Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2026. С. 93–98.

УДК 523.985.3, 533.9.01, 533.9.07
DOI: 10.62955/0135-3748-2026-93
ORCID 0000-0002-2701-8871

ТОКОВЫЕ СЛОИ И СОЛНЕЧНЫЕ ВСПЫШКИ

Л.С. Леденцов

Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия,
leonid.ledentsov@gmail.com

CURRENT SHEETS AND SOLAR FLARES

L.S. Ledentsov

Sternberg Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia,
leonid.ledentsov@gmail.com

Аннотация. История рассмотрения пересоединяющихся токовых слоев в короне Солнца в качестве механизма накопления и реализации энергии солнечных вспышек насчитывает более полувека. Вывод солнечных обсерваторий в космическое пространство в последние десятилетия позволил проводить исследования горячей вспышечной плазмы в коротковолновых диапазонах электромагнитного излучения, недоступных для земного наблюдателя. Эти исследования блестяще подтвердили многие модельные предположения о природе вспышек и сопутствующих им плазменных процессов, охватывающих все слои солнечной атмосферы, однако непосредственное разрешение области первичного энерговыделения вспышки до сих пор остается задачей будущих наблюдений. Я рассматриваю основные моменты становления теории токовых слоев, различные подходы к их аналитическому, численному и лабораторному моделированию, а также их некоторые наблюдательные проявления в солнечной короне.

Ключевые слова: плазма, токовые слои, солнечная активность, вспышки.

Abstract. The study of reconnecting current sheets in the solar corona as a mechanism for accumulating and releasing solar flare energy spans over half a century. The deployment of solar observatories into space in recent decades has enabled studies of hot flare plasma in short-wavelength electromagnetic ranges inaccessible to terrestrial observers. These studies have brilliantly confirmed many model assumptions about the nature of flares and accompanying plasma processes, spanning all layers of the solar atmosphere. However, directly resolving the region of primary flare energy release remains a challenge for future observations. I discuss the key developments in current sheet theory, various approaches to their analytical, numerical, and laboratory modeling, as well as some of their observational manifestations in the solar corona.

Keywords: plasma, current sheets, solar activity, flares.

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к тому, как возникают и развиваются токовые слои в плазме, во многом был вызван желанием разобраться в механизмах вспышечных событий в космосе. Эти события отличаются стремительной конверсией энергии магнитного поля в тепло, движение плазмы и пучки заряженных частиц очень высоких энергий. Самый яркий и детально исследованный пример — вспышки в атмосфере Солнца, представляющие собой грандиозные выбросы энергии до 10^{33} эрг, длящиеся ~10^3 с и порождающие частицы, ускоренные до энергий свыше 100 МэВ.

Многолетние космические наблюдения показали, что солнечные вспышки, как правило, зарождаются в активных зонах Солнца, где магнитное поле крайне неоднородно, обладает сложной топологией и достигает большой напряженности. В частности, для вспышечных процессов важную роль играют так называемые нулевые точки, линии и поверхности магнитного поля, являющиеся областями обращения магнитного поля в ноль [Giovanelli, 1948; Dungey, 1953]. Источником колоссальной энергии, высвобождаемой при вспышке, служит магнитное поле, связанное с электрическими токами, протекающими по этим поверхностям [Somov, 2012, 2013].

МОДЕЛЬНЫЕ ТОКОВЫЕ СЛОИ

С начала 1960-х гг. в центре внимания исследователей космической плазмы оказался принципиальный спор между двумя научными группами. Предметом разногласий стал механизм быстрого выделения энергии, наблюдаемый, в частности, при солнечных вспышках и геомагнитных возмущениях. Первая группа делала ставку на стационарные схемы перезамыкания (аннигиляции) встречных магнитных полей [Parker, 1957; Sweet, 1958; Parker, 1963; Petschek, 1964], тогда как вторая развивала представления о динамических эволюционирующих во времени токовых слоях [Сыроватский, 1971; Сыроватский, 1976; Сомов, Сыроватский, 1976]. Остро стоял вопрос: как в почти идеальной, бесстолкновительной плазме можно быстро «разорвать» вмороженные силовые линии и изменить магнитную связность, — ведь для этого необходимо локальное нарушение идеальной проводимости.

