

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

К 85-летию со дня рождения С.И. Сыроватского

*Научная сессия Отделения физических наук
Российской академии наук, 26 мая 2010 г.*

PACS number: 01.10.Fv

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201009f.0973

26 мая 2010 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (РАН) состоялась научная сессия Отделения физических наук РАН, посвящённая 85-летию со дня рождения Сергея Ивановича Сыроватского.

Объявленная на web-сайте ОФН РАН www.grad.ac.ru повестка заседания содержала следующие доклады:

1. **Зелёный Л.М.** (Институт космических исследований РАН, Москва). *Тонкие токовые слои и пересоединение в хвосте магнитосферы.*

2. **Франк А.Г.** (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва). *Динамика токовых слоёв как основа вспышечных явлений в замагниченной плазме.*

3. **Кузнецов В.Д.** (Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Троицк, Московская обл.). *Космические исследования Солнца.*

4. **Сомов Б.В.** (Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва). *Мощные ударные волны и экстремальные состояния плазмы.*

5. **Зыбин К.П.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Структурные функции развитой турбулентности.*

6. **Птускин В.С.** (Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Троицк, Московская обл.). *Происхождение космических лучей.*

Статьи, написанные на основе докладов 1–4 и 6, публикуются ниже.



Сергей Иванович Сыроватский
(02.03.1925 – 26.09.1979)

PACS numbers: 52.30.Cv, 52.35.Py, 52.35.Vd
DOI: 10.3367/UFNr.0180.201009g.0973

Метастабильность токовых слоёв

Л.М. Зелёный, А.В. Артемьев, Х.В. Малова,
А.А. Петрукович, Р. Накамура

1. Введение

Токовый слой (ТС) является универсальной плазменной структурой. Формирование токовых слоёв наблюдается

Л.М. Зелёный, А.А. Петрукович. Институт космических исследований РАН, Москва, РФ. E-mail: lzelenyi@iki.rssi.ru
А.В. Артемьев, Х.В. Малова. Институт космических исследований РАН, Москва, РФ,
Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, РФ
Р. Накамура (R. Nakamura). Space Research Institute of Austrian Academy of Sciences, Graz, Austria

в многочисленных лабораторных экспериментах [1, т. 1, гл. 9], [2, с. 108], в короне Солнца [2, с. 3], [3] и в астрофизических объектах (магнитосферы звёзд, галактические джеты и др.) [4, 5]. Они существуют в хвосте земной магнитосферы [1, т. 2, гл. 4] и на её границе — магнитопаузе [6]. Присутствие ТС связано с процессами аккумуляции энергии магнитного поля. В связи с этим наибольший интерес представляет объяснение механизмов, обеспечивающих накопление магнитной энергии в ТС без её немедленного высвобождения. Среди явлений, связанных с высвобождением запасённой магнитной энергии, в первую очередь стоит отметить солнечные вспышки. Именно при исследовании высвобождения энергии магнитного поля за счёт превращения её в тепловую энергию и энергию направленного движения частиц во время солнечных вспышек была предложена идея магнитного пересоединения [7].

ТС разделяет две области с противоположно направленными силовыми линиями магнитного поля и, как следствие, пересоединение этих линий связано с их разрывом и филаментацией токового слоя. Однако первые модели магнитного пересоединения пытались описать не токовые слои и их динамическое развитие, а некоторую стационарную область диссипации магнитного поля (см. [8] и обзор [9]). Эти модели основывались на серьёзных допущениях о наличии равновесия между втекающими в область диссипации потоками плазмы и потоками ускоренных частиц, покидающими её. Как показали более строгие расчёты, корректно определить граничные условия, требующиеся для построения такого стационарного решения в рамках магнитной гидродинамики (МГД), обычно не удаётся [10], и в реальных задачах пересоединение с необходимостью становится нестационарным [11].

Более общую картину динамического формирования ТС рассмотрел в своих работах С.И. Сыроватский [2, 12]. При решении задачи о магнитогидродинамических течениях плазмы в окрестности особой точки магнитного поля ему удалось построить сценарий формирования ТС и последующего магнитного пересоединения. Наличие конечного времени существования слоя привело к *концепции метастабильности*. Токовый слой в рамках данной концепции относительно длительное время аккумулирует магнитную энергию и только затем высвобождает её в процессе импульсного магнитного пересоединения. Этот подход позволил объяснить чередование длительных периодов наблюдений "спокойных" токовых слоёв с последующим взрывным высвобождением запасённой в них энергии [2, 13], что не удаётся получить в моделях стационарного пересоединения.

Модели ТС в солнечной короне и процессы их разрыва связаны с механизмом диссипации магнитной энергии за счёт кулоновских столкновений частиц плазмы. Однако аналогичные токовые структуры наблюдаются и в бесстолкновительной плазме земной магнитосферы, и в течениях солнечного ветра. Так, в 1965 г. Н. Несс доказал существование магнитного шлейфа Земли с противоположно направленными силовыми линиями в северной и южной областях и разделяющего их токового слоя [14]. Плотность частиц в таком ТС порядка 1 см^{-3} , что исключает столкновительные механизмы диссипации. Основным механизмом, обеспечивающим диссипацию в бесстолкновительной плазме, является кинетический эффект резонансного взаимодей-

ствия частиц плазмы с развивающейся в токовом слое неустойчивой модой колебаний (обратное затухание Ландау). В качестве модели ТС часто берётся одномерная кинетическая модель Харриса [15] и её более поздние обобщения для случая двумерной геометрии системы [16, 17]. Разрыв такого ТС связан с развитием разрывной (*tearing*) неустойчивости, предложенной в 1966 г. в качестве основного кандидата на роль механизма, ответственного за инициализацию магнитного пересоединения в ТС магнитосферного хвоста [18]. Осознавая важность кинетических эффектов для понимания устойчивости предельно тонких бесстолкновительных ТС, С.И. Сыроватский совместно с С.В. Булановым разработали модель развития разрывной моды неустойчивости в ТС с нулевой толщиной [2, с. 88].

Процесс трансформации энергии магнитного поля в энергию частиц плазмы в бесстолкновительной плазме также носит главным образом кинетический характер. Так, одним из основных механизмов увеличения энергии частиц является процесс их ускорения электрическим полем вблизи областей пересоединения. Современная теория данного процесса опирается на пионерские работы школы С.И. Сыроватского [19–21], в которых рассматривалось приближение стационарного электрического поля, и на работы А.А. Галеева [22, 23], использовавшего приближение импульсного электрического поля.

Концепция метастабильности возникла в теории устойчивости бесстолкновительных ТС хвоста магнитосферы Земли благодаря работам, в которых авторы учли нормальную компоненту магнитного поля B_z [24, 25]. Эта компонента, имеющая ненулевое значение в центре ТС, замagnetничивает электроны и как бы придаёт "жесткость" силовым линиям ("материализует" их), препятствуя развитию разрывной неустойчивости, и "затягивает", таким образом, момент филаментации ТС. Теория разрывной моды в земной магнитосфере [26–29], построенная в 1970–1980-х годах, основывалась на модели Харриса, что стало наиболее слабым её положением и впоследствии привело к отказу (как мы покажем ниже, напрасному) от её использования как механизма инициализации магнитосферных суббурь (явлений, напрямую связанных с пересоединением силовых линий магнитного поля). В 1990-х годах рядом авторов было доказано, что ТС Харриса в присутствии нормальной компоненты магнитного поля является абсолютно устойчивым к разрывной моде [30, 31]. Этот результат способствовал созданию альтернативных сценариев развития суббури, основанных не на разрыве силовых линий в хвосте земной магнитосферы, а на разрушении токовых структур во внутренней магнитосфере [32].

Однако увеличивающийся объём экспериментальных данных по-прежнему указывал на магнитное пересоединение как на наиболее вероятный механизм трансформации энергии магнитного поля в энергию потоков частиц в земной магнитосфере [33–35]. Более того, на основе данных, полученных спутниковой миссией "Themis", специально запущенной для поиска места инициализации суббури, было показано, что пересоединение силовых линий происходит в области с тонким токовым слоем в районе 16 земных радиусов на ночной стороне магнитосферы [36]. Таким образом, возникло явное противоречие между наблюдательными данными и теоретическими предсказаниями абсолютной устойчиво-

сти ТС. В настоящей статье обсуждаются пути преодоления такого непонимания одного из важнейших явлений в космической физике.

2. Современные спутниковые данные и теоретические модели

Предположения С.И. Сыроватского об определяющей роли тонких токовых слоёв (ТТС) в процессе аккумуляции и высвобождения энергии магнитного поля нашли полное подтверждение в современных спутниковых данных. Благодаря измерениям магнитного поля двумя спутниками миссии ISEE (International Sun-Earth Explorer) [37], было найдено, что в фазе зарождения суббури может образовываться ТТС, имеющий сложную внутреннюю структуру. Особенностью такого ТС явилось разделение амплитуд магнитного поля ТТС B_0 и магнитного поля на границе плазменного слоя B_{ext} . Таким образом, ТТС с малыми пространственными масштабами профиля плотности тока оказывается вложенным в гораздо более крупномасштабный плазменный слой (плазма, формирующая этот слой, является фоном для ТТС). Именно такую модель С.И. Сыроватский рассматривал в своих работах, называя фоновую плазму плазменной "шубой" [2].

Наиболее точную информацию о токовых слоях земной магнитосферы дал спутниковый проект "Cluster", состоящий из четырёх аппаратов [38–40]. Основываясь на одновременных измерениях магнитного поля $\mathbf{B}$ в четырёх точках пространства, можно определить плотность тока $\mathbf{j} = (c/4\pi) \text{rot } \mathbf{B}$ и, таким образом, в явном виде восстановить конфигурацию токового слоя. Было установлено, что абсолютное большинство токовых слоёв в хвосте земной магнитосферы являются вложенными структурами [38] и они не могут быть описаны с помощью модели Харриса [40].

Вложенность масштабов в структуре ТС подразумевает, что небольшая часть частиц (10–20 % от общей плотности) создаёт ток в ТТС, поддерживая поле $\sim B_0$. Оставшиеся 80–90 % создают поле $B_{\text{ext}} - B_0$. При этом типичное отношение $B_0/B_{\text{ext}} \sim 0,4$ [41]. Схематично такой ТТС представлен на рис. 1. Характерные пространственные масштабы ТТС оказываются порядка 1000 км, и при $B_{\text{ext}} \approx 30\text{--}40$ нТл плотность тока уже становится достаточно велика для того, чтобы исключить возможность образования ТТС за счёт диамагнитного дрейфа частиц плазмы. С другой стороны, известно, что в ТТС могут присутствовать ионы на так называемых пролётных (или "спайсеровских") траекториях [42, 43], которые переносят ток за счёт разомкнутости их орбит, и их потоковые скорости вдоль направления тока сопо-

ставимы с тепловыми скоростями. Благодаря тому что нормальная компонента магнитного поля в ТТС мала ($B_z \ll B_0$), уравнения движения ионов становятся интегрируемыми и можно ввести квазиadiaбатический инвариант движения $I_z = \oint v_z dz$, сохраняющийся вдоль траекторий пролётных частиц [43]. Основываясь на сохранении I_z и полной энергии H_0 , удаётся построить самосогласованную одномерную модель ТТС [44, 45].

Величина нормальной компоненты магнитного поля B_z в хвосте земной магнитосферы оказывается слишком малой, для того чтобы замагнитить движение ионов, но в то же время она является достаточно большой, для того чтобы движение электронов можно было считать замагниченным и рассматривать их траектории в рамках дрейфового приближения. Суммируя токи ионов на пролётных траекториях и дрейфовые токи электронов, можно построить модель двухкомпонентного ТТС [46].

Чтобы привести основные уравнения одномерной модели ТТС, воспользуемся системой координат, показанной на рис. 1: ток течёт вдоль оси y , магнитное поле ТТС, направленное по оси x , меняет знак в плоскости $z = 0$; единственная пространственная переменная, от которой зависят все параметры системы, — это z -координата. Функция распределения ионов на границе системы в данной модели может быть задана в виде смещённого максвелловского распределения

$$f \sim \exp \left(-\frac{v_{\perp}^2 + (v_{\parallel} - v_D)^2}{v_T^2} \right),$$

и основным параметром задачи будет отношение тепловой и потоковой скоростей ионов $\varepsilon = v_T/v_D$. В центральной области ТТС функцию распределения можно выразить через интегралы движения:

$$f \sim \exp \left[-\frac{\omega_0 I_z}{mv_T^2} - \left(\sqrt{\frac{2H_0}{mv_T^2} - \frac{\omega_0 I_z}{mv_T^2}} - \varepsilon^{-1} \right)^2 \right],$$

и тогда с помощью уравнения Лиувилля ($df/dt = 0$) ток ионов $j_i = q_i \int v_y f d^3v$ можно определить в каждой точке пространства. Здесь m и q_i — масса и заряд ионов соответственно, ω_0 — гирочастота ионов на границе ТТС. Квазиadiaбатический инвариант I_z при этом является нелокальной функцией магнитного поля B_x :

$$I_z \sim m \oint \sqrt{v_y^2 + v_z^2 - \left(v_y - \frac{q_i}{mc} \int_{z'}^z B_x(z'') dz'' \right)^2} dz'.$$

Пределы интегрирования по z' определяются точками, в которых подынтегральное выражение равно нулю (см. [45, 46]).

Ток замагниченных электронов может быть записан следующим образом:

$$j_e = q_e n_e c \frac{[\mathbf{E} \times \mathbf{B}]}{B^2} + \frac{c}{B^2} [\mathbf{B} \times \nabla_{\perp} p_{e\perp}] + c(p_{e\parallel} - p_{e\perp}) \frac{[\mathbf{B} \times (\nabla \mathbf{B}) \mathbf{B}]}{B^4}.$$

Здесь q_e и n_e — заряд и концентрация электронов, $p_{e\parallel}$ и $p_{e\perp}$ — параллельная и перпендикулярная компоненты давления электронов соответственно, $B = \sqrt{B_z^2 + B_x^2}$. Поскольку крупномасштабное электрическое поле через слой E_y может быть устранено переходом в движущуюся систему координат (так называемую систему де Хоффмана – Теллера), в уравнениях учитывается единственная

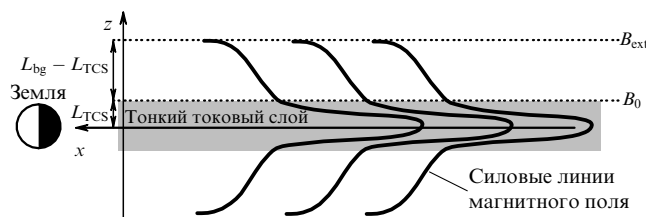


Рис. 1. Схематичное изображение ТТС. На рисунке указаны толщина ТТС L_{TCS} и толщина фонового слоя L_{bg} , в который вложен ТТС. Показаны также значения полей B_0 и B_{ext} по отношению к геометрии силовых линий.

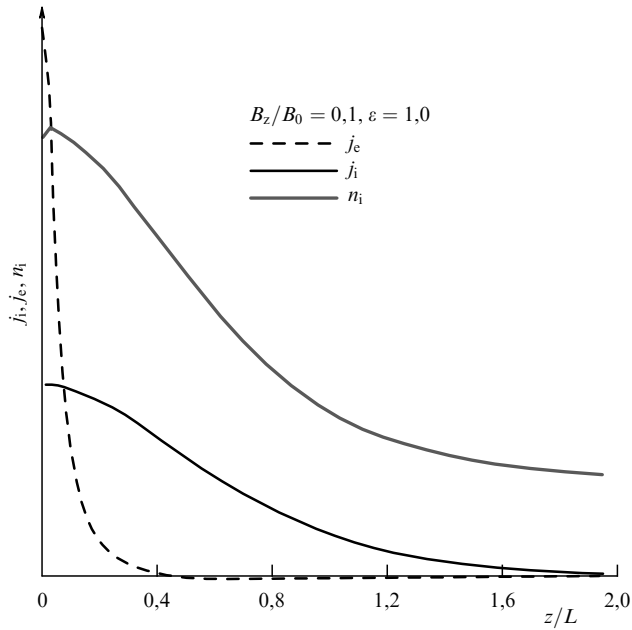


Рис. 2. Профили плотности ионного и электронного токов и профиль плотности плазмы для модели ТТС.

ненулевая компонента электрического поля $E_z = -d\phi/dz$. Для поиска скалярного потенциала ϕ используется уравнение квазинейтральности $q_i n_i + q_e n_e = 0$. Таким образом, модель ТТС сводится к уравнению типа Грэда – Шафранова

$$\frac{dB_x}{dz} = \frac{4\pi}{c} [j_e(B_x, z) + j_i(B_x, z)],$$

а величина B_z является свободным параметром. Полученная модель ТТС обладает тройной вложенной структурой. Так, профиль плотности тока электронов с резким максимумом в центре вложен в более широкий профиль плотности ионного тока. Вся эта структура, в свою очередь, вложена в плазменный слой (плотность плазмы не обращается в нуль на границе ТТС) (рис. 2). Центральный максимум плотности электронного тока обусловлен дрейфом кривизны $\sim (p_{e\parallel} - p_{e\perp})/R_{\text{curv}}$, где радиус кривизны R_{curv} пропорционален отношению $(B_z/B_0)^2 \ll 1$.

Проведённое сопоставление модели ТТС со слоями, наблюдаемыми в хвосте земной магнитосферы, показало, что используемая модель с пролётными частицами позволяет описать экспериментальные данные с гораздо более высокой точностью, чем модель Харриса [41]. На рисунке 3 представлен пример сравнения про-

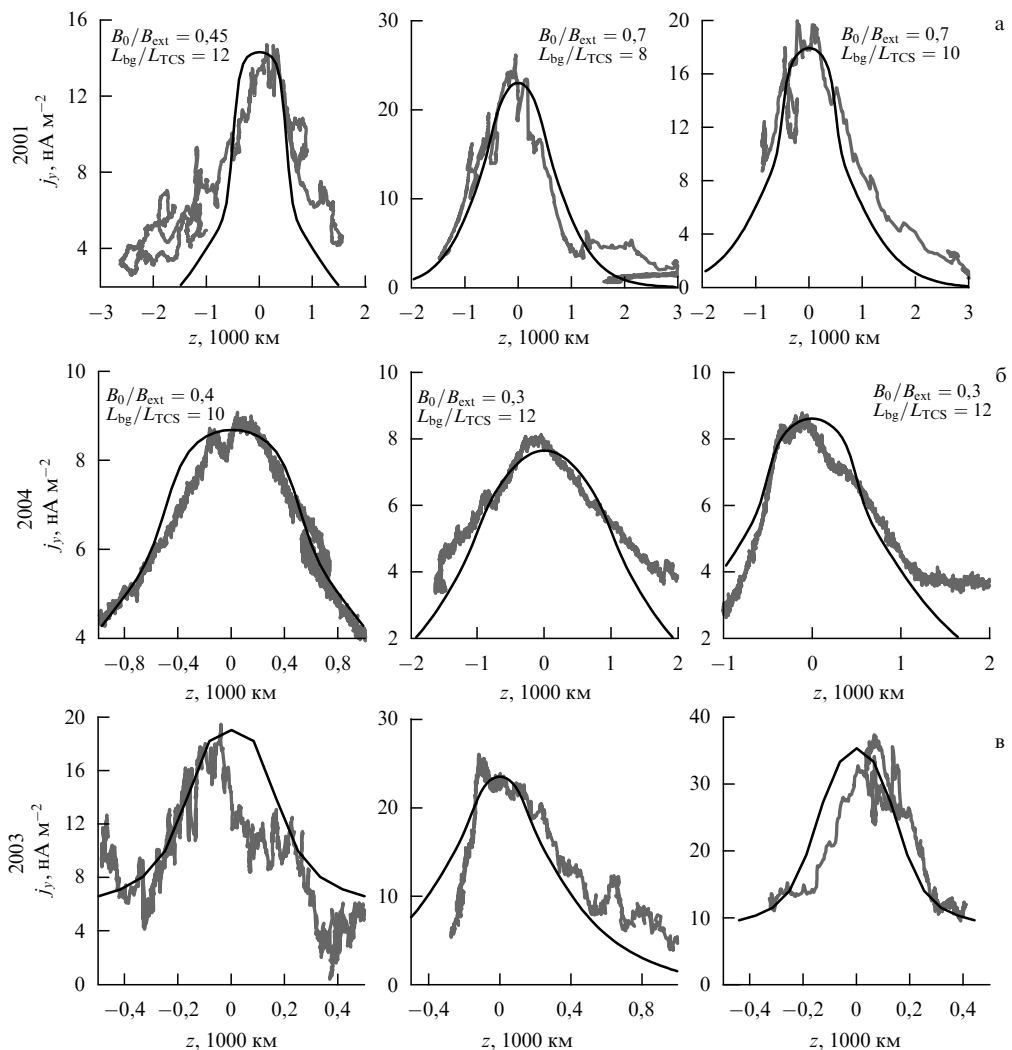


Рис. 3. Профили плотности тока экспериментальных токовых слоёв (светлые кривые) и модели ТТС (тёмные кривые).

