

Структурные особенности токовых слоев, формируемых в плазме в трехмерных магнитных конфигурациях с X–линией (Обзор)

А. Г. Франк

Представлен обзор экспериментальных результатов по изучению особенностей структуры и эволюции плазменных токовых слоев, которые формируются в трехмерных (3D) магнитных конфигурациях с X–линией, в присутствии продольной компоненты магнитного поля, направленной вдоль X–линии. Показано, что в процессе развития плазменного токового слоя происходит усиление продольной компоненты в пределах слоя. Избыточное продольное поле поддерживается токами плазмы, которые протекают в поперечной плоскости по отношению к основному току в слое, в результате структура токов становится трехмерной. При увеличении начального значения продольной компоненты уменьшается степень сжатия в слой, как электрического тока, так и плазмы, что обусловлено изменением баланса давлений в слое при появлении в нем избыточного продольного поля. Деформация плазменных токовых слоев, а именно, появление в 3D магнитных конфигурациях асимметричных и изогнутых слоев, возникает при возбуждении токов Холла и их взаимодействии с продольной компонентой магнитного поля. Показано, что формирование токовых слоев в 3D магнитных конфигурациях с X–линией возможно в достаточно широком, но ограниченном диапазоне начальных условий.

Ключевые слова: плазма, токовый слой, магнитное пересоединение, трехмерные магнитные конфигурации, X–линия, токи Холла.

DOI: 10.51368/2307-4469-2021-9-6-464-478

Введение

Процессы магнитного пересоединения и преобразование магнитной энергии в энергию плазмы и ускоренных частиц происходят в таких областях замагниченной плазмы, где тесно сближаются силовые линии магнитного поля противоположных (или различающихся) направлений. Эти области характеризуются высокой плотностью электрического тока и малыми масштабами, так что даже в условиях высокой проводимости плазмы влияние дис-

сипативных процессов становится существенным. В таких областях нарушается замороженность магнитного поля в вещество, что приводит к пересоединению противоположно направленных магнитных силовых линий и трансформации магнитной энергии в тепловую и кинетическую энергию плазмы, а также в энергию ускоренных частиц и излучений. Области плазмы, в которых сконцентрирован электрический ток и которые разделяют магнитные поля различных направлений, обычно принимают форму токовых слоев [1–4].

В реальных условиях, например, в космических объектах и в установках для удержания и нагрева плазмы, магнитные поля, как правило, являются трехмерными (3D). Поэтому изучение возможностей формирования токовых слоев в 3D магнитных конфигурациях и анализ структурных особенностей токовых

Франк Анна Глебовна, гл.н.с., д.ф.-м.н.
Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН.
Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38.
E-mail: annfrank@fpl.gpi.ru

Статья поступила в редакцию 25 ноября 2021 г.

© Франк А. Г., 2021

слоев, которые могут развиваться в таких конфигурациях, имеет принципиальное значение для проблемы магнитного пересоединения в целом.

Среди многообразия 3D магнитных конфигураций особый интерес представляют конфигурации, содержащие особые линии X -типа, что обусловлено их ролью в формировании токовых слоев и, как следствие, в явлениях магнитного пересоединения [1]. В 3D конфигурации с особой линией X -типа магнитное поле может нигде не обращаться в нуль, при этом на X -линии обе поперечные компоненты магнитного поля равны нулю, подобно тому, как это имеет место в конфигурации с нулевой линией. Вдоль X -линии может присутствовать продольное магнитное поле, что отличает X -линию от ее частного случая – нулевой линии. Вообще говоря, магнитная конфигурация с особой линией X -типа является более общей конфигурацией по сравнению с конфигурациями, содержащими как нулевые линии, так и нулевые точки. В конфигурациях с изолированными нулевыми точками особая линия X -типа присутствует как в области нулевого магнитного поля, так и вдали от этой области.

Простейшую магнитную конфигурацию с X -линией можно представить в виде:

$$\mathbf{B}(x, y) = \{B_x; B_y; B_z\} = \{h \times y; h \times x; B_z^0\}. \quad (1)$$

Здесь \mathbf{B} – вектор напряженности магнитного поля, $B_x; B_y; B_z$ – его составляющие в декартовой системе координат, (x, y) – координаты произвольной точки, в которой определяется вектор \mathbf{B} , на оси Oz расположена X -линия, вдоль которой направлена однородная продольная B_z^0 компонента, в плоскости (x, y) магнитное поле характеризуется постоянным градиентом h . Магнитное поле \mathbf{B} нигде не обращается в нуль, и ни одна из его компонент не зависит от координаты z .

Отметим также, что магнитная конфигурация (1) обладает рядом преимуществ при проведении экспериментальных исследований, в том числе с диагностической точки зрения. Это позволяет весьма эффективно использовать методы интерферометрии, в которых измеряются параметры, усредненные вдоль направления наблюдения (см. ниже).

Как было установлено в ряде экспериментов, формирование токовых слоев может происходить в 3D конфигурациях в присутствии достаточно сильной продольной компоненты магнитного поля, направленной вдоль X -линии [5–10]. Токовый слой имеет два существенно различающихся размера в поперечной (относительно X -линии) плоскости (x, y) : ширина слоя (в данном случае – размер в x -направлении) обычно превышает его толщину (размер слоя вдоль оси y) примерно на порядок величины. В этом отношении токовые слои, формируемые в 3D конфигурациях, весьма близки к токовым слоям, которые развиваются в 2D магнитных полях с нулевой линией [11, 12].

Вместе с тем, токовые слои, которые развиваются в 3D магнитных конфигурациях, по целому ряду параметров могут существенно отличаться от токовых слоев в 2D конфигурациях. Эти различия могут оказывать влияние на процессы магнитного пересоединения и, следовательно, на процессы преобразования магнитной энергии в тепловую и кинетическую энергию плазмы, в энергию ускоренных частиц излучений.

В настоящей работе, которая имеет обзорный характер, обобщены и систематизированы ранее полученные экспериментальные данные о параметрах плазмы и структурных особенностях токовых слоев, которые формировались в 3D магнитных конфигурациях с особыми линиями X -типа (1) при различных соотношениях между поперечным градиентом магнитного поля h и продольной компонентой B_z^0 . При этом основное внимание сосредоточено на влиянии продольной компоненты магнитного поля на характеристики токовых слоев. Представленные в работе экспериментальные результаты были получены в плазме установки ТС–3D (ИОФ РАН) с применением различных диагностических методов.

Экспериментальная установка и методы диагностики

3D магнитные конфигурации (1) создаются в установке ТС–3D (рис. 1) путем суперпозиции двух магнитных полей: 2D поля с нулевой линией X -типа на оси Oz и с градиентом $h \leq 1$ кГс/см, а также однородного продольно-

го поля напряженностью $B_z^0 \leq 8$ кГс [5, 6, 12]. Каждое из полей возбуждается независимо, что позволяет создавать магнитные конфигурации с различными соотношениями между величинами h и B_z^0 . Оба магнитных поля являются квазистационарными по отношению к более быстрым плазменным процессам.