В западной традиции сформировался подход стационарного вынужденного пересоединения. Простейшая его реализация, модель Свита—Паркера [Parker, 1957; Sweet, 1958; Parker, 1963], представляет собой медленное дрейфовое движение плазмы с вмороженными магнитными полями в сторону особой нулевой X-линии (рис. 1). В непосредственной близости от последней внутри небольшой диффузионной области условие

вмороженности нарушается, линии магнитного поля разрываются и перезамыкаются по-новому. Однако расчетная скорость такого процесса ничтожно мала и категорически расходится с бурными темпами реальных солнечных вспышек.

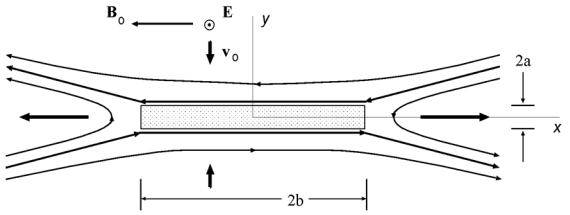

Рис. 1. Схематические движения линий магнитного поля в окрестности нулевой X-линии в модели Свита—Паркера: v_0 — скорость дрейфа, $2a$ и $2b$ — толщина и ширина диффузионной области

Попытку ускорить процесс пересоединения предпринял Г.Э. Петчек [Petschek, 1964], дополнив окрестность X-линии двумя парами неподвижных ударных волн (рис. 2). В его модели плазма эффективно разворачивается и отбрасывается ударными волнами по разные стороны X-линии, что обеспечивает гораздо более энергичный вынос вещества и более высокий темп аннигиляции поля. Поначалу схема казалась весьма привлекательной для объяснения импульсных выбросов энергии в космических явлениях. Однако со временем, особенно при численных экспериментах с низкой резистивностью, типичной для разреженной плазмы, выяснилось, что даже скорость механизма Петчека недостаточна для объяснения наблюдаемых скоростей энерговыделения в солнечных вспышках. Для увеличения темпа пересоединения механизм дополнялся аномальным сопротивлением, турбулентными эффектами и кинетическими поправками, но принципиально это решения не изменило [Sato 1979; Кадомцев, 1987]. Укрепилось понимание, что любые стационарные модели не способны адекватно описать явления взрывного энерговыделения в космической плазме, поскольку реальные процессы нестационарны по своей сути.

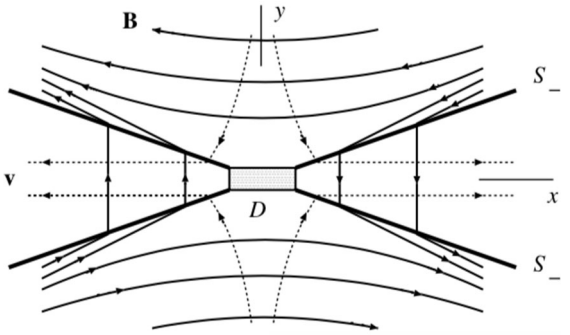

Рис. 2. Схематические движения линий магнитного поля в окрестности нулевой X-линии в модели Петчека: D — небольшая диффузионная область, S_- — присоединенные медленные ударные волны

Принципиально иной взгляд сформировался в советской научной школе С.И. Сыроватского [Сыроватский, 1971; Сыроватский, 1976; Сомов, Сыроватский, 1976]. В основу легла идея о том, что в высокопроводящей плазме, помещенной в сильное неоднородное магнитное поле, эволюция течений неизбежно порождает нестационарные токовые слои. Подобные токовые структуры не перезамыкают магнитное поле, а, напротив, аккумулируют его энергию, которая накачивается дрейфовыми движениями плазмы.

В модели Сыроватского плазма, дрейфуя к нейтральной линии, сжимает слой и увеличивает его ширину (рис. 3). Вмороженное поле не успевает аннигилировать и уплотняется, отчего ток в слое растет, а вместе с ним увеличивается и запасенная энергия. Этот кумулятивный процесс продолжается до некоторого предела, после чего слой теряет устойчивость. Нарастает разрывная (тиринг) неустойчивость, и накопленная избыточная энергия почти мгновенно трансформируется в тепло и кинетическую энергию частиц, а возникающие при разрыве импульсные индукционные электрические поля за короткое время разгоняют заряженные частицы до высоких энергий. Несмотря на упрощающие предположения, такие как приближение сильного магнитного поля и идеальной плазмы вне зоны разрыва, именно эта динамическая картина хорошо описывает данные наблюдений: как характеристики солнечных вспышек, так и прямые измерения возмущений магнитного поля в хвосте земной магнитосферы.