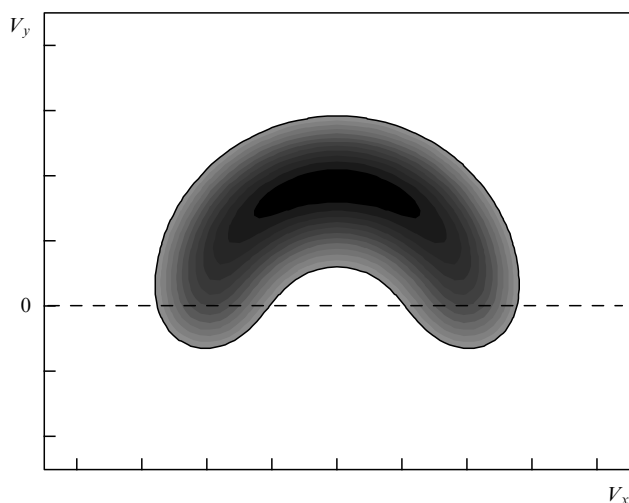


Рис. 4. Функция распределения пролётных частиц ТТС.

филей плотности тока, полученных прямыми измерениями магнитного поля на спутниках системы "Cluster", с профилями плотности тока, рассчитанными в модели ТТС. Обратимся сначала к рис. 3а и б. Из представленных там данных видно, что как для наблюдаемых ТТС, так и в модели слой имеет вложенную структуру с $B_0 < B_{ext}$. Эта особенность структуры ТС проявляется в двух различных эффектах. Во-первых, плотность тока в представленных ТТС на измеряемых масштабах от 1000 до 2000 км спадает более чем на порядок, до величины $\sim 1-3 \text{ нА м}^{-2}$. В результате оставшаяся величина магнитного поля $B_{ext} - B_0$ поддерживается относительно слабым фоновым током и, как следствие, толщина этого фонового слоя L_{bg} существенно превышает толщину ТТС L_{TCS} . Соответствующие кривым плотности тока значения отношения L_{bg}/L_{TCS} приведены на рис. 3а, б. Таким образом, создание локально сильного тока в ТС (возникновение ТТС) связано не с общим сужением всего ТС, а скорее с появлением внутри широкого ТС узкого интенсивного ТТС.

Вторым эффектом является возникновение тонкого электронного тока внутри ионного ТТС. Измерение таких структур спутниковыми системами может проводиться лишь при очень небольшом расстоянии ($\approx 300 \text{ км}$) между космическими аппаратами (миссия "Cluster" рабо-

тала в таком режиме в 2003 г. [39]). Сопоставление измеренных таким образом профилей плотности тока с результатами, полученными в модели ТТС, проведено на рис. 3в. Из графиков видно, что электронный ток модели ТТС неплохо описывает измеренные профили толщиной $\geq 200 \text{ км}$. Таким образом, двойная вложенность структуры ТС, полученная в модели [46], подтверждается экспериментальными данными. Очевидно, что для такой двойной конфигурации критерии устойчивости должны быть совершенно иными, чем для модели Харриса.

Здесь также можно отметить, что наблюдения очень тонких токовых слоёв, в которых ток электронов существенно превышает ток ионов, хорошо согласуются с результатами лабораторного моделирования группы А.Г. Франк [1, т. 1, гл. 9], [2, с. 108], инициированного в своё время С.И. Сыроватским.

Более детальное сопоставление модели ТТС и экспериментальных данных можно провести, если рассмотреть функции распределения протонов, переносящих ток в системе. Так, в модели ТТС ток переносят частицы на пролётных траекториях с характерной "серповидной" функцией распределения (см. [47, 48]). Пример такой функции распределения, полученный с помощью модели ТТС [46], представлен на рис. 4. Получить аналогичную информацию по экспериментальным данным непросто из-за наличия фоновой популяции плазмы. Однако, благодаря тому что плотность (и функция распределения) фоновой плазмы не изменяется при пересечении ТТС (на масштабах $\sim 1000 \text{ км}$), можно воспользоваться следующим методом: из распределения протонов в центре ТТС можно вычесть распределение на его границе. Получаемая положительная разность будет представлять собой распределение протонов, переносящих ток в ТТС (рис. 5). Сопоставление модельного и наблюдаемых распределений указывает на их хорошее качественное согласие (см. рис. 4 и 5).

Таким образом, возможное решение проблемы устойчивости токового слоя хвоста земной магнитосферы лежит на пути использования модели ТТС, более адекватно описывающей наблюдаемые данные, чем модель Харриса.

3. Разрывная неустойчивость

Полное исследование разрывной неустойчивости основывается на использовании вариационного метода: для

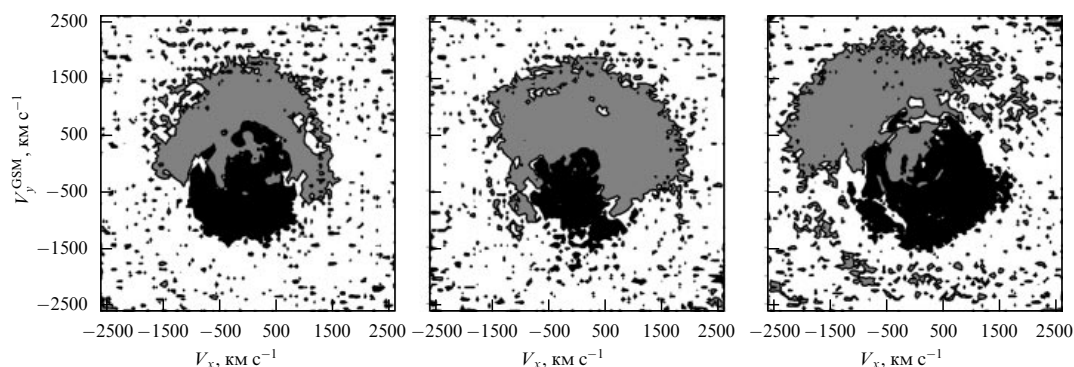


Рис. 5. Функции распределения протонов в центральной области ТТС для трёх наблюдений. Серым цветом отмечена присутствующая в центре ТС популяция частиц, переносящая основной ток. (Индекс GSM — от англ. Geocentric Solar Magnetospheric Coordinates — Геоцентрическая солнечно-магнитосферная система координат.)

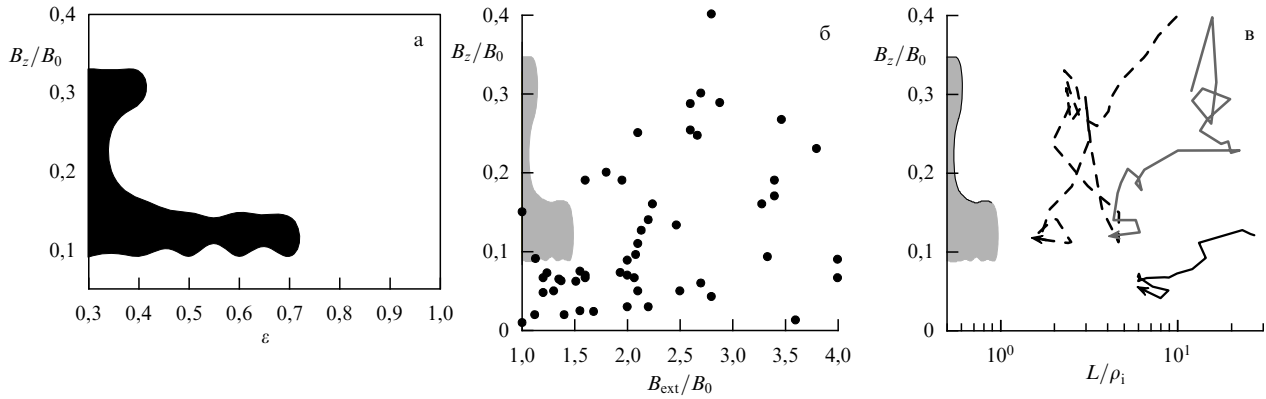


Рис. 6. (а) Параметрическая карта: тёмным цветом выделена область параметров, в которой $W_2 < 0$. (б) Карта областей неустойчивости с нанесёнными на неё положениями экспериментальных наблюдений ТТС. (в) Параметрическая карта неустойчивости с нанесёнными на неё траекториями эволюции ТС на подготовительной фазе суббури.

получения уравнения для возмущённого векторного потенциала $A_{1y} \sim \exp(ikx - i\omega t)$ функционал энергии системы W_2 рассматривается во втором порядке теории возмущений [49]. Функционал W_2 содержит три основные компоненты: энергию возмущения магнитного поля в системе W_B , энергию притяжения токовых филаментов W_{free} и стабилизирующий вклад W_e , связанный с присутствием в системе поля B_z . Слагаемое W_{free} представляет собой "свободную энергию" системы, так как именно благодаря данному вкладу в ТС может в принципе развиваться разрывная неустойчивость. Слагаемое W_e формируется благодаря нескольким эффектам. Во-первых, электроны оказываются замагниченными полем B_z , и в ходе развития неустойчивости происходит возмущение их концентрации $n_{1e} \sim B_{1z}/B_z$. Во-вторых, вслед за электронами, для того чтобы поддерживать квазинейтральность в плазме, движутся ионы, на перемещение которых тоже расходуется значительная часть "свободной энергии" системы [26].

В-третьих, сохранение в системе канонического импульса $P_y = mv_y + qA_y/c \sim qB_z x/c$ налагает дополнительные ограничения на разрывную неустойчивость.

Для модели ТТС [46] слагаемые, формирующие функционал W_2 , имеют следующий вид [51]:

$$W_B = \int \frac{(\nabla A_{1y})^2}{8\pi} d^3r,$$

$$W_{\text{free}} = -\frac{1}{2c} \int \frac{\partial j_0}{\partial A_{0y}} A_{1y}^2 d^3r,$$

$$W_e = \int \left(\frac{q_i n_{0i}^2}{\partial n_{0i} / \partial \phi_0} \frac{k^2}{B_z^2} \right) A_{1y}^2 d^3r + W_H.$$

Здесь индексами 0 отмечены макропараметры ТС в невозмущённом состоянии (j_0 — ток, n_{0i} — плотность ионов, A_{0y} — единственная компонента векторного потенциала, ϕ_0 — скалярный потенциал). Слагаемое W_H связано с эффектом зависимости P_y от B_z в исходной системе и соответствующими дополнительными условиями на возмущение (см. [49, 50]). Единственная компонента возмущённого векторного потенциала — A_{1y} . Фактически W_2 представляет собой разницу энергий возмущённой и исходной систем. По этой причине, если существует такая функция A_{1y} , что $W_2 < 0$, системе энергетически выгодно развитие разрывной неустойчи-

вости и система ТС окажется микроскопически неустойчивой.

Для того чтобы проверить данное условие, необходимо решить уравнение $\delta W_2 / \delta A_{1y} = 0$, определяющее A_{1y} для минимально возможного значения W_2 . Решение этого уравнения для ТТС приведено в работе [50], здесь же мы рассмотрим окончательный результат — параметрическую область неустойчивости, показанную на рис. 6а. Как видно из рисунка, неустойчивыми оказываются тонкие и вытянутые токовые слои с малыми значениями параметра ϵ и $B_z/B_0 \sim 0,1-0,2$. Таким образом, ТТС с вложенной структурой не только является более близким по характеристикам к экспериментальным данным, но и позволяет решить проблему разрыва силовых линий и инициализации суббури благодаря большому запасу "свободной" энергии. При этом предсказания теории устойчивости также удаётся сопоставить с экспериментальными данными.

В первую очередь нас будет интересовать, обладают ли наблюдаемые ТТС теми свойствами, благодаря которым теоретическая модель ТТС оказывается неустойчивой к разрывной моде. Так, одной из основных причин неустойчивости ТТС является большой запас "свободной энергии", что, в первую очередь, выражается во вложенной структуре исследуемой конфигурации. Существенная разница между пространственными масштабами профиля плотности плазмы и пространственными масштабами профиля плотности тока позволяет величине $\partial j_0 / \partial A_{0y}$ приобрести достаточно большое значение, для того чтобы вариация энергии W_2 стала отрицательной.

Рассматриваемый эффект можно оценить следующим образом. Построим простую эмпирическую модель ТС с вложенной структурой, удобную для сопоставления с экспериментальными данными, и оценим величину её свободной энергии. Зафиксируем амплитуду внешнего магнитного поля B_{ext} (значение поля в области, где плазменное давление обращается в нуль) и амплитуду плотности тока j_{max} . Тогда для слагаемого, соответствующего "свободной энергии" ТТС, можно записать следующее выражение:

$$W_{\text{free}} = -\frac{1}{2c} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial j_0}{\partial A_{0y}} A_{1y}^2 dz = -\frac{j_{\text{max}}}{c B_{\text{ext}}} \int_0^1 \frac{\partial j}{\partial b} \frac{1}{b} A_{1y}^2 db.$$

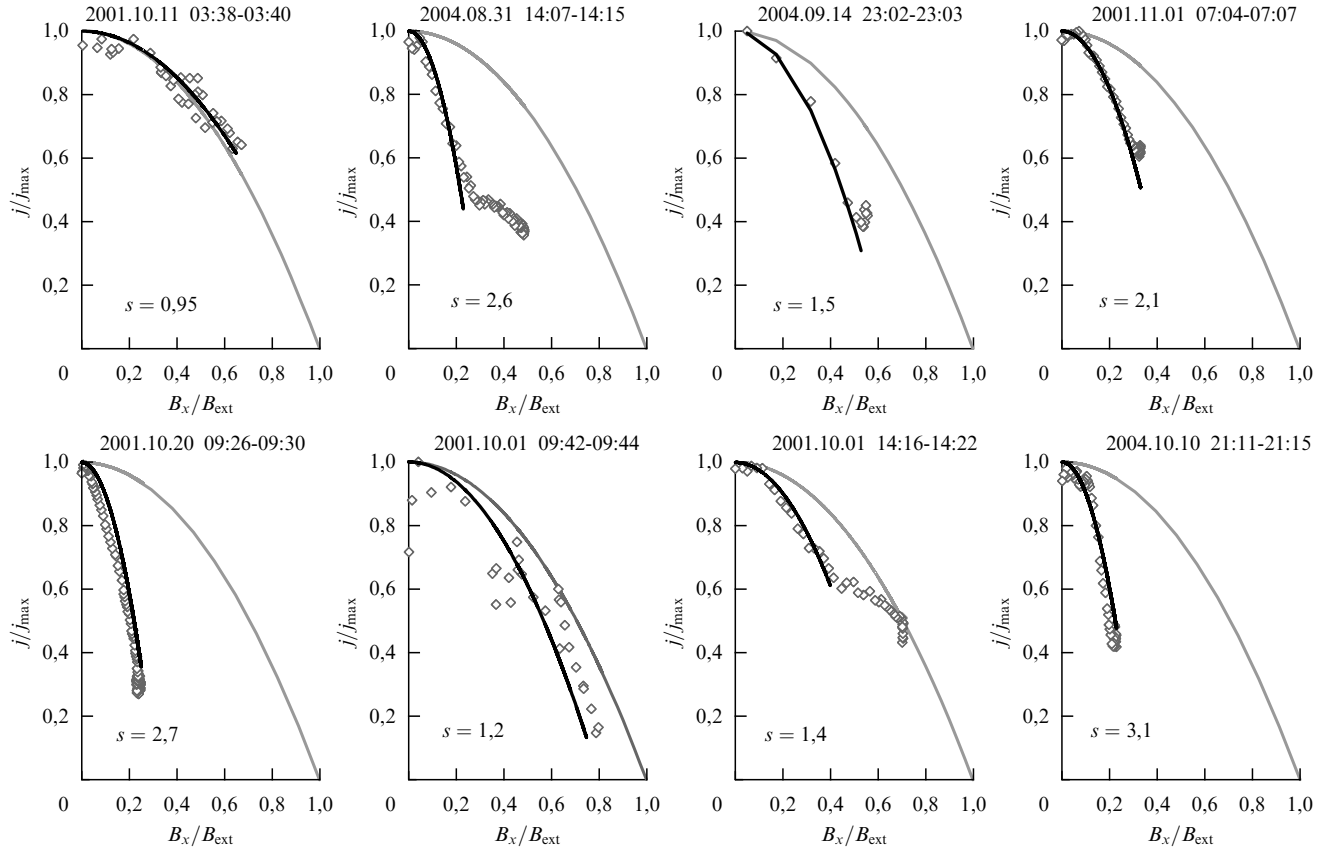


Рис. 7. Профили наблюдаемых ТТС (светлые ромбы), аппроксимация данных профилей функцией $j = 1 - \alpha b^2$, $\alpha = \text{const}$ (тёмная кривая) и профиль для модели Харриса (светлая кривая). На рисунке указаны соответствующие значения s .

Здесь $b = B_x/B_{\text{ext}}$, $j = j_0/j_{\text{max}}$. Теперь рассмотрим структуру токовых слоёв на плоскости (b, j) . Так, модель Харриса обладает плотностью тока $j = \cosh^{-2}(z)$ и магнитным полем $b = \tanh(z)$. В результате эта модель будет представлена параболой $j = 1 - b^2$. Простая модель вложенного ТТС обладает единственным свободным параметром — значением магнитного поля на границе ТТС $b_0 < 1$. Плотность тока в такой модели зададим как сумму двух токов, считая, что в области $b > b_0$ существует только фоновый ток $j_{\text{bg}} = j_1(1 - b^2)$, а в области $b < b_0$ к этому току добавляется ещё и ток ТТС $j_{\text{TCS}} = j_0(1 - b^2/b_0^2)$. Тогда мы можем найти следующую связь между параметрами модели: в центре ТС ($z = 0$, $b = 0$) суммарный ток равен единице, $j_1 + j_0 = 1$, а на границе ТТС ($b = b_0$) мы определим ток как некоторое число μ . Выразив j_1 и j_0 через параметры модели, можно найти уравнение для величины суммарного тока ТТС как в центральной, так и во внешней областях:

$$j = 1 - \left(\frac{b}{b_0}\right)^2 (1 - \mu), \quad b < b_0,$$

$$j = \frac{\mu(1 - b^2)}{1 - b_0^2}, \quad b > b_0.$$

В результате для свободной энергии получаем

$$W_{\text{free}} \sim -\frac{2j_{\text{max}}}{cB_{\text{ext}}} \left(\frac{1 - \mu}{b_0^2} + \frac{\mu}{1 - b_0^2} \right).$$

С другой стороны, для модели Харриса $\partial j / \partial b = -2b$ и

$$W_{\text{free}} = -\frac{2j_{\text{max}}}{cB_{\text{ext}}} \int_0^1 A_{1y}^2 db \sim -\frac{2j_{\text{max}}}{cB_{\text{ext}}}.$$

Таким образом, отношение оценки свободной энергии в ТТС и в ТС Харриса определяется коэффициентом $s = (1 - \mu)b_0^{-2} + \mu(1 - b_0^2)^{-1}$. При $\mu \rightarrow 0$ и $b_0 \rightarrow 1$ ТТС переходит в ТС Харриса и $s \rightarrow 1$. Этот коэффициент можно определить для всех ТТС, наблюдаемых в эксперименте. Здесь мы выбрали восемь пересечений ТТС спутниками миссии "Cluster" и вычислили s , аппроксимируя профиль плотности тока с помощью эмпирической модели (рис. 7). Из графика видно, что даже такая грубая оценка даёт для свободной энергии некоторых наблюдаемых ТТС значения в 2–3 раза больше, чем для ТС Харриса.

Вторую возможность провести сопоставление теоретических результатов с экспериментальными данными даёт полученная параметрическая карта областей неустойчивости (рис. 6а). На эту карту можно нанести положение экспериментальных ТС. Для этой цели необходимо перевести значения параметра ε в некоторую измеряемую величину. Баланс давления на границе ТТС позволяет получить соотношение, связывающее такие параметры модели, как амплитуда магнитного поля ТТС B_0 и давление плазмы на границе ТТС P_b (см. [45]). Используя это соотношение и определение поля B_{ext}

($P_b + B_0^2/8\pi = B_{\text{ext}}^2/8\pi$), получаем

$$\frac{B_{\text{ext}}^2}{B_0^2} = 1 + \varepsilon^2 \left\{ 1 + \frac{\varepsilon \exp(-\varepsilon^{-2})}{\sqrt{\pi} [1 + \operatorname{erf}(\varepsilon^{-1})]} \right\}^{-1}.$$

Следует отметить, что последнее соотношение не учитывает вклада электронов в баланс давления (вклад этот мал, так как температура ионов в 5–7 раз больше электронной). Таким образом, параметр ε может быть трансформирован в измеряемые величины.

