

55. Щербина-Самойлова И С (Ред.) *Итоги науки и техники. Астрономия* Т. 32 (М.: ВИНТИ, 1987)
56. Hoshino M *J. Geophys. Res.* **110** A10215 (2005)
57. Pritchett P L *J. Geophys. Res.* **111** A10212 (2006)
58. Zelenyi L M, Lominadze J G, Taktakishvili A L *J. Geophys. Res.* **95** 3883 (1990)
59. Тактакишвили А Л и др. *Космические исслед.* **36** 282 (1998) [Taktakishvili A L et al. *Cosmic Res.* **36** 265 (1998)]
60. Galeev A A, Kuznetsova M M, Zelenyi L M *Space Sci. Rev.* **44** 1 (1986)
61. Drake J F et al. *Nature* **443** 553 (2006)
62. Зелёный Л М, Милованов А В *УФН* **174** 809 (2004) [Zelenyi L M, Milovanov A V *Phys. Usp.* **47** 749 (2004)]
63. Zelenyi L M et al. *Phys. Lett. A* **372** 6284 (2008)
64. Artemyev A V et al. *Nonlin. Proces. Geophys.* **16** 631 (2009)
65. Zelenyi L M, Taktakishvili A L *Plasma Phys. Control. Fusion* **30** 663 (1988)
66. Пелла Р *Физика плазмы* **9** 204 (1983)

PACS numbers: 52.30.Cv, 52.35.Vd, 96.60.Q–
DOI: 10.3367/UFNr.0180.201009h.0982

Динамика токовых слоёв как основа вспышечных явлений в замагниченной плазме

А.Г. Франк

1. Введение

Сергей Иванович Сыроватский был замечательным физиком, который внёс выдающийся вклад в развитие магнитной гидродинамики, физики космических лучей, астрофизики, физики Солнца. Широко известен классический обзор С.И. Сыроватского по магнитной гидродинамике [1], опубликованный в *УФН* в 1957 г. В конце 1950-х и в 1960-е годы С.И. Сыроватский в тесном сотрудничестве с В.Л. Гинзбургом активно работал над проблемами астрофизики космических лучей. Монография В.Л. Гинзбурга и С.И. Сыроватского *Происхождение космических лучей* [2], опубликованная в 1963 г., выдержала несколько изданий в нашей стране и за рубежом и в настоящее время продолжает активно цитироваться.

В начале 1960-х годов внимание Сергея Ивановича привлекли процессы, происходящие на Солнце, в особенности генерация значительного количества ускоренных частиц во время солнечных вспышек. К этому периоду на основе наблюдательных данных были сформулированы представления о том, что резервуаром колоссальной энергии, которая высвобождается во время вспышек на Солнце, является энергия магнитного поля, связанная с электрическими токами в солнечной короне. В связи с этим С.И. Сыроватский в пионерской работе 1966 г. "Динамическая диссипация магнитного поля и ускорение частиц" [3] рассмотрел общую нестационарную задачу о течениях сжимаемой плазмы в неоднородном двумерном магнитном поле с нулевой линией. В результате был получен фундаментальный вывод о том, что течения высокопроводящей плазмы в таком поле приводят к значительной концентрации магнитной энергии и

развитию токового слоя, разделяющего магнитные поля противоположных направлений [3, 4]. Высвобождение магнитной энергии, сосредоточенной в окрестности токового слоя, возможно в случае быстрого разрушения слоя, что приводит к генерации сильных электрических полей, ускоряющих заряженные частицы. Согласно концепции С.И. Сыроватского, кумуляция магнитной энергии и образование токового слоя соответствуют предвспышечной ситуации. Собственно вспышка происходит при разрушении слоя, когда благодаря процессам магнитного пересоединения накопленная энергия преобразуется в тепловую и кинетическую энергию плазмы, потоки высокоэнергичных частиц и излучений различных диапазонов электромагнитного спектра.

Таким образом, С.И. Сыроватский выдвинул идею о том, что во время вспышек реализуется "кумулятивный" механизм ускорения, когда ускоряются все частицы, независимо от их свойств, в некоторой выделенной сравнительно малой области плазмы, т.е. ускорение является пространственно неоднородным. Кумулятивный механизм существенно отличается от статистических механизмов ускорения, для которых характерно ускорение небольшой части частиц, отличающихся от остальных частиц какими-либо параметрами, например начальной энергией, массой или зарядом. При этом С.И. Сыроватский подчёркивал, что "процесс быстрой диссипации магнитного поля, который сопровождается появлением частиц большой энергии", носит весьма общий характер и может проявляться не только в солнечных вспышках, но во многих динамических явлениях в космической и лабораторной плазме [3].

Первые эксперименты по изучению динамики плазмы в двумерных (2D) магнитных полях с нулевыми линиями были поставлены в начале 70-х годов XX в. в США, Японии и в СССР, в лаборатории ускорителей Физического института им. П.Н. Лебедева (ФИАН). Несмотря на то что эти исследования развивались независимо, во многих отношениях они были довольно близки между собой и, как выяснилось впоследствии, все эксперименты были инициированы теоретическими работами С.И. Сыроватского 1966–1971 гг.

Одно из основных научных направлений лаборатории ускорителей ФИАН в этот период состояло в разработке физических принципов новых плазменных методов ускорения заряженных частиц, и поэтому идеи С.И. Сыроватского вызвали особенный интерес. В результате, по инициативе С.И. Сыроватского и заведующего лабораторией М.С. Рабиновича было решено создать сравнительно небольшую экспериментальную установку и исследовать возможности кумулятивного ускорения. Трудно описать энтузиазм, с которым Сергей Иванович практически ежедневно участвовал в обсуждениях основных принципов, параметров и конструкции установки. Отметим, что экспериментальные подходы, которые были предложены на начальном этапе исследований, выдержали проверку временем и легли в основу создания всех последующих установок семейства "токовый слой" (ТС).