Кроме того, появление индукционного электрического поля, не связанного с движением плазмы, означает нарушение условия вмороженности. Таким образом, появляется возможность движения линий магнитного поля относительно плазмы, которая является необходимым условием для их пересоединения в области взаимодействия магнитных потоков. Важным аспектом обсуждаемой ситуации является то, что эти процессы не связаны с джоулевой диссипацией и могут происходить в бесстолкновительной плазме. По этой причине рассматриваемое явление называется динамической диссипацией [Сыроватский, 1966а, 1966б] или, по сути, бесстолкновительным пересоединением.

Существенная особенность динамической диссипации магнитного поля заключается в том, что в области пересоединения индукционное электрическое поле направлено вдоль основного тока. Следовательно, электрическое поле совершает над заряженными частицами положительную работу, увеличивая их энергию. Именно этот процесс обеспечивает преобразование магнитной энергии в кинетическую, т. е. динамическую диссипацию магнитного поля и ускорение частиц.

На рис. 3 показаны три последовательных состояния магнитного поля: (a) начальное состояние; (b) формирование пересоединяющего токового слоя (reconnecting current layer, RCL); (c) состояние после пересоединения. Линия A1 представляет собой сепаратрису начального состояния (a) — эта линия будет пересоединяться первой. X — нейтральная точка потенциального поля в начальном состоянии. Линия A2 представляет собой сепаратрису конечного состояния, или последнюю пересоединенную линию

магнитного поля. Три сплошные стрелки под фотосферой на панели (b) показывают медленное всплытие нового магнитного потока. Пятна n и s увеличиваются, но силовые линии пересоединяются

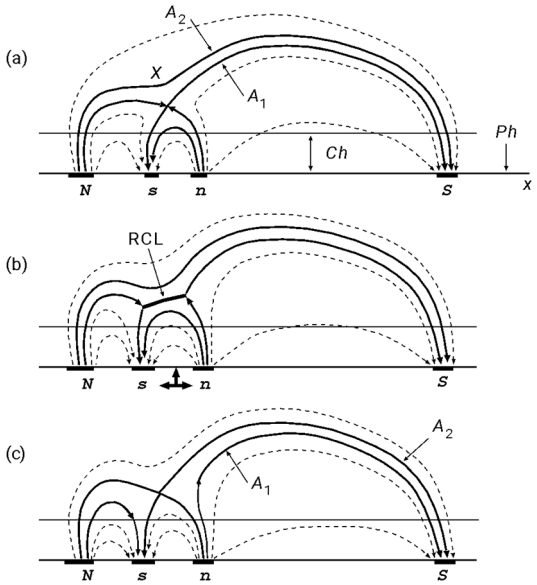

Рис. 3. Пример эволюции квадрупольной (с четырьмя источниками магнитного поля) конфигурации солнечных пятен. Пятна противоположной полярности *N и S* представляют биполярную группу пятен в активной области, пятна *n* и *s* моделируют новый всплывающий из-под фотосферы поток. Все четыре пятна расположены вдоль оси X в плоскости фотосферы *Ph*, над которой расположена хромосфера *Ch*

слишком медленно из-за очень высокой электропроводности плазмы в солнечной короне. В первом приближении этим медленным пересоединением можно пренебречь. В общем случае перераспределение потоков возникает в результате медленных движений и изменений источников магнитного поля в фотосфере. Эти изменения могут быть результатом либо всплытия новой трубки магнитного поля из-под фотосферы, либо других движений фотосферной плазмы, в частности, сдвиговых потоков — неоднородных горизонтальных потоков вдоль нейтральной линии фотосферного магнитного поля. По этой причине, реальное пересоединение магнитных полей в солнечной атмосфере — всегда трехмерное явление.