Теперь воспользуемся статистикой наблюдаемых ТТС из работы [51] для нанесения их расположения на параметрическую карту устойчивости. Можно привести следующее соображение: если спутниковые наблюдения ТТС проводятся в спокойных условиях, то ТТС должен оказаться на карте параметров вне области неустойчивости. Как видно из рис. 6б, так оно и происходит. Из всех используемых наблюдений ТТС всего два оказываются в области неустойчивости. Большинство наблюдаемых ТТС занимают в параметрическом пространстве зону вокруг области неустойчивости, фактически подтверждая концепцию метастабильности: данные токовые слои "живут" в хвосте магнитосферы в течение нескольких десятков минут, но наблюдения также указывают на их близость к области неустойчивости. Это говорит о возможности резкой (в течение ~ 1 –2 мин) смены квазистационарного состояния системы быстрым динамическим развитием разрывной моды.

Полученную карту неустойчивости можно сопоставить и с наблюдениями эволюции ТС на подготовительной фазе суббури. В этом случае удобнее воспользоваться теоретическим соотношением между параметром ε и толщиной токового слоя в ионных гирорадиусах L/ρ_i (см. [45]). Для этого воспользуемся представленными в работе [52] экспериментальными наблюдениями эволюции ТС перед суббурей. Результирующая картина представлена на рис. 6в: в процессе эволюции в ТС уменьшается как толщина, так и отношение B_z/B_0 , при этом эволюция состояния ТС оказывается направленной в сторону области неустойчивости. Измерения во всех используемых здесь экспериментальных наблюдениях показывали, что на следующем этапе эволюции слоя неизбежно происходит разрыв силовых линий магнитного поля.

Таким образом, теория устойчивости ТТС, объясняющая механизмы метастабильности ТТС, достаточно убедительно подтверждается экспериментальными данными.

4. Обсуждение: динамика токового слоя

Исследование устойчивости ТТС показало, что, наряду с разрывной модой, в системе могут развиваться различные дрейфовые моды с $k_y \neq 0$ [53]. В результате могут происходить как пинчевание магнитных поверхностей ТС, так и их изгибные деформации. При этом инкременты неустойчивости у дрейфовых мод оказываются больше, чем у разрывной моды. Данный факт связан с тем, что дрейфовые моды лишь деформируют магнитные поверхности, не приводя к их разрушению. В результате, возмущения электронной плотности и, как следствие, стабилизирующий вклад электронов в функционал энергии W_2 , оказываются незначительными. В реалистичных условиях трёхмерного токового слоя в системе сначала развиваются дрейфовые моды и лишь

затем на фоне деформированных магнитных поверхностей может начать развиваться разрывная мода. Таким образом, вместо бесконечных одномерных Х-линий, образующихся при филаментации тока в слое и соответствующего пересоединения силовых линий, система будет наполнена магнитными островами, ограниченными не только в x -направлении, но и в y -направлении. Данный факт существен не столько для вопроса инициализации суббури, сколько в свете последствий возникновения такой сложной топологической структуры магнитных поверхностей для нелинейной стадии развития в хвосте различных неустойчивых мод и процессов ускорения частиц.

Малость влияния магнитного поля на движение частиц вблизи Х-линии позволяет последним ускоряться индукционным электрическим полем, возникновение которого также связано с динамическими процессами в ТС. Если электрическое поле в системе рассматривать как некоторое однородное внешнее поле, действующее на частицы в области квазистационарной Х-линии, то в системе должны возникнуть существенное ускорение частиц плазмы (до нескольких сотен кэВ в хвосте земной магнитосферы [54] и нескольких МэВ в токовых слоях солнечной короны [55]) и формирование соответствующих немаксвелловских распределений частиц по энергиям. Подобные модели широко обсуждаются применительно как к солнечной [19, 21], так и к магнитосферной плазме [56, 57]. С другой стороны, можно рассмотреть непосредственно процесс нестационарного пересоединения силовых линий. В этом случае электрическое поле будет иметь индукционный характер, и ускорение частиц приобретёт импульсную природу [23, 58]. Сопоставление наблюдений спутников в хвосте земной магнитосферы с теоретическими предсказаниями показывает адекватность этого подхода при описании наблюдаемых кратковременных всплесков ускоренных заряженных частиц [59].

Пространственная локализация Х-линий не позволяет, однако, ускорить достаточно большие группы заряженных частиц. Это ограничение преодолевается в случае присутствия в системе магнитного поля $B_y \neq 0$. Тогда разрыв магнитных поверхностей может происходить с образованием множества Х-линий [60]. Ускорение частиц в таких конфигурациях изучалось ранее применительно к токовым слоям магнитопаузы [61].

Развитие в ТТС дрейфовых мод неустойчивости с последующей деформацией магнитных поверхностей может дать аналогичный эффект образования сложной "паутиной" структуры Х-линий и для токового слоя хвоста земной магнитосферы. При этом нарастание и взаимодействие различных мод неустойчивости в данном случае приводят к формированию турбулентного электромагнитного поля [62]. Ускорение заряженных частиц таким полем оказывается достаточно эффективным как в приближении сильно разрушенных магнитных поверхностей, когда частицы достаточно длительное время находятся вблизи нейтральной плоскости ТС [63], так и в случае, когда турбулентность лишь деформирует силовые линии магнитного поля, оставляя частицам возможность покинуть ТС за относительно короткое время [64]. И в том и другом случаях группы ускоренных таким образом заряженных частиц могут участвовать в формировании высокоэнергетических "хвостов" немаксвелловских распределений, часто на-

блюдаемых в земной магнитосфере и солнечной короне.

Процесс формирования крупномасштабных магнитных структур (плазматидов) при развитии многомодовой неустойчивости может быть связан с процессами взаимодействия отдельных небольших магнитных островов, образованных в результате разрушения магнитных поверхностей ТС. Так, в кинетическом [65] и магнитогидродинамическом [66] режимах было доказано существование нелинейной стадии неустойчивости, когда в системе с множеством магнитных островов на нелинейном этапе взаимное притяжение токов, текущих внутри островов, приводит к их слиянию с последующим образованием крупномасштабной структуры.

5. Заключение

Мы рассмотрели в этой статье современные модели и экспериментальные данные о тонком токовом слое и изучили влияние многомасштабности его структуры на устойчивость по отношению к разрывной моде. Было показано, что экспериментальные наблюдения эволюции токовых слоёв в хвосте земной магнитосферы, с одной стороны, и теоретические модели ТТС, с другой стороны, приводят к концепции метастабильности, заложенной в работах С.И. Сыроватского [2, 12] и А.А. Галеева [26]. Так, теоретические результаты указывают на существование определённой области в пространстве параметров, в которой может развиваться разрывная неустойчивость. Таким образом, вне этой области даже сильно сжатый и растянутый ТТС способен долгое время находиться в устойчивом состоянии и аккумулировать в себе энергию солнечного ветра. Затем, вместе с переходом в область неустойчивости, происходит высвобождение запасённой энергии и её преобразование в кинетическую энергию потоков ускоренных частиц. Экспериментальные данные подтверждают, что большинство наблюдаемых в хвосте земной магнитосферы ТТС подпадает под определение метастабильных: их положение на параметрической карте определяет ограниченность во времени их устойчивости к разрывной моде. Кроме того, экспериментальные данные по эволюции токовых слоёв на предварительной фазе суббури указывают на перемещение последних на параметрической карте по направлению к области неустойчивости.

Подводя итоги проведённого исследования, можно отметить, что концепция метастабильности, объясняющая чередование длительных подготовительных фаз с быстрым высвобождением запасённой энергии, находит применение в современной теории магнитосферных суббурь [1].

Работа поддержана грантами РФФИ (10-05-91001 и 10-02-93114-НЦНИЛ) и грантом НШ-320.2010.2.

Список литературы

1. Зелёный Л М, Веселовский И С (Ред.) *Плазменная гелиогеофизика* (М.: Физматлит, 2008)
2. Басов Н Г (Ред.) *Нейтральные токовые слои в плазме* (Труды ФИАН, Т. 74) (М.: Наука, 1974) [Basov N G (Ed.) *Neutral Current Sheets in Plasmas* (Proc. (Trudy) of the P N Lebedev Phys. Inst., Vol. 74) (New York: Consultants Bureau, 1976)]
3. Priest E R *Rep. Prog. Phys.* **48** 955 (1985)
4. Вайнштейн С И, Быков А М, Топтыгин И Н *Турбулентность, токовые слои и ударные волны в космической плазме* (М.: Наука, 1989) [Vainshtein S I, Bykov A M, Topchygin I N *Turbulence, Current*

- Sheets, and Shock in Cosmic Plasma* (Langhorne, Pa.: Gordon and Breach Sci. Publ., 1993)]
5. Истомин Я Н *Астрон. журн.* **82** 500 (2005) [Istomin Ya N *Astron. Rep.* **49** 446 (2005)]
6. Panov E V et al. *J. Geophys. Res.* **113** A01220 (2008)
7. Giovanelli R G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **107** 338 (1947)
8. Sweet P A, in *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics* (Proc. IAU Symp., No. 6, Eds B Lehnert) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1958) p. 123
9. Vasyliunas V M *Rev. Geophys. Space Phys.* **13** 303 (1975)
10. Biskamp D *Nonlinear Magnetohydrodynamics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1993)
11. Semenov V S, Drobysh O A, Heyn M F *Adv. Space Res.* **19** 1793 (1997)
12. Сыроватский С И *ЖЭТФ* **60** 1727 (1971) [Syrovatskii S I *Sov. Phys. JETP* **33** 933 (1971)]
13. Басов Н Г (Ред.) *Вспышечные процессы в плазме* (Труды ФИАН, Т. 110) (М.: Наука, 1979)
14. Ness N F *J. Geophys. Res.* **70** 2989 (1965)
15. Harris E G *Nuovo Cimento* **23** 115 (1962)
16. Schindler K *Astrophys. Space Sci. Library* **32** 200 (1972)
17. Lembege B, Pellat R *Phys. Fluids* **25** 1995 (1982)
18. Coppi B, Laval G, Pellat R *Phys. Rev. Lett.* **16** 1207 (1966)
19. Буланов С В, Сасоров П В *Астрон. журн.* **52** 763 (1975) [Bulanov S V, Sasorov P V *Sov. Astron. Rep.* **19** 464 (1975)]
20. Сомов Б В, Сыроватский С И *УФН* **120** 217 (1976) [Somov B V, Syrovatskii S I *Sov. Phys. Usp.* **19** 813 (1976)]
21. Буланов С В *Письма в Астрон. журн.* **6** 372 (1980) [Bulanov S V *Sov. Astron. Lett.* **6** 206 (1980)]
22. Galeev A A, Coroniti F V, Ashour-Abdalla M *Geophys. Res. Lett.* **5** 707 (1978)
23. Galeev A A *Space Sci. Rev.* **23** 411 (1979)
24. Галеев А А, Зелёный Л М *Письма в ЖЭТФ* **22** 360 (1975) [Galeev A A, Zelenyi L M *JETP Lett.* **22** 170 (1975)]
25. Schindler K *J. Geophys. Res.* **79** 2803 (1974)
26. Галеев А А, Зелёный Л М *ЖЭТФ* **70** 2133 (1976) [Galeev A A, Zelenyi L M *Sov. Phys. JETP* **43** 1113 (1976)]
27. Coroniti F V *J. Geophys. Res.* **85** 6719 (1980)
28. Галеев А А, Судан Р (Ред.) *Основы физики плазмы* (М.: Энергоатомиздат, 1983, 1984); Galeev A A, Sudan R N (Eds) *Basic Plasma Physics* (Amsterdam: North-Holland, 1983, 1984)
29. Buechner J, Zelenyi L M *J. Geophys. Res.* **92** 13456 (1987)
30. Pellat R, Coroniti F V, Pritchett P L *Geophys. Res. Lett.* **18** 143 (1991)
31. Quest K B, Karimabadi H, Brittnacher M *J. Geophys. Res.* **101** (A1) 179 (1996)
32. Lui A T Y *J. Geophys. Res.* **101** (A6) 13067 (1996)
33. Petrukovich A A et al. *J. Geophys. Res.* **103** (A1) 47 (1998)
34. Baumjohann W et al. *Adv. Space Res.* **25** 1663 (2000)
35. Petrukovich A A et al. *J. Geophys. Res.* **114** A09203 (2009)
36. Angelopoulos V et al. *Science* **321** 931 (2008)
37. Sergeev V A et al. *J. Geophys. Res.* **98** (A10) 17345 (1993)
38. Asano Y et al. *Geophys. Res. Lett.* **32** L03108 (2005)
39. Nakamura R et al. *Space Sci. Rev.* **122** 29 (2006)
40. Runov A et al. *Ann. Geophys.* **24** 247 (2006)
41. Artemyev A V et al. *Ann. Geophys.* **26** 2749 (2008)
42. Speiser T W *J. Geophys. Res.* **70** 4219 (1965)
43. Büchner J, Zelenyi L M *J. Geophys. Res.* **94** (A9) 11821 (1989)
44. Kropotkin A P, Domrin V I *J. Geophys. Res.* **101** (A9) 19893 (1996)
45. Zelenyi L M et al. *Nonlin. Proces. Geophys.* **7** 127 (2000)
46. Zelenyi L M et al. *Nonlin. Proces. Geophys.* **11** 579 (2004)
47. Ashour-Abdalla M, Büchner J, Zelenyi L M *J. Geophys. Res.* **96** (A2) 1601 (1991)
48. Burkhardt G R et al. *J. Geophys. Res.* **97** (A9) 13799 (1992)
49. Schindler K *Physics of Space Plasma Activity* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2007)
50. Zelenyi L et al. *J. Atm. Solar-Ter. Phys.* **70** 325 (2008)
51. Zelenyi L M, Artemyev A V, Petrukovich A A *Geophys. Res. Lett.* **37** L06105 (2010)
52. Petrukovich A A et al. *J. Geophys. Res.* **112** A10213 (2007)
53. Zelenyi L M et al. *Ann. Geophys.* **27** 861 (2009)
54. Christon S P et al. *J. Geophys. Res.* **94** 13409 (1989)

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-

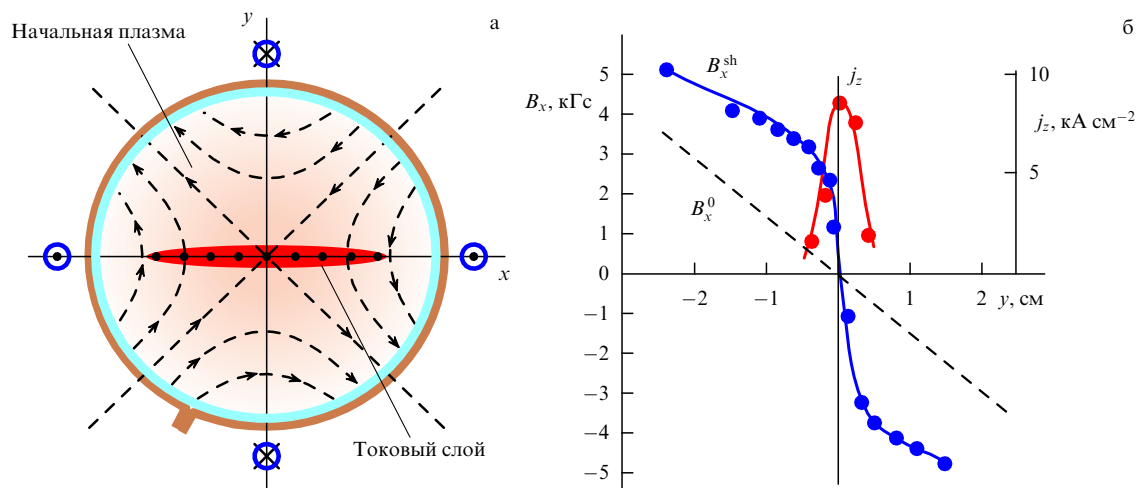


Рис. 1. (а) Поперечное сечение установки "Токовый слой" (ФИАН). 2D-магнитное поле с силовыми линиями в плоскости (x, y) (показаны пунктирными линиями) и с нулевой линией на оси z возбуждается с помощью системы четырёх прямых проводников, параллельных оси вакуумной камеры. Начальная плазма в магнитном 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 :

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

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 уравнивается магнитным давлением вне слоя, и характерный плазменный параметр $\beta \approx 1$. Здесь

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

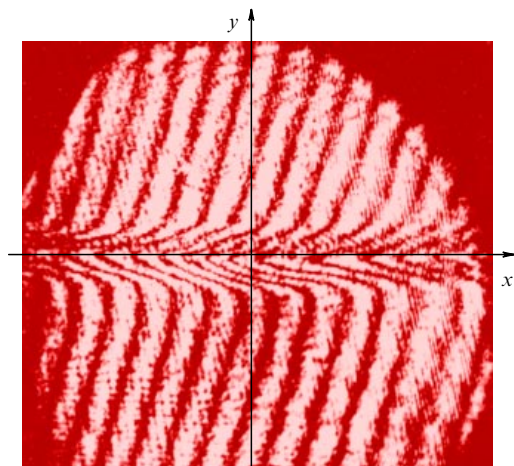


Рис. 2. Полученная методом двухэкспозиционной голографической интерферометрии интерферограмма плазмы токового слоя, характеризующая двумерное распределение концентрации электронов $N_e(x, y)$ [11].

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 газокINETического 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 автомоделных 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,

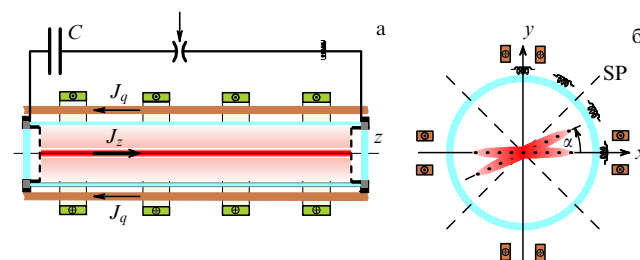


Рис. 3. Схема экспериментальной установки ТС-3D: (а) вид сбоку, (б) поперечное сечение [22]. Штриховыми линиями на рис. б показана ориентация сепаратрисных плоскостей (SP) 2D-магнитного поля с нулевой линией.

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":

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

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

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

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

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

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

Оказалось, что в 3D-магнитной конфигурации в окрестности нулевой точки действительно образуется токовый слой, плоскость которого повернута 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].

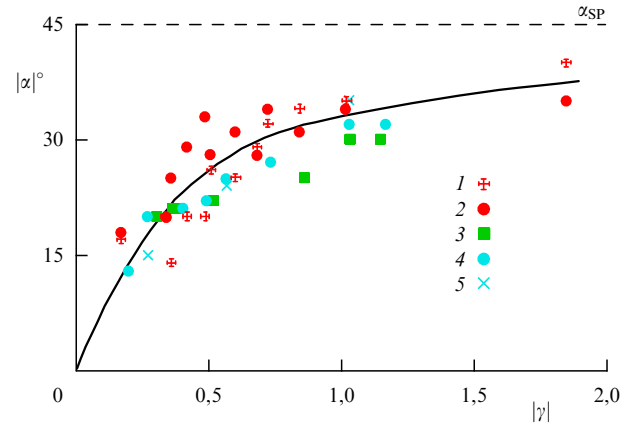


Рис. 4. Угловая ориентация токового слоя $|\alpha|$ в плоскости (x, y) в зависимости от параметра $|\gamma|$ в 3D-неоднородных магнитных полях. Данные 1, 5 получены на основе регистрации изображений излучающей плазмы, данные 2–4 — на основе магнитных измерений. 1, 2 — положение слоя вблизи нулевой точки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

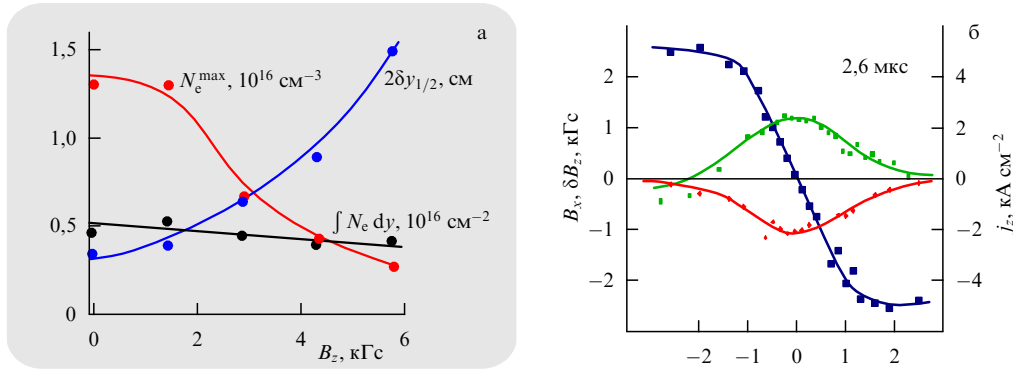


Рис. 5. (а) Зависимости от напряжённости продольной компоненты магнитного поля B_z максимальной концентрации электронов в слое $N_e^{\max}$, толщины слоя $2\delta y_{1/2}$ (по уровню $0,5N_e^{\max}$) и количества электронов, приходящихся на 1 см ширины слоя [26]. (б) Распределения по толщине слоя (вдоль 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. Подчёркнём, 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.