Кварцевая вакуумная камера диаметром $2R_C = 18$ см и длиной 100 см, предварительно откачанная, заполняется одним из инертных газов: аргоном (Ar), криптоном (Kr) или гелием (He). Начальная плазма с концентрацией электронов $N_e^0 \approx 10^{14} \div 5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и степенью

ионизации 40÷70 % создается в магнитном поле (1) путем ионизации нейтрального газа с помощью Θ -разряда с сильной предварительной ионизацией. Затем в плазме возбуждается электрический ток J_z , направленный параллельно X -линии магнитного поля (1), полупериод тока $T/2 = 6$ мкс, амплитуда тока $J_z^0 \approx 46\text{--}50$ кА. Ток плазмы J_z инициирует течения плазмы в плоскости (x, y) , которые затем приводят к формированию токового слоя, т. е. к концентрации тока в окрестности плоскости $(y = 0)$ (при определенных направлениях поля (1) и тока J_z), см. рис. 1.

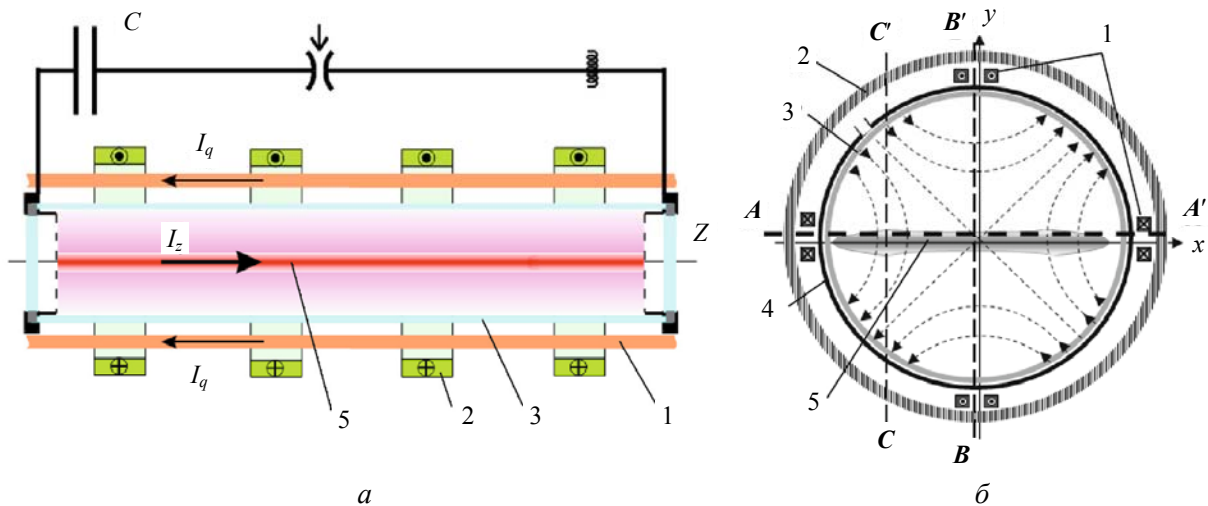


Рис. 1. Схема экспериментальной установки TC-3D: а – вид сбоку; б – поперечное сечение. 1 – проводники с токами для возбуждения 2D (поперечного) магнитного поля, силовые линии которого показаны на рис. 1б штриховыми линиями со стрелками; 2 – катушки с токами для возбуждения продольного поля B_z^0 ; 3 – вакуумная камера; 4 – система витков Q-разряда для создания начальной плазмы; 5 – плазменный токовый слой. AA', BB', CC' на рис. 1б – линии, вдоль которых перемещались магнитные зонды.

В качестве методов диагностики в экспериментах использовались магнитные измерения [13–17], голографическая интерферометрия [8, 10, 18–21] и методы спектроскопии [22–24].

Структура магнитного поля исследовалась с помощью системы магнитных зондов, которые перемещались либо вдоль поверхности токового слоя (линия AA', $y = 0,8$ см), либо поперек слоя, на двух расстояниях от X -линии (BB', $x = -0,8$ см, и CC', $x = -5$ см), рис. 1б. В каждой точке зонды регистрировали изменения во времени трех взаимно пер-

пендикулярных компонент магнитного поля, которое создавалось токами плазмы. На основании результатов этих измерений определялись пространственно-временные характеристики магнитных полей и электрических токов. Двумерные распределения концентрации электронов N_e в плоскости (x, y) регистрировались методом голографической интерферометрии. Тепловые и направленные скорости ионов, температура электронов, а также концентрация плазмы определялись на основе спектральных измерений.

Формирование токового слоя в магнитном поле с X-линией и усиление в слое продольной компоненты магнитного поля

Формирование токового слоя в 3D магнитных конфигурациях с X-линией начинается с процесса распространения магнитозвуковой волны в плазме [15]. Возбуждение тока плазмы J_z , направленного параллельно X-линии, инициирует возмущения поперечного магнитного поля в плоскости (x, y), у боковых границ плазмы, подобно тому, как это происходит в двумерной конфигурации с нулевой линией [25].

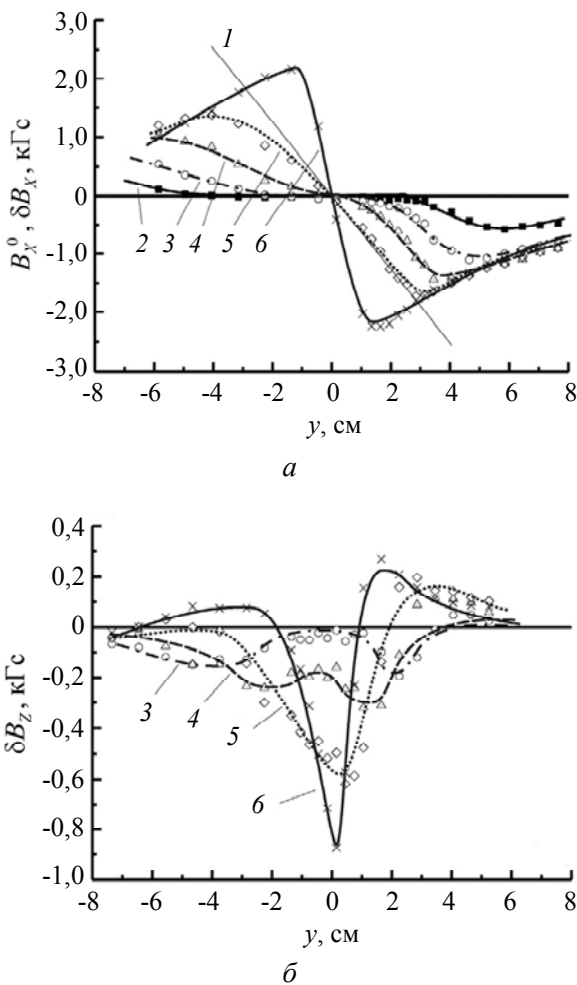


Рис. 2. Распространение возмущений (а) тангенциальной компоненты магнитного поля $\delta B_x(y)$ и (б) продольного поля $\delta B_z(y)$ вдоль линии BB' ($x = -0,8$ см) в плазме токового слоя в последовательные моменты времени: (1) $B_x^0 = hy$ – тангенциальная компонента вакуумного магнитного поля; $t =$ (2) 0,5, (3) 1,0, (4) 1,5, (5) 2,0, и (6) 3,0 мкс. Условия эксперимента: $B_z^0 = -2,9$ кГс, $h = 0,64$ кГс/см, $Kr, p = 36$ мТорр, $J_z^{\max} = 48$ кА.

Это можно видеть на рис. 2а, где показаны возмущения тангенциальной компоненты магнитного поля $\delta B_x(y)$ в последовательные моменты времени. Возникнув у границ плазмы (рис. 2а, $t \cong 0,5; 1,0$ мкс), возмущения δB_x распространяются с обеих сторон по направлению к X-линии, расположенной при $y = 0$. По мере приближения фронта волны к X-линии величины δB_x и производные $\partial B_x / \partial y$, т. е. плотность тока j_z , возрастают, рис. 2а, $t \cong 1,5; 2,0$ мкс.

