 300 \text{ мТорр}$). Заранее можно было предположить, что увеличение начального давления в 5–20 раз по сравнению с предыдущими работами [10, 12, 17, 18] и, соответственно, увеличение начальной плотности плазмы могут привести к нескольким эффектам. В первую очередь — это возрастание относительной роли гидродинамических процессов на фоне магнитогидродинамических. Действительно, размер той области в окрестности нулевой линии магнитного поля, в пределах которой скорость звука v_s превышает альфвеновскую скорость v_A , составляет

$$r_s \simeq \sqrt{4\pi\gamma N k T} / h \quad (3)$$

и растет с ростом начальной концентрации плазмы. Другими словами, приближение сильного магнитного поля, которое справедливо при $r \gg r_s$, может выполняться в этих условиях лишь при заметном удалении от нулевой линии.

Второй очевидный эффект — это замедление процесса формирования слоя, что связано с увеличением характерного альфвеновского времени:

$$t_A = \sqrt{4\pi N_i M_i} / h. \quad (4)$$

Наконец, вследствие увеличения t_A (4) возможно относительное увеличение роли диссипативных процессов, что количественно может быть представлено, например, в виде уменьшения магнитного числа Рейнольдса:

$$\text{Re}_m = t_\sigma / t_A, \quad (5)$$

где

$$t_\sigma \simeq 4\pi\sigma L^2 / c^2 \quad (6)$$

— время омической диссипации в объеме с характерным размером L .

Все эти соображения указывают, что вопрос о формировании слоя плотной плазмы в условиях высокого начального давления представляется весьма нетривиальным и требует, по-видимому, специального выбора начальных и граничных условий [19].

Вместе с тем, если предположить, что эффективность сжатия плазмы останется такой же, как и прежде [10, 12, 14, 17, 18], следует ожидать существенного увеличения концентрации электронов в слое, которая может достигнуть величины $N_e \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Такой плазменный объект имел бы целый ряд преимуществ как с точки зрения диагностики плазмы, так и для разнообразных приложений, в особенности если принять во внимание фиксированное и неизменное во времени положение слоя, что отличает его, например, от быстро перемещающихся плазменных оболочек в системах типа Z- и Θ -пинчей. Если считать, что для слоя по-прежнему справедливо соотношение $\beta \simeq 1$, то предполагаемое увеличение концентрации плазмы должно было бы привести к уменьшению T_e и T_i — электронной и ионной температур (при близких величинах градиента магнитного поля h и тока плазмы I_p), а также к их выравниванию. Продольная электронная теплопроводность, которая была основным каналом потерь энергии из слоя в предыдущих экспериментах [20], в условиях увеличения N_e и уменьшения T_e должна была бы играть меньшую роль, тогда как другие каналы потерь, например потери на излучение, могут стать преобладающими.

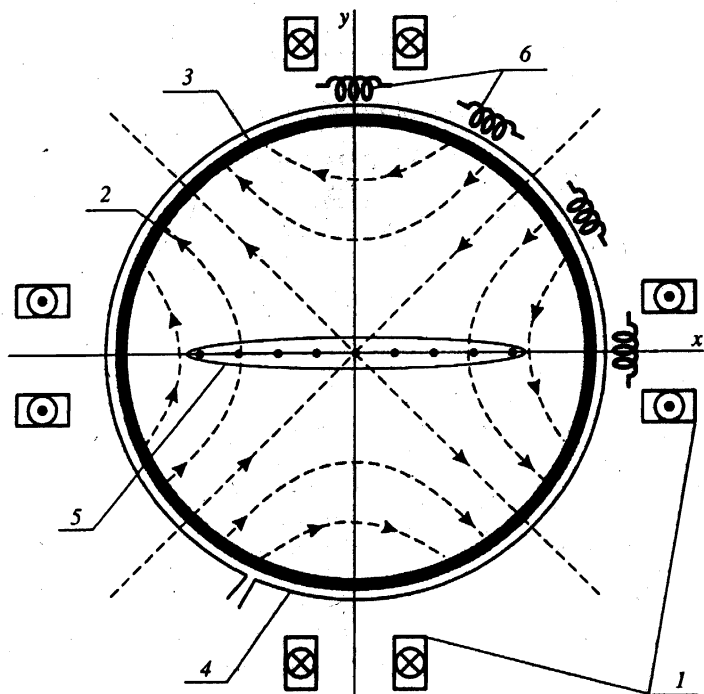


Рис. 1. Схема (разрез) экспериментальной установки для изучения формирования и эволюции токовых слоев в двумерных магнитных полях с нулевой линией: 1 — проводники с токами (прямой квадруполь), 2 — силовые линии вакуумного двумерного магнитного поля с нулевой линией, 3 — вакуумная камера, 4 — виток Э-разряда, 5 — токовый слой, 6 — магнитные зонды