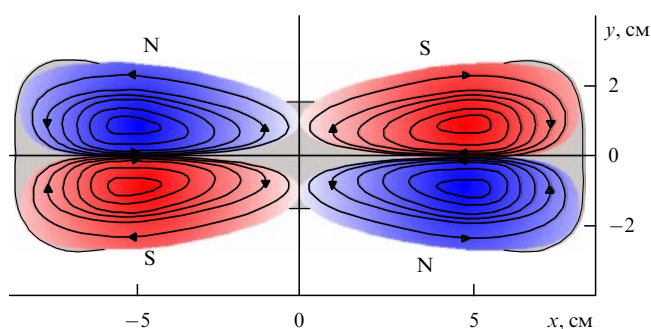


Рис. 6. Структура токов Холла в поперечном сечении токового слоя. В плоскости (x, y) токи Холла формируют четыре замкнутых токовых контура, которые создают в токовом слое продольное поле B_z квадрупольного типа [30]. В двух диагональных квадрантах поперечного сечения слоя B_z -компонента направлена вверх, 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, Ольшанетский М А *Физика плазмы* **11** 727 (1985) [Bulanov S V, Olshanetskii 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

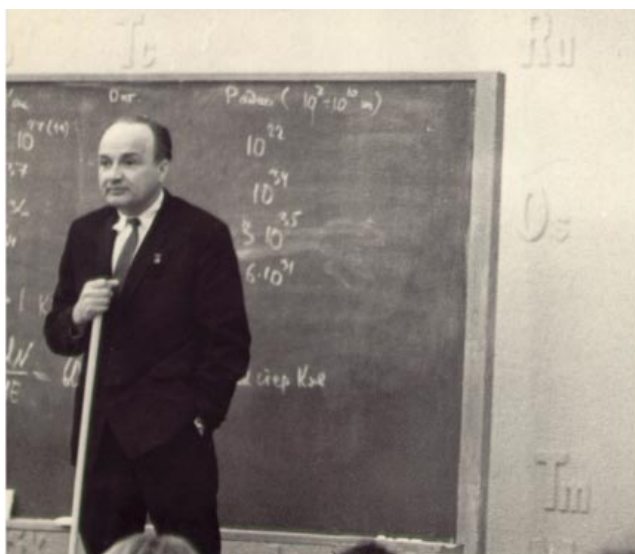
Космические исследования Солнца

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



Сергей Иванович Сыроватский. Выступление на семинаре.

ляется как чисто научными (астрофизическими) аспектами, так и практическими, так как Солнце влияет на Землю и на нашу жизнь. Солнечная физика охватывает разные разделы физики: ядерную физику, физику плазмы и магнитную гидродинамику, радиофизику, атомную физику и спектроскопию и др. Все эти направления физики присущи сегодня и современной астрофизике. Солнце является естественной космической лабораторией, доступной для детального изучения. Наблюдения Солнца дают большой объём ценных данных для понимания того, как Солнце устроено и как оно работает, для проверки современных теорий и моделей, применяемых для описания плазменных, магнитогидродинамических и других процессов в космических условиях, в частности, в удалённых астрофизических объектах (например, конвекция, динамо, активные явления и т.д.). Сегодня правильно говорить о науке гелиофизике, так как физика Солнца и гелиосферы неразрывно связаны между собой [1]. Неслучайно 2007 г. в ознаменование 50-летия Международного геофизического года был назван Международным гелиофизическим годом. В последнее время наиболее значительный прогресс в исследованиях Солнца достигнут благодаря исследованиям с помощью космических аппаратов (КА), позволившим наблюдать Солнце в недоступных с Земли диапазонах электромагнитного спектра — в рентгеновском и ультрафиолетовом (внеатмосферная астрономия), а также проводить локальные измерения исходящих непосредственно от Солнца плазменных потоков и частиц. Исключение влияния земной атмосферы при наблюдениях из космоса позволило также обеспечить высокое качество оптических наблюдений, несмотря на то, что размер космических оптических телескопов всегда ограничен по сравнению с размером наземных.

В 1970-х годах основной научный интерес Сергея Ивановича Сыроватского был связан с исследованиями Солнца, с магнитным пересоединением и солнечными вспышками, космической, в основном солнечной, магнитной гидродинамикой (МГД), в которой он является одним из классиков. Наблюдениям Солнца и активных явлений в его атмосфере, происхождение и физика

которых были весьма интересны и не до конца понятны, Сергей Иванович уделял большое внимание. Наблюдательные работы регулярно обсуждались на его семинаре, создавалась теория токовых слоёв и магнитного пересоединения [1, 2], на основе которых разрабатывались модели солнечных вспышек [3, 4] и других активных явлений. В то время не было наблюдений с высоким пространственным разрешением; это, с одной стороны, давало поле для различных подходов к объяснению явлений и дискуссий, а с другой, ставило задачу развития космических наблюдений высокого разрешения, что, в конечном счёте, было достигнуто и дало подтверждение идеям Сергея Ивановича Сыроватского.

2. Солнечные космические проекты

Современный период в исследованиях Солнца называют золотым веком солнечной физики в космосе, так как такого количества космических аппаратов и связанных с ними результатов не было в истории космических исследований. В таблице приведены солнечные космические проекты последних лет, разбитые на четыре части: недавно завершённые, действующие, находящиеся в стадии подготовки и разрабатываемые. Выделена также колонка, показывающая российские проекты, вносящие достойный вклад в эту область исследований.

В разделах 3–7 приводится краткий обзор основных результатов космических исследований Солнца — от недр Солнца до солнечного ветра. В разделе 8 кратко описаны будущие солнечные космические проекты. Более подробное изложение можно найти в [5–7].

Согласно современной модели, Солнце имеет ядро, в котором происходят термоядерные реакции с выделением энергии; лучистую зону, через которую к внешним слоям переносится выделяемая в ядре лучистая энергия; конвективную зону — самую внешнюю невидимую оболочку Солнца, в которой перенос энергии к внешним слоям происходит за счёт конвекции; атмосферу — видимые внешние оболочки Солнца — фотосферу, хромосферу, переходную область и корону, переходящую в солнечный ветер. Ниже изложение материала проведено в соответствии с этой структурой Солнца — от недр до солнечного ветра.

Таблица. Солнечные космические проекты последних лет *

	США, Европа, Япония	Россия
Завершённые	"Ulysses" (1990–2009 гг.)	КОРОНАС-Ф (2001–2005 гг.) КОРОНАС-Фотон (2009 г.)
Действующие	SOHO (1995 г.) TRACE (1998 г.) RHESSI (2002 г.) "Hinode" (2006 г.) STEREO (2006 г.) SDO (2009 г.)	
В стадии подготовки	"Solar Probe +" (2018 г.)	"Интергелиозонд" (> 2014 г.)
В стадии разработки	"Solar orbiter" (> 2017 г.) "Sentinels" "Polaris" и др.	"Полярно-эклиптический патруль" (ПЭП)
* В скобках указаны годы запуска и периоды работы космических аппаратов.		

3. Недра Солнца и гелиосейсмология

Недра Солнца изучаются из космоса с помощью наблюдений его глобальных колебаний, амплитуда которых, проявляющаяся во флуктуациях потоков излучения, плотности или скорости плазмы, является очень малой и требует высокоточных измерений (10^{-6}), достигаемых при внеатмосферных наблюдениях. На Солнце могут существовать два типа глобальных колебаний, несущих информацию о недрах Солнца: G-моды (периоды более 30 мин), которые пока не обнаружены, и p-моды (периоды порядка 5 мин), которые активно изучаются методами гелиосейсмологии [8]. Одновременно могут регистрироваться около 10–15 высокоамплитудных гармоник p-мод [9, 10], при этом со временем одни моды исчезают, другие появляются. Одна из интерпретаций связана с воздействием конвекции, имеющей широкий спектр шума, на собственные гармонические колебания внутри Солнца. Зарегистрировано расщепление частот p-мод глобальных колебаний из-за вращения Солнца, что даёт информацию об угловой скорости вращения внутренних слоёв.

На рисунке 1 представлена картина вращения и течений внутренних слоёв Солнца по данным гелиосейсмологии (прибор MDI (Michelson Doppler Imager) на борту космической обсерватории SOHO (Solar and HelioPhysics Observatory)). Вращение является дифференциальным, угловая скорость зависит от радиуса и широты, так что картина движений является довольно сложной. Более тёмному цвету соответствует скорость, большая средней, более светлому — меньшая. На экваторе скорость вращения больше, к полюсам она спадает. На поверхности Солнца светлые зоны вращаются немного быстрее, и солнечные пятна имеют тенденцию образовываться на краях этих полос. От экватора к полюсам имеет место медленное меридиональное течение, которое замыкается по дну конвективной зоны. Это течение играет важную роль в солнечном динамо и в описании солнечного цикла.

Методами акустической томографии (локальная гелиосейсмология) удаётся восстановить распределение

давления (или скорости звука) в подфотосферных слоях и на поверхности невидимой стороны Солнца [11, 12], что важно для локализации всплывающих из-под фотосферы магнитных потоков и активных областей перед их появлением на видимой стороне Солнца и повышения надёжности более долгосрочного прогноза солнечной спорадической активности.

4. Солнечная атмосфера

Солнечная атмосфера — от фотосферы до короны (фотосфера, хромосфера, переходная зона, корона) наблюдается в разных спектральных линиях, каждая из которых соответствует определённой температуре плазмы и срезу солнечной атмосферы на определённой высоте. Многоволновые наблюдения дают, таким образом, возможность реконструкции высотной (трёхмерной) картины солнечной атмосферы и различных образований. Этот метод изображающей спектроскопии успешно использовался в целом ряде солнечных проектов: SOHO, КОРОНАС-Ф (Комплексные Орбитальные Околоземные Наблюдения Активности Солнца), STEREO (Solar Terrestrial Relations Observatory), КОРОНАС-Фотон, "Hinode", SDO (Solar Dynamics Observatory).

На уровне фотосферы наблюдения с высоким пространственным разрешением позволили детально изучить конвекцию и связанную с ней грануляцию, которая проявляется в виде ярких изолированных областей поверхности, представляющих собой поднимающуюся горячую плазму. Эти области разделены тёмными "коридорами", образующими непрерывную сетку из опускающейся охлаждённой плазмы. Типичный размер гранул 0,2 угловых секунды, или 140 км. Между ячейками за счёт встречных плазменных потоков фоновое магнитное поле на уровне фотосферы напряжённостью около 400 Гс "сгребается" и образуются магнитные трубки с высокой концентрацией поля, достигающей нескольких кГс. Эти трубки, предсказанные ранее [13, 14] и обнаруженные по данным "Hinode" [15], сильно влияют на динамику солнечной атмосферы, демонстрируя важную роль тонкой структуры магнитного поля.

Методами акустической томографии исследована подфотосферная структура течений плазмы в солнечном пятне [11] — основном магнитоплазменном образовании солнечной атмосферы. Долгое время было неясно, как солнечные пятна с высокой концентрацией магнитного поля (2000–4000 Гс) могут оставаться устойчивыми, не распадаясь в течение нескольких недель и солнечных оборотов (один оборот за 27 сут). Пятна оказались удивительно мелкими по глубине, изменяясь от более холодных, чем окружение, до более горячих, чем окружение, только на 5000 км ниже поверхности. На уровне фотосферы газ вытекает из пятна, на уровне хромосферы и короны втекает в него. Сразу под поверхностью обнаружены предсказанные теорией потоки плазмы, втекающие внутрь пятна. Под фотосферой на разных глубинах вокруг магнитной трубки пятна образуется система из двух противоположно циркулирующих тороидальных вихрей, которые и обеспечивают длительную устойчивость пятна (рис.2).

В полутени пятна по наблюдениям "Hinode" с высоким временным разрешением обнаружены многочисленные микровыбросы [16], которые обусловлены процессами множественного магнитного пересоединения "не-

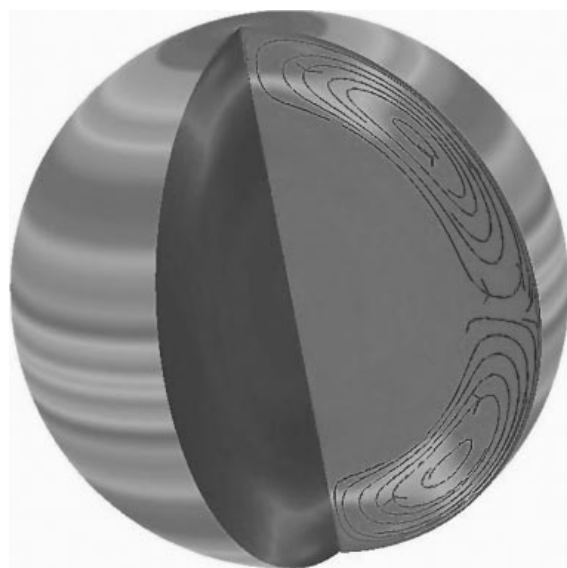


Рис. 1. Структура течений внутри Солнца и на его поверхности (результат SOHO).

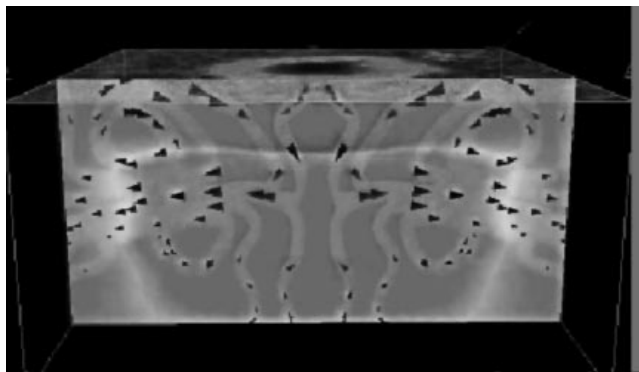


Рис. 2. Структура подфотосферных течений вокруг солнечного пятна, обеспечивающая его длительную устойчивость (результат SOHO).

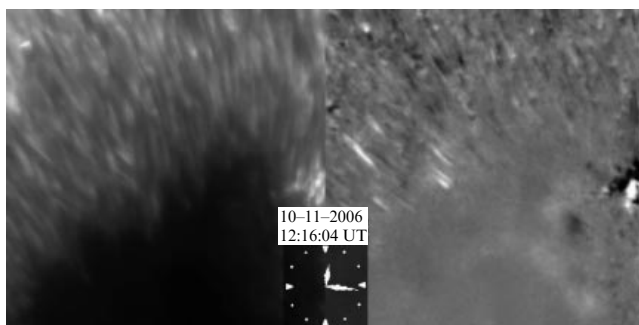


Рис. 3. Множественные процессы магнитного пересоединения в солнечном пятне, сопровождаемые плазменными выбросами (результат "Hinode").

причёсанного" (переплетённого) магнитного поля в окрестности пятна (рис. 3). Эти выбросы имеют длительность около 1 мин, их скорость не менее 50 км с^{-1} , они наблюдаются в полутени повсеместно.

В следующем по высоте после фотосферы слое солнечной атмосферы — хромосфере — с высоким пространственным разрешением изучены его волокнистая структура, спиккулы, протуберанцы и движение вещества в них, другие образования, эффекты нагрева плазмы в окрестности солнечных пятен.

Структура и динамика солнечной атмосферы — от фотосферы до короны — во многом определяются магнитными полями. В короне магнитные силы заметно преобладают над силами давления плазмы. Наблюдения с высоким пространственным разрешением позволили детально изучить структуру, топологию и динамику магнитных полей от фотосферы до короны. Вся поверхность Солнца покрыта магнитным ковром [17], причём топология поля — сложная, многосвязанная: поле, выходящее из одного источника (пятна), замыкается на несколько других источников. При такой топологии в магнитном поле образуется множество нулевых точек, нулевых и предельных силовых линий, через которые происходит перераспределение топологически несвязанных магнитных потоков. В таких местах, согласно теории С.И. Сыроватского, происходит образование токовых слоёв и связанное с ними магнитное пересоединение, приводящее к топологической перестройке структуры магнитного поля и к таким явлениям, как вспышки и выбросы массы [3]. В структуре магнитного поля

преобладают петельные магнитные структуры разных масштабов — от самых малых до гигантских. Иногда они образуют аркады, часто петли являются скрученными и подверженными эрупции. Форма плазменных структур и динамика плазмы, которые определяются магнитными полями, поражают разнообразием: всплывающие магнитные потоки, рост и подъём корональных петель, локальные выбросы и движения плазмы вдоль поля, вращение пятен и связанные с этим эффекты в короне, поперечные колебания корональных петель, выбросы скрученных магнитных трубок и протуберанцев и т.д. Солнечная атмосфера в явном виде демонстрирует явления и процессы, которые находят объяснение в рамках МГД, предоставляя в наше распоряжение естественную плазменную лабораторию.

В спокойной солнечной атмосфере плотность с высотой монотонно падает, а температура в переходной области начинает возрастать, увеличиваясь в короне $((1-2) \times 10^6 \text{ К})$ в 200 и более раз по сравнению с температурой фотосферы ($\sim 6000 \text{ К}$), и одна из проблем в солнечной физике и астрофизике — это проблема нагрева короны. К ней примыкает проблема ускорения солнечного ветра, о которой будет сказано в разделе 6.

Несмотря на длительные и интенсивные исследования проблемы нагрева солнечной короны, однозначного и окончательного ответа о механизме нагрева короны пока не получено. Вопросы о том, откуда берётся энергия, как она переносится в корону, как энергия диссипирует в короне, пока остаются без ответа. Рассматривается несколько механизмов. Один из них — это нагрев идущими снизу волнами, которые генерируются конвективной зоной, трансформируются в альвеновские волны и переносятся вверх, в корону. Долгое время не было наблюдательных подтверждений этого механизма. По наблюдениям "Hinode" [18, 19] с высоким временным разрешением в короне удалось обнаружить идущие снизу волновые колебания, что даёт основание более детально проанализировать вклад волнового механизма в нагрев короны.

Другой механизм нагрева короны связывается с множественными процессами микропересоединения в магнитных трубках, поле в которых имеет характер переплетённых, вследствие хаотических движений на фотосфере, жгутов [20]. На спутнике "Hinode" [21] повсеместно наблюдались направленные в разные стороны малые локальные выбросы, которые сопровождают процесс магнитного пересоединения.