2. Возможна ли кумуляция магнитной энергии в лабораторных условиях?

Эксперименты, поставленные в ФИАНе, были ориентированы на исследования в возможно более широком диапазоне начальных условий, и с этой целью в уста-

А.Г. Франк. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, РФ. E-mail: annfrank@fpl.gpi.ru

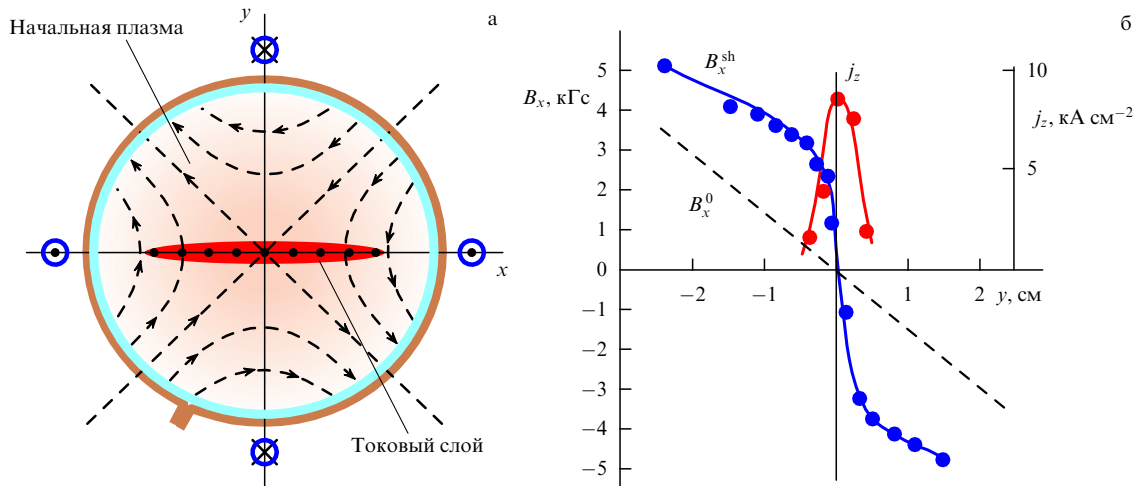


Рис. 1. (а) Поперечное сечение установки "Токовый слой" (ФИАН). 2D-магнитное поле с силовыми линиями в плоскости (x, y) (показаны пунктирными линиями) и с нулевой линией на оси z возбуждается с помощью системы четырёх прямых проводников, параллельных оси вакуумной камеры. Начальная плазма в магнитном поле создаётся при пробое нейтрального газа тета-разрядом. Возбуждение в плазме электрического тока, направленного вдоль оси z , приводит к формированию токового слоя. (б) Усиление магнитного поля и концентрация магнитной энергии в окрестности нулевой линии в результате формирования токового слоя. B_x^{sh} — тангенциальная к поверхности слоя компонента магнитного поля, B_x^0 — та же компонента до образования токового слоя, j_z — плотность тока в слое; показаны распределения этих величин в направлении нормали к поверхности слоя, т.е. вдоль оси y [6].

новке ТС использовались три отдельные независимые электротехнические системы [5]. Во-первых, это система создания 2D-магнитного поля с нулевой линией на оси z , силовыми линиями, лежащими в плоскости (x, y) , и радиальным градиентом поля h :

$$\mathbf{V} = \{B_x; B_y; B_z\} = \{-hy; -hx; 0\}, \quad (1)$$

во-вторых, система создания начальной плазмы в магнитном поле и, наконец, система возбуждения электрического тока J_z параллельно нулевой линии (рис. 1а).

Предполагалось, что двумерные течения плазмы, возникающие при возбуждении тока, приведут к концентрации магнитной энергии в окрестности нулевой линии и формированию токового слоя. Однако первые эксперименты, проведённые в ФИАНе, дали отрицательный результат: концентрацию магнитной энергии осуществить не удалось. Возбуждение тока в плазме приводило к резкому уменьшению проводимости из-за развития плазменных неустойчивостей, так что условие "вмороженности" магнитного поля в вещество не выполнялось.

Для характеристики степени вмороженности обычно используется безразмерный параметр — магнитное число Рейнольдса Re_m . Если

$$Re_m = \frac{4\pi\sigma Lv}{c^2} \gg 1, \quad (2)$$

то магнитное поле переносится течениями плазмы, т.е. оно вморожено в вещество. Здесь σ — проводимость плазмы, L и v — соответственно характерный размер плазмы и её характерная скорость. Условие (2) с большим запасом выполняется практически для любых астрофизических объектов, главным образом, благодаря их гигантским пространственным масштабам L , тогда как в лабораторных экспериментах для выполнения неравенства (2) необходимо создание плазмы с достаточно высокой проводимостью σ . Принципиальным шагом в решении этой проблемы явилась идея

увеличения проводимости плазмы за счёт существенного увеличения начальной концентрации электронов. Это позволило повысить проводимость до величины $\sigma \approx 2 \times 10^{14} \text{ с}^{-1}$ и обеспечило вмороженность магнитного поля в плазму в течение интервалов времени порядка нескольких микросекунд [6].

В результате впервые был получен нейтральный токовый слой, разделяющий противоположно направленные магнитные поля, и реализовано значительное (в несколько десятков раз) увеличение концентрации магнитной энергии вблизи поверхности слоя (рис. 1б) [6]. Исследован процесс формирования токового слоя в 2D-магнитном поле с нулевой линией, начиная от линейной стадии распространения магнитозвуковой волны и заканчивая нелинейной стадией кумуляции магнитной энергии. Определена детальная структура магнитного поля протекающего в плазме тока и показано, что ток приобретает именно форму слоя [7]. Эти результаты явились дополнительным аргументом для разрешения известной дилеммы — токовый слой С.И. Сыроватского [8] или течение Петчека [9] — в пользу токового слоя [10].