Распространение магнитозвуковой волны по плазме, находящейся в магнитном поле (1) при $B_z^0 \neq 0$, сопровождается также появлением возмущений продольной компоненты δB_z (рис. 2б, $t \cong 1,0$ мкс). Из сравнения рис. 2а и рис. 2б, соответствующих одному и тому же моменту времени, видно, что возмущения δB_z и δB_x возникают одновременно в одних и тех же пространственных областях. Значительное увеличение δB_z происходит тогда, когда фронт волны приближается к X-линии, рис. 2б, $t \cong 1,5$ мкс.

При $t \cong 2,0$ мкс, когда магнитозвуковая волна достигает X-линии (рис. 2а), плотность тока плазмы j_z резко возрастает, а размер области локализации тока вдоль оси y уменьшается: происходит сжатие тока в y -направлении, т. е. формирование токового слоя. Одновременно, как видно из рис. 2б, в средней плоскости слоя, при $y \cong 0$, значительно возрастает величина δB_z , которая достигает максимального значения, $\delta B_z \cong 0,9$ кГс, к моменту $t \cong 3,0$ мкс, при этом полуширина распределения $\delta B_z(y)$ составляет $2\delta y \cong 1,2$ см.

Необходимо подчеркнуть, что направление дополнительного продольного поля δB_z в плазменном токовом слое всегда совпадает с направлением продольной компоненты B_z^0 начальной магнитной конфигурации (1).

Это можно видеть из сравнения кривых 1 и 2 на рис. 3, которые характеризуют изменения δB_z при формировании токовых слоев в двух магнитных конфигурациях (1) с противоположно направленными компонентами B_z^0 . Отсюда следует, что при формировании токового слоя в магнитной конфигурации с X-линией происходит усиление продольной

компоненты по сравнению с исходным значением B_z^0 [15].

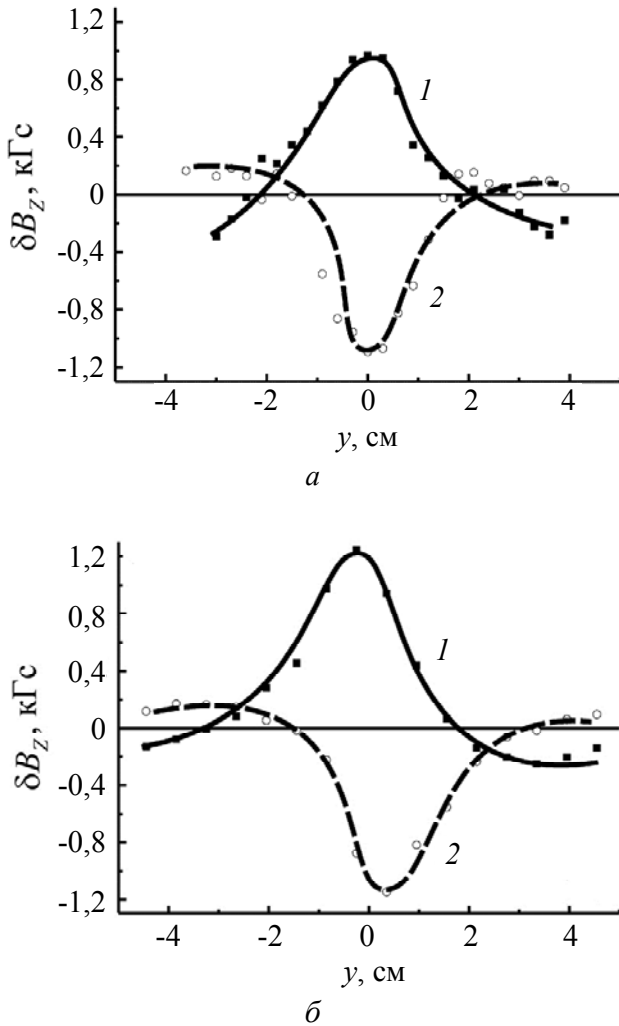


Рис. 3. Распределения возмущений продольного поля $\delta B_z(y)$ в плазменном токовом слое при двух противоположных направлениях начального поля B_z^0 . Измерения проводились вдоль линий: (а) BB' ($x = -0,8$ см), (б) CC' ($x = -5$ см). Кривые 1 получены при $B_z^0 = +2,9$ кГс; кривые 2 при $B_z^0 = -2,9$ кГс. Условия эксперимента: $h = 0,57$ кГс/см, $Kr, p = 36$ мТорр, $t = 3$ мкс, $J_z^{\max} = 50$ кА.

Отметим также, что усиление продольной компоненты происходит в пределах всей ширины токового слоя, как в окрестности X -линии, при $x = -0,8$ см (рис. 3а), так и на значительном расстоянии от X -линии, при $x = -5$ см (рис. 3б).

Таким образом, течения плазмы, которые возникают в плоскости (x, y) и приводят к формированию токового слоя, переносят в

окрестность X -линии также и продольную компоненту магнитного поля, что приводит к её усилению в пределах токового слоя. Этот эффект свидетельствует о «вмороженности» магнитного поля в плазму.

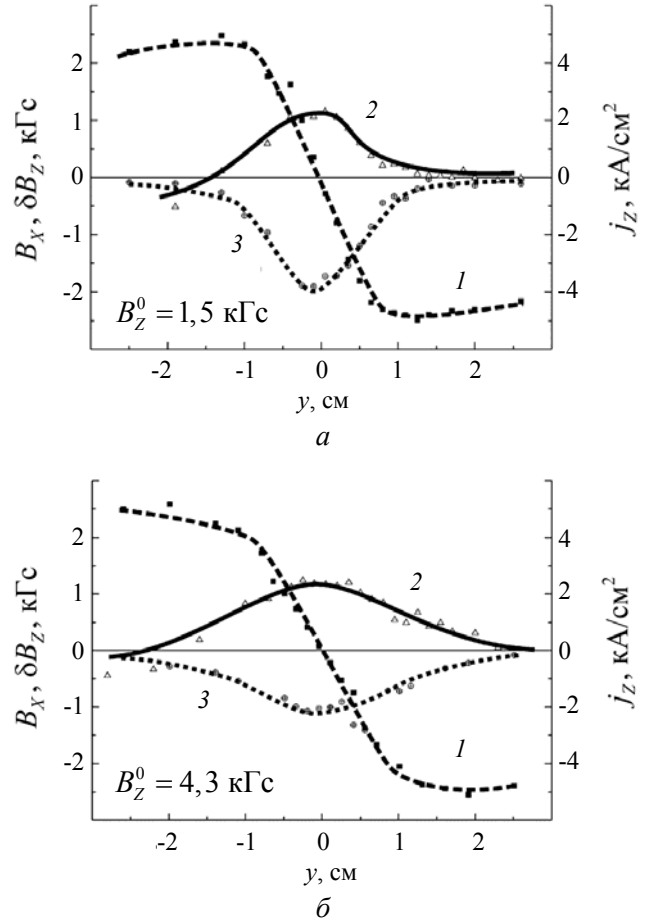


Рис. 4. Распределения вдоль линии BB' ($x = -0,8$ см): (1) тангенциальной компоненты магнитного поля токового слоя B_x , (2) возмущения продольной компоненты δB_z , (3) плотности тока j_z в токовом слое, при двух значениях начального продольного поля: $B_z^0 = 1,5$ кГс; 4,3 кГс. Условия эксперимента: $h = 0,5$ кГс/см, $Ar, p = 28$ мТорр, $J_z^{\max} = 50$ кА.