На Солнце наблюдается целая иерархия процессов энерговыделения: от больших вспышек с энергией около 10^{32} эрг, до микро- и нановспышек с энергией соответственно в 10^{-6} и 10^{-9} раз меньшей. Последние наблюдаются в виде ярких рентгеновских точек, которые располагаются даже в спокойных областях и в полярных зонах Солнца. Они оказались в действительности очень малыми петельными структурами, которые существуют практически повсеместно. Эти наблюдения существенно изменили представление о "спокойном Солнце", под которым понималось некое равновесное тепловое состояние при отсутствии нетепловых процессов, характерное для ярких рентгеновских точек. С этой точки зрения Солнце никогда не является спокойным и нагрев солнечной короны происходит непрерывно и в разных масштабах. Самые крупномасштабные горячие образования на Солнце с температурами, в 10–20 раз превы-

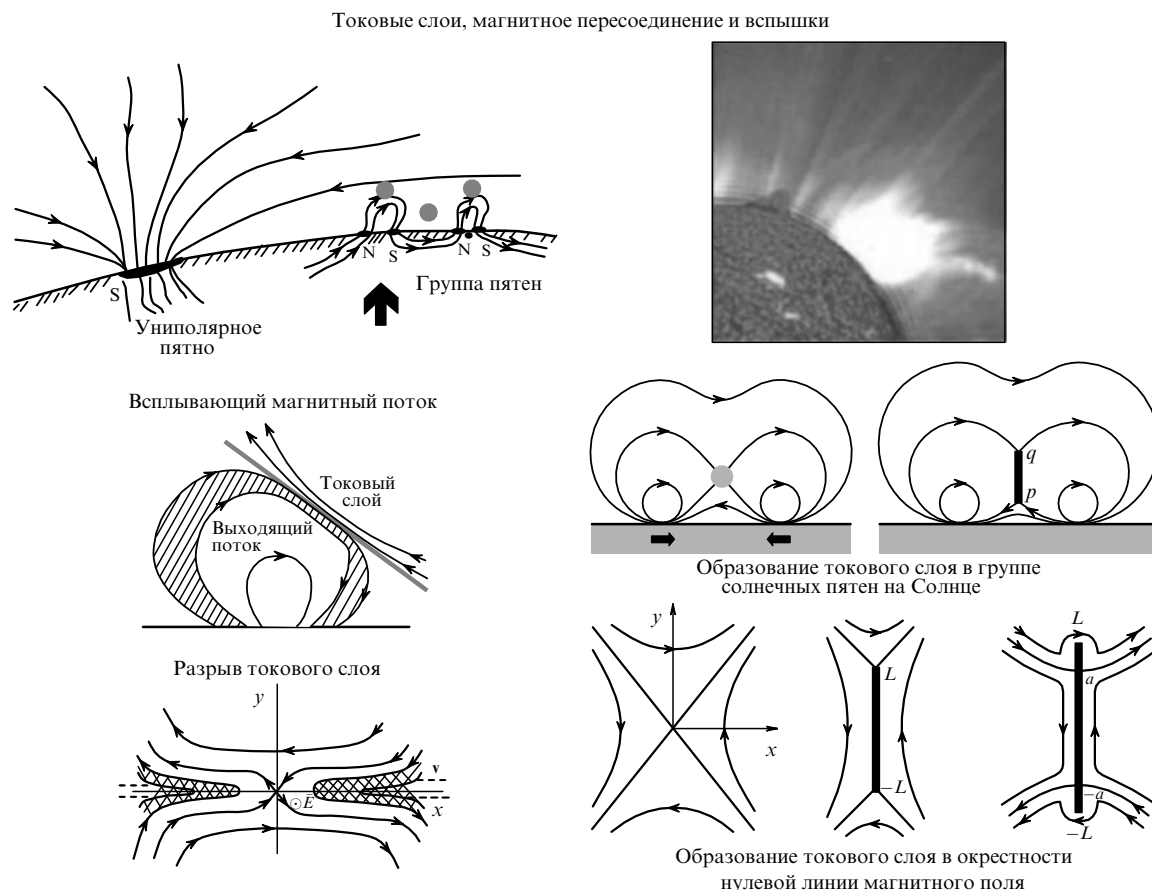


Рис. 4. Иллюстрации к развитой С.И. Сыроватским теории токовых слоёв и солнечных вспышек [1–4].

шающими температуру короны, наблюдались на спутнике КОРОНАС-Ф [22, 23]. Их формирование связано с долгоживущей вспышечной плазмой, захваченной магнитными ловушками, и они представляют собой проявление одного из механизмов нагрева короны — преобразования магнитной энергии в тепловую в процессах магнитного пересоединения во вспышках.

Статистический анализ многочисленных наблюдений, полученных по данным КА ("Yohkoh", SOHO, TRACE (Transition Region and Coronal Explorer), SMM (Solar Maximum Mission) и др.), показал, что события с разным энерговыделением (нано- и микровспышки, обычные вспышки) имеют общие свойства, что выражается в степенном законе распределения числа этих событий по измеряемым интенсивностям [24]. Малоэнергичных событий много, высокоэнергичных мало. Этот результат даёт основание рассматривать солнечную атмосферу как систему с развитой турбулентностью, вплоть до очень малых масштабов, которая и обуславливает диссипацию. При этом роль турбулентных вихрей играют процессы пересоединения в разных масштабах.

5. Активные явления и нагрев короны

Из активных явлений в солнечной атмосфере наиболее мощными являются солнечные вспышки и выбросы массы, которые как с научной, так и с практической точек зрения представляют наибольший интерес.

С.И. Сыроватским внесён основополагающий вклад в создание теории солнечных вспышек и их адекватной

физической модели [4]. Согласно теории С.И. Сыроватского, в структуре магнитного поля в окрестности нулевых точек и линий возникают токовые слои — сильные концентрации тока (рис. 4). С ними связана свободная магнитная энергия в виде энергии магнитного поля текущего тока. Этой энергии, как было показано, достаточно для возникновения вспышки [25].

Сама вспышка связывается с разрушением токового слоя вследствие различных плазменных неустойчивостей [26], при этом происходит магнитное пересоединение в слое, возникновение импульсных электрических полей в области пересоединения и ускорение частиц этим полем.

Были предприняты попытки поиска предвспышечных токовых слоёв в солнечной атмосфере по характеристикам их излучения [27], в частности радиоизлучения [28, 29]. Однако космические наблюдения последних лет с высоким пространственным разрешением в ультрафиолетовом (УФ) и рентгеновском диапазонах спектра дали явные и наглядные доказательства существования токовых слоёв в активных областях Солнца и связи с ними солнечных вспышек, подтвердив основные положения теории С.И. Сыроватского. Приведённое на рис. 5 изображение, полученное наложением двух изображений с SOHO (УФ-диапазон, структура магнитного поля в короне) и RHESSI (Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager) (рентгеновский диапазон, нетепловое выделение энергии), демонстрирует образование токового слоя в солнечной атмосфере и связанное с ним энерговыделение во время вспышки.

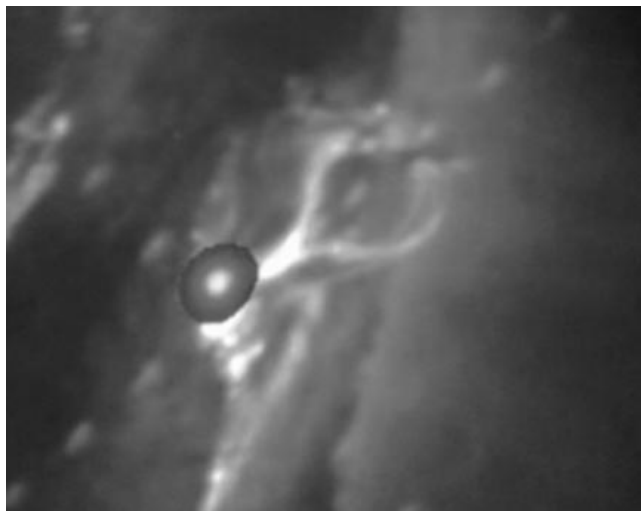


Рис. 5. Наложенные изображения солнечной вспышки, иллюстрирующие магнитную конфигурацию с токовым слоем (SOHO, УФ-излучение) и связанное с ним вспышечное энергетическое излучение (RHESSI, жёсткое рентгеновское излучение).

Как уже отмечалось в разделе 4, по наблюдениям с высоким пространственным разрешением на спутнике "Hinode" обнаружены повсеместно многочисленные акты магнитного пересоединения, сопровождаемые выбросами двух противоположно направленных струй [21]. Таким образом, улучшение пространственного разрешения каждый раз открывает новые детали мелкомасштабной картины солнечной атмосферы, одной из характерных особенностей которой являются различные формы магнитного пересоединения. Крупномасштабная перестройка структуры магнитного поля в солнечной короне наблюдалась спутником КОРОНАС-Ф (эксперимент СПИРИТ (Спектрогелиографические исследования с помощью рентгеновского изображающего телескопа)) во время мощнейшей вспышки 7 сентября 2005 г., которая произошла на восточном лимбе [30], что дало хорошую видимость структуры поля. Первоначально закрытая петельная конфигурация поля после вспышки стала открытой, т.е. изменилась топология поля, что свидетельствует о магнитном пересоединении.

В солнечных вспышках происходит ускорение заряженных частиц до высоких энергий (электроны — от нескольких десятков-сотен кэВ, протоны — до 1–10 ГэВ). В рамках теории токовых слоёв первичное ускорение заряженных частиц связывается с сильными импульсными электрическими полями, которые возникают при разрыве токового слоя и магнитном пересоединении силовых линий [26]. В наблюдениях на спутнике КОРОНАС-Ф (эксперимент СПР-Н) зарегистрирована линейная поляризация жёсткого рентгеновского излучения в максимуме мощных солнечных вспышек [31, 32], возникновение которой связано с тормозным излучением при взаимодействии импульсно-генерированных пучков электронов с фоновой плазмой солнечной атмосферы [33]. Эти наблюдения являются не только прямым доказательством существования самих пучков ускоренных частиц, но и подтверждением того, что эти частицы ускоряются импульсным электрическим полем во время магнитного пересоединения, а не каким-либо стохастическим механизмом.

Наблюдения RHESSI [34] дали ответы на те вопросы физики вспышек, которые ранее ставились и моделировались в теоретических работах [33]. Так, совместно с наблюдениями на TRACE они позволили установить, что вспышечное высвобождение энергии в большинстве случаев происходит в петлях и шлемовидных конфигурациях плазмы, нагретой до температуры в несколько десятков миллионов градусов, а также в виде высокоэнергичных электронов, распространяющихся из верхних слоёв короны вниз и разогревающих плазму более низких слоёв. Наблюдения нетеплового рентгеновского излучения (30–80 кэВ) с высоким пространственным разрешением позволили локализовать источник излучения как место вторжения ускоренных частиц в плотные слои солнечной атмосферы в основании магнитной петли, причём источники в разных основаниях одной и той же петли имеют разный временной профиль и неодновременное уярчение.

Большой прогресс был достигнут в изучении самых мощных проявлений солнечной активности, так называемых корональных выбросов массы, которые детально наблюдались SOHO, КОРОНАС-Ф, STEREO, SDO. Наиболее часто они имеют форму петель, как правило скрученных. Их происхождение связывается с глобальной неустойчивостью крупномасштабной магнитной конфигурации [35].

В одной из своих последних работ С.И. Сыроватский предложил механизм образования выбросов массы в результате прорыва всплывающего магнитного потока в корону [36]. Всплывание нового магнитного потока сопровождается возникновением нулевой точки, которая движется вверх с возрастающей скоростью, формально стремящейся к бесконечности, а с учётом плазмы — к альвеновской скорости. В какой-то момент на некоторой высоте происходит пересоединение в нулевой точке, перестройка структуры магнитного поля, и новый магнитный поток посредством пересоединения прорывается в корону, приводя к выбросу массы вместе с магнитным полем (рис. 6а). Впоследствии, с учётом новых наблюдений, модель, неотъемлемой частью которой является наличие нулевой точки и токового слоя, была детализирована другими авторами [37] (рис. 6б), и эта усовершенствованная модель хорошо описывает реальную картину развития выброса и его структуру. Модель выброса скрученных петель предложена в [38, 39].

6. Солнечный ветер

Корона переходит в солнечный ветер, который непрерывно истекает в гелиосферу. Локальные измерения на КА "Ulysses" позволили исследовать гелиосферу над плоскостью эклиптики, изучить трёхмерную структуру солнечного ветра и внутренней гелиосферы, магнитного поля, распространение в гелиосфере космических лучей и т.д.

На рисунке 7 показана гелиоширотная зависимость скорости солнечного ветра, которая для фазы минимума солнечного цикла показала чёткое различие свойств солнечного ветра в области полюсов и экватора: высокоскоростной (около 800 км с^{-1}) и устойчивый солнечный ветер из области полюсов и низкоскоростной (около 400 км с^{-1}) и изменчивый из приэкваториальных областей [40]. На фазе максимума солнечного цикла провести чёткое различие между полярными и экваториальными областями по свойствам солнечного ветра затрудни-

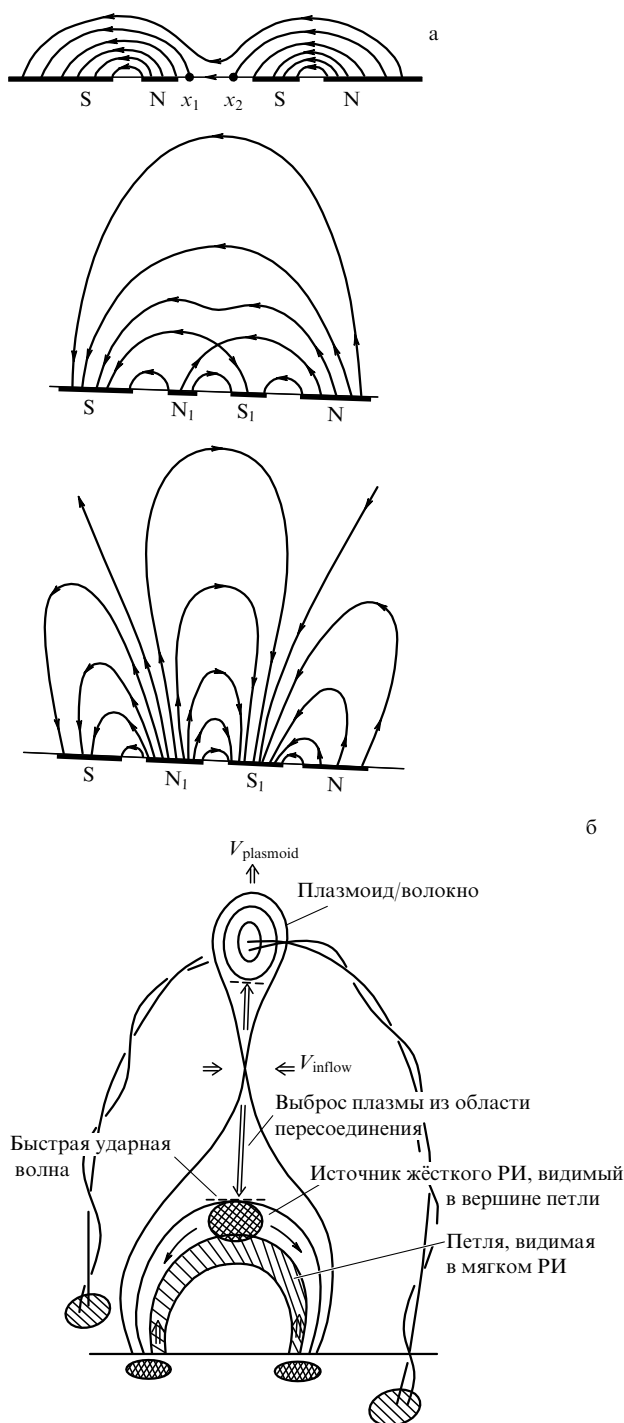


Рис. 6. (а) Модель выброса С.И. Сыроватского, основанная на всплывании нового магнитного потока и прорыва его в корону вследствие магнитного пересоединения в нулевой точке [36]; x_1, x_2 — положение нулевых точек на фотосфере, S, S₁, N, N₁ — южная и северная полярности на фотосфере. (б) Развитие модели выброса [37] на основе современных наблюдений (РИ — рентгеновское излучение).

тельно. На скорость истекающего солнечного ветра заметно влияет топология магнитного поля. В полярных областях силовые линии в основном открыты и скорость ветра здесь велика, а в приэкваториальных областях преобладают закрытые силовые линии и скорость ветра примерно в два раза меньше. Двадцать третий цикл солнечной активности (1995–2007 гг.) имел макси-

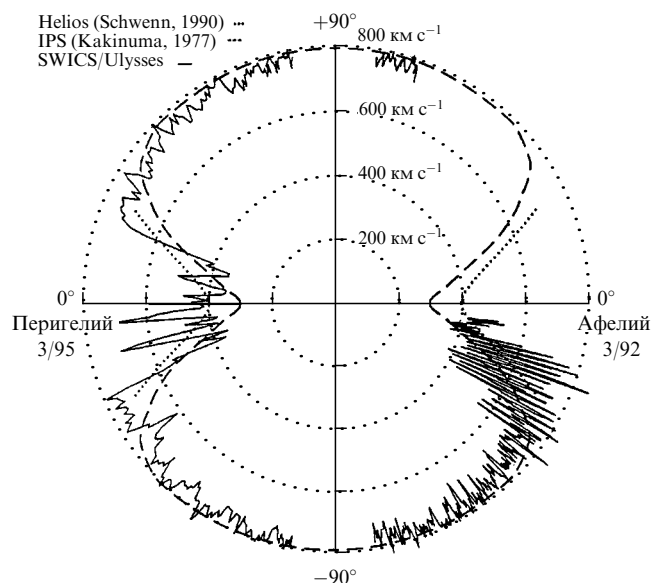


Рис. 7. Гелиоширотная зависимость скорости солнечного ветра, полученная КА "Ulysses".

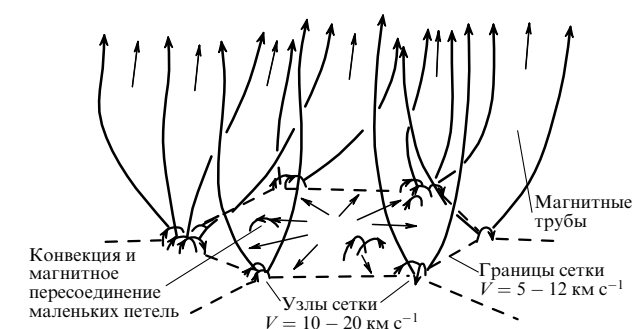


Рис. 8. Магнитная сетка как возможный источник формирования потоков солнечного ветра [41, 42].

мумы вблизи 2000–2001 гг., так что два пролёта КА "Ulysses" над полюсами (Северным и Южным, на расстоянии 2 а.е.) пришлось на максимум солнечного цикла, а три — на минимум цикла (два над Северным и один над Южным).

Остаётся невыясненным вопрос об источниках солнечного ветра на Солнце. В одной из современных моделей предполагается, что солнечный ветер формируется вдоль границ (где скорость истечения от 5 до 12 км с⁻¹) и в узлах (где скорость истечения от 10 до 20 км с⁻¹) хромосферной магнитной сетки [41, 42] (рис. 8). Плазма солнечного ветра поставляется к границам ячеек закрытыми магнитными петлями, которые увлекаются конвекцией в области воронок (магнитных труб) — области открытых силовых линий, где они пересоединяются с существующими открытыми линиями магнитного поля. Плазма, первоначально содержащаяся внутри закрытых петель, высвобождается и ускоряется, образуя солнечный ветер. Наблюдения Солнца с близких расстояний с высоким пространственным разрешением, проведение которых планируется в рамках будущих солнечных космических миссий ("Интергелиозонд", "Solar Orbiter", "Solar Probe +"), позволят получить ответ об истинной картине источников солнечного ветра на Солнце.

7. Космическая погода и её земные эффекты

Солнце является основным источником формирования космической погоды. Вспышки, выбросы массы и потоки солнечного ветра возмущают гелиосферу и околоземное космическое пространство, вызывая магнитные бури и сопутствующие явления [43]. В проекте STEREO два космических аппарата вращаются вокруг Солнца по земной орбите, но один из них всё время находится впереди Земли, а другой — на таком же расстоянии позади неё, так что они могут видеть заметную часть обратной стороны Солнца, и предсказывать, какой активности мы можем ожидать на видимой стороне Солнца. Перекрывание полей зрения с двух КА позволило по полученным данным построить стереоизображения и стереофильмы Солнца, дающие объёмную картину (рис. 9). На КА STEREO впервые реализованы с помощью гелиосферного телескопа наблюдения распространяющихся от Солнца по гелиосфере выбросов массы [44], которые дали возможность проследить движение переднего фронта выброса до значительно больших расстояний от Солнца, чем это позволяют сделать обычные коронографы. Задача таких наблюдений состоит в том, чтобы контролировать столкновение переднего фронта выброса с магнитосферой Земли, что позволит предсказывать более точно, чем это делается сейчас, начало геомагнитной бури и проявления связанных с ней эффектов.

Изучение многочисленных эффектов космической погоды в околоземном космическом пространстве отно-

сится к практическим приложениям исследований Солнца и солнечно-земной физики. Факторы космической погоды — возмущения ионосферы и геомагнитного поля, повышенные потоки энергичных частиц и излучений и т.д. — влияют на спутники, на их электронику и торможение, на наземные технические системы (линии электропередач и энергоинфраструктура, трубопроводы и т.д.). Космическая погода сегодня — это огромная область исследований [45].