Длившаяся десятилетиями дилемма «токовый слой Сыроватского или течение Петчека» была закрыта во многом благодаря анализу, проведенному известным специалистом по магнитной гидродинамике Д. Бискампом. В своей монографии он детально сопоставил обе концепции и пришел к выводу, что модель Сыроватского качественно верно отражает суть процессов [Biskamp, 1997]. Им же была показана некорректность граничных условий, заложенных в схему Петчека [Biskamp, 2001]. Таким образом, развитие модели Петчека не дало ожидаемых результатов, в то время как подход Сыроватского привел к адекватному описанию реальных космических явлений.

Крупномасштабные течения плазмы в неоднородных магнитных полях ведут к образованию тонких нейтральных слоев и концентрируют в них энергию вплоть до порога неустойчивости. Сами токовые слои функционируют не просто как зона диссипации, а как аккумулятор, в котором магнитная энергия способна накапливаться перед спонтанным сбросом. Разрушение токового слоя — ключевой механизм высвобождения свободной энергии магнитного поля, который дает универсальную интерпретацию быстрой перестройки магнитных полей и генерации ускоренных частиц не только в солнечных вспышках, но и в таких удаленных объектах, как остатки сверхновых, активные ядра галактик и квазары [Гинзбург, Сыроватский, 1960, 1966]. Осознание роли кинетических эффектов в тонких токовых слоях, первоначально рассматривавшихся как бесконечно тонкие магнитогидродинамические разрывы, стимулировало дальнейшее изучение их внутренней структуры [Зеленый и др., 2025].

ЛАБОРАТОРНЫЕ ТОКОВЫЕ СЛОИ

Опираясь на теоретические представления, сформулированные С.И. Сыроватским [Сыроватский, 1966а, 1966б], в Лаборатории ускорителей ФИАН приступили к экспериментальной проверке его выводов и исследованию возможности трансформации энергии магнитного поля в энергию ускоренных частиц высоких энергий. Стоит отметить, что в 1970-х гг. опыты по изучению явлений вблизи нулевых линий магнитного поля были начаты практически одновременно в трех научных центрах мира: США [Bratenahl, Yeates, 1970], Японии [Ohyabu, Kawashima, 1972] и советском ФИАН [Сыроватский и др., 1972].

Экспериментальный стенд (рис. 4), сконструированный в ФИАН, состоял из трех независимых систем, что позволяло в широких пределах варьировать условия эксперимента [Франк, 2025]. С помощью прямых проводников с токами, размещенных вдоль образующей цилиндрической кварцевой вакуумной камеры, в плоскости XY создавалось квазистационарное двумерное магнитное поле с нулевой линией, ориентированной по оси Z. В этом поле генерировалась первичная плазма. Далее к двум электродам, введенным с торцов камеры, прикладывался импульс напряжения, возбуждавший в плазме электрический ток, направленный параллельно нулевой линии. Ожидалось, что это вызовет эволюцию токового слоя.

Первые же попытки, предпринятые с относительно разреженной плазмой, выявили принципиальное препятствие на пути лабораторного формирования токового слоя, способного накопить большой запас магнитной энергии. Пропускание тока приводило к развитию плазменных неустойчивостей и катастрофическому падению проводимости, которая приобретала аномально низкие, «турбулентные» значения, многократно уступающие обычной кулоновской. Как следствие, на этой стадии

не удавалось обеспечить вмороженность магнитного поля в плазму — необходимое условие для концентрации магнитной энергии при формировании токового слоя.

Вмороженность поля в вещество принято характеризовать безразмерным магнитным числом Рейнольдса. Когда оно много больше единицы, перемещающаяся среда увлекает магнитное поле за собой. В космических объектах благодаря их колоссальным размерам условие вмороженности выполняется почти при любой проводимости. В лабораторных же масштабах проводимость плазмы становится критическим параметром.