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ

Изучение возможностей образования токовых слоев в условиях высокого начального давления гелия проводилось в традиционной для подобных исследований постановке эксперимента (см. [10, 12]). Квазистационарное двумерное квадрупольное магнитное поле (1) имело градиент h либо 280, либо 570 Гс/см, нулевая линия совмещалась с осью цилиндрической кварцевой вакуумной камеры диаметром 18 см (рис. 1). Начальная плазма создавалась с помощью Э-разряда с сильной предварительной ионизацией, рабочим газом служил гелий при давлении $P_0 = 300$ мТорр; концентрация начальной плазмы была близка к концентрации атомов нейтрального газа, $N_e^0 \leq N_a^0 \approx 10^{16}$ см $^{-3}$. Электрический ток в плазме возбуждался под действием импульсного напряжения, приложенного между двумя сетчатыми электродами, введенными в камеру с обоих торцов (рис. 2), расстояние между электродами 60 см. Полупериод тока плазмы $T/2 = 5$ мкс, максимальное значение тока 60 кА (см. рис. 4а). Магнитные зонды, помещенные снаружи вакуумной камеры, (рис. 1), использовались для определения конфигурации электрического тока в плазме, в том числе для определения ширины токового слоя и ее изменений во времени (см. рис. 4б и [21]). Двумерные изображения плазмы в различных эмиссионных спектральных линиях в последовательные моменты времени регистрировались электронно-оптическим преобразователем (коэффициент усиления ≈ 400 , время

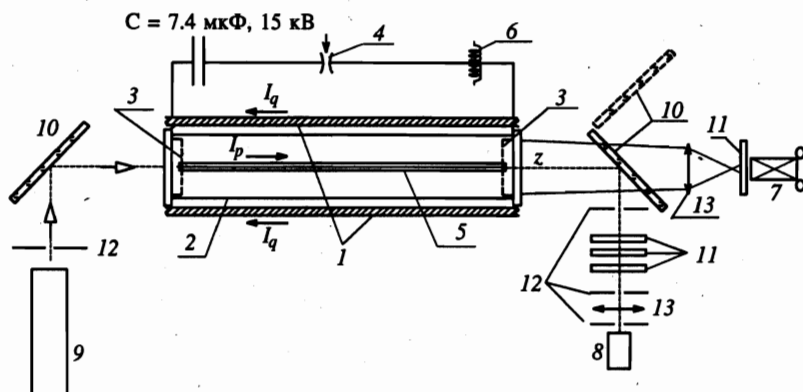


Рис. 2. Схема экспериментальной установки (вид сбоку): 1 — проводники квадрупольного магнитного поля, 2 — вакуумная камера, 3 — сетчатые электроды, 4 — управляемый разрядник, 5 — токовый слой, 6 — пояс Роговского, 7 — электронно-оптический преобразователь (ЭОП), 8 — фотоумножитель (ФЭУ), 9 — He-Ne-лазер, 10 — зеркала, 11 — светофильтры, 12 — диафрагмы, 13 — ахроматические объективы

экспозиции $\simeq 80$ нс) в комбинации с интерференционными узкополосными спектральными фильтрами с $\Delta\lambda_{1/2} \simeq 1\text{--}1.2$ нм (рис. 3, а также [22]).

Изменения во времени интенсивностей спектральных линий He I 587.6 нм, He II 468.6 нм и континуума, которые излучались из приосевой области вакуумной камеры диаметром 0.4 см, были получены с помощью соответствующих интерференционных фильтров и фотоумножителя ФЭУ-79 (рис. 4а). Спектральный состав собственного излучения плазмы, которое проходило через фильтры, дополнительно анализировался с помощью монохроматора МДР-3 (подробнее см. [22]).

В данной работе впервые был зарегистрирован эффект рефракции лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 632.8$ нм на плоском слое плотной плазмы, сформированном в двумерном магнитном поле с нулевой линией. Луч He-Ne-лазера направлялся вдоль нулевой линии, т. е. вдоль длины плазменного слоя по оси z (рис. 2). Система диафрагм обеспечивала регистрацию лишь той части излучения лазера, которая отклонялась на малые углы относительно первоначального направления. В ряде случаев было получено значительное уменьшение интенсивности лазерного излучения после его прохождения через слой плазмы (рис. 4б), что позволило определить градиент концентрации электронов в плоскости xy и оценить максимальное значение концентрации.

3. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Возможность формирования плоского плазменного слоя в условиях высокого начального давления гелия была наглядно продемонстрирована с помощью изображений плазмы, полученных в различных спектральных линиях (см. рис. 3, а также [22]). Сразу после начала возбуждения в плазме электрического тока ($t \approx 0.2\text{--}0.4$ мкс) распределение интенсивности свечения в плоскости xy , перпендикулярной направлению тока, приобретало форму слоя; при этом в середине слоя имелся локальный минимум интенсивности. В последующие моменты времени ($t \geq 1$ мкс) ширина слоя увеличивалась, достигая значения $2\Delta x \approx 12$ см, при этом толщина слоя составляла $2\Delta y < 1$ см, а интенсивность излучения была практически однородной по ширине, например, в линии He I