Важным этапом экспериментальных исследований явилась "визуализация" плазмы, сжатой в плоский слой, т.е. получение на основе метода голографической интерферометрии наглядных 2D-распределений концентрации электронов (рис. 2) [11]. Обнаружено, что в процессе развития токового слоя происходит быстрое эффективное сжатие плазмы, так что концентрация электронов в слое в 10–15 раз превышает как начальную концентрацию, так и концентрацию вне слоя. Температуры электронов и ионов в слое также существенно превышают температуры вне слоя. Другими словами, токовый слой — это выделенная пространственная область, где сосредоточена плотная нагретая плазма, давление которой уравновешивается магнитным давлением вне слоя, и характерный плазменный параметр $\beta \approx 1$. Здесь

$$\beta = \frac{8\pi N_e(T_e + T_i/Z_i)}{(B_x^{\text{sh}})^2}, \quad (3)$$

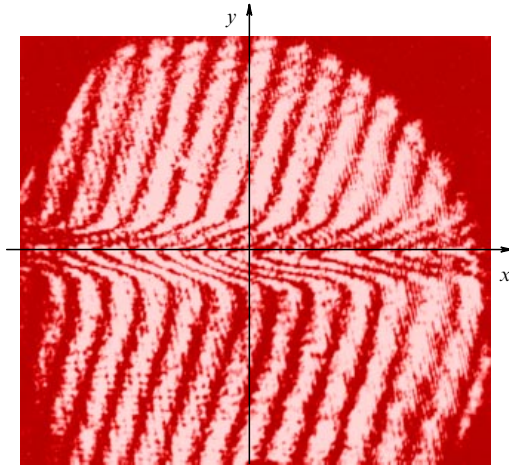


Рис. 2. Полученная методом двухэкспозиционной голографической интерферометрии интерферограмма плазмы токового слоя, характеризующая двумерное распределение концентрации электронов $N_e(x, y)$ [11].

N_e , T_e , T_i и Z_i — концентрация электронов, температуры электронов и ионов, средний заряд иона в средней плоскости слоя соответственно, B_x^{sh} — тангенциальная компонента магнитного поля у поверхности слоя.

Неожиданный, но исключительно важный результат состоял в обнаружении высокой стабильности токового слоя [11, 12], который существует без каких-либо изменений структуры магнитного поля и распределения концентрации плазмы в течение продолжительных интервалов времени, значительно превышающих характерные времена развития разрывной неустойчивости, или тиринг-неустойчивости (от англ. tearing — разрыв) [13]. Этот результат, указывающий на возможность постепенного увеличения магнитной энергии в окрестности токового слоя в течение продолжительных интервалов времени, является чрезвычайно существенным для астрофизических приложений [14].

Таким образом, в экспериментах 1970–1980-х годов по изучению динамики плазмы в 2D-магнитных полях с нулевой линией были реализованы процессы накопления и трансформации энергии, которые характерны для предвспышечной ситуации, а именно: значительная концентрация магнитной энергии благодаря формированию метастабильного токового слоя, нагрев плазмы в слое, генерация плазменных потоков.

3. Переход к трёхмерным магнитным конфигурациям

В природе, как и в установках с лабораторной плазмой (например, в токамаках), магнитные конфигурации являются, как правило, трёхмерными (3D), т.е. содержат все три компоненты магнитного поля. При этом 3D-конфигурации являются не только наиболее распространёнными в реальных условиях, но и более общими, чем 2D-магнитные поля с нулевой линией и высокой степенью симметрии. В связи с этим возникает естественный вопрос: возможна ли концентрация магнитной энергии в плазме в каких-либо 3D-магнитных конфигурациях?

Проблема обобщения для 3D-магнитных конфигураций тех результатов, которые были получены в 2D-полях с нулевыми линиями, активно обсуждалась в литературе. На основе анализа магнитогидродинамических (МГД)

уравнений, описывающих динамику плазмы в окрестности особых линий X-типа трёхмерного магнитного поля [15], С.И. Сыроватский обосновал возможность формирования токовых слоёв в 3D-конфигурациях, представляющих собой комбинацию 2D-магнитного поля с нулевой линией (1) и сравнительно однородного продольного поля B_z :

$$\mathbf{B} = \{B_x; B_y; B_z\} = \{-hy; -hx; B_z\}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial z} \ll h. \quad (5)$$

При выполнении условия (5) продольная компонента может играть роль, которая аналогична роли газокинетического давления плазмы. Эти идеи С.И. Сыроватского нашли подтверждение в последующих экспериментах.

В этот же период в ряде теоретических работ [16–19] рассматривались течения плазмы в пространственно неоднородных 3D-магнитных полях с изолированными нулевыми точками. На основе автономных решений уравнений МГД можно было сделать вывод, что для формирования токового слоя в 3D-магнитной конфигурации необходимо присутствие такой области, в которой магнитное поле обращается в нуль.

Экспериментальное изучение динамики плазмы и трансформации энергии в 3D-магнитных конфигурациях были начаты в различных лабораториях мира в 1990-е годы, в том числе в отделе физики плазмы Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН, на установке нового поколения ТС-3D (рис. 3). Одна из основных целей исследований состояла в выявлении структурных особенностей 3D-магнитных полей, которые необходимы для кумуляции энергии в плазме.