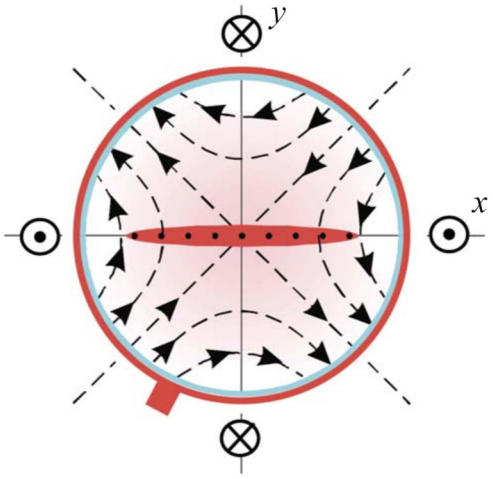

Рис. 4. Схематические изображение установки «токовый слой», поперечное сечение

Можно было ожидать, что увеличение плотности исходной плазмы повысит ее проводимость. Кроме того, рост плотности и, следовательно, частоты кулоновских столкновений мог подавить плазменные неустойчивости. Для создания в неоднородном магнитном поле достаточно плотной начальной плазмы разработали специальную систему, основанную на высоковольтном тэта-разряде с мощной предварительной ионизацией. Вакуумную камеру заполняли нейтральным газом (гелием или аргоном) и осуществляли пробой, что позволяло получать плазму и менять ее ионный состав. Действительно, с ростом плотности плазмы ее усредненная проводимость заметно возросла, благодаря чему условие вмороженности магнитного поля удалось обеспечить на промежуток времени, превышающий время формирования токового слоя. Повышение плотности также удлинило характерные времена развития слоя, что дало возможность детально проследить за его становлением. Формирование токового слоя и его характеристики исследовали, измеряя магнитные поля, порождаемые протекающим в плазме током.

Необходимо особо отметить, что в ходе опытов был сформирован нейтральный токовый слой, у которого нормальная компонента магнитного поля была практически равна нулю. Это означает, что силовые линии вытянулись вдоль поверхности слоя, разграничивавшего магнитные поля противоположной направленности. В самом деле, в пределах толщины слоя нормальная компонента магнитного поля, созданная током плазмы, компенсировала по величине и была противоположна по знаку нормальной компоненте вакуумного поля, так что их сумма оказывалась близкой к нулю. Главные параметры полученного в эксперименте токового слоя с погрешностью около 10 % совпали с теоретическими соотношениями, выведенными для бесконечно тонкого нейтрального токового слоя.

Магнитные измерения показали также, что плотность тока максимальна в центральной зоне слоя — т. е. вблизи нулевой линии — и плавно убывает к его периферии. Это однозначно свидетельствовало о том, что в окрестности нулевой линии развивался именно токовый слой, а не течение, характерное для модели Петчека, в которой плотность тока должна возрастать на границе диффузионной области. Экспериментальное формирование нейтрального токового слоя стало одним из ключевых аргументов, подкрепляющих концепцию токовых слоев. В дальнейшем образование токовых слоев было подтверждено в других экспериментах [Gekelman et al., 1982] и получило обоснование в численных расчетах [Biskamp, 1986].

КОСМИЧЕСКИЕ ТОКОВЫЕ СЛОИ

Благодаря высокому угловому разрешению инструментов на спутниках Hinode и SDO, а также спектроскопическим данным, удалось вплотную приблизиться к наблюдению токовых слоев в солнечной атмосфере [Кузнецов, 2025]. На примере эруптивной вспышки класса X8.3, зарегистрированной на западном лимбе 10 сентября 2017 г. (рис. 5), исследованы формирование, строение и эволюция токового слоя [Warren et al., 2018]. При выбросе волокна у его основания возникла яркая высокотемпературная область, которая после вспышки трансформировалась в магнитную петлю с характерным заострением (каспом) в вершине. От этого каспа в направлении улетающего волокна вытянулась длинная и узкая светящаяся линейная структура: ее и интерпретировали как токовый слой, в котором идет пересоединение линий магнитного поля.

Температура плазмы внутри этого слоя достигала 15–20 миллионов градусов, причем ее разброс был относительно невелик. Максимальные значения фиксировались сразу после вспышки у основания слоя вблизи вершины аркады петель и постепенно убывали с высотой. Рост интенсивности излучения начинался на малых высотах и распространялся наружу со скоростью около 288 км/с. Спектральные линии демонстрировали сильное нетепловое уширение, соответствующее хаотическим скоростям плазмы ~70–150 км/с; это уширение нарастало по высоте и со временем спадало, что, по-видимому, отражает динамику вспышечных движений. Анализ

излучения в различных спектральных каналах позволил предположить, что токовый слой сформировался из коронального вещества и нагрев плазмы обеспечивался энергией, выделяемой при пересоединении входящих в слой магнитных силовых линий. Зафиксированы очень большие нетепловые скорости вплоть до 200 км/с, что указывает на присутствие турбулентных движений и говорит о том, что слой обладает тонкой внутренней динамичной структурой, способствующей эффективному пересоединению [Li et al., 2018]. Характерная толщина токового слоя оценена в 7–11 Мм.