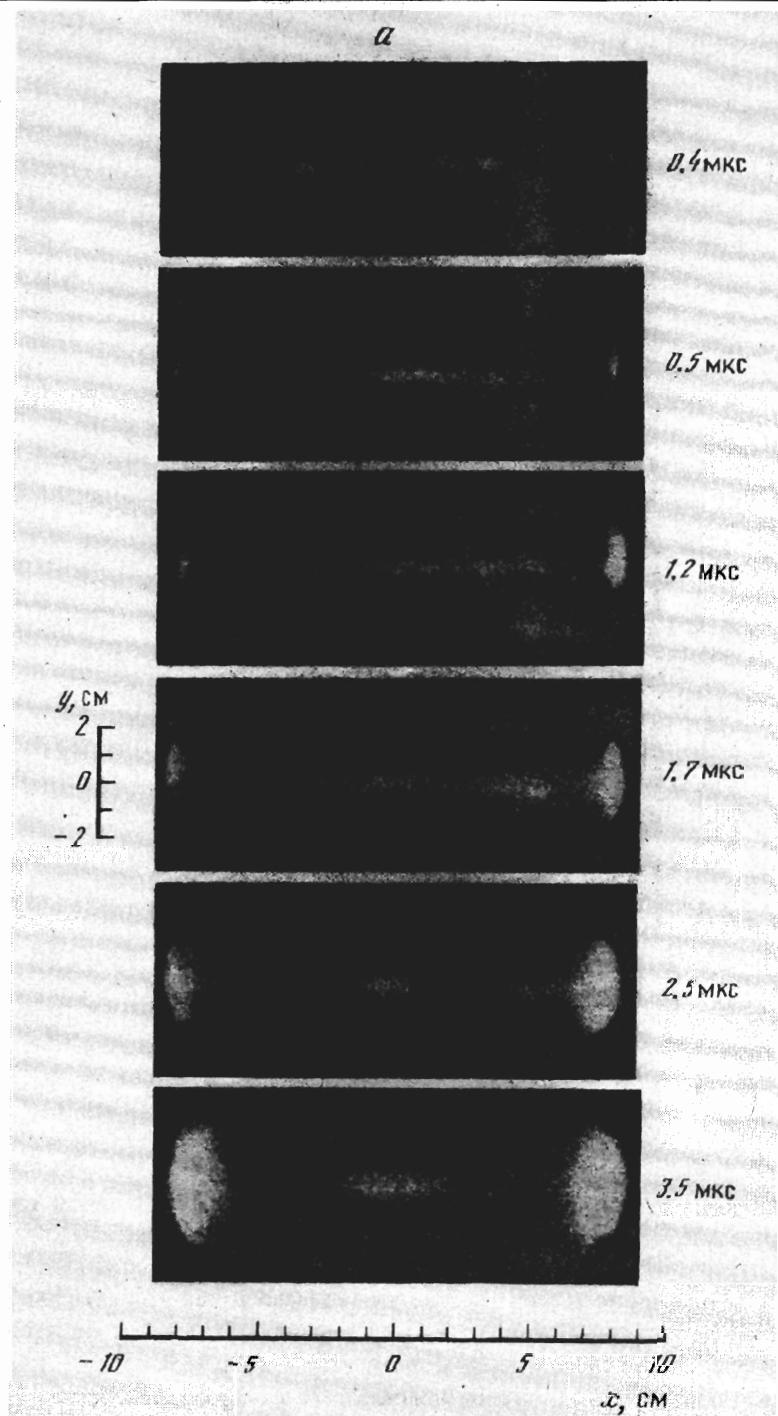


Рис. 3. Изображения плазмы, зарегистрированные в последовательные моменты времени в свете различных спектральных линий: a — He I (587.6 нм), b — He II (468.6 нм), c — N II (567.6–568.6 нм)

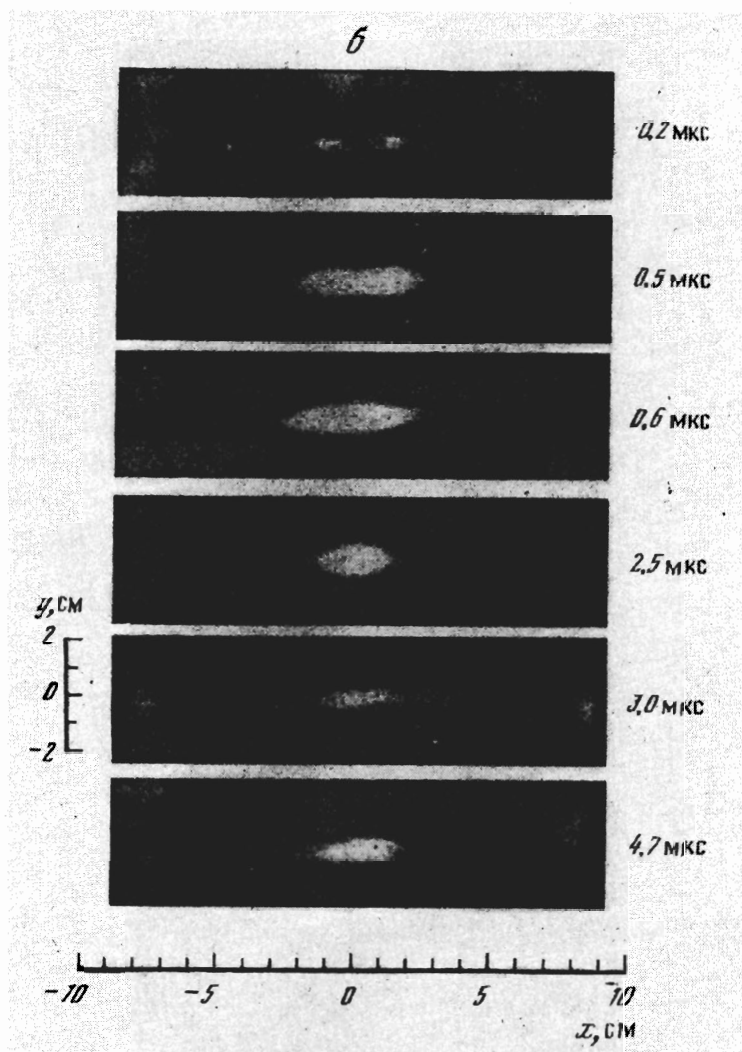


Рис. 3. Продолжение

(рис. 3а). Отсюда следует, что в двумерном магнитном поле с градиентом $h = 570$ Гс/см формирование плазменного слоя происходило в течение 1–1.5 мкс, т. е. практически в течение характерного альфвеновского времени t_A (4). При меньших градиентах время формирования плазменного слоя заметно увеличивалось, так что в течение всего первого полупериода тока свечение плазмы было неоднородным вдоль оси x , с локальным минимумом в середине слоя.