8. Будущие солнечные космические проекты

Стратегия будущих солнечных космических миссий направлена на проведение наблюдений с более высоким пространственным и временным разрешением, на выполнение локальных измерений в ближайших окрестностях Солнца, на получение спектроскопических изображений с высоких гелиоширот, на проведение наблюдений вне линии Солнце — Земля, на получение трёхмерных изображений Солнца. Все эти виды наблюдений призваны улучшить наше понимание происходящих на Солнце явлений и дать объяснение таким нерешённым проблемам физики Солнца, как нагрев солнечной короны и ускорение солнечного ветра, природа источников солнечного ветра на поверхности Солнца, триггерные механизмы вспышек и выбросов массы, механизм солнечного динамо и солнечного цикла и т.д. Решение этих проблем откроет пути к пониманию того, как работает Солнце, как устроены солнечно-земные связи, и будет способствовать улучшению прогнозов космической погоды и уменьшению зависимости земной цивилизации от её факторов.

Сроки реализации космических проектов важны в контексте фазы 11-летнего цикла солнечной активности. 23-й солнечный цикл закончился в декабре 2008 г., а новый, 24-й цикл, непредсказуемо долго затягивается. Такая длительная фаза минимума солнечного цикла, которая продолжается уже более трёх лет, не была предсказана специалистами. Это говорит о том, что мы ещё недостаточно хорошо понимаем Солнце и его цикличность. Новый цикл, максимум которого ожидается в 2012–2014 гг., предсказывается невысоким, и этот прогноз также послужит оценкой того, насколько верны наши представления о том, как работает Солнце.

В российском проекте "Интергелиозонд" [7, 46], который сейчас разрабатывается в рамках Федеральной космической программы, КА будет приближаться к Солнцу в результате многократных гравитационных маневров у Венеры. Возможно достижение точки коротации, когда КА будет кратковременно зависать над Солнцем без относительного перемещения. Гравитационные маневры у Венеры позволят также наклонить плоскость орбиты к плоскости эклиптики и провести внеэклиптические наблюдения Солнца. Приближение КА к Солнцу по гелиоцентрической орбите позволит наблюдать масштабы на Солнце, меньшие, чем при наблюдениях с околоземных орбит, с которых только и выполнялись до сих пор космические наблюдения Солнца. Это необходимо, например, для изучения тонкой структуры и динамики солнечной атмосферы: магнитной сетки, магнитных элементов, турбулентности, а также для наблюдений источников солнечного ветра и таких явлений, как микропересоединение. Наблюдения в режиме коротации позволят установить связи между явлениями на Солнце и в гелиосфере. Локальные изме-

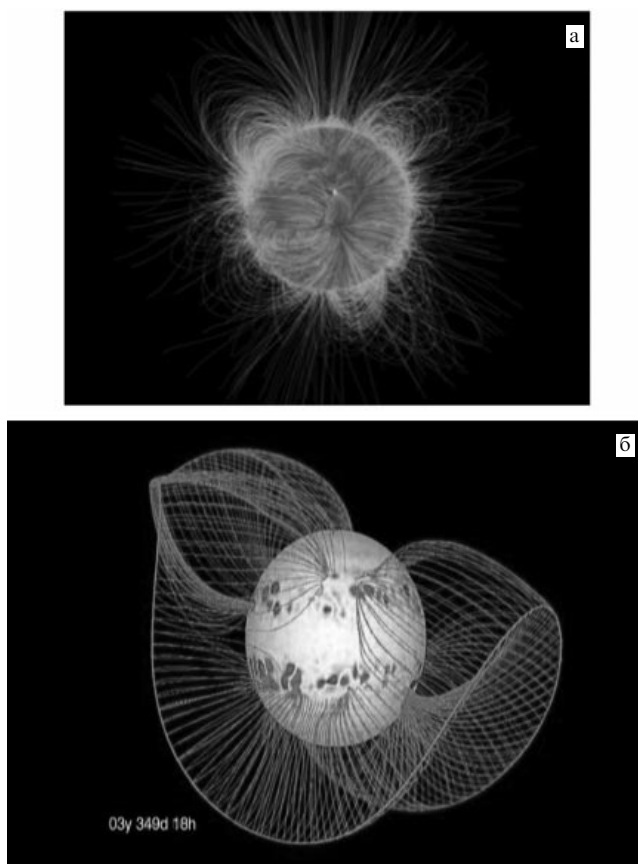


Рис. 9. (а) Трёхмерные магнитные поля на Солнце и (б) в гелиосфере (гелиосферный токовый слой) (результаты моделирования научной группы SOHO).

рения вблизи Солнца, на расстояниях 40–60 солнечных радиусов, дадут возможность детально изучить плазменные процессы.

В более далёкой перспективе разрабатывается проект "Полярно-эклиптический патруль (ПЭП)" [7], в рамках которого два КА на гелиоцентрических наклонных орбитах вокруг Солнца будут осуществлять глобальный обзор Солнца и непрерывные наблюдения линии Солнце–Земля из внеэклиптического положения, что должно обеспечить лучшее понимание объёмной картины солнечной активности и околосолнечного пространства и наиболее эффективный контроль за космической погодой.

9. Заключение

Отмечая плодотворный вклад С.И. Сыроватского в отдельные разделы физики Солнца, необходимо, прежде всего, ещё раз подчеркнуть, что многие его идеи относительно теории токовых слоёв и механизма солнечных вспышек получили подтверждение по результатам космических наблюдений Солнца, которые, в свою очередь, планировались под влиянием работ С.И. Сыроватского. Существенное развитие получила теория токовых слоёв и магнитного пересоединения и её наблюдательное подтверждение как на Солнце, так и в магнитосфере Земли [47, 48]. В 2000 г. опубликована первая книга по магнитному пересоединению [47], которая переведена на русский язык. Реализованы отечественные солнечные космические проекты КОРОНАС-И, КОРОНАС-Ф, КОРОНАС-Фотон. Работы по проекту КОРОНАС-Ф, удостоены Премии правительства Российской Федерации (2008 г.), результаты этого проекта отражены в книге [49]. Заметное развитие получили лабораторное и численное моделирование магнитного пересоединения [50, 51]. Разрабатываются новые отечественные перспективные проекты по изучению Солнца — "Интергелиозонд" и "Полярно-эклиптический патруль". Продолжающиеся наблюдения Солнца из космоса в проектах SOHO, TRACE, RHESSI, "Hinode", STEREO, SDO дадут большой объём более детальной информации о солнечных явлениях на начальной фазе нового цикла и улучшат понимание происходящих на нашей звезде процессов.

Список литературы

1. 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: Consultants Bureau, 1976) p. 3]
2. Сыроватский С И, в сб. *Вспышечные процессы в плазме* (Труды ФИАН, Т. 110) (М.: Наука, 1979) с. 5
3. Сыроватский С И *УФН* **118** 738 (1976) [Syrovatskii S I *Sov. Phys. Usp.* **19** 354 (1976)]
4. Syrovatskii S I *Solar Phys.* **53** 247 (1977)
5. Кузнецов В Д, в кн. *Пятьдесят лет космических исследований: по материалам междунар. форума "Космос: наука и проблемы XXI века, октябрь 2007 года, Москва* (Под ред. А В Захарова) (М.: Физматлит, 2009) с. 60
6. Кузнецов В Д *УФН* **180** 554 (2010) [Kuznetsov V D *Phys. Usp.* **53** 528 (2010)]
7. Кузнецов В Д, Зеленый Л М, в сб. *Солнечно-земная физика* Вып. 12 *Труды Междунар. симпозиума "Международный гелиофизический год — 2007: новый взгляд на солнечно-земную физику, Звенигород, 5–11 ноября 2007 г.* Т. 1 (Новосибирск: Ин-т солнечно-земной физики РАН, 2008) с. 83
8. Christensen-Dalsgaard J "Lecture notes on stellar oscillations", <http://www.phys.au.dk/~jcd/oscilnotes/>
9. Лебедев Н И и др. *Астрон. журн.* **81** 956 (2004) [Lebedev N I et al. *Astron. Rep.* **48** 871 (2004)]
10. Жужада Ю Д, Кузнецов В Д, Лебедев Н И, в кн. *Солнечно-земная физика: результаты экспериментов на спутнике КОРОНАС-Ф* (Под ред. В Д Кузнецова) (М.: Физматлит, 2009) с. 35
11. Kosovichev A G, Duvall T L, Scherrer P H *Solar Phys.* **192** 159 (2000)
12. Lindsey C, Braun D C *Science* **287** 1799 (2000)
13. Parker E N *Astrophys. J.* **138** 552 (1963)
14. Parker E N *Astrophys. J.* **221** 368 (1978)
15. Nagata S et al. *Astrophys. J.* **677** L145 (2008)
16. Katsukawa Y et al. *Science* **318** 1594 (2007)
17. Parnell C E *Solar Phys.* **200** 23 (2001)
18. Erdelyi R, Fedun V *Science* **318** 1572 (2007)
19. Cirtain J W et al. *Science* **318** 1580 (2007)
20. Parker E N *Astrophys. J.* **330** 474 (1988)
21. Shibata K et al. *Science* **318** 1591 (2007)
22. Богачев С А и др. *Астрон. вестн.* **39** 571 (2005) [Bogachev S A et al. *Solar Syst. Res.* **39** 508 (2005)]
23. Житник И А и др., в кн. *Солнечно-земная физика: Результаты экспериментов на спутнике КОРОНАС-Ф* (Под ред. В Д Кузнецова) (М.: Физматлит, 2009) с. 65
24. Aschwanden M J et al. *Astrophys. J.* **535** 1047 (2000)
25. Сыроватский С И *Письма в Астрон. журн.* **2** 35 (1976) [Syrovatskii S I *Sov. Astron. Lett.* **2** 13 (1976)]
26. Сыроватский С И, Буланов С В, Догель В А, в кн. *Итоги науки и техники* (Сер. Астрономия, Т. 21) (М.: ВИНТИ, 1982) с. 188
27. Сыроватский С И *Письма в Астрон. журн.* **3** 133 (1977) [Syrovatskii S I *Sov. Astron. Lett.* **3** 69 (1977)]
28. Kuznetsov V D, Syrovatskii S I *Solar Phys.* **69** 361 (1981)
29. Кузнецов В Д *Астрон. журн.* **59** 108 (1982) [Kuznetsov V D *Sov. Astron.* **26** 67 (1982)]
30. Кузнецов В Д, в кн. *Солнечно-земная физика: Результаты экспериментов на спутнике КОРОНАС-Ф* (Под ред. В Д Кузнецова) (М.: Физматлит, 2009) с. 10
31. Житник И А и др., в кн. *Солнечно-земная физика: Результаты экспериментов на спутнике КОРОНАС-Ф* (Под ред. В Д Кузнецова) (М.: Физматлит, 2009) с. 128
32. Кузнецов В Д *Изв. РАН. Сер. физ.* **70** 56 (2006)
33. Сыроватский С И, Сомов Б В, в кн. *Итоги науки и техники* (Сер. Астрономия, Т. 21) (М.: ВИНТИ, 1982) с. 221
34. Lin R P et al. *Solar Phys.* **210** (1–2) 3 (2002), Special Issue: The Reuven Ramaty High-Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESI): Mission Description and Early Results
35. Кузнецов В Д, в кн. *Плазменная гелиогеофизика Т. 1* (Под ред. Л М Зеленого, И С Веселовского) (М.: Физматлит, 2008) с. 81
36. Syrovatskii S I *Solar Phys.* **76** 3 (1982)
37. Shibata K et al. *Astrophys. J.* **451** L83 (1995)
38. Kuznetsov V D, Hood A W *Solar Phys.* **171** 61 (1997)
39. Kuznetsov V D, Hood A W *Adv. Space Res.* **26** 539 (2000)
40. McComas D J et al. *Gephys. Res. Lett.* **30** 1517 (2003)
41. Axford W I, McKenzie J F, in *Cosmic Winds and the Heliosphere* (Eds J R Jokipii, C P Sonett, M S Giampapa) (Tucson: Univ. of Arizona, 1997) p. 31
42. Hassler D M et al. *Science* **283** 810 (1999)
43. Kuznetsov V D *J. Atm. Solar-Terr. Phys.* **70** 234 (2008)
44. Harrison R et al. *COSPAR's Inform. Bull.* **168** 25 (2007)
45. Bothmer V, Daglis I A *Space Weather: Physics and Effects* (Berlin: Springer, 2007)
46. Кузнецов В Д *УФН* **176** 319 (2006) [Kuznetsov V D *Phys. Usp.* **49** 305 (2006)]
47. Priest E R, Forbes T *Magnetic Reconnection: MHD Theory and Applications* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000) [Прист Э, Форбс Т *Магнитное пересоединение: магнитогидродинамическая теория и приложения* (Пер. с англ. под ред. В Д Кузнецова, А Г Франк) (М.: Физматлит, 2005)]
48. Зеленый Л М *УФН* **180** 973 (2010) [Zelenyi L M *Phys. Usp.* **53** (9) (2010)]
49. Кузнецов В Д (Ред.) *Солнечно-земная физика: результаты экспериментов на спутнике КОРОНАС-Ф* (М.: Физматлит, 2009)
50. Франк А Г *УФН* **180** 982 (2010) [Frank A G *Phys. Usp.* **53** (9) (2010)]
51. Yamada M, Kulsrud R, Ji H *Rev. Mod. Phys.* **82** 603 (2010)

PACS numbers: 52.30.Cv, 52.35.Vd, 96.60.qe
DOI: 10.3367/UFNr.0180.201009j.0997

Магнитное пересоединение в солнечных вспышках

Б.В. Сомов

1. Введение

Мне посчастливилось работать под руководством Сергея Ивановича Сыроватского с 1966 г. по 1979 г. — сначала как студенту и аспиранту, затем как сотруднику отдела теоретической физики ФИАН. В те промчавшиеся быстро годы Сергей Иванович больше всего интересовался проблемой солнечных вспышек.

Сущность проблемы, её научное и прикладное значение определяются двумя фактами. Во-первых, вспышки на Солнце представляют собой нестационарное электромагнитное явление, типичное для космической плазмы, но доступное для самого всестороннего исследования, в отличие от вспышек на других звёздах и других удалённых объектах во Вселенной. Во-вторых, солнечные вспышки оказывают сильное воздействие на межпланетное и околоземное космическое пространство, атмосферу и даже биосферу Земли. Неслучайно солнечные вспышки интересуют не только астрономов и физиков, но и специалистов в области космонавтики и энергетики, а также биологов и медиков. Сергею Ивановичу Сыроватскому принадлежит основополагающий вклад в становление и успешное развитие теоретической и экспериментальной науки о солнечных вспышках в нашей стране и зарубежом. В данном сообщении я затрону лишь один, но ключевой аспект этой науки — роль пересоединения линий магнитного поля (магнитного пересоединения) во вспышках [1, 2].

2. Токовый слой Сыроватского

Магнитное пересоединение представляет собой перераспределение магнитных потоков, приводящее к изменению топологии поля. Как в среде, так и в вакууме этот процесс индуцирует электрическое поле, которое проявляется в зависимости от свойств среды. В вакууме оно может быть, например, просто измерено или использовано для ускорения заряженной частицы. В плазме электрическое поле порождает электрический ток, точнее говоря некоторую токовую структуру, как правило, довольно сложную.

В плазме с высокой проводимостью электрическое поле формирует тонкий токовый слой, препятствующий перераспределению взаимодействующих магнитных потоков [3, 4]. Это порождает некоторый избыток энергии в виде магнитного поля токового слоя. Чем шире слой, тем больше накопленная энергия, что широко используется в астрофизических приложениях эффекта магнитного пересоединения [5, 6].

В условиях сильного магнитного поля его структура вблизи токового слоя в плазме с высокой проводимостью может быть описана простой аналитической моделью [7], а именно в виде поверхности разрыва,

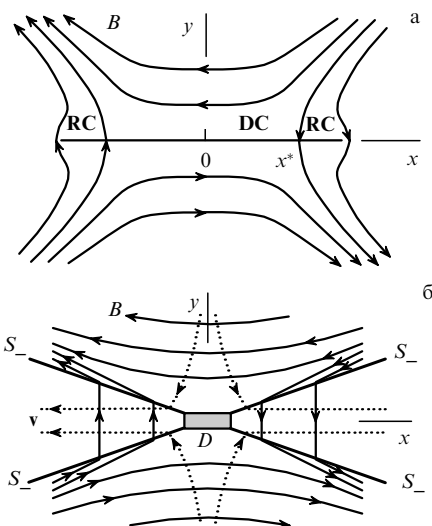


Рис. 1. Две классические модели пересоединения: (а) токовый слой Сыроватского, (б) течение Петчека.

разделяющей поля противоположной направленности (рис. 1а). Эту модель называют токовым слоем Сыроватского. Слой содержит область прямого тока (direct current — DC) и две присоединённые области обратного тока (reverse current — RC). Вне токового слоя магнитное поле рассматривается как потенциальное, точнее говоря двумерное, поле, комплексный потенциал которого является аналитической функцией.

Другая классическая модель пересоединения, которая называется течением Петчека [8], обычно рассматривается в качестве альтернативы токовому слою Сыроватского. В модели Петчека процесс пересоединения линий магнитного поля в значительной мере отделён от процесса диссипации поля. Пересоединение происходит в небольшой диффузионной области D (рис. 1б). Выделением энергии в этой малой области можно пренебречь, по сравнению с той величиной энергии магнитного поля, которая превращается в тепловую и кинетическую энергию плазмы на четырёх присоединённых медленных ударных магнитогидродинамических (МГД) волнах S_- бесконечной длины.

3. Необходимые обобщения классических моделей

Уже первые численные эксперименты [9, 10], моделирующие магнитное пересоединение в рамках диссипативной МГД, показали, что вблизи торцов токового слоя существуют разрывные МГД-течения конечной длины. Наблюдаемая картина течений является довольно сложной и, разумеется, зависит от начальных и граничных условий. Кроме того, естественные ограничения, свойственные разностным методом, не позволяют изучать структуру токового слоя в режимах пересоединения, соответствующих так называемым сверхгорячим турбулентным токовым слоям в солнечных вспышках [6]. Всё это заставляет строить обобщённые аналитические модели, в меру упрощённые и явно зависящие от физических параметров области пересоединения. Применительно к солнечным вспышкам такими параметрами являются, в первую очередь, геометрические характеристики этой области: характерная ширина токового слоя b , угол присоединения к нему ударных волн α , их длина r (рис. 2а).

Б.В. Сомов. Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, РФ. E-mail: somov@sai.msu.ru

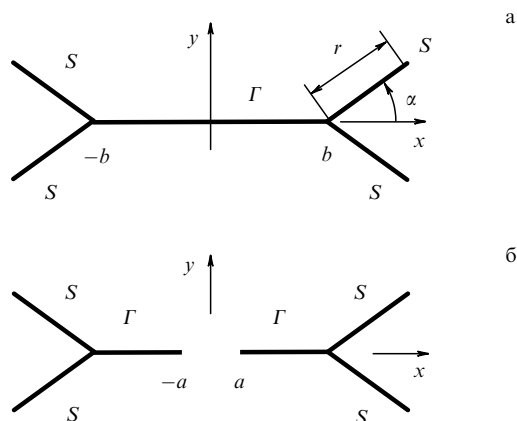


Рис. 2. Токовая конфигурация, содержащая токовый слой Γ и четыре присоединённых разрывных МГД-течения S с конечной длиной r : (а) токовый слой без разрыва, (б) токовый слой с разрывом шириной $2a$.

Вопрос о граничных и начальных условиях в общей задаче о магнитном пересоединении не является тривиальным. В обобщённой модели [11, 12], как и в модели Сыроватского [7], нормальная компонента магнитного поля на слое обращается в нуль, т.е. токовый слой считается строго нейтральным. Учёт малой поперечной составляющей поля, связанной с процессом пересоединения внутри слоя, вообще говоря, необходим и возможен, но существенно усложняет задачу. С учётом симметрии токового слоя она сводится к смешанной краевой задаче Римана–Гильберта [13] (см. также раздел 3.4 в [14], где представлено некоторое частное решение в рамках задачи Келдыша–Седова [13]). На ударных МГД-волнах поперечная компонента равна заданной постоянной величине β . Последнее предположение несколько ограничивает класс возможных решений, но оно также является необходимым с точки зрения ограничения сложности математической постановки задачи.