Характерно, что дополнительное продольное поле δB_z присутствует в тех, и только в тех областях токового слоя, где сосредоточен основной ток j_z . Распределения тока $j_z(y)$, в том числе поперечный размер слоя $2\Delta y$, могут изменяться как со временем, так и при изменении начального значения продольной компоненты B_z^0 . При этом распределения $\delta B_z(y)$ в каждый момент времени и при различных полях B_z^0 практически повторяют

распределения тока $j_z(y)$ [15]. Так, в процессе эволюции токового слоя уменьшается толщина слоя $2\Delta y$, т. е. ток плазмы концентрируется вблизи плоскости $y = 0$, и одновременно происходит уменьшение области усиленного поля δB_z . Сравнение рис. 4а и рис. 4б демонстрирует, что формирование слоя при большей напряженности продольной компоненты B_z^0 приводит как к увеличению толщины слоя $2\Delta y$, так и к увеличению размера области усиленного поля δB_z (см. также [8, 10, 13, 18]).

Электрические токи в поперечной плоскости (x, y) , обеспечивающие усиление продольной компоненты в плазменном токовом слое

Из общефизических соображений понятно, что избыточное магнитное поле δB_z в токовом слое, который формируется в 3D магнитной конфигурации с X-линией, может существовать только благодаря электрическим токам в поперечной плоскости по отношению к X-линии и основному току в слое J_z .

На основе результатов измерений пространственных распределений δB_z можно оценить плотность тока в плоскости (x, y) , принимая во внимание однородность в

z -направлении, как магнитных полей, так и плазмы ($\partial/\partial z \cong 0$). Поскольку в токовых слоях, как правило, $\partial B_z/\partial y \gg \partial B_z/\partial x$, то электрический ток, обеспечивающий существование усиленного продольного магнитного поля, – это преимущественно ток j_x , протекающий вдоль поверхности слоя:

$$j_x(y) = c/4\pi \times \partial B_z/\partial y. \quad (2)$$

На рис. 5а, б показаны распределения токов $j_x(y)$ вместе с распределениями основного (продольного) тока $j_z(y)$ в двух сечениях: $x = -0,8$ см и $x = -5$ см [26]. Распределения $j_z(y)$ имеют вид колоколообразных кривых с токами одного направления, которое не зависит от направления продольной компоненты магнитного поля B_z^0 . Поперечные токи $j_x(y)$ локализованы в тех же областях, что и токи $j_z(y)$, но направлены в противоположные стороны при $y < 0$ и $y > 0$, при этом изменение направления тока j_x происходит в области, где основной ток j_z имеет максимальное значение. Отметим также очевидный факт, что направления токов j_x изменяются на противоположные при изменении направления B_z^0 и, как следствие, при изменении направления усиленной в пределах слоя продольной компоненты [15, 26].

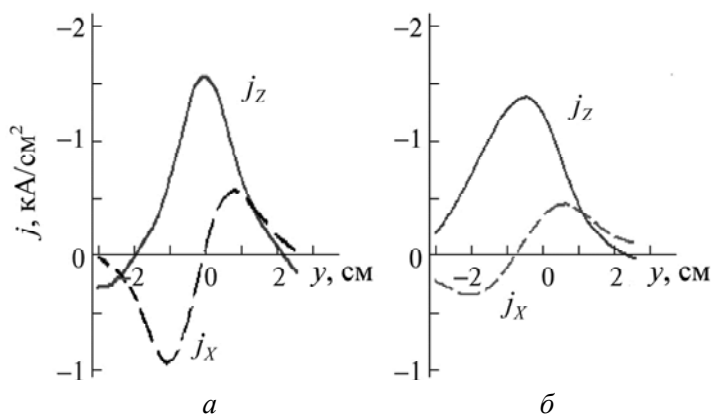


Рис. 5. Распределения вдоль оси y основного (продольного) тока $j_z(y)$ и поперечных токов $j_x(y)$, а – при $x = -0,8$ см; б – при $x = -5$ см, $B_z^0 = +2,9$ кГс, $h = 0,5$ кГс/см, $Ar, p = 28$ мТорр, $J_z^0 \approx 46$ кА, $t = 2,2$ мкс.

Отсюда следует, что в результате усиления продольной компоненты и появления поперечных токов j_x происходит значительное усложнение структуры токов в слое, поскольку в различных участках, смещенных по нормали к средней плоскости токового слоя, суммарные токи не параллельны, а наклонены по отношению друг к другу. Наглядное представление о структуре токов можно видеть на рис. 6, где

представлены распределения суммарных токов в зависимости от координаты y [26]. Суммарные токи показаны в виде векторов, через концы которых проведена сплошная линия, продольные токи $j_z(y)$ – это вертикальные отрезки в плоскости (y, j_z) , а поперечные токи $j_x(y)$ – это штриховые кривые в плоскости (j_x, y) . Другими словами, распределение токов в слое значительно отличается от плоского «ленточ-

ного» тока. Таким образом, при формировании токового слоя в магнитной конфигурации с X-линией структура, как магнитных полей, так и токов становится трехмерной.

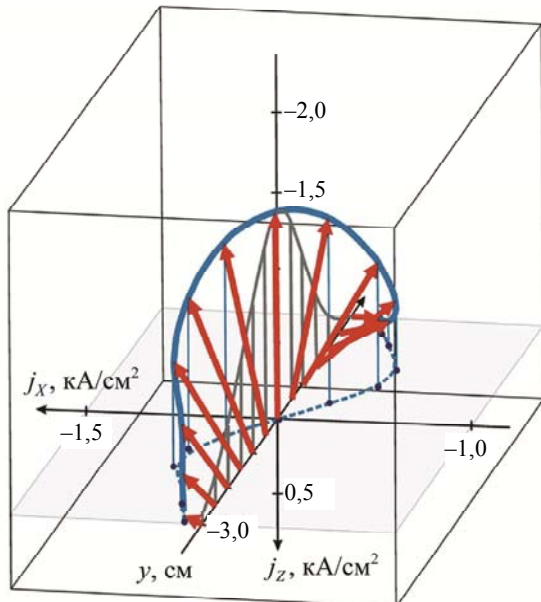


Рис. 6. Структура суммарных токов j_s в координатах j_x , y , j_z , при $x = -5$ см. Условия эксперимента – см. подпись к рис. 5.

Особенности сжатия в слой электрического тока и плазмы в магнитных полях с X-линией

Сравнение токовых слоев, которые развивались в магнитных конфигурациях с X-линией при различной напряженности продольной компоненты B_z^0 , либо в её отсутствие, обнаруживает значительные различия как в распределениях основного тока j_z , так и в распределениях плотности плазмы в слое. Один из основных эффектов состоит в уменьшении эффективности сжатия электрического тока и плазмы в слой с увеличением продольной компоненты B_z^0 .

Как можно видеть из рис. 7а, б, при увеличении B_z^0 от 0 до 4,35 кГс толщина токовых слоев $2\Delta u$ увеличивалась от 1,2 см до 2,9 см, при одновременном уменьшении плотности тока j_z^{\max} в средней плоскости слоя от 3,75 кА/см²

до 2,1 кА/см² [13]. Этот эффект виден также на рис. 4, поскольку толщина токового слоя при $B_z^0 = 4,3$ кГс (рис. 4б) заметно превышает толщину слоя при $B_z^0 = 1,5$ кГс (рис. 4а).