Отметим также, что толщина слоя $2\Delta y$ оказалась в 2–3 раза меньше, чем $2r_s$ (см. (3)), т. е. диаметра той области в окрестности нулевой линии, в пределах которой скорость звука превышала альфвеновскую скорость.

В отличие от изображений плазмы в свете линии He I, изображения в линии иона гелия He II 468.6 нм (рис. 3б) обнаружили значительную неоднородность вдоль поверх-

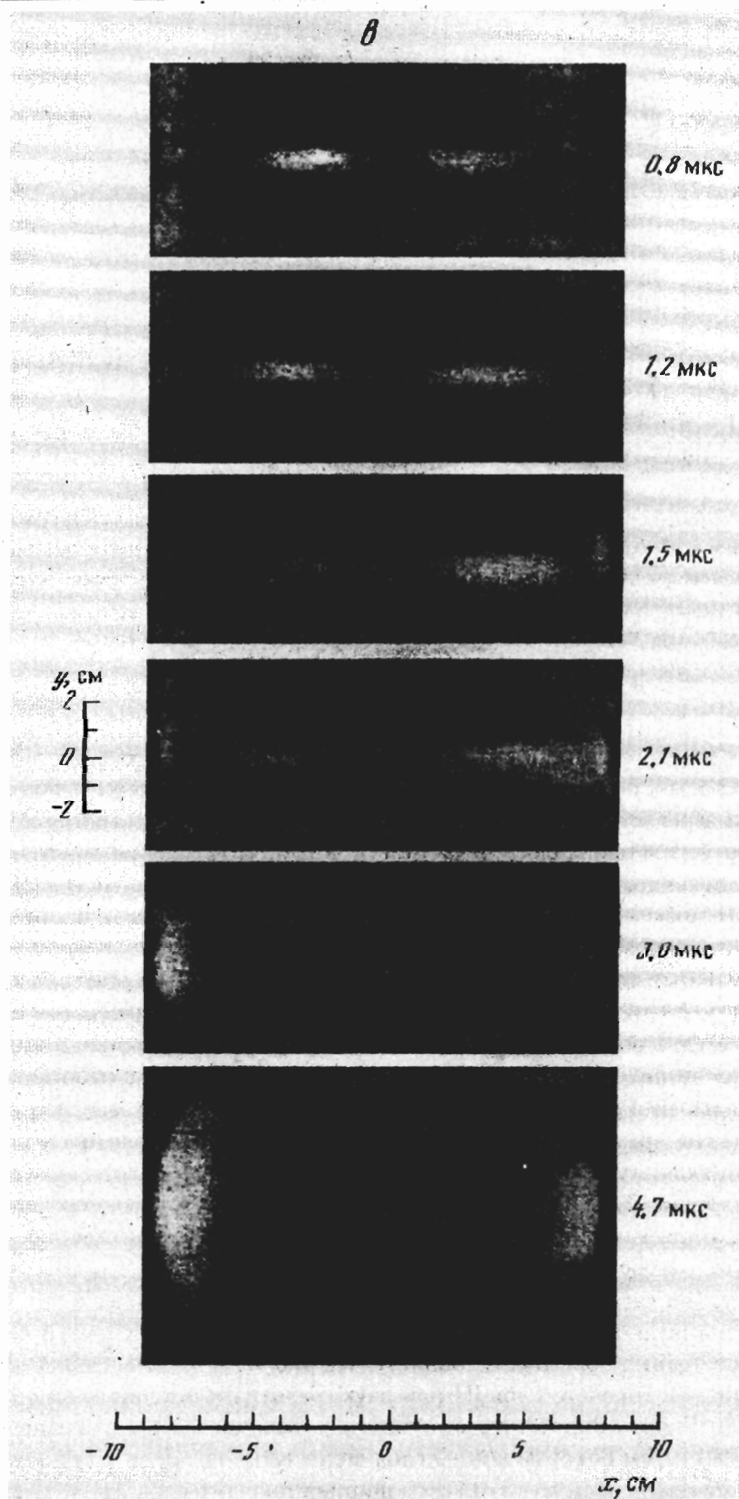


Рис. 3. Продолжение

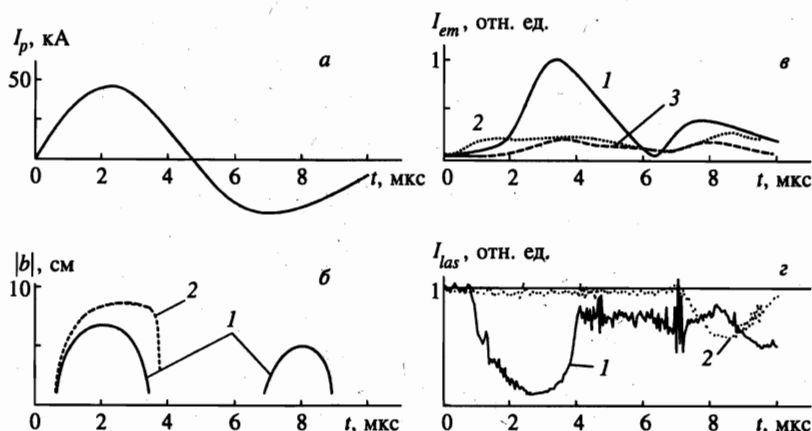


Рис. 4. Зависимости от времени: *a* — полного электрического тока в плазме I_p ; *б* — полуширины токового слоя $|b|$, рассчитанной на основе результатов магнитных измерений для различных значений градиента магнитного поля $h = 570$ (1), 280 (2) Гс/см; *в* — интенсивностей излучения плазмы в спектральных линиях для He II (468.6 нм) — 1; He I (492.2 нм) — 2; в континууме, $\lambda \approx 480.6$ нм, $\Delta\lambda_{1/2} = 1.5$ нм — 3; *г* — интенсивности He-Ne-лазера ($\lambda = 632.8$ нм) после прохождения лазерного луча вдоль слоя плазмы для различных значений градиента магнитного поля $h = 570$ (1), 280 (2) Гс/см

ности слоя и формирование в его середине яркого компактного образования — керна ($t = 0.6, 2.5$ мкс). Подчеркнем, что большинство изображений, приведенных на рис. 3б, были зарегистрированы при значительно меньших экспозициях, чем изображения рис. 3а, в; это проявилось, в частности, в том, что свечение пристеночного континуума, как правило, отсутствовало на рис. 3б, в отличие от рис. 3а и в. Изображения в линии He II также приобретали форму плоского слоя при увеличении экспозиции, тогда как центральная область оказывалась пересвеченной.

В спектральных линиях N II (рис. 3в) плоский слой плазмы отчетливо наблюдался при $t = 1.2, 1.5, 2.1$ мкс. Появление темной полосы в средней плоскости слоя ($t = 2.1, 3.0$ мкс) свидетельствовало о более высокой температуре электронов в этой области и о «выгорании» линий N II, подобно тому как это наблюдалось в работах [23, 24].

Сопоставляя изображения, приведенные на рис. 3а, б, в и зарегистрированные в близкие моменты времени, можно заключить, что излучение плазмы в разных спектральных линиях поступало из различных пространственных областей, смещенных друг относительно друга. Так, излучение в линии He II соответствовало средней плоскости слоя ($y \approx 0$), тогда как линии He I и N II излучались преимущественно из областей, смещенных по y в обе стороны от средней плоскости.