Ещё одно обобщение модели Сыроватского необходимо в связи с возможностью распада тонкого токового слоя на параллельные токовые ленты. Такой разрыв слоя может возникнуть в результате разрывной (тиринг) неустойчивости или при появлении в слое области более высокого сопротивления, например аномального сопротивления вследствие возбуждения той или иной плазменной турбулентности. В работе [15] была предложена простая аналитическая модель распадающегося слоя с бесконечной шириной. На края разрыва в слое действует пропорциональная ширине разрыва сила магнитных натяжений, стремящаяся увеличить его. Внутри разрыва индуцируется мощное электрическое поле, способное в астрофизических условиях (например, в солнечных вспышках) ускорить заряженные частицы до высоких энергий. Для токового слоя с конечной шириной и при наличии присоединённых разрывных течений обобщённая задача, учитывающая разрыв токового слоя, сформулирована и решена в работе [16].

4. Новые аналитические модели

Описанные в разделе 3 обобщённые модели предполагают, что двумерное магнитное поле потенциально в области g — внешности токовой конфигурации, изображаемой как система разрезов $\Gamma + 4S$ на комплексной

плоскости $z = x + iy$ (см. рис. 2). Само магнитное поле тоже записываем в комплексном виде:

$$B(z) = B_x(x, y) + iB_y(x, y). \quad (1)$$

Компонента поля B_n , нормальная к линии $\Gamma + 4S$, равна нулю на токовом слое Γ , а на разрезах S , соответствующих ударным волнам, равна заданной постоянной величине β . При этом B_n выражается через B как

$$B_n = \operatorname{Re} [v(z) \bar{B}(z)], \quad (2)$$

где $v(z)$ — комплексная единичная нормаль, символ Re означает вещественную часть величины в квадратных скобках, а черта над B — комплексное сопряжение.

На бесконечности для функции $B(z)$ ставится условие

$$B(x, y) \sim ih\bar{z}, \quad z \rightarrow \infty, \quad (3)$$

где h — градиент магнитного поля. Такое поведение поля соответствует картине линий, наблюдаемой вдали от гиперболической нулевой точки в модели Сыроватского [7].

Для нахождения функции магнитного поля B удобно использовать комплексно сопряжённую с ней функцию

$$\mathcal{F}(z) = u(x, y) + iv(x, y) = \bar{B}(z), \quad z \in g, \quad (4)$$

поскольку из потенциальности поля вытекает, что определённая таким способом функция $\mathcal{F}(z)$ является аналитической функцией комплексной переменной z в области g . Заменяя в (2) B величиной $\mathcal{F}$ и учитывая граничные условия на разрезах $\Gamma + 4S$, приходим к задаче Римана–Гильберта для функции $\mathcal{F}(z)$:

$$\operatorname{Re} [v(z)\mathcal{F}(z)] = c(z) \quad \text{на } \Gamma + 4S. \quad (5)$$

Здесь $c(z)$ — известная функция: $c(z) = 0$ на токовом слое Γ , $c(z) = \beta$ на разрезах S .

Рисунок 3 иллюстрирует метод решения задачи [17]. Поскольку задача обладает симметрией относительно осей x и y , то достаточно рассмотреть одну четверть области g , например первый квадрант с разрезом CDE — область G (рис. 3а). Поскольку область G — бесконечный

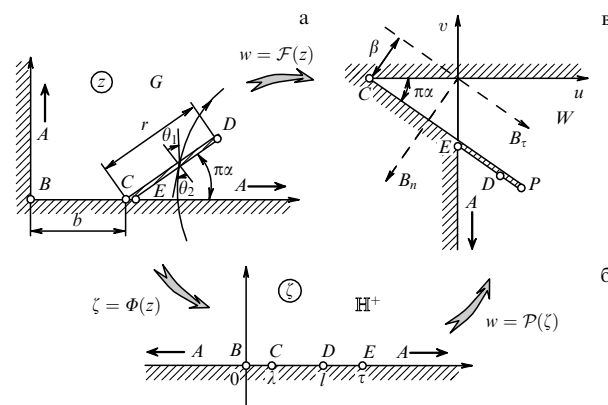


Рис. 3. Схема решения задачи Римана–Гильберта. (а) Исходная область. (б) Верхняя полуплоскость. (в) Область годографа магнитного поля.

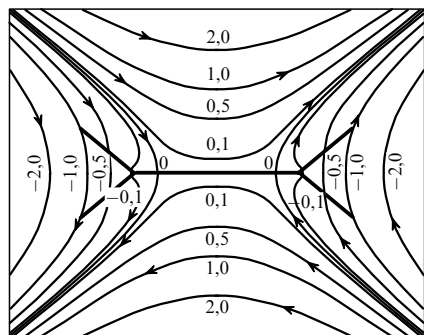


Рис. 4. Токовая структура (отрезки жирных прямых линий) и линии магнитного поля (тонкие кривые, на которых направление поля указано стрелками) в модели токового слоя с присоединёнными ударными волнами [12] при характерных значениях параметров: $b = r = 1$, $\alpha = 1/4$, $\beta = 1$ и $h = 1$.

пятиугольник, её можно отобразить на верхнюю полуплоскость $\mathbb{H}^+$ (рис. 36) с помощью конформного отображения $\zeta = \Phi(z)$, обратное к которому представимо в виде интеграла Кристоффеля – Шварца [18]:

$$\Phi^{-1}(\zeta) = \mathcal{K} \int_0^\zeta t^{-1/2}(t-\lambda)^{-\alpha}(t-1)(t-\tau)^{\alpha-1} dt. \quad (6)$$

Решение $\mathcal{P}(\zeta)$ задачи в верхней полуплоскости $\mathbb{H}^+$ может быть найдено стандартными методами [13]; оно показано на рис. 3в. Подставив $\zeta = \Phi(z)$ в $\mathcal{P}(\zeta)$, окончательно записываем общее решение $\mathcal{F}$ в виде $\mathcal{F}(z) = \mathcal{P}[\Phi(z)]$.

В работе [12] получено аналитическое решение задачи о токовом слое с присоединёнными ударными волнами (рис. 4). Оно позволило изучить глобальное устройство магнитного поля, а также поведение определяемых им полного тока и скорости пересоединения в зависимости от параметров β и h . В работе [16] рассмотрен характер преломления магнитного поля на ударной волне, т.е. на разрыве CDE (рис. 3а). Здесь θ_1 и θ_2 — углы отклонения вектора магнитного поля от внутренних по отношению к области G нормалей соответственно к участкам CD и DE её границы.

Соотношение между этими углами определяет тип ударной МГД-волны (см. [19]). Если, например, оба угла положительны и $\theta_2 > \theta_1$, то волна является быстрой, а в случае $\theta_1 > \theta_2$ — медленной. Как показано в [16], вблизи точки присоединения ударной волны к токовому слою всегда существует отрезок разреза S , на котором она представляет собой трансальвеновскую ударную волну. Последняя увеличивает тангенциальную составляющую поля и меняет её направление на противоположное (см. [20]). Трансальвеновские волны являются неэволюционными (см. [19]). Анализ вопроса об эволюционности самого токового слоя (см. [6, гл. 10]) показал, что в областях обратных токов слой не является эволюционным как МГД-разрыв [21] и, следовательно, может расщепляться на другие разрывы, которые и наблюдаются в современных численных экспериментах [22, 23]. На рисунке 5 приведена картина магнитного поля для модели с распадающимся токовым слоем при наличии присоединённых ударных волн (рис. 2б). Отчётливо видны области прямого и обратного токов, преломление линий поля на ударных волнах.

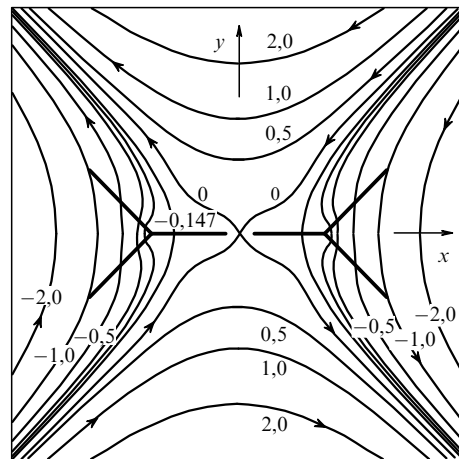


Рис. 5. Картина линий магнитного поля в окрестности распадающегося токового слоя с присоединёнными ударными волнами [16].

5. Физика пересоединяющих токовых слоёв

Эффект магнитного пересоединения лежит в основе многих нестационарных явлений в космической и лабораторной плазме, сопровождающихся быстрыми течениями плазмы и ударными волнами, мощными потоками тепла и заряженных частиц, ускоренных до высоких энергий. К этим явлениям относятся, в первую очередь, солнечные вспышки, которые доступны для самого всестороннего изучения и детального моделирования [24]. На Солнце пересоединяющие токовые слои возникают естественным образом в короне в магнитных полях так называемых активных областей, в которых магнитные поля являются сильными, а электрические поля в пересоединяющих токовых слоях достигают огромных значений.

Рассмотренные выше аналитические модели не описывают физические процессы внутри токового слоя. В приближении сильного поля токовый слой представляет собой бесконечно тонкий МГД-разрыв. Вследствие двумерности эффекта пересоединения такой разрыв существенно отличается от одномерных МГД-разрывов, включённых в стандартную классификацию [25]. Структура поля в его окрестности описывается решением Сыроватского [7]. В этом же приближении можно исследовать динамику плазмы в окрестности токового слоя (см. [26, гл.3]). Можно, в частности, найти скорости течений плазмы вместе с замороженным магнитным полем и отождествить скорость втекания в слой со скоростью пересоединения в нём. Таким образом, решение Сыроватского, описывающее двумерную структуру магнитного поля в окрестности токового слоя, играет такую же роль, как и адиабата Гюгонио, определяющая параметры стационарного одномерного течения газа через фронт ударной волны в гидродинамике. На присоединённых к токовому слою МГД-ударных волнах применимы соответствующие МГД-обобщения адиабаты Гюгонио.

В рамках приведённых выше моделей параметры токового слоя и ударных волн являются заданными. В конкретных астрофизических приложениях, например в солнечных вспышках, для определения этих параметров (в частности, полуширины b токового слоя) следует воспользоваться конкретной физической моделью, а именно моделью высокотемпературного турбулентного токового слоя (заштрихованная область овальной

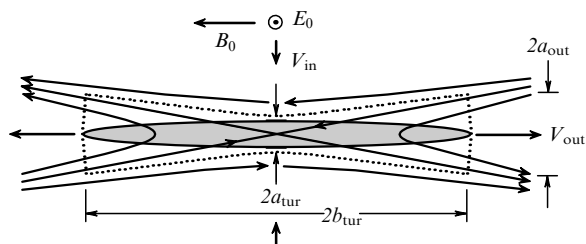


Рис. 6. Высокотемпературный турбулентный токовый слой [6] в качестве физической модели области прямого тока в пересоединяющем токовом слое.

формы на рис. 6) (см. [6, гл. 6]). Эта двумерная самосогласованная модель основывается на законах сохранения массы, импульса и энергии, а также законе Ома, записанных в виде порядковых соотношений.

Температура токового слоя столь высока, что кулоновскими столкновениями в нём можно пренебречь. Доминирующими физическими процессами в таком "сверхгорячем" слое являются прямой нагрев электронов и ионов в результате взаимодействия частица – волна внутри турбулентного слоя и охлаждение электронов аномальными тепловыми потоками из слоя [27, 28]. Модель позволяет оценить характерные значения толщины $2a_{\text{tur}}$ и ширины $2b_{\text{tur}}$ турбулентного слоя (см. рис. 6), плотность плазмы, температуру электронов и ионов в нём, а также мощность выделения энергии и другие параметры, представляющие интерес с точки зрения астрофизических приложений теории магнитного пересоединения.

Однако существенным преимуществом аналитических моделей является возможность исследовать общие закономерности, не зависящие от детальных предположений той или иной физической модели пересоединения в сильных магнитных полях. Это вполне аналогично тому, что адиабата Гюгонио описывает начальное и конечное состояние газа при переходе через фронт ударной волны, вне зависимости от того, как именно осуществляется этот переход.

Список литературы

1. Сыроватский С И *Астрон. журн.* **39** 987 (1962) [Syrovatskii S I *Sov. Astron. J.* **6** 768 (1963)]
2. Syrovatskii S I *Solar Phys.* **76** 3 (1982)
3. Сыроватский С И *ЖЭТФ* **50** 1133 (1966) [Syrovatskii S I *Sov. Phys. JETP* **23** 754 (1966)]
4. Имшенник В С, Сыроватский С И *ЖЭТФ* **52** 990 (1967) [Imshennik V S, Syrovatskii S I *Sov. Phys. JETP* **25** 656 (1967)]
5. Сомов Б В, Сыроватский С И *УФН* **120** 217 (1976) [Somov B V, Syrovatskii S I *Sov. Phys. Usp.* **19** 813 (1976)]
6. Somov B V *Plasma Astrophysics Pt. II Reconnection and Flares* (New York: Springer, 2006)
7. Сыроватский С И *ЖЭТФ* **60** 1727 (1971) [Syrovatskii S I *Sov. Phys. JETP* **33** 933 (1971)]
8. Petschek H E, in *The Physics of Solar Flares, Proc. of the AAS–NASA Symp., 28–30 October, 1963, Greenbelt, MD* (Ed. W N Hess) (Washington, DC: NASA, 1964) p. 425
9. Брушлинский К В, Заборов А М, Сыроватский С И *Физ. плазмы* **6** 297 (1980) [Brushlinskii K V, Zaborov A M, Syrovatskii S I *Sov. J. Plasma Phys.* **6** 165 (1980)]
10. Biskamp D *Phys. Fluids* **29** 1520 (1986)
11. Марковский С А, Сомов Б В, в сб. *Физика солнечной плазмы* (Отв. ред. Б В Сомов, В В Фомичев) (М.: Наука, 1989) с. 45

12. Безродных С И, Власов В И, Сомов Б В *Письма в Астрон. журн.* **33** 153 (2007) [Bezrodnykh S I, Vlasov V I, Somov B V *Astron. Lett.* **33** 130 (2007)]
13. Лаврентьев М А, Шабат Б В *Методы теории функций комплексного переменного* (М.: Наука, 1973)
14. Somov B V *Physical Processes in Solar Flares* (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1992)
15. Сомов Б В, Сыроватский С И *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **39** 375 (1975) [Somov B V, Syrovatskii S I *Bull. Acad. Sci. USSR Phys. Ser.* **39** (2) 109 (1975)]
16. Безродных С И, Власов В И, Сомов Б В *Письма в Астрон. журн.* **36** (10) (2010) [Bezrodnykh S I, Vlasov V I, Somov B V *Astron. Lett.* **36** (10) (2010)]
17. Безродных С И, Власов В И *Журн. вычисл. мат. мат. физ.* **42** 277 (2002) [Bezrodnykh S I, Vlasov V I *Comput. Math. Math. Phys.* **42** 263 (2002)]
18. von Koppenfels W, Stallmann F *Praxis der Konformen Abbildung* (Berlin: Springer, 1959) [Коппенфельс В, Штальман Ф *Практика конформных отображений* (М.: ИЛ, 1963)]
19. Somov B V *Plasma Astrophysics Pt. I Fundamentals and Practice* (New York: Springer, 2006)
20. Леденцов Л С, Сомов Б В *Письма в Астрон. журн.* **36** (10) (2010) [Ledentsov L S, Somov B V *Astron. Lett.* **36** (10) (2010)]
21. Markovskii S A, Somov B V *J. Plasma Phys.* **55** 303 (1996)
22. Chen P F et al. *Astrophys. J.* **513** 516 (1999)
23. Ugai M *Phys. Plasmas* **15** 082306 (2008)
24. Somov B V et al. *Adv. Space Res.* **32** 2439 (2003)
25. Сыроватский С И *УФН* **62** 247 (1957)
26. Сомов Б В, Сыроватский С И, в сб. *Нейтральные токовые слои в плазме* (Труды ФИАН, Т. 74, Подред. Н Г Басова) (М.: Наука, 1974) с. 14 [Somov B V, 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: Consultants Bureau, 1976) p. 13]
27. Somov B V, Titov V S *Письма в Астрон. журн.* **9** 48 (1983) [Sov. Astron. Lett. **9** 26 (1983)]
28. Орешина А В, Сомов Б В *Письма в Астрон. журн.* **26** 870 (2000) [Oreshina A V, Somov B V *Astron. Lett.* **26** 750 (2000)]

PACS numbers: 96.50.S–, 97.60.Bw, 98.62.Nx
DOI: 10.3367/UFNr.0180.201009k.1000

Происхождение космических лучей

В.С. Птускин

1. Введение

Исследования по проблеме происхождения космических лучей составляют важную часть научного наследия Сергея Ивановича Сыроватского. Знаменитая монография В.Л. Гинзбурга и С.И. Сыроватского *Происхождение космических лучей* [1], опубликованная в 1963 г., стала "библией" для специалистов по астрофизике высоких энергий. Уже в этой монографии, которая была написана до открытия квазаров, реликтового излучения и пульсаров, в те времена, когда сведения о космических лучах вне солнечной системы основывались главным образом на данных радиоастрономии, были сформулированы основные положения модели происхождения космических лучей, которые остаются неизменными до сих пор. Развита в [1] модель основана на следующих предположениях: основная доля космических лучей имеет галактическое происхождение, они диффунди-

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

ругую в межзвёздных магнитных полях и заполняют обширное гало, источниками космических лучей являются взрывы сверхновых, частицы самых высоких энергий (сейчас к ним относят космические лучи с энергиями выше $10^{18} - 10^{19}$ эВ) имеют внегалактическое происхождение. Вскоре после смерти Сергея Ивановича, в 1979 г., Виталий Лазаревич Гинзбург предложил нескольким сотрудникам, работавшим в этой области, совместно написать новую книгу, посвящённую той же тематике. Два издания книги *Астрофизика космических лучей* под редакцией В.Л. Гинзбурга вышли в 1984 г. и 1990 г. [2]. В неё вошли такие новые разделы, как гамма-астрономия, нейтринная астрономия и описание процессов ускорения и переноса космических лучей на кинетическом уровне. В определённом смысле был подведён итог многолетней совместной работе В.Л. Гинзбурга, С.И. Сыроватского и их коллег по астрофизике космических лучей.

В настоящем кратком сообщении изложены некоторые последние результаты исследований по проблеме происхождения космических лучей.

2. Галактические космические лучи — ускорение в сверхновых и распространение в галактических магнитных полях

По энергетическим характеристикам сверхновые и их остатки являются наиболее подходящими источниками космических лучей в Галактике [1]. Требуется перевести примерно 10–20 % кинетической энергии выброса сверхновой в энергию релятивистских частиц, для того чтобы обеспечить наблюдаемую плотность энергии космических лучей, $\approx 1,5$ эВ см⁻³. При этом предполагается, что кинетическая энергия взрыва сверхновой составляет 10^{51} эрг и вспышки сверхновых в Галактике в среднем происходят каждые 30 лет. Прямые свидетельства наличия релятивистских частиц в остатках сверхновых следуют из наблюдений нетеплового излучения в радиодиапазоне, рентгеновском и гамма-диапазонах. Данные по синхротронному радиоизлучению указывают на наличие электронов с энергиями 50 МэВ–30 ГэВ в таких остатках сверхновых, как Cas A, IC 433, Cygnus Loop и многих других (см. [3]). В случае Cas A это синхротронное излучение было зарегистрировано в инфракрасном диапазоне, что свидетельствует о наличии электронов с энергиями примерно до 200 ГэВ. Обнаружение нетеплового рентгеновского излучения с характерным степенным спектром, с энергией вплоть до значений в несколько десятков кэВ от ярких "ободков" в примерно десяти молодых галактических остатках сверхновых, включая SN1006, Cas A, RXJ 1713.7-3946, RX J08852-46/Vela Jr, RCW 86, G266.2-1.2 и др., объясняется синхротронным излучением электронов очень высоких энергий, вплоть до 10–100 ТэВ (см. обзор [4]). Обратное комптоновское рассеяние фоновых фотонов электронами со столь высокой энергией и генерация гамма-излучения через производство и распады π^0 -мезонов в процессе взаимодействия протонов и ядер с энергиями до ~ 100 ТэВ с ядрами газа объясняют наличие ТэВ-ного гамма-излучения, зарегистрированного от ряда молодых оболочечных остатков сверхновых [5]. Пространственное распределение нетеплового излучения во всех диапазонах свидетельствует о том, что ускорение частиц в оболочечных остатках сверхновых происходит непосредственно на ударной волне, порождённой взрывом сверхновой.