Трёхмерные магнитные конфигурации с топологическими особенностями, такими как нулевые точки или особые линии, создаются в установке ТС-3D на основе суперпозиции двух магнитных полей с различными типами симметрии, трансляционной и аксиальной [20]. Магнитное поле с трансляционной симметрией — это 2D-поле (1) с нулевой линией на оси z . В качестве аксиально-симметричных магнитных полей с осью z вдоль нулевой линии использовались три типа полей: однородные магнитные поля B_z , удовлетворяющие условию (5); 3D-неоднородные магнитные поля с одной или несколькими нулевыми точками; 3D-неоднородные магнитные поля без нулевых точек. Напряжённости каждого из двух полей, а также структура аксиального магнитного поля могут изменяться независимо друг от друга,

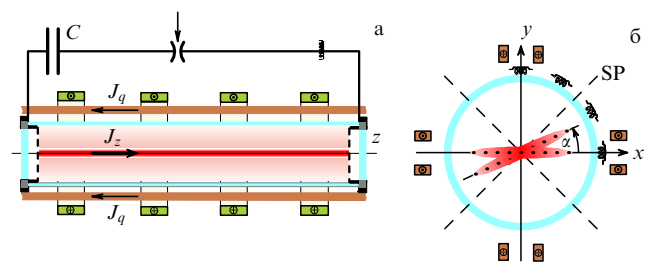


Рис. 3. Схема экспериментальной установки ТС-3D: (а) вид сбоку, (б) поперечное сечение [22]. Штриховыми линиями на рис. б показана ориентация сепаратрисных плоскостей (SP) 2D-магнитного поля с нулевой линией.

что обеспечивает как разнообразие исходных конфигураций, так и плавный переход от одной конфигурации к другой.

В 3D-магнитной конфигурации создаётся плазма, а затем возбуждается электрический ток J_z вдоль нулевой линии магнитного 2D-поля, совмещённой с осью симметрии аксиально-симметричного поля. Энергия, которая используется в установке ТС-3D для формирования магнитных конфигураций, составляет $W \approx 400$ кДж, плотность начальной плазмы варьируется в пределах $\approx 10^{16} - 10^{14}$ см $^{-3}$, магнитные поля достигают значения ≈ 10 кГс, а ток плазмы $J_z \approx 100$ кА.

4. Токовые слои в трёхмерных магнитных конфигурациях с нулевыми точками

Первые эксперименты были проведены в 3D-магнитных конфигурациях с изолированными нулевыми точками, когда в качестве аксиально-симметричного поля в установке ТС-3D использовалось магнитное поле "антипробкотрона":

$$\mathbf{V}^A = \{h_A x; h_A y; -2h_A z\}. \quad (6)$$

Здесь нулевая точка антипробкотрона помещена в начало координат, h_A — радиальный градиент магнитного поля в окрестности нулевой точки.

Если 2D-магнитное поле с нулевой линией на оси z представить в виде

$$\mathbf{V}^q = \{hx; -hy; 0\}, \quad (7)$$

где h — радиальный градиент 2D-поля (7), то легко видеть, что суперпозиция полей (6) и (7) формирует новое 3D-магнитное поле \mathbf{V}^Σ с нулевой точкой. В окрестности нулевой точки структура магнитного поля зависит от соотношения градиентов h_A и h [20]:

$$\mathbf{V}^\Sigma = \mathbf{V}^q + \mathbf{V}^A = \{(h + h_A)x; (-h + h_A)y; -2h_A z\} = h\{(1 + \gamma)x; (-1 + \gamma)y; -2\gamma z\}, \quad (8)$$

$$\gamma = \frac{h_A}{h}. \quad (9)$$

Оказалось, что в 3D-магнитной конфигурации в окрестности нулевой точки действительно образуется токовый слой, плоскость которого повёрнута на некоторый угол α относительно положения слоя в 2D-магнитном поле [21]. Угол α возрастает с увеличением h_A и с уменьшением h , т.е. зависит от параметра γ (9), изменяясь при увеличении $|\gamma|$ в пределах $0 \leq |\alpha| \leq \pi/4$ (рис. 4, точки 1, 2) [21]. Таким образом, формирование токовых слоёв действительно может происходить в 3D-магнитных полях с нулевыми точками, причём в широком диапазоне таких конфигураций.

Как выяснилось, токовый слой образуется не только вблизи нулевой точки, но и вдали от неё, в областях с достаточно сильной продольной компонентой магнитного поля B_z , а также в неоднородных магнитных полях, которые вообще не содержат нулевых точек. В каждом сечении ($z = \text{const}$) угловая ориентация слоя определяется локальным значением параметра $\gamma(z) = h_A(z)/h$ (см. рис. 4, точки 3–5) [21]. Изменение углового положения слоя в зависимости от значения $\gamma(z)$ приводит к тому, что в неоднородном 3D-магнитном поле токовый слой принимает форму изогнутой поверхности [22].

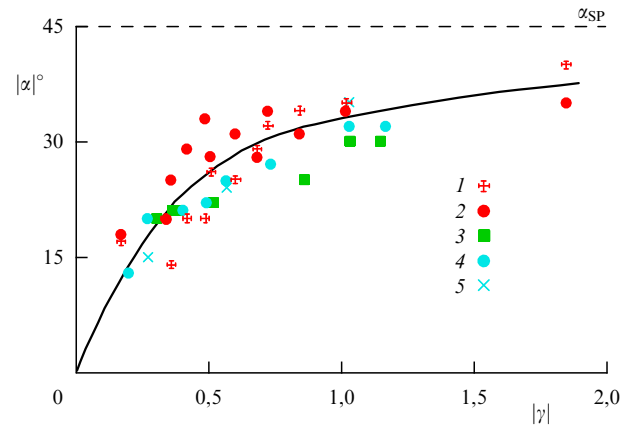


Рис. 4. Угловая ориентация токового слоя $|\alpha|$ в плоскости (x, y) в зависимости от параметра $|\gamma|$ в 3D-неоднородных магнитных полях. Данные 1, 5 получены на основе регистрации изображений излучающей плазмы, данные 2–4 — на основе магнитных измерений. 1, 2 — положение слоя вблизи нулевой точки магнитного поля; 3–5 — вдали от нулевой точки и в магнитном поле без нулевых точек [21].

На основе полученных данных удалось установить, что кардинальное условие, необходимое для развития токового слоя, — это наличие в 3D-магнитной конфигурации особой линии X-типа с поперечной структурой типа "седло" [22]. Заметим, что 3D-магнитное поле с нулевой точкой также содержит X-линию.