Аналогичные зависимости были обнаружены при изучении сжатия плазмы в пределы плазменного слоя в магнитных конфигурациях с X-линией [6, 8, 10, 18]. При развитии токовых слоев в 2D магнитных полях с нулевой линией, когда продольная компонента $B_z^0 = 0$, происходит эффективное сжатие плазмы в слой, так что максимальная концентрация электронов в средней плоскости слоя может более, чем в 10 раз превышать концентрацию плазмы, окружающей слой, а также концентрацию начальной плазмы [11, 27–29]. Однако в 3D конфигурациях с X-линией, в присутствии продольной компоненты магнитного поля B_z^0 , плотность плазмы в слое уменьшается, что было впервые зарегистрировано на основе спектральных измерений [6].

Характерные особенности сжатия в слой плазмы, которая создавалась путем ионизации различных нейтральных газов, были подробно исследованы методом голографической интерферометрии [8, 10, 18, 21]. В этих работах основное внимание было уделено изучению структуры плазменных слоев в зависимости от топологии магнитного поля. Были зарегистрированы интерферограммы плазмы токовых слоев, которые развивались в различных условиях, и на их основе получены двумерные распределения концентрации электронов $N_e(x, y)$. Здесь мы остановимся на влиянии продольной компоненты магнитного поля на наиболее важные параметры плазменных слоев.

Распределения концентрации плазмы $N_e(y)$ по толщине слоя в его центральной области ($x \cong 0$), приведенные на рис. 8а для трех значений B_z^0 , наглядно демонстрируют, что трехкратное увеличение B_z^0 приводит к уменьшению максимальной концентрации электронов в средней плоскости слоя N_e^{\max} в ≈ 3 раза при одновременном увеличении толщины слоя в $\approx 2,5$ раза.

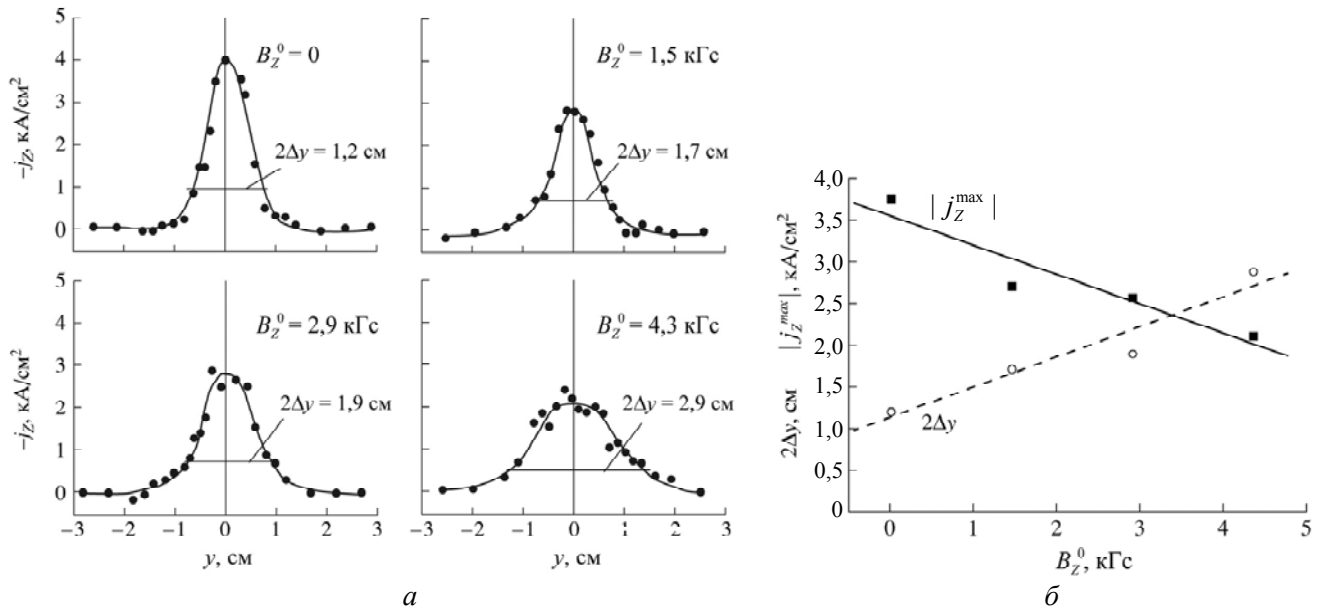


Рис. 7. а) – распределения плотности тока $j_z(y)$ по толщине плазменного токового слоя при $B_z^0 = 0; 1,5$ кГс; $2,9$ кГс; $4,3$ кГс; б) – зависимость максимальной плотности тока и толщины слоя $2\Delta y$ по уровню $0,25 \cdot j_z^{\max}$ от напряженности B_z^0 . Условия эксперимента: $h = 0,5$ кГс/см, Ar, $p = 28$ мТорр.