По наблюдениям SDO также описана многофазная эволюция токового слоя на ранних этапах солнечной вспышки, включающая стадии образования, квазистационарного развития и последующего распада [Chitta et al., 2021]. Магнитная конфигурация в окрестности слоя на разных стадиях включала высокотемпературный магнитный жгут, нисходящие потоки плазмы над аркадой, вспышечные петли и эруптивный магнитный жгут. Динамика разрушения слоя проявлялась в разрастании каспообразных магнитных петель и вытягивании самого слоя, после чего в области между ним и вспышечной аркадой нарастали регулярные упорядоченные возмущения, в течение ~10 мин формировались растущие вихри и в конечном итоге слой исчез на изображениях в линии 131 Å, что, вероятно, говорило о его разрушении.

Статистическое изучение токовых слоев по большому массиву данных SDO и SOHO выявило особенности, связанные с ориентацией луча зрения [Ding et al., 2024; Ding, Zhang, 2024]. Для слоев, наблюдаемых на диске, видимая структура в ходе пересоединения эволюционирует от яркой точки к вытянутой линии, которая на поздних этапах становится очень тонкой. Впоследствии в распределении плазмы проступает цепочка плазмоидов. У токовых слоев, видимых на лимбе, удлинение происходит быстрее, чем на диске, и отчетливо наблюдается их истончение. Хотя измеренное аспектное отношение (толщина к ширине) для лимбовых слоев близко к теоретическому порогу возникновения тиринг-неустойчивости, выраженных плазмоидных цепочек в них не обнаружено, а распределение плотности остается локально однородным. Предполагается, что из-за стремительного удлинения слоя тиринг-мода развивается чрезвычайно быстро, порождая плазмоиды настолько малых размеров, что они оказываются ниже предела разрешения приборов. Кроме того, высказывается мнение, что видимый на лимбе яркий луч может не совпадать со всем токовым слоем, а быть лишь его небольшим фрагментом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теория токовых слоев в плазме на сегодняшний день является фундаментом для исследования вспышечных процессов электромагнитной природы в широком диапазоне астрофизических условий от магнитосферы Земли до остатков эволюции массивных звезд и наиболее широко применяется в контексте солнечных вспышек. Развитые С.И. Сыроватским и его учениками представления о нестационарном процессе магнитного пересоединения позволяют в подробностях исследовать процессы кумулятивного накопления энергии магнитного поля и ее взрывного преобразования в энергию ускоренных частиц, направленного и теплового движения плазмы. Выводы теории нашли множественные согласия с результатами численного моделирования, лабораторных экспериментов и космических наблюдений.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова.

Рис. 5. Пример изображения окрестностей токового слоя в солнечной короне в виде яркой линейной структуры, исходящей из каспоподобной области

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Гинзбург В.Л., Сыроватский С.И. Современное состояние вопроса о происхождении космических лучей // Успехи физических наук. 1960. Т. 71. С. 411–469.

Гинзбург В.Л., Сыроватский С.И. Происхождение космических лучей // Успехи физических наук. 1966. Т. 88. С. 485–504.

Зеленый Л.М., Малова Х.В., Григоренко Е.Е., Попов В.Ю., Царева О.О., Леоненко М.В. Тонкие и сверхтонкие токовые слои: путешествие вглубь сингулярности Сыроватского // Успехи физических наук. 2025. Т. 195 С. 858–874.

Кадомцев Б.Б. Перезамыкание магнитных силовых линий // Успехи физических наук. 1987. Т. 151 С. 3–29.

Кузнецов В.Д. Космические и внеатмосферные исследования Солнца // Успехи физических наук. 2025. Т. 195 С. 858–874.

Сомов Б.В., Сыроватский С.И. Физические процессы в атмосфере Солнца, вызываемые вспышками // Успехи физических наук. 1976. Т. 120. С. 217–257.

Сыроватский С.И. Динамическая диссипация магнитного поля и ускорение частиц // Астрономический журнал. 1966а. Т. 43. С. 340–355.