Как следует из магнитных измерений, распределение электрического тока в плоскости xy , перпендикулярной направлению тока, также приобретало форму слоя, ширина которого существенно превышала толщину. На рис. 4б показаны зависимости от времени полуширины токового слоя $|b|$ при двух градиентах исходного магнитного поля: $h = 570$ и 280 Гс/см. Видно, что величина $|b|$ увеличивалась с уменьшением h , так что при $h = 280$ Гс/см боковые концы слоя вплотную подходили к стенкам вакуумной камеры, т. е. $|b| \approx R_k$. При $h = 570$ Гс/см ширина токового слоя $2|b| \leq 12$ см $< 2R_k$; характерно, что в этом случае слой формировался и на первом, и на втором полупериодах

тока в плазме, причем ориентация слоя в плоскости xy изменялась на 90° в соответствии с изменением направления тока. Полуширина токового слоя $|b|$, полученная на основе магнитных измерений, соответствовала в пределах точности измерений полуширине нейтрального токового слоя [7]:

$$b = \sqrt{4I_p / ch}. \quad (7)$$

Это позволяет использовать и другие соотношения, справедливые для нейтральных токовых слоев [7, 10, 12], и, в частности, дает возможность оценить магнитное поле у поверхности слоя: $B_x(x \simeq 0) \simeq 3.4$ кГс. Поскольку (см. выше) для токовых слоев характерно соотношение $\bar{\beta} \simeq 1$, см. (2), можно оценить энергосодержание плазмы: $N_e(T_e + T_i / Z_i) \simeq 2.8 \cdot 10^{17}$ эВ/см³.

Таким образом, на основе анализа изображений плазмы, полученных в различных спектральных линиях, и из магнитных измерений следует вывод, что формирование токового слоя и эффективное сжатие плазмы в слой может быть реализовано и в условиях высокого начального давления газа, если только градиент h исходного двумерного магнитного поля с нулевой линией имеет достаточно большую величину. По-видимому, существенно выполнение условия $t_A < T/4$, где T — период тока в плазме. При прочих равных условиях увеличение градиента h приводит к существенному увеличению интенсивности излучения плазмы, сосредоточенной в слое, что указывает на более эффективное сжатие плазмы.