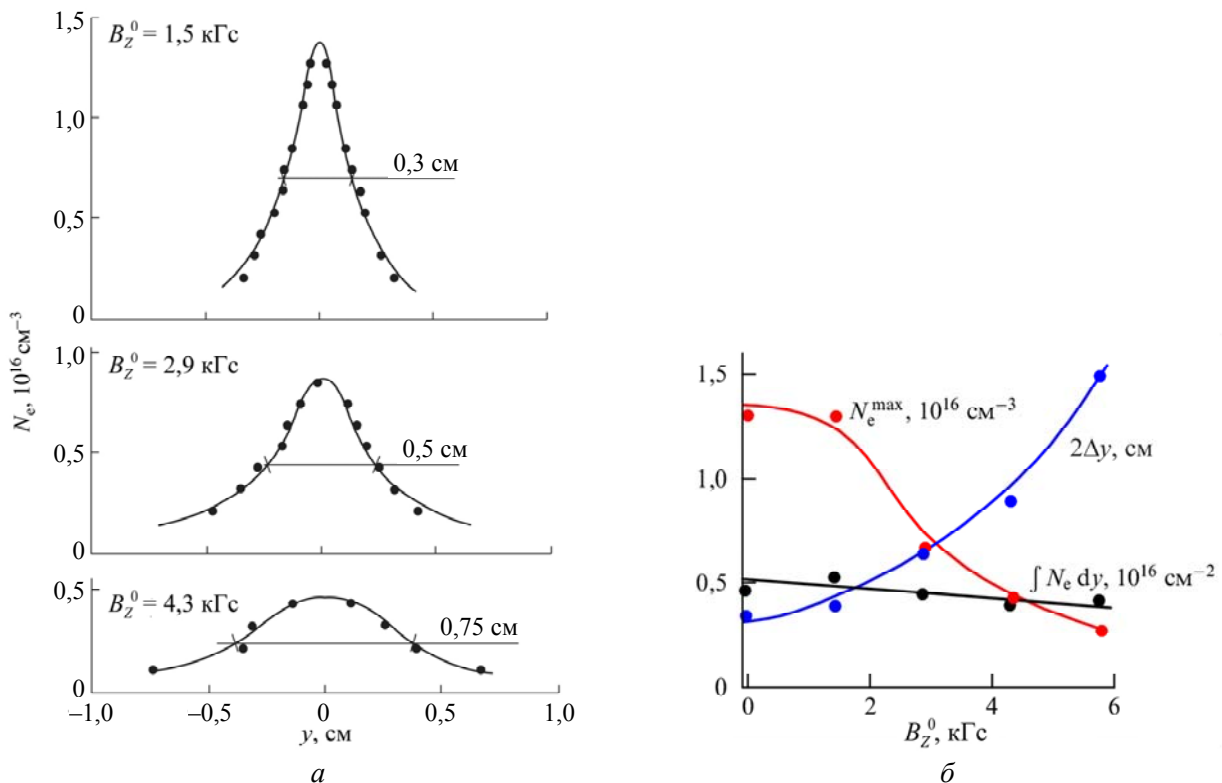


Рис. 8. а) – профили концентрации электронов $N_e(y)$ в центральной области ($x \approx 0$) токового слоя, сформированного в 3D магнитном поле с X-линией при $B_z^0 = 1,5$ кГс; $2,9$ кГс; $4,3$ кГс. б) – зависимости от B_z^0 максимальной концентрации электронов N_e^{\max} в средней плоскости слоя, толщины слоя $2\Delta y$ по уровню $0,5 \cdot N_e^{\max}$ и интегрального по толщине слоя числа электронов, приходящихся на 1 см ширины слоя. Условия эксперимента: $h = 0,43$ кГс/см; $J_z^{\max} \approx 50$ кА; Ar, $p = 28$ мТорр; $t \approx 3$ мкс.

Зависимости параметров плазменного слоя, сформированного в Ar , от напряженности продольной компоненты B_Z^0 представлены на рис. 8б. Это N_e^{\max} , толщина слоя $2\Delta y_{1/2}$ по уровню $0,5 \times N_e^{\max}$ и полное число электронов, приходящихся на 1 см ширины слоя, проинтегрированное по толщине слоя, $N_e^{\text{tot}} = \int N_e(y) dy \approx N_e^{\max} \times 2\Delta y_{1/2}$. Эти данные относятся к центральной области слоя ($x \approx 0$) и соответствуют моменту времени $t \approx 3$ мкс. Как можно видеть из рис. 8б, как максимальная концентрация электронов N_e^{\max} , так и толщина слоя $2\Delta y_{1/2}$ весьма чувствительны к напряженности продольной компоненты B_Z^0 , увеличение которой приводит к уменьшению N_e^{\max} и увеличению толщины слоя. При изменении B_Z^0 от 0 до 5,8 кГс происходит уменьшение максимальной концентрации электронов от $1,3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ до $0,26 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при одновременном увеличении толщины слоя от 0,35 см до 1,4 см. Очевидно, что в результате резко уменьшается градиент концентрации плазмы в направлении, перпендикулярном поверхности слоя. Характерно, что полное число электронов, приходящихся на 1 см ширины слоя, практически не зависит от величины B_Z^0 (с точностью порядка 20 %).

Приведенные зависимости свидетельствуют о том, что присутствие продольной компоненты магнитного поля в 3D магнитной конфигурации с X -линией приводит к уменьшению степени сжатия электрического тока и плазмы в пределы слоя.

Уменьшение эффективности сжатия тока и плазмы естественно связать с усилением в слое продольной компоненты магнитного поля по сравнению с её величиной вне слоя (см. выше).

Присутствие в пределах токового слоя дополнительного продольного поля δB_Z изменяет условие поперечного равновесия плазмы, сосредоточенной в токовом слое. В этом случае условие равновесия должно быть записано следующим образом:

$$8\pi \times N_e^{\max} \times (T_e + T_i / Z_i) + (\delta B_Z)^2 = (B_X^{\text{sh}})^2. \quad (3)$$

Здесь T_e и T_i – температуры электронов и ионов в средней плоскости токового слоя, Z_i – эффективный заряд иона, δB_Z – превышение продольной компоненты в слое по сравнению с её значением вне слоя, B_X^{sh} – тангенциальная компонента магнитного поля у поверхности слоя. Отсюда видно, что избыточное продольное магнитное поле δB_Z создает внутри слоя добавочное магнитное давление $(\delta B_Z)^2 / 8\pi$, которое в сумме с газокинетическим давлением плазмы $N_e^{\max} \times (T_e + T_i / Z_i)$ должно уравниваться давлением магнитного поля вне слоя $(B_X^{\text{sh}})^2 / 8\pi$. Таким образом, появление в токовом слое дополнительного продольного поля δB_Z должно приводить (при прочих равных условиях) к уменьшению максимальной концентрации электронов N_e^{\max} .

Деформации плазменных токовых слоев, сформированных в 3D конфигурациях с X -линией и продольной компонентой магнитного поля, при генерации в слое токов Холла

При развитии токовых слоев в 3D магнитных конфигурациях с X -линией был обнаружен ещё один интересный эффект. В присутствии продольной компоненты магнитного поля B_Z^0 , направленной вдоль X -линии, периферийные (боковые) области токовых слоев испытывают разнонаправленные отклонения от его средней плоскости ($y = 0$), так что слой становится изогнутым и асимметричным [19–21]. Такие отклонения проявляются в пространственных распределениях протекающего в слое тока и сосредоточенной в нем плазмы. Отклонения максимальны на ранней стадии эволюции слоя и со временем уменьшаются, а знак отклонения изменяется при изменении направления продольной компоненты магнитного поля B_Z^0 . Этот эффект полностью отсутствует в токовых слоях, которые развиваются в 2D магнитных конфигурациях с нулевой линией.

На рис. 9 показаны 2D распределения плазмы $N_e(x, y)$ трех токовых слоев, которые формировались в 3D магнитных полях с X -линией при различных значениях продоль-

ной компоненты магнитного поля: $B_z^0 = -2,9$ кГс; 0 ; $+2,9$ кГс, тогда как остальные условия эксперимента были идентичными. Если при $B_z^0 = 0$ возникает плоский и симметричный слой, расположенный в окрестности плоскости ($y = 0$), то в присутствии продольной компоненты $B_z^0 = \pm 2,9$ кГс боковые концы слоя отклоняются в противоположные стороны от его средней плоскости. Изменение направления B_z^0 на противоположное вызывает изменение характера асимметрии, т. е. изменение знака отклонения концов слоя, и переориентацию слоя, рис. 9.

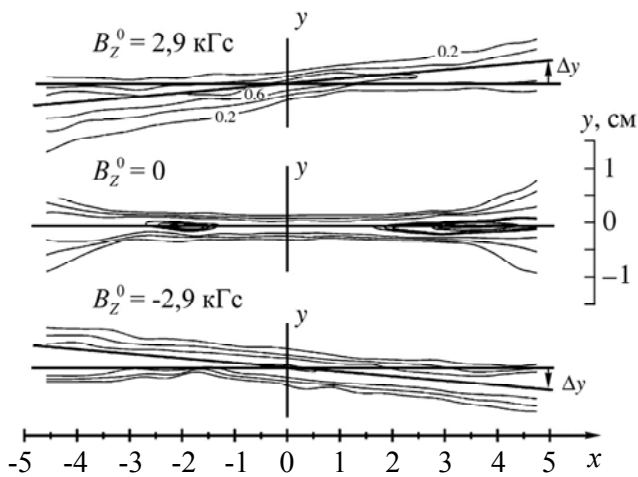


Рис. 9. Структура плазмы токовых слоев в виде линий равной плотности плазмы. Между соседними линиями изменение плотности плазмы составляет $2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Токовые слои формировались в магнитных конфигурациях (1) при различных направлениях продольной компоненты магнитного поля B_z^0 : $+2,9$ кГс; 0 ; $-2,9$ кГс. Условия эксперимента: $h = 0,57$ кГс/см; Kr, $p = 36$ мТорр; $J_z^{\text{max}} \approx 50$ кА; $t \approx 3$ мкс.