Данные о составе космических лучей также подтверждают, что ускорение частиц происходит на ударной волне, распространяющейся по межзвёздной среде или в ветре предсверхновой звезды (см. подробнее [6]). Оказывается, в частности, что после учёта таких атомных свойств, как первый потенциал ионизации или летучесть (от последней зависит состав вещества, осаждаемого на межзвёздных пылинках), химический состав источников космических лучей оказывается близким к нормальному составу локальной межзвёздной среды и солнечной фотосферы. Возможно, ускорение ионов и пылинок идёт в частично ионизованном межзвёздном газе и/или в горячих "пузырях" межзвёздного газа с высокой частотой вспышек сверхновых. Относительно высокое отношение содержания изотопов $^{59}\text{Co}/^{56}\text{Fe}$ в материале источников космических лучей показывает, что большая часть синтезированных при взрыве сверхновой изотопов ^{59}Ni успевает распасться в изотопы ^{59}Co за счёт захвата орбитального электрона до начала ускорения частиц. Отсюда следует, что ускорение происходит не менее чем через 10^5 лет после процесса нуклеосинтеза.

Механизм ускорения космических лучей в остатках сверхновых является версией ускорения Ферми первого рода. Ускорение быстрых частиц происходит в сжимающемся на ударной волне потоке газа благодаря многократному пересечению фронта ударной волны диффундирующими быстрыми частицами [7, 8] (см. также обзоры [6, 9]). Диффузия частиц обеспечивается их рассеянием неоднородностями магнитного поля. Это рассеяние имеет резонансный характер, так что частица с гирорадиусом r_g в основном взаимодействует с неоднородностями, имеющими волновое число $k \sim 1/r_g$. При этом коэффициент диффузии частиц можно оценить как $D \approx v r_g B^2 (3B_{\text{res}}^2)^{-1}$, где v — скорость частицы, B — полное магнитное поле, B_{res} — случайное магнитное поле в резонансном масштабе $1/k \sim r_g$. Функция распределения ускоренных частиц по импульсам имеет степенной вид $f(p) \propto p^{-3r/(r-1)}$, где r — степень сжатия газа на ударной волне (функция $f(p)$ связана с интенсивностью космических лучей $I(E)$ как $p^2 f(p) = I(E)$, где E — энергия частицы). Предельное сжатие газа в сильной ударной волне, идущей по одноатомному газу без высвечивания, равно $r = 4$, что при ультрарелятивистских энергиях приводит к спектру ускоренных частиц $I(E) \sim E^{-2}$. Этот результат справедлив для случая ускорения пробных частиц. При эффективном ускорении на ударной волне, порождённой вспышкой сверхновой, давление релятивистских частиц оказывается столь большим, что профиль ударной волны модифицируется и возникающий самосогласованный спектр ускоренных частиц существенно отличается от такового в случае пробных частиц — он укрупняется при нерелятивистских энергиях и может уплотняться вплоть до $\sim E^{-3/2}$ в области самых высоких энергий.

Необходимым условием ускорения является выполнение условия $D \leq 0,1 u_{\text{sh}} R_{\text{sh}}$, где u_{sh} и R_{sh} — скорость и радиус ударной волны соответственно, численный коэффициент 0,1 вычислен приближённо. Выражение в правой части этого неравенства достигает максимальной величины $\sim 10^{27} (W_{51}/n)^{2/5}$ [см² с⁻¹] в начале стадии Седова эволюции остатка сверхновой, где энергия взрыва сверхновой $W_{\text{sn}} = 10^{51} W_{51}$ [эрг], n — концентрация межзвёздного газа в [см⁻³]. Вместе с тем типичный

коэффициент диффузии космических лучей в Галактике, который составляет $D_G \sim 10^{28} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ при энергии частиц 1 ГэВ на нуклон и возрастает с увеличением энергии, оказывается слишком большим, для того чтобы обеспечить ускорение релятивистских частиц. Таким образом, для ускорения необходим аномально малый коэффициент диффузии вблизи фронта ударной волны, включая область непосредственно перед фронтом. Это обеспечивается самими ускоряемыми частицами, которые выходят из области ускорения и создают повышенный уровень магнитогидродинамической (МГД) турбулентности за счёт потоковой неустойчивости. Теория слабой турбулентности предсказывает значительное усиление случайного магнитного поля δB для ударных волн с большим числом Маха, но она не может адекватно описать возрастание поля до величины, сравнимой с фоновым межзвёздным магнитным полем $B_0 = 5 \text{ мкГс}$. Предполагая, что $\delta B = B_0$, можно получить так называемый бомовский коэффициент диффузии $D_{B0} = v r_g / 3 \sim 6 \times 10^{21} \beta R_m [\text{см}^2 \text{ с}^{-1}]$, который является нижним пределом для коэффициента диффузии частиц вдоль магнитного поля (здесь $\beta = v/c$, $R_m = pc/Z$ — магнитная жёсткость частицы с зарядом Z). Бомовский коэффициент диффузии позволяет ускорять частицы до максимальной энергии $E_{\text{max}} \sim 2 \times 10^{14} Z (W_{51}/n)^{2/5} [\text{ЭВ}]$, которая достигается в момент начала седовской стадии эволюции остатка сверхновой. Предположение о бомовском коэффициенте диффузии D_{B0} в окрестности ударной волны в остатке сверхновой до недавнего времени являлось стандартным при анализе ускорения космических лучей (см. [10]).

Развитие теории сильной потоковой неустойчивости космических лучей в предвестнике ударной волны в последние несколько лет [11–14] показало, что использование гипотезы о бомовском пределе ускорения в межзвёздном поле некорректно. Оказалось, в частности, что при $u_{\text{sh}} \gg 10^3 \text{ км с}^{-1}$ случайное поле усиливается до уровня $\delta B \gg B_0$, а при $u_{\text{sh}} < 10^3 \text{ км с}^{-1}$ случайное поле $\delta B < B_0$ быстро уменьшается с возрастом остатка сверхновой из-за диссипации турбулентности. В экстремальных условиях, по-видимому, применимых к начальной стадии разлёта оболочек сверхновых, случайное поле может достигать величины $\delta B_{\text{max}} \sim 10^3 (u_{\text{sh}}/3 \times 10^4 [\text{км с}^{-1}])^{1/2} [\text{мкГс}]$, а максимальная энергия ускоренных частиц — величины $E_{\text{max}} \sim 10^{17} Z (u_{\text{sh}}/3 \times 10^4 [\text{км с}^{-1}])^2 M_{\text{ej}}^{1/3} n^{1/6} [\text{ЭВ}]$ (здесь M_{ej} — масса сброшенной оболочки, измеренная в массах Солнца). Наличие сильного магнитного поля подтверждается наблюдениями нетеплового рентгеновского излучения от молодых остатков сверхновых. Большое усиление поля в молодых остатках является косвенным свидетельством ускорения протонов, которое сопровождается сильной потоковой неустойчивостью. Предсказываемая теорией потоковой неустойчивости более сильная зависимость $E_{\text{max}}(t)$, по сравнению с зависимостью $E_{\text{max}} \sim t^{-1/5}$, полученной в предположении о бомовской диффузии с коэффициентом D_{B0} , позволяет понять, почему ТэВ-ное гамма-излучение наблюдается только от сравнительно молодых остатков сверхновых. Ещё одним следствием наличия сильного магнитного поля является укручение спектра ускоренных частиц вследствие эффекта альвеновского дрейфа частиц за фронтом ударной волны (сноса частиц потоком альвеновских волн, распространяющихся преимущественно в

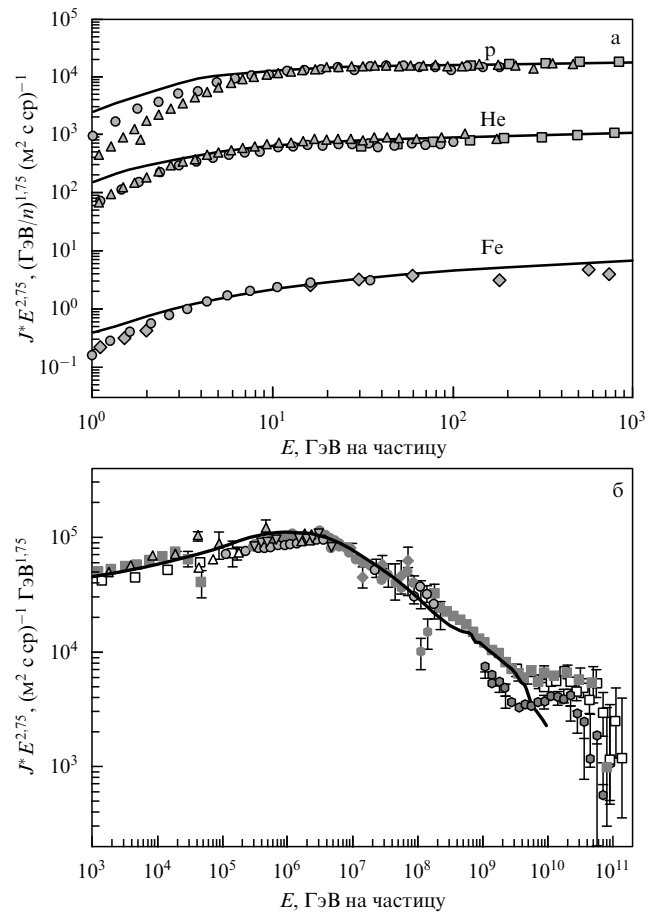


Рисунок. (а) Рассчитанные спектры протонов, гелия и железа в межзвёздной среде (без учёта эффекта модуляции солнечным ветром при малых энергиях). Данные наблюдений взяты из работы [15]. (б) Рассчитанный суммарный спектр всех частиц с энергиями, большими 10^3 ГэВ . Данные наблюдений взяты из работы [16].

направлении от фронта ударной волны), что, по-видимому, приводит спектр источников галактических космических лучей в согласие с эмпирической моделью происхождения космических лучей.

На рисунке показан рассчитанный в [15] спектр космических лучей в межзвёздной среде. Приведены спектры протонов, гелия и железа в диапазоне кинетической энергии от 1 ГэВ на нуклон до 10^3 ГэВ на нуклон, в котором имеются надёжные данные по отдельным типам ионов, и суммарные спектры протонов и всех ионов, вплоть до ионов железа, при энергиях на частицу $E \geq 10^3 \text{ ГэВ}$. Абсолютная нормировка источников различных ионов проведена согласно условию совпадения с наблюдениями интенсивности и состава космических лучей при одной и той же энергии частиц 10^3 ГэВ . Расчёт выполнен с помощью численного кода, который позволяет моделировать эволюцию сферической ударной волны, порождённой взрывом сверхновой, и ускорение частиц с учётом обратного влияния их давления на гидродинамическое течение. Учитывается ускорение космических лучей в остатках сверхновых типа Ia, IIp, Ib/c и IIb. Трансформация кинетической энергии взрыва сверхновой в энергию ускоренных космических лучей становится эффективной с момента начала седовской (адиабатической) стадии эволюции ударной волны, т.е. когда масса выброса сверхновой становится равной массе

"нагребённого" ударной волной газа. В результате, в усреднённом за всё время ускорения эволюционирующей ударной волной спектре частиц возникает характерный излом — "колени". Энергия колена приближённо оценивается, как $p_{\text{кnee}} c/Z \sim 1 \times 10^{15} W_{51} n^{1/6} M_{\text{ej}}^{-2/3}$ [эВ]. Рассчитанные спектры хорошо согласуются с наблюдениями при энергиях вплоть до значений примерно 5×10^{18} эВ (до этой максимальной энергии ускоряются ядра железа в остатках сверхновых типа Ib). Благодаря суммированию по различным типам сверхновых и различным типам ядер, воспроизводится форма "колени" в спектре всех частиц при энергии 3×10^{15} эВ. В целом, в космические лучи переходит примерно 1/3 кинетической энергии взрыва сверхновой.

В описанных выше расчётах предполагается, что во всей рассматриваемой области энергий коэффициент диффузии ультрарелятивистских частиц в межзвёздной среде вне области источников зависит от импульса как $D \propto (p/Z)^{0.54}$ [17]. Фактически эта зависимость может быть установлена лишь до энергий порядка нескольких сотен ГэВ на нуклон, для которых имеются данные о содержании вторичных ядер в составе космических лучей. (Редкие в природе вторичные ядра, такие как дейтерий, тритий, литий, бериллий, бор и ряд других, возникают в космических лучах в результате ядерной фрагментации более тяжёлых первичных ядер, которые до выхода из Галактики проходят толщу межзвёздного вещества плотностью примерно 10 г см^{-2} .) Из физических соображений, основанных на рассмотрении диффузии частиц в галактических магнитных полях, можно рассчитывать, что требуемая степенная зависимость коэффициента диффузии от импульса сохраняется до значений энергии порядка $E/Z \sim 10^{17}$ эВ [2]. Уточнение особенностей распространения космических лучей при более высоких энергиях требует дополнительных траекторных расчётов при различных предположениях о структуре галактического магнитного поля, включая возможное наличие галактического ветра с замороженным магнитным полем и с характерными размерами в несколько сотен килопарсеков.

Остатки сверхновых являются основными, но, конечно, не единственными источниками релятивистских частиц в межзвёздной среде. В частности, пульсары, генерирующие высокоэнергичные электрон-позитронные пары, могут быть ответственны за наличие в наблюдаемых в космических лучах позитронов. Измеренный поток позитронов с энергиями более 10 ГэВ [18] оказался выше, чем ожидаемый поток вторичных позитронов, возникающих при взаимодействии космических лучей с атомами межзвёздного газа, и вклад пульсаров, в принципе, объясняет это расхождение. Окончательное выяснение природы высокого потока позитронов в космических лучах очень важно, поскольку в альтернативном объяснении предполагается, что эти позитроны являются продуктами распада тёмной материи (см. обсуждение в [19, 20]).

3. Космические лучи сверхвысоких энергий

Центральной проблемой астрофизики космических лучей остаётся вопрос о происхождении частиц самых высоких энергий, $E > 10^{19}$ эВ. Наблюдаемое резкое уменьшение потока частиц при энергиях, больших примерно 5×10^{19} эВ [21, 22], свидетельствует о том, что эти частицы испытывают взаимодействие с фото-

нами фонового излучения Вселенной в течение более 3×10^9 лет и имеют внегалактическое происхождение. При этом протоны сверхвысоких энергий теряют энергию на рождение электрон-позитронных пар и на рождение пионов (эффект Грейзена–Зацепина–Кузьмина [23, 24]), а ядра дополнительно подвергаются фоторасщеплению. Наблюдаемые у Земли космические лучи с энергиями менее 10^{17} эВ имеют галактическое происхождение и ускоряются в остатках сверхновых. Дискуссионной является величина характерной энергии E_c , находящейся в интервале $10^{17} \text{ эВ} < E_c < 10^{19} \text{ эВ}$, при которой галактическая компонента сменяется внегалактической (см. [25]).

Простые оценки [16, 26, 27] показывают, что с точки зрения энергетических характеристик джеты галактик с активными ядрами могут быть источниками наблюдаемых космических лучей сверхвысоких энергий. Для поддержания в межгалактической среде интенсивности космических лучей, наблюдаемой при энергиях, больших 10^{19} эВ, требуется мощность источников порядка $3 \times 10^{36} \text{ эрг с}^{-1} \text{ Мпк}^{-3}$. Это значение, по-видимому, увеличивается не менее чем на порядок при учёте вклада частиц с меньшими энергиями. В то же время джеты галактик с активными ядрами выделяют кинетическую энергию на уровне около $10^{40} \text{ эрг с}^{-1} \text{ Мпк}^{-3}$, и примерно 2 % этой энергии заключено в джетах с мощностью $L_{\text{jet}} = 10^{44} - 10^{46} \text{ эрг с}^{-1}$, типичной для радиогалактик и квазаров с большой светимостью в радиодиапазоне. Значение $L_{\text{jet}} = 10^{40} - 10^{44} \text{ эрг с}^{-1}$ характерно для многочисленных менее мощных джетов.

Не конкретизируя механизм ускорения космических лучей в джетах, можно использовать критерий Хилласа [28] для оценки максимальной энергии E_{max} , которую могут приобрести частицы с зарядом Ze в области ускорения размером l , магнитным полем B и скоростью переноса магнитного поля $u = \beta c$: $E_{\text{max}} = Ze\beta Bl$. Отметим, что с точностью до численного коэффициента эта оценка справедлива, например, для случая диффузионного ускорения частиц на фронте ударной волны в остатке сверхновой в предположении о боровской диффузии энергичных частиц в поле B вблизи фронта ударной волны. Для оценки величины магнитного поля предположим, что поток энергии замороженного статистически изотропного магнитного поля в джете связан с потоком кинетической энергии соотношением $L_{\text{jet}} = \beta c (B^2/6\pi) \pi R^2$, где $R = l/2$ — радиус сечения джета, βc — его скорость.

В результате получаем следующую оценку максимальной возможной энергии ускоренных частиц [29–32]:

$$E_{\text{max}} = Ze \left(\frac{6\beta}{c} L_{\text{jet}} \right)^{1/2} \approx 2,7 \times 10^{20} Z \beta^{1/2} L_{\text{jet},45}^{1/2} [\text{эВ}], \quad (1)$$

где используется обозначение $L_{\text{jet},45} = L_{\text{jet}} [(10^{45} \text{ эрг с}^{-1})^{-1}]$. Зарегистрированная максимальная энергия событий в космических лучах составляет примерно 2×10^{20} эВ.

Приведённые оценки показывают, что по общим энергетическим характеристикам и по величине максимальной возможной энергии ускоренных частиц джеты галактик с активными ядрами могут быть основными источниками наблюдаемых космических лучей самых высоких энергий. Более подробное обсуждение можно найти в обзорах [16, 27].

Список литературы

1. 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)]
2. Гинзбург В Л (Ред.) *Астрофизика космических лучей* (М.: Наука, 1984); 2-е изд. (М.: Наука, 1990) [Ginzburg V L (Ed.) *Astrophysics of Cosmic Rays* (Amsterdam: North-Holland, 1990)]
3. Лозинская Т А *Сверхновые звезды и звездный ветер: взаимодействие с газом Галактики* (М.: Наука, 1986) [Lozinskaya T *Supernovae and Stellar Wind in the Interstellar Medium* (New York: AIP, 1992)]
4. Vink J *Adv. Space Res.* **33** 356 (2004)
5. Aharonian F et al. *Astrophys. J.* **636** 777 (2006)
6. *Space Sci. Rev.* **99** (1–4) (2001)
7. Крымский Г Ф *ДАН СССР* **234** 1306 (1977) [Krymskii G F *Sov. Phys. Dokl.* **22** 327 (1977)]
8. Bell A R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **182** 147 (1978)
9. Berezhko E G *Adv. Space Res.* **41** 429 (2008)
10. Бережко Е Г, Елшин В К, Ксенофонтов Л Т *ЖЭТФ* **109** 3 (1996) [Berezhko E G, Elshin V K, Ksenofontov L T *JETP* **82** 1 (1996)]
11. Bell A R, Lucek S G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **321** 433 (2001)
12. Ptuskin V S, Zirakashvili V N *Astron. Astrophys.* **403** 1 (2003)
13. Bell A R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **353** 550 (2004)
14. Zirakashvili V N, Ptuskin V S *Astrophys. J.* **678** 939 (2008)
15. Ptuskin V S, Zirakashvili V N, Seo E-S *Astrophys. J.* **718** 31 (2010)
16. Blümer J, Engel R, Hörandel J R *Prog. Part. Nucl. Phys.* **63** 293 (2009)
17. Jones F C et al. *Astrophys. J.* **547** 264 (2001)
18. Adriani O et al. *Nature* **458** 607 (2009)
19. Profumo S, arXiv:0812.4457
20. Katz B et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **405** 1458 (2010)
21. Abbasi R U et al. (High Resolution Fly's Eye Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **100** 101101 (2008)
22. Abraham J et al. (The Pierre Auger Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **101** 061101 (2008)
23. Greisen K *Phys. Rev. Lett.* **16** 748 (1966)
24. Зацепин Г Т, Кузьмин В А *Письма в ЖЭТФ* **4** 114 (1966) [Zatsepin G T, Kuz'min V A *JETP Lett.* **4** 78 (1966)]
25. Aloisio R et al. *Astropart. Phys.* **27** 76 (2007)
26. Torres D F, Anchordoqui L A *Rep. Prog. Phys.* **67** 1663 (2004)
27. Sigl G *New J. Phys.* **11** 065014 (2009)
28. Hillas A M *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **22** 425 (1984)
29. Lovelace R V E *Nature* **262** 649 (1976)
30. Blandford R D *Phys. Scripta* **T85** 191 (2000)
31. Waxman E *New J. Phys.* **6** 140 (2004)
32. Farrar G R, Gruzinov A *Astrophys. J.* **693** 329 (2009)