Это позволило в дальнейшем без нарушения общности исследовать эволюцию токовых слоёв в 3D-полях (4) с однородной продольной компонентой $B_z \approx \text{const}$, направленной вдоль X-линии [23]. Такое поле можно рассматривать как элемент более сложной 3D-магнитной конфигурации, компоненты которой изменяются в пространстве.

5. Токовые слои в трёхмерных магнитных конфигурациях с X-линией

Однако при переходе от 2D-конфигурации (1) к 3D-конфигурации (4) возникает вопрос о том, в какой мере продольная компонента B_z оказывает влияние, прежде всего, на возможность развития токового слоя, а также на его параметры. Эксперименты, проведённые в 3D-магнитных полях (4) при различных комбинациях продольной и поперечной компонент, позволили установить, что для формирования слоя необходимо, чтобы градиент поперечного поля превышал некоторую критическую величину, $h > h^{\text{cr}}$ [23]. При этом напряжённость B_z -компоненты может превосходить напряжённость поперечного поля в пределах всей области, занятой плазмой [24].

Детальные исследования структуры и пространственно-временных характеристик магнитных полей токовых слоёв, развивающихся в 3D-конфигурациях (4), показали, что распределение тока в плазме приобретает типичную форму слоя, а магнитные структуры слоёв, сформированных в 3D- и 2D-конфигурациях, весьма близки друг другу [25]. Эффективное сжатие плазмы и увеличение её плотности в слое в 5–10 раз, по сравнению с начальной плотностью, также может происходить при развитии токового слоя в 3D-магнитном поле в присутствии продольной компоненты B_z , как и в случае 2D-поля [26].

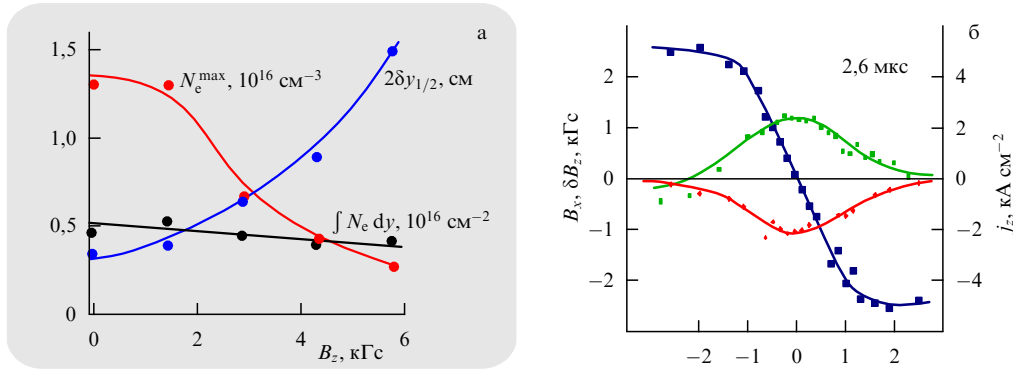


Рис. 5. (а) Зависимости от напряжённости продольной компоненты магнитного поля B_z максимальной концентрации электронов в слое N_e^{\max} , толщины слоя $2\delta y_{1/2}$ (по уровню $0,5N_e^{\max}$) и количества электронов, приходящихся на 1 см ширины слоя [26]. (б) Распределения по толщине слоя (вдоль оси y) тангенциальной к слою компоненты магнитного поля B_x , плотности тока j_z и захваченного в слой продольного магнитного поля δB_z [27].

Вместе с тем был обнаружен эффект уменьшения степени сжатия плазмы и тока в слой по мере увеличения B_z -компоненты магнитного поля [25, 26]. Этот эффект проявляется, во-первых, в уменьшении максимальных значений плотности тока и плазмы и, во-вторых, в увеличении толщины слоя, т.е. его меньшего поперечного размера [25, 26]. Уменьшение сжатия приводит, в частности, к резкому падению градиента плотности плазмы в направлении, перпендикулярном поверхности слоя, тогда как полное число электронов, приходящихся на единицу (1 см) ширины слоя, практически не изменяется (рис. 5а) [26]. Другими словами, при увеличении B_z -компоненты в магнитной конфигурации (4) происходит постепенный переход к динамике несжимаемой плазмы.

Эти результаты позволили предположить, что уменьшение сжатия плазмы в слой обусловлено усилением B_z -компоненты магнитного поля в пределах слоя по сравнению с её величиной вне слоя [26]. Действительно, постепенное увеличение продольной компоненты в процессе развития токового слоя было обнаружено на основе магнитных измерений [27]. Превышение продольным магнитным полем в сформированном слое начального уровня поля достигало величины $\delta B_z \geq 1,2$ кГс (рис. 5б), и, что существенно, направление захваченного в слой поля δB_z всегда соответствовало направлению B_z -компоненты в исходной магнитной конфигурации (4).

Усиленное продольное поле в токовом слое может существовать только за счёт возбуждения в плазме электрических токов в плоскости (x, y) . При этом суммарный ток, поддерживавший поле δB_z , достигал значения $J_x \approx 57$ кА, т.е. по порядку величины был близок к значению основного тока $J_z \approx 70$ кА, который инициировал формирование токового слоя. В результате при развитии слоя в 3D-магнитной конфигурации структура токов также приобретает 3D-характер.