Характерно, что асимметрия слоев и отклонения их концов от средней плоскости максимальны на ранней стадии эволюции слоя и со временем уменьшаются. При формировании токовых слоев в плазме с ионами различной массы было установлено, что как отклонения концов слоя, так и промежуток времени, в течение которого существуют эти отклонения, возрастают с увеличением массы ионов плазмы, рис. 10.

Приведенные экспериментальные данные, а также анализ плазменных параметров позволили сделать вывод, что деформация токовых слоев в 3D магнитных конфигурациях обу-

словлена возбуждением токов Холла и появлением дополнительных динамических эффектов при взаимодействии токов Холла с продольной компонентой магнитного поля [12, 17, 19, 20].

Как известно, генерация токов Холла обусловлена движением электронов относительно инерционных и малоподвижных ионов. Ускорение ионов вдоль поверхности слоя, от середины к боковым краям, приводит к постепенному затуханию токов Холла, и с увеличением массы ионов плазмы характерное время существования токов Холла возрастает [14]. По мере затухания токов Холла уменьшаются электродинамические силы, вызывающие деформацию токового слоя, в результате уменьшаются отклонения периферийных областей от средней плоскости слоя.

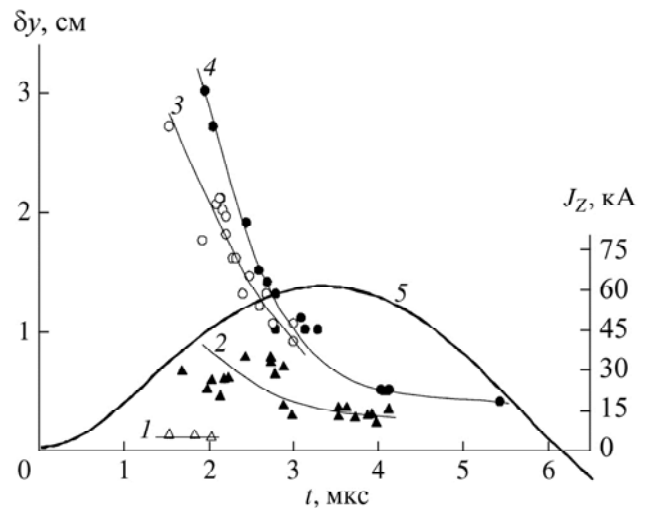


Рис. 10. Зависимость от времени отклонений плазменных слоев δy от средней плоскости ($y = 0$) при $x = -5$ см. Токовые слои формировались в различных газах: 1 – He; 2 – Ar; 3 – Kr; 4 – Xe; 5 – $J_z(t)$. Условия эксперимента: $h = 0,57$ кГс/см; $B_z^0 = +2,9$ кГс.

В токовых слоях, формируемых в 2D конфигурациях с нулевой линией, также возбуждаются токи Холла, которые непосредственно регистрировались и анализировались в работах [14, 26, 30–33]. Однако в отсутствие продольной компоненты B_z^0 не возникает дополнительных сил, которые могли бы деформировать слой, так что в этом случае токовый слой остается плоским и симметричным.

При изучении эволюции распределений плотности тока по толщине токового слоя $j_z(y)$ в периферийной области слоя ($x = -5$ см)

было установлено, что в присутствии продольной компоненты магнитного поля максимумы профилей тока j_z^{\max} смещаются относительно плоскости ($y=0$) [17]. На рис. 11 представлены зависимости этих смещений от времени при трех значениях B_z^0 , откуда следует, что при изменении направления B_z^0 на противоположное максимум профиля тока j_z^{\max} также смещается в противоположную сторону. Величины отклонений j_z^{\max} удовлетворительно согласуются с отклонениями максимумов плотности плазмы, как и их изменения во времени, т. е. имеется корреляция между распределениями плотности тока и плотности плазмы в асимметричных токовых слоях.

Как можно видеть из рис. 11, на поздней стадии эволюции токового слоя смещения его периферийных областей могут довольно резко изменить направление относительно плоскости ($y=0$). Если на начальной стадии ($t = 1,5 \div 3,3$ мкс) периферия слоя смещена по вертикали, например, в область $y > 0$, то затем ($t \approx 3,5 \div 4$ мкс) слой перемещается в область $y < 0$, т. е. происходит переориентация токового слоя. При противоположном направлении B_z^0 ситуация обратная: слой перемещается из области $y < 0$ в область $y > 0$. Другими словами, за время эволюции токового слоя его периферийные области испытывает разнонаправленные смещения относительно средней плоскости ($y=0$).

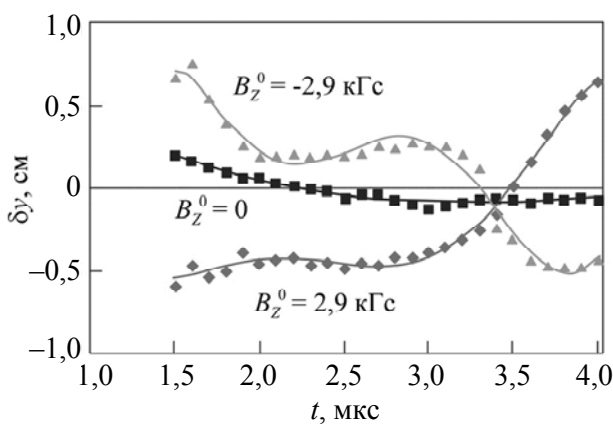


Рис. 11. Смещение максимумов плотности тока δy от средней плоскости плазменного токового слоя ($y=0$) в зависимости от времени, при $B_z^0 = 0$; $+2,9$ кГс; $-2,9$ кГс. Условия эксперимента: $h = 0,5$ кГс/см; $Ar, p = 28$ мТорр.

Поскольку направление B_z^0 остается неизменным в течение всего времени эволюции токового слоя, то переориентация слоя на поздних стадиях указывает на изменение направления токов Холла. Как показано в работе [34], изменение направления токов Холла происходит в тех областях токового слоя, в которых возникают токи j_z обратного направления по отношению к основному току в центральной области слоя. Вопросы, связанные с генерацией токов обратного направления в токовых слоях и с последствиями их появления обсуждаются в работах [16, 23, 26, 34–36].

Таким образом, токи Холла оказывают значительное влияние на структуру токовых слоев, которые формируются в 3D магнитных конфигурациях с X-линией и продольной компонентой магнитного поля, а смещения периферийных областей токового слоя, возникающие благодаря разнонаправленным токам Холла, являются составной частью динамических процессов в токовых слоях.

Соотношение между продольной компонентой и поперечным градиентом в 3D магнитных конфигурациях с X-линией, при которых возможно формирование токовых слоев

Один из существенных моментов, связанных со структурой токовых слоев, развивающихся в 3D магнитных конфигурациях с X-линией (1), состоит в определении диапазона начальных условий, при которых токовые слои могут быть сформированы. Особый интерес представляют выяснение вопроса, какова максимальная напряженность продольной компоненты B_z^0 , в присутствии которой ещё может развиваться токовый слой, при заданной величине поперечного градиента магнитного поля h .