Значительный интерес представляет обнаруженная особенность плазменного слоя в виде яркого компактного ядра с размерами $2\delta x \simeq 3.3$ см и $2\delta y \simeq 1.1$ см в центральной области (см. рис. 3б, $t = 2.5$ мкс). Как отмечалось выше при обсуждении изображений плазмы в различных спектральных линиях, интенсивность излучения ядра в линии He II существенно превышала интенсивность излучения из соседних участков слоя. Зависимости от времени интенсивностей спектральных линий He I, He II и континуума, поступавших из приосевой области, приведены на рис. 4а, причем величины сигналов отражали качественно соотношение интенсивностей: так, излучение в линии He I 468.6 нм в 5–6 раз превышало излучение в линии He I 587.6 нм и в континууме. Обращает на себя внимание существенное увеличение интенсивности линии He II в интервале от 2 до 3.4 мкс; одновременно возрастала интенсивность континуума, тогда как излучение в линии He I оставалось неизменным в интервале ~ 1.0 –5.5 мкс. Можно было предположить, что наблюдавшийся рост интенсивности спектральной линии He II был обусловлен преимущественно увеличением концентрации электронов N_e в центральной области токового слоя, в пределах яркого ядра. Для проверки этой гипотезы был проведен эксперимент по зондированию слоя плазмы лазерным излучением с длиной волны 632.8 нм.

Непосредственные измерения пространственных распределений концентрации электронов, выполненные ранее методом голографической интерферометрии [14, 17, 18], позволили обнаружить, что для плазменных слоев, которые развивались в двумерных магнитных полях при сравнительно низком начальном давлении, $P \leq 50$ мТорр, типичны резкие градиенты концентрации в направлении, перпендикулярном к поверхности слоя, достигавшие величины

$$\frac{\partial N_e}{\partial y} \simeq 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-4}.$$

Приведенные на рис. 3 распределения свечения плазмы в плоскости xy указывали на существование достаточно резких градиентов светимости слоя, а также, по-видимому,

концентрации электронов и в условиях высокого начального давления. При этом естественно было считать плазменный слой однородным в направлении оси z , как это наблюдалось в предыдущих экспериментах [10, 12].

Если направить узкий световой луч вдоль оси z , то в результате прохождения через слой плазмы луч может отклониться от первоначального направления. Для излучения в видимой области спектра плазма представляет собой прозрачную фазовую неоднородность, так что угол отклонения $\delta\psi$ определяется градиентом показателя преломления в направлении, перпендикулярном направлению распространения луча [25, 26]:

$$\delta\psi = \frac{1}{n} \int_{z_1}^{z_2} \nabla_{\perp} n dz. \quad (8)$$

Здесь z_1 и z_2 — границы плазменного объекта вдоль пути распространения луча, n — показатель преломления плазмы для излучения в видимой области спектра, который зависит в основном от концентрации электронов N_e (при степени ионизации плазмы, превышающей $\sim 5\%$):

$$n = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}} \simeq 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} = 1 - 1.8 \cdot 10^{-22} N_e \simeq 1, \quad (9)$$

где ω_{pe} — плазменная частота, ω — круговая частота зондирующего излучения; для красной линии He-Ne-лазера имеем $\omega \simeq 3 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, и показатель преломления практически равен единице при любых разумных значениях N_e . Соответственно, угол отклонения луча лазера от первоначального направления весьма мал, так что соотношение (8) может быть записано в виде

$$\delta\psi = L \nabla_{\perp} n = -1.08 \cdot 10^{-20} \nabla_{\perp} N_e. \quad (10)$$

Здесь $L = z_2 - z_1 = 60 \text{ см}$ — длина межэлектродного промежутка, где происходило формирование слоя плазмы.

Практически эксперимент ставился следующим образом: луч He-Ne-лазера направлялся строго вдоль нулевой линии магнитного поля и после прохождения области с плазмой пропусклся через специальную диафрагму, которая отсекала излучение с углами отклонения от оси системы, превышавшими угол $\varphi \simeq 1.8 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$. Затем излучение лазера проходило через систему диафрагм и фильтров и регистрировалось с помощью фотоумножителя ФЭУ-79 (рис. 2). Пусть уровень сигнала в отсутствие плазмы равен единице; в результате формирования плазменного слоя в некоторых случаях наблюдалось существенное ослабление лазерного излучения, как видно из рис. 4а. Если начальный градиент составлял 280 Гс/см , то примерно 30-процентное уменьшение интенсивности было видно лишь через $\approx 7\text{--}8 \text{ мкс}$ после начала тока в плазме, на втором полупериоде. Однако при большем градиенте магнитного поля, например, при $h = 570 \text{ Гс/см}$, эффект ослабления лазерного излучения становился гораздо более сильным, достигая $\approx 90\%$, и наблюдался уже на первом полупериоде тока, при $t \simeq 1.5\text{--}4 \text{ мкс}$. Отметим, что максимумы излучения плазмы в линии He II и в континууме (рис. 4б) коррелировали с максимальным ослаблением лазерного излучения, проходившего через слой плазмы (рис. 4а). Весьма существенно, что уменьшение интенсивности лазерного излучения наблюдалось тогда и только тогда, когда использовалась специальная диафрагма, не пропускавшая излучение с углами отклонения относительно оси системы, превышавшими угол φ . В отсутствие такой диафрагмы интенсивность лазерного излучения, проходившего через слой плазмы, не изменялась. Отсюда можно заключить, что

ослабление сигнала, показанное на рис. 4з, было обусловлено преимущественно отклонениями светового пучка от первоначального направления на углы $\delta\psi \geq 1.8 \cdot 10^{-3}$ рад, т. е. рефракцией лазерного излучения на слое плазмы. Согласно (10), такие углы соответствовали градиенту концентрации электронов $\partial N_e / \partial y \geq 1.7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-4}$. Это означает, что при формировании слоя плазмы в условиях высокого начального давления градиент концентрации электронов по крайней мере в 3 раза превышал максимальный градиент, полученный ранее [14, 17].