Токовый слой, который формируется в 3D-магнитной конфигурации (4), представляет собой, подобно слою, развивающемуся в 2D-поле, выделенную область, в которой сосредоточена плотная нагретая плазма. Концентрация и температура электронов, температура ионов и эффективный заряд плазмы имеют максимальные значения в средней плоскости слоя и со временем увеличиваются [28]. При этом, однако, возрастание про-

дольного поля в слое на величину δB_z приводит к изменению условия поперечного равновесия слоя:

$$N_e \left(T_e + \frac{T_i}{Z_i} \right) + \frac{(\delta B_z)^2}{8\pi} \approx \frac{(B_x^{\text{sh}})^2}{8\pi}, \quad (10)$$

$$\beta < 1.$$

Отсюда видно, что магнитное давление поперечного поля B_x^{sh} , которое приводит к сжатию плазмы и тока в слой, уравнивается суммой газокINETического давления плазмы $N_e(T_e + T_i/Z_i)$ и магнитного давления, создаваемого полем δB_z [28]. Подчеркнём, что аналогия между магнитным давлением продольного поля и давлением плазмы была обоснована С.И. Сыроватским в работе [15].

Таким образом, в 3D-неоднородных магнитных полях с X-линией, обладающих различной структурой, возможно формирование протяжённых токовых слоёв, в окрестности которых концентрируется значительный запас магнитной энергии. В течение продолжительных интервалов времени токовый слой может существовать без изменений структуры и параметров, т.е. находиться в метастабильном состоянии.

6. Двухжидкостные эффекты в плазме токовых слоёв

При изучении токовых слоёв, развивающихся в 3D-магнитных конфигурациях с X-линией в присутствии продольной компоненты магнитного поля B_z , было обнаружено развитие деформированных, т.е. изогнутых и асимметричных плазменных слоёв [29]. Наиболее ярко асимметрия проявлялась при увеличении массы ионов плазмы, в которой происходило формирование слоя. Это явление было интерпретировано как свидетельство проявления двухжидкостных свойств плазмы токового слоя, а именно генерации в слое токов Холла, которые при наличии B_z -компоненты приводят к дополнительным динамическим эффектам, вызывающим деформацию слоя [29]. При изменении направления B_z -компоненты наблюдалось изменение ориентации слоя, что подтвердило предложенную гипотезу.

Анализ плазменных параметров показал, что деформация слоя и, следовательно, генерация токов Холла происходят в условиях, когда направленная скорость переноса тока электронов u_e в несколько раз превы-

шает характерную альвеновскую скорость v_A ,

$$u_c \gg v_A. \quad (11)$$

Очевидно, что условие (11) может выполняться не только в 3D-магнитных конфигурациях (4), содержащих B_z -компоненту, но и в 2D-магнитных полях с нулевой линией (1), когда $B_z = 0$, а плазменные слои являются плоскими и симметричными. Естественно предположить, что и в симметричных токовых слоях могут возбуждаться токи Холла, которые обусловлены движением электронов относительно инерционных и малоподвижных ионов. При этом слой остаётся симметричным, поскольку в отсутствие B_z -компоненты не возникает сил, приводящих к деформации слоя.

Непосредственные измерения позволили обнаружить генерацию продольной компоненты B_z магнитного поля в токовых слоях, формирующихся в 2D-магнитных конфигурациях. Подчеркнём, что B_z -компонента отсутствовала как в исходном 2D-поле, так и в магнитном поле, создаваемом основным током в слое J_z [30]. Возникающая в токовом слое продольная B_z -компонента имеет характерную структуру квадрупольного магнитного поля, и её появление представляет собой прямое доказательство возбуждения токов Холла в токовых слоях.

Впервые была определена структура токов Холла и показано, что в поперечном сечении токового слоя, т.е. в плоскости (x, y) , токи Холла образуют четыре замкнутых токовых контура, которые и создают продольное поле B_z квадрупольного типа (рис. 6) [30]. Суммарное значение токов Холла вдоль всей длины токового слоя достигает величины $J_H \approx 130\text{--}150$ кА. При этом токи Холла существуют в слое в течение ограниченного времени, которое возрастает с увеличением массы ионов. Ускорение ионов вдоль поверхности токового слоя, от середины к боковым краям, приводит к затуханию токов Холла. Таким образом, в результате возбуждения токов Холла структура магнитных полей и токов в слое, сформированном в 2D-магнитном поле, значительно усложняется и приобретает 3D-характер.

В настоящее время влияние двухжидкостных эффектов на процессы магнитного пересоединения в токовых слоях привлекает к себе пристальное внимание, в том числе при анализе процессов, происходящих в магнитосфере Земли.

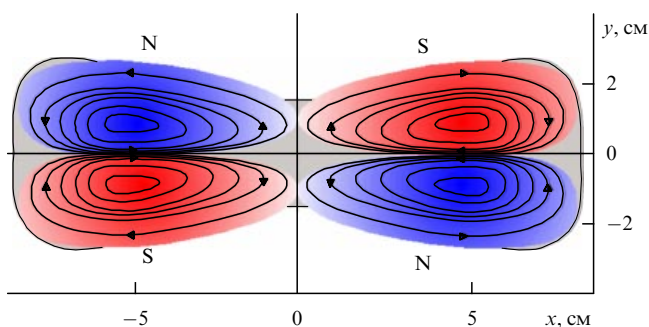


Рис. 6. Структура токов Холла в поперечном сечении токового слоя. В плоскости (x, y) токи Холла формируют четыре замкнутых токовых контура, которые создают в токовом слое продольное поле B_z квадрупольного типа [30]. В двух диагональных квадрантах поперечного сечения слоя B_z -компонента направлена вверх, на наблюдателя (N), в двух других диагональных квадрантах — от наблюдателя вниз (S).

7. Разрушение токового слоя и вспышечные процессы в плазме

Длительная стадия устойчивого существования токового слоя, которая обеспечивала накопление значительного запаса магнитной энергии, оказалась серьёзным осложнением при попытках осуществить в лабораторных условиях разрыв слоя, высвобождение накопленной энергии и тем самым реализовать собственно вспышечный процесс в плазме. В связи с этим С.И. Сыроватский предположил, что разрушению токового слоя препятствует окружающая слой сравнительно редкая внешняя плазма, которая может "залечивать" начинающийся разрыв слоя [31]. На основе этой концепции, а также используя экспериментальные данные, относящиеся к динамике периферийной плазмы [32], удалось найти такие условия формирования токовых слоёв, при которых спонтанно возникала и развивалась импульсная фаза магнитного пересоединения, приводившая к катастрофическому разрушению слоя [12]. Типичные черты импульсной фазы — это резкое изменение топологии магнитного поля, перераспределение тока в слое, возбуждение сверхальвеновских волн, генерация плазменных потоков [33, 34].