Сыроватский С.И. Динамическая диссипация магнитной энергии в окрестности нейтральной линии магнитного поля // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1966б. Т. 50. С. 1133–1147.

Сыроватский С.И. Токовые слои в космической и лабораторной плазме // Успехи физических наук. 1971. Т. 104. С. 669–670.

Сыроватский С.И., Франк А.Г., Ходжаев А.З., Развитие токового слоя при движении плазмы в магнитном поле с нулевой линией // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1972. Т. 15. С. 138–142.

Сыроватский С.И. Токовые слои и вспышечные процессы в лабораторной и космической плазме // Успехи физических наук. 1976. Т. 118. С. 738–741.

Франк А.Г. Токовые слои в плазме — от теории к эксперименту // Успехи физических наук. 2025. Т. 195 С. 875–895.

Biskamp D. Magnetic reconnection via current sheets // Physics of Fluids. 1986. V. 29. P. 1520-1531.

Biskamp D. Nonlinear Magnetohydrodynamics (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1997)

Biskamp D., Schwarz E. Localization, the clue to fast magnetic reconnection // Physics of Plasmas. 2001. V. 8. P. 4729-4731.

Bratenahl A., Yeates C.M. Experimental Study of Magnetic Flux Transfer at the Hyperbolic Neutral Point // Physics of Fluids. 1970. V. 13. P. 2696-2709.

Chitta L.P., Priest E.R., Cheng X. From Formation to Disruption: Observing the Multiphase Evolution of a Solar Flare Current Sheet // Astrophys. J. 2021. V. 911. P. 133.

Ding T., Zhang J., Fang Y., Ma Z. Preliminary Discussion on the Current Sheet // Astrophys. J. 2024. V. 964. P. 58.

Ding T., Zhang J. Comparison of the On-disk Apparent Current Sheets with the Limb Ones // Astrophys. J. 2024. V. 974. P. 104.

Dungey J.W. LXXVI. Conditions for the occurrence of electrical discharges in astrophysical systems // The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. 1953. V. 44. P. 725-738.

Gekelman W., Stenzel R.L., Wild N. Magnetic Field Line Reconnection Experiments // Physica Scripta Volume T. 1982. V. 2B. P. 277-287.

Giovanelli R.G. Chromospheric Flares // Monthly Not. Royal Astron. Soc. 1948. V. 108. P. 163.

Li Y., Xue J.C., Ding M.D., Cheng X., Su Y., Feng L., Hong J., Li H., Gan W.Q. Spectroscopic Observations of a Current Sheet in a Solar Flare // Astrophys. J. 2018. V. 853. P. L15.

Ohyabu N., Kawashima N. Neutral Point Discharge Experiment // J. Physical Society of Japan. 1972. V. 33. P. 496-501.

Parker E.N. Sweet's Mechanism for Merging Magnetic Fields in Conducting Fluids // Journal of Geophysical Research. 1957. V. 62. P. 509-520.

Parker E.N. The Solar-Flare Phenomenon and the Theory of Reconnection and Annihiliation of Magnetic Fields. // Astrophys. J. Supplement Ser. 1963. V. 8. P. 177.

Petschek H.E. in The Physics of Solar Flares, Proc. of the AAS± NASA Symp. 28±30 October, 1963, Greenbelt, MD (NASA Special Publ., V. 50, Ed. W N Hess) (Washington, DC: National Aeronautics and Space Administration, Science and Technical Information Division, 1964) P. 425.

Sato T. Strong plasma acceleration by slow shocks resulting from magnetic reconnection // Journal of Geophysical Research. 1979. V. 84. P. 7177-7190.

Somov B.V. Plasma Astrophysics, Part I: Fundamentals and Practice // Astrophysics and Space Science Library. V. 391. New York: Springer Science + Business Media, 2012.

Somov B.V. Plasma Astrophysics, Part II: Reconnection and Flares // Astrophysics and Space Science Library. V. 392. New York: Springer Science + Business Media, 2013.

Sweet P.A. in Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics, Proc. IAU Symp. N. 6 V. 6 (Ed. B Lehnert) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1958) P. 123.

Warren H.P., Brooks D.H., Ugarte-Urra I., Reep J.W., Crump N.A., Doschek G.A. Spectroscopic Observations of Current Sheet Formation and Evolution // Astrophys. J. 2018. V. 854. P. 122.