Как отмечалось выше, наибольшее ослабление лазерного излучения наблюдалось в тех режимах и в те моменты времени, когда в середине плазменного слоя была отчетливо видна область максимальной яркости излучения в линии He II с поперечным размером $2\Delta y \simeq 1.1 \text{ см}$. Полагая, что

$$\frac{\partial N_e}{\partial y} \approx \frac{N_e^{\max}}{\Delta y},$$

можно получить оценку максимальной концентрации электронов: $N_e^{\max} \approx 0.9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что в 5–10 раз превышало максимальные величины N_e , зарегистрированные в условиях меньшего начального давления [12, 14, 17, 18], и превышало начальную концентрацию нейтрального газа, $N_a^0 \simeq 10^{16} \text{ см}^{-3}$, почти на порядок. Подчеркнем, что десятикратное увеличение концентрации электронов по сравнению с начальным значением (см. выше, $N_e^0 \leq N_a^0$) было обнаружено в центральной области слоя, в пределах яркого ядра. В других участках слоя концентрация была, по-видимому, ниже. Заметим, что полученная величина $N_e^{\max}$ носит лишь оценочный характер. В дальнейшем, однако, эту оценку удалось обосновать с помощью специально проведенных спектральных измерений [27]. Таким образом, по характеру изменений во времени интенсивности излучения плазмы в спектральной линии He II 468.6 нм (рис. 4в) и ослабления излучения He-Ne-лазера, проходившего через слой плазмы (рис. 4з), можно заключить, что концентрация электронов в центральной области слоя постепенно увеличивалась и достигала величины $\approx 0.9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Температура плазмы оценивалась, во-первых, по усредненной проводимости и, во-вторых, на основе баланса давлений, т. е. из соотношения $\beta \simeq 1$. Проводимость плазмы, усредненная по пространственной области, в которой был сосредоточен электрический ток, и по временному интервалу равному полупериоду тока, составила $\bar{\sigma} \leq 10^{14} \text{ с}^{-1}$, что при кулоновской проводимости соответствовало $T_e \simeq 4 \text{ эВ}$. Из баланса давлений имеем

$$T_e + T_i / \bar{Z}_i \geq 3 \text{ эВ},$$

т. е. можно считать, что температура электронов во всяком случае не превышала 5 эВ, а $Z_i \simeq 1$, о чем свидетельствовал, в частности, тот факт, что свечение в линии He II практически не выгорало (см. рис. 3б, 4в). При $N_e > 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $T_e \leq 5 \text{ эВ}$ частота кулоновских соударений $\nu_e \geq 2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, а длина свободного пробега электронов и ионов $l_e \simeq l_i \simeq 10^{-3} \text{ см}$, т. е. существенно меньше, чем полутолщина слоя плазмы Δy (см. рис. 3). Время выравнивания электронной и ионной температур в этих условиях весьма мало, $\tau_E \leq 2 \cdot 10^{-8} \text{ с}$, т. е. температуры должны быть практически равными, $T_i \simeq T_e$.

Характерное время, обусловленное теплопроводностью плазмы в отсутствие (или вдоль) магнитного поля можно оценить следующим образом [28]:

$$t_{\kappa_e''} \sim L^2 N_e / \kappa_e'', \quad (11)$$

где κ_e'' — коэффициент теплопроводности:

$$\kappa_e'' \simeq 3.16 \frac{N_e k T_e}{m \nu_e}. \quad (12)$$

В случае кулоновских соударений $\nu_e \sim N_e T_e^{-3/2}$, так что при одновременном увеличении N_e и уменьшении T_e величина $t_{\kappa_e''}$ существенно возрастает:

$$t_{\kappa_e''} \sim L^2 N_e T_e^{-5/2}. \quad (13)$$

Пусть $L \simeq 1$ см, что соответствует толщине (меньшему поперечному размеру) плазменного слоя, а также характерному размеру ядра в середине слоя. Тогда при указанных выше параметрах плазмы $t_{\kappa_e''} \sim 10$ мкс, что превышает, например, длительность полупериода тока плазмы, т. е. температура плазмы могла существенно отличаться в различных участках слоя, разнесенных в пространстве на расстояния большие чем ~ 1 см. Естественно предположить, что этим эффектом обусловлено формирование яркого ядра в центральной области слоя. Из приведенных оценок также очевидно, что потери энергии за счет теплопроводности не могли скомпенсировать ту энергию, которая выделялась в токовом слое путем омической диссипации; по всей вероятности, основным каналом потерь энергии из слоя, сформированного в условиях высокого начального давления, были потери на излучение.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе исследована принципиальная возможность и условия формирования плоских токовых слоев в двумерных магнитных полях с нулевой линией в режиме высокого начального давления газа (гелий, $P_0 = 300$ мТорр). Особенности режима высокого давления состоят в том, что, во-первых, плазма не замагничена в сравнительно широкой пространственной области; во-вторых, более заметную роль играет газодинамическое давление по отношению к электродинамическим силам, которые в прежней постановке экспериментов полностью определяли динамику плазмы; наконец, увеличение начального давления приводит к замедлению процесса формирования слоя.