Быстрая перестройка магнитной структуры токового слоя приводит к возбуждению индукционных электрических полей и ускорению заряженных частиц. Действительно, генерация ускоренных электронов с энергиями, превышавшими 10 кэВ, всегда коррелировала во времени с импульсной фазой магнитного пересоединения, т.е. с разрушением токового слоя [35]. При этом наиболее энергичные частицы возникали на начальной стадии разрушения слоя, что указывает на качественную аналогию с особенностями ускорения частиц во время солнечных вспышек.

Таким образом, во время импульсной фазы магнитного пересоединения в токовых слоях, развивающихся в лабораторных условиях, наблюдаются основные нестационарные процессы, которые характерны для вспышечных явлений в плазме: быстрое разрушение слоя и высвобождение предварительно накопленной магнитной энергии; интенсивный нагрев и выбросы плазмы за пределы слоя; ускорение заряженных частиц [36, 37]. В последнее время были получены предварительные результаты, демонстрирующие возможность быстрого разрушения токовых слоёв, сформированных в 3D-магнитных конфигурациях.

Вопрос о физических механизмах, которые вызывают прекращение продолжительной метастабильной стадии эволюции токового слоя, инициируют быстрое разрушение слоя и приводят к явлениям вспышечного типа, до сих пор не имеет однозначного ответа. С одной стороны, во время импульсной фазы магнитного пересоединения наблюдаются уменьшение проводимости плазмы [38] и увеличение напряжённости аномальных электрических полей [39], что свидетельствует о проявлении турбулентных процессов в плазме токовых слоёв. Однако имеются основания полагать, что плазменная турбулентность не инициирует импульсную фазу пересоединения, а, напротив, является её следствием.

Как было обнаружено, непосредственно перед началом импульсной фазы магнитного пересоединения наблюдается необычайно быстрое возрастание температур электронов и ионов в относительно небольшой области внутри токового слоя [40–42]. На основе сово-

купности экспериментальных данных можно сделать вывод о том, что импульсный нагрев плазмы в "горячих точках" токового слоя является, по-видимому, наиболее вероятной причиной, вызывающей нарушение поперечного равновесия слоя, его разрушение и в конечном итоге высвобождение накопленной магнитной энергии [42]. Подчеркнём, что определяющая роль тепловых процессов, приводящих к разрушению токового слоя, аналогична роли "теплового триггера" солнечных вспышек, который рассматривался С.И. Сыроватским [43].

8. Заключение

Таким образом, результаты экспериментальных исследований позволяют утверждать, что вспышечные явления в плазме могут быть реализованы на основе эволюции и динамики токовых слоёв, как это предсказывалось С.И. Сыроватским. Концентрация магнитной энергии в плазме происходит в окрестности метастабильного токового слоя, при его формировании как в двумерных, так и в трёхмерных неоднородных магнитных полях с особыми линиями X-типа. Быстрое разрушение токового слоя приводит к высвобождению накопленной магнитной энергии, которая трансформируется в тепловую энергию плазмы, энергию сверхтепловых направленных потоков плазмы и ускоренных частиц. Наиболее вероятной причиной прекращения метастабильной стадии эволюции слоя и начала импульсной фазы магнитного пересоединения являются, по-видимому, тепловые процессы, связанные с импульсным локальным нагревом плазмы.

В настоящее время целенаправленные экспериментальные исследования динамики токовых слоёв и магнитного пересоединения в плазме, начатые в 1970-е годы под влиянием идей С.И. Сыроватского, активно развиваются в целом ряде лабораторий, в различных странах (подробнее см. [44] и цитируемую там литературу).

Список литературы

1. Сыроватский С И *УФН* **62** 247 (1957)
2. Гинзбург В Л, Сыроватский С И *Происхождение космических лучей* (М.: Изд-во АН СССР, 1963) [Ginzburg V L, Syrovatskii S I *The Origin of Cosmic Rays* (Oxford: Pergamon Press, 1964)]
3. Сыроватский С И *Астрон. журн.* **43** 340 (1966) [Syrovatskii S I *Sov. Astron.* **10** 270 (1966)]
4. Сыроватский С И *ЖЭТФ* **50** 1133 (1966) [Syrovatskii S I *Sov. Phys. JETP* **23** 755 (1966)]
5. Сыроватский С И, Франк А Г, Ходжаев А З *ЖТФ* **43** 912 (1973) [Syrovatskii S I, Frank A G, Khodzhaev A Z *Sov. Phys. Tech. Phys.* **18** 580 (1973)]
6. Сыроватский С И, Франк А Г, Ходжаев А З *Письма в ЖЭТФ* **15** 138 (1972) [Syrovatskii S I, Frank A G, Khodzhaev A Z *JETP Lett.* **15** 94 (1972)]
7. Франк А Г, в сб. *Нейтральные токовые слои в плазме* (Труды ФИАН, Т. 74, Под ред. Н Г Басова) (М.: Наука, 1974) с. 108 [Frank A G, in *Neutral Current Sheets in Plasmas* (Proc. (Trudy) of the P N Lebedev Phys. Inst., Vol. 74, Ed. N G Basov) (New York: Consultant Bureau, 1976) p. 107]
8. Сыроватский С И *ЖЭТФ* **60** 1727 (1971) [Syrovatskii S I *Sov. Phys. JETP* **33** 933 (1971)]
9. Petchek H E, in *The Physics Solar Flares, Proc. of the AAS-NASA Symp., 28-30 October, 1963, Greenbelt, MD* (Ed. W N Hees) (Washington, DC: NASA, 1964) p. 425
10. Сыроватский С И, в сб. *Нейтральные токовые слои в плазме* (Труды ФИАН, Т. 74, Под ред. Н Г Басова) (М.: Наука, 1974) с. 3 [Syrovatskii S I, in *Neutral Current Sheets in Plasmas* (Proc. (Trudy) of the P N Lebedev Phys. Inst., Vol. 74, Ed. N G Basov) (New York: Consultant Bureau, 1976) p. 3]
11. Дрейден Г В и др. *Физика плазмы* **3** 45 (1977) [Dreiden G V et al. *Sov. J. Plasma Phys.* **3** 26 (1977)]
12. Кирий Н П и др. *Физика плазмы* **3** 538 (1977) [Kirii N P et al. *Sov. J. Plasma Phys.* **3** 303 (1977)]
13. Furth H P, Killeen J, Rosenbluth M N *Phys. Fluids* **6** 459 (1963)
14. Сыроватский С И *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **43** 695 (1979)
15. Syrovatskii S I *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **19** 163 (1981)
16. Rosenau P *Phys. Fluids* **22** 849 (1979)
17. Буланов С В, Ольшанецкий М А *Физика плазмы* **11** 727 (1985) [Bulanov S V, Olshaneckii M A *Sov. J. Plasma Phys.* **11** 425 (1985)]
18. Lau Y-T, Finn J M *Astrophys. J.* **350** 672 (1990)
19. Greene J M *Phys. Fluids B* **5** 2355 (1993)
20. Буланов С В, Франк А Г *Физика плазмы* **18** 1535 (1992) [Bulanov S V, Frank A G *Sov. J. Plasma Phys.* **18** 795 (1992)]
21. Богданов С Ю и др. *Письма в ЖЭТФ* **59** 510 (1994) [Bogdanov S Yu et al. *JETP Lett.* **59** 537 (1994)]
22. Frank A G *Plasma Phys. Control. Fusion* **41** (3A) A687 (1999)
23. Богданов С Ю и др. *Письма в ЖЭТФ* **71** 78 (2000) [Bogdanov S Yu et al. *JETP Lett.* **71** 53 (2000)]
24. Frank A G, Bogdanov S Yu *Earth Planets Space* **53** 531 (2001)
25. Богданов С Ю и др. *Физика плазмы* **33** 483 (2007) [Bogdanov S Yu et al. *Plasma Phys. Rep.* **33** 435 (2007)]
26. Frank A G et al. *Phys. Plasmas* **12** 052316 (2005)
27. Frank A, Bugrov S, Markov V *Phys. Lett. A* **373** 1460 (2009)
28. Воронов Г С и др. *Физика плазмы* **34** 1080 (2008) [Voronov G S et al. *Plasma Phys. Rep.* **34** 999 (2008)]
29. Frank A G et al. *Phys. Lett. A* **348** 318 (2006)
30. Frank A G, Bugrov S G, Markov V S *Phys. Plasmas* **15** 092102 (2008)
31. Сыроватский С И *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **39** 359 (1975) [Syrovatskii S I *Bull. Acad. Sci. USSR Phys. Ser.* **39** (2) 96 (1975)]
32. Богданов С Ю и др. *Физика плазмы* **1** 133 (1975) [Bogdanov S Yu et al. *Sov. J. Plasma Phys.* **1** 71 (1975)]
33. Богданов С Ю, Марков В С, Франк А Г *Письма в ЖЭТФ* **35** 232 (1982) [Bogdanov S Yu, Markov V S, Frank A G *JETP Lett.* **35** 290 (1982)]
34. Bogdanov S Yu et al. *Phys. Scripta* **30** 282 (1984)
35. Богданов С Ю, Марков В С, Франк А Г *Письма в ЖЭТФ* **51** 563 (1990) [Bogdanov S Yu, Markov V S, Frank A G *JETP Lett.* **51** 638 (1990)]
36. Сыроватский С И *Вестник АН СССР* (10) 33 (1977)
37. Сыроватский С И *Природа* (2) 143 (1978)
38. Франк А Г, в сб. *Вопросы физики плазмы и плазменной электроники* (Труды ФИАН, Т. 160, Под ред. Л М Коврижных) (М.: Наука, 1985) с. 93 [Frank A G, in *Plasma Physics and Plasma Electronics* (Proc. (Trudy) of the P N Lebedev Phys. Inst., Vol. 160, Ed. L M Kovrizhnykh) (Commack, N.Y.: Nova Science Publ., 1989) p. 131]
39. Frank A G et al. *Contrib. Plasma Phys.* **36** 667 (1996)
40. Кирий Н П, Марков В С, Франк А Г *Письма в ЖЭТФ* **48** 419 (1988) [Kirii N P, Markov V S, Frank A G *JETP Lett.* **48** 459 (1988)]
41. Бейгман И Л и др. *Журн. прикл. спектроскопии* **54** 1021 (1991)
42. Кирий Н П, Марков В С, Франк А Г *Письма в ЖЭТФ* **56** 82 (1992) [Kirii N P, Markov V S, Frank A G *JETP Lett.* **56** 82 (1992)]
43. Сыроватский С И *Письма в Астрон. журн.* **2** 35 (1976) [Syrovatskii S I *Sov. Astron. Lett.* **2** 13 (1976)]
44. Yamada M, Kurlrud R, Ji H *Rev. Mod. Phys.* **82** 603 (2010)

PACS numbers: **07.87.+v**, **52.35.Vd**, **96.60.-j**
DOI: 10.3367/UFNr.0180.201009i.0988

Космические исследования Солнца

В.Д. Кузнецов

1. Введение

Говоря об исследованиях Солнца, мы имеем в виду, прежде всего, Солнце как астрофизический объект, ближайшую к нам звезду, интерес к которой опреде-

В.Д. Кузнецов. Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Троицк, Московская обл., РФ. E-mail: kvd@izmiran.ru