Из анализа изображений плазмы, полученных в различных спектральных линиях, и из магнитных измерений следует вывод, что формирование токового слоя и эффективное сжатие плазмы в слой может быть реализовано в режиме высокого начального давления при условии, что градиент исходного двумерного магнитного поля с нулевой линией достаточно высок. Установлено, что время формирования слоя порядка характерного альфвеновского времени. Показано, что увеличение градиента магнитного поля приводит к существенному возрастанию интенсивности излучения плазмы, сосредоточенной в слое, т. е. к значительно более эффективному сжатию плазмы. Эти результаты подтверждают представления об универсальном характере формирования токовых слоев в плазме в неоднородных магнитных полях (см. также [29]).

Впервые зарегистрирован эффект рефракции лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 632.8$ нм в результате его прохождения вдоль плоского слоя плотной плазмы. Это позволило определить градиент концентрации электронов в слое: $\partial N_e / \partial y \geq 1.7 \times 10^{17} \text{ см}^{-4}$, а также оценить максимальное значение концентрации: $N_e^{\max} \approx 9 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Максимальная концентрация электронов в середине плазменного слоя превысила начальную концентрацию электронов, а также концентрацию газа примерно на порядок величины, что свидетельствует об эффективности компрессии плазмы в этих условиях.

Значительный интерес представляет обнаруженная особенность плазменного слоя в виде яркого компактного керна, интенсивность излучения которого в линии He II существенно превышала интенсивность излучения из соседних участков слоя.

Увеличение плотности электронов сопровождалось уменьшением температуры плазмы, что привело к значительному уменьшению электронной теплопроводности вдоль поверхности слоя. С уменьшением теплопроводности связано, по-видимому, формирование яркого компактного керна в середине слоя, тогда как основным каналом потерь энергии из токового слоя, сформированного в условиях высокого начального давления, можно считать потери на излучение.

Авторы выражают глубокую благодарность Г. М. Батанову, Н. П. Кирий и Н.-Ж. Künze за плодотворные обсуждения и В. С. Маркову за помощь в проведении эксперимента.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 96-02-18546а) и INTAS (грант № INTAS-96-456).

Литература

1. S. I. Syrovatskii, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **19**, 163 (1981).
2. Э. Прист, *Солнечная магнетогидродинамика*, Мир, Москва (1985).
3. А. А. Галеев, в кн. *Основы физики плазмы*, Энергоатомиздат, Москва (1984), т. 2, с. 331.
4. Б. Б. Кадомцев, УФН **151**, 3 (1987).
5. K. Schindler, M. Hesse, and J. Birn, J. Geophys. Res. **93**, 5547 (1988).
6. D. Biskamp, *Nonlinear Magnetohydrodynamics*, Cambridge Univ. Press (1993).
7. С. И. Сыроватский, ЖЭТФ **60**, 1727 (1971).
8. Е. Паркер, *Космические магнитные поля*, Мир, Москва (1982).
9. E. R. Priest and T. G. Forbes, Solar Phys. **119**, 211 (1989).
10. А. Г. Франк, в сб. *Вопросы физики плазмы и плазменной электроники*, под ред. Л. М. Коврижных, Труды ФИАН **160**, 93, Наука, Москва (1985).
11. R. L. Stenzel and W. Geikelman, Physica D **12**, 133 (1984).
12. С. Ю. Богданов и др., в сб. *Магнитное пересоединение в двумерных и трехмерных конфигурациях*, под ред. Л. М. Коврижных, Труды ИОФАН **51**, 3, Физматгиз, Москва (1996).
13. С. Ю. Богданов, Н. П. Токаревская, А. Г. Франк, А. З. Ходжаев, Физика плазмы **1**, 133 (1975).
14. Г. В. Дрейден, Н. П. Кирий, В. С. Марков и др., Физика плазмы **3**, 45 (1977).
15. А. И. Морозов, А. Г. Франк, Физика плазмы **20**, 982 (1994).
16. С. И. Сыроватский, Астрон. журн. **43**, 340 (1966).
17. С. Ю. Богданов, Г. В. Дрейден, Н. П. Кирий и др., Физика плазмы **18**, 1269 (1992).
18. С. Ю. Богданов, Г. В. Дрейден, Н. П. Кирий и др., Физика плазмы **18**, 1283 (1992).
19. A. G. Frank, S. Yu. Bogdanov et al., Bull. Phys. Amer. Soc. **41**, 1371 (1996).
20. Н. П. Кирий, В. С. Марков, А. Г. Франк, Письма в ЖЭТФ **56**, 82 (1992).
21. В. Б. Бурилина, В. С. Марков, А. Г. Франк, Физика плазмы **21**, 36 (1995).
22. С. Ю. Богданов, Ю. Ф. Бондарь, В. Б. Бурилина и др., ЖТФ **64**, 30 (1994).
23. С. Ю. Богданов, В. С. Марков, А. И. Морозов, А. Г. Франк, Письма в ЖТФ **21**, 5 (1995).
24. С. Ю. Богданов, В. Б. Бурилина, Н. П. Кирий и др., Физика плазмы **24**, 467 (1998).
25. Л. А. Васильев, *Теневые методы*, Наука, Москва (1968), с. 324.
26. Ю. И. Островский и др., *Голографическая интерферометрия*, Наука, Москва (1977), с. 339.
27. Шт. Бюшер, Н. П. Кирий, Х.-Й. Кунце, А. Г. Франк, Физика плазмы **25**(3) (1999).
28. С. И. Брагинский, в сб. *Вопросы теории плазмы*, Госатомиздат, Москва (1963), v. 1, p. 183.
29. A. G. Frank et al., Proc. Int. Conf. on Plasma Physics, Nagoya, Japan 1996 (1997), v. 1, p. 506.