Анализ изображений излучающей плазмы и результаты магнитных измерений показали, что формирование токовых слоев может происходить в условиях, когда напряженность B_z^0 компоненты превышает напряженность поперечного магнитного поля в пределах большей части или даже всего плазменного объема: $|B_z^0| \geq |B_{\perp}| = h \times |r|$, при $|r| \leq R_C$ (R_C — радиус ва-

куумной камеры) [6, 7, 9]. В то же время отношение B_z^0/h не должно превышать некоторую критическую величину, которая в условиях экспериментов, проведенных на установке ТС-3D, составляла ≈ 15 см.

В принципе, на плоскости ($|B_z^0|$, $|B_\perp^W| = h \times R_C$) можно провести границы между областями, в которых возможно развитие токовых слоев (справа от обеих линий а и б), и областями, в которых токовые слои не формируются (слева от тех же линий), рис. 12. Положение каждой из пограничных линий зависит от конкретных условий эксперимента, таких как плотность начальной плазмы, масса ионов, величина тока плазмы [7, 9].

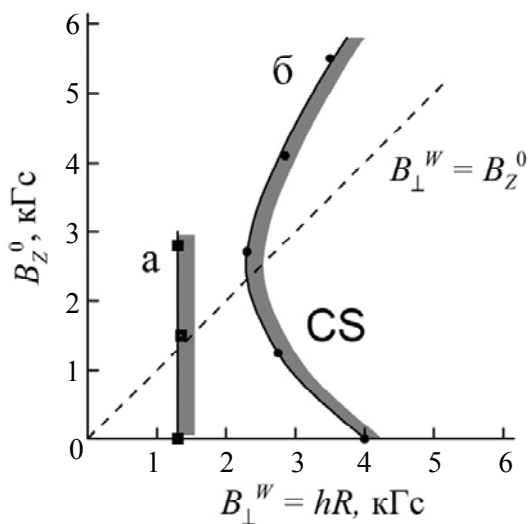


Рис. 12. Параметры 3D магнитных конфигураций с X-линией, в которых формируются токовые слои. B_\perp^W – поперечное магнитное поле на границе плазмы; B_z^0 – продольная компонента магнитного поля; $J_z = 50$ кА; He, $p_0 = 60$ мТорр (а), $p_0 = 300$ мТорр (б).

Отсюда следует, что формирование токовых слоев в 3D магнитных конфигурациях с X-линией возможно в достаточно широком, но, тем не менее, ограниченном диапазоне начальных условий. При этом наиболее существенный параметр, который определяет возможность образования токового слоя – это градиент поперечного магнитного поля h , который должен превышать некоторую критическую величину.

Заключение

В настоящем обзоре представлены результаты экспериментальных исследований, посвященных эволюции и структуре токовых слоев, которые могут формироваться в трехмерных (3D) магнитных конфигурациях с особой линией X-типа, в присутствии достаточно сильной продольной компоненты магнитного поля, направленной вдоль X-линии. Такие исследования привлекают особый интерес, поскольку магнитные конфигурации с X-линией широко распространены в природе, а также в установках для нагрева и удержания горячей плазмы. Возможности формирования токовых слоев и их свойства определяют особенности процессов магнитного пересоединения и трансформации магнитной энергии, запасенной в окрестности токового слоя, в тепловую и кинетическую энергию плазмы, в потоки ускоренных частиц и излучений.

Несмотря на внешнее сходство токовых слоев, формируемых в 3D и в 2D магнитных конфигурациях, они имеют существенные различия по целому ряду параметров. Формирование токового слоя в 3D магнитной конфигурации с продольной компонентой магнитного поля, направленной вдоль X-линии, приводит к захвату этой компоненты течениями плазмы и, в конечном итоге, к усилению продольной компоненты в пределах токового слоя по сравнению с её значением вне слоя.

Один из результатов этого процесса состоит в появлении токов, которые поддерживают усиленное продольное поле и протекают в поперечной плоскости по отношению к основному току в слое. Это приводит к усложнению структуры токов в слое, которая становится трехмерной и значительно отличается от плоского «ленточного» тока, характерного для токовых слоев, развивающихся в 2D магнитных конфигурациях с нулевой линией.

Сравнение токовых слоев, которые развивались в конфигурациях с X-линией при различной напряженности продольной компоненты магнитного поля, либо в её отсутствие, обнаруживает значительные различия как в распределениях основного тока в слое, так и в распределениях плотности плазмы. В целом ряде экспериментов было установлено, что с

увеличением продольной компоненты происходит уменьшение эффективности сжатия в слой электрического тока и плазмы. Это обусловлено усилением в слое продольной компоненты магнитного поля по сравнению с её величиной вне слоя, что приводит к изменению баланса давлений за счет появления в слое избыточного продольного поля.

В присутствии продольной компоненты магнитного поля, направленной вдоль X -линии, периферийные области токовых слоев испытывают разнонаправленные отклонения от его средней плоскости, так что слой становится изогнутым и асимметричным. Эти отклонения проявляются в пространственных распределениях протекающего в слое тока и сосредоточенной в нем плазмы. Отклонения максимальны на ранней стадии эволюции слоя и со временем уменьшаются, а знак отклонения изменяется при изменении направления продольной компоненты. Установлено, что обнаруженная асимметрия токовых слоев возникает в результате возбуждения токов Холла и появления дополнительных динамических эффектов при взаимодействии токов Холла с продольной компонентой магнитного поля. При этом имеется удовлетворительная корреляция между распределениями плотности тока и плотности плазмы в асимметричных токовых слоях. Отсюда следует, что токи Холла оказывают значительное влияние на структуру токовых слоев, которые формируются в 3D магнитных конфигурациях с X -линией и продольной компонентой магнитного поля.

Установлено, что формирование токовых слоев в 3D магнитных конфигурациях с X -линией возможно в достаточно широком, но ограниченном диапазоне начальных условий. При этом наиболее существенный параметр, который определяет возможность образования токового слоя – это градиент поперечного магнитного поля h , который должен превышать некоторую критическую величину.

В заключение автор выражает благодарность С. А. Савинову за полезные обсуждения и помощь при подготовке статьи к печати.

ЛИТЕРАТУРА

1. Syrovatskii S. I. // Annu. Rev. Astron. & Astrophys. 1981. Vol. 19. P. 163.
2. Biscamp D. Magnetic Reconnection in Plasmas. – Cambridge Univ. Press, 2005.
3. Priest E. R., Forbes T. Magnetic reconnection. MHD theory and applications. – Cambridge Univ. Press, 2000.
4. Кадомцев Б. Б. // УФН. 1987. Т. 151. № 1. С. 3.
5. Frank A. G. // Plasma Phys. & Contr. Fusion. 1999. Vol. 41. № 3A. P. A687.
6. Богданов С. Ю., Кирий Н. П., Марков В. С., Франк А. Г. // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 71. № 2. С. 72.
7. Frank A. G., Bogdanov S. Yu. // Earth, Planets & Space (EPS). 2001. Vol. 53. P. 531.
8. Богданов С. Ю., Марков В. С., Франк А. Г., Дрейден Г. В., Комиссарова И. И., Островская Г. В., Шедова Е. Н. // Физика плазмы. 2002. Т. 28. № 7. С. 594.
9. Frank A. G., Bogdanov S. Yu., Kyrie N. P., Markov V. S. // in: “Plasmas in the Laboratory and in the Universe, New Insights and New Challenges”, ed. G. Bertin, D. Farina, and R. Pozzoli, AIP Conference Proc., Melville, N.Y. 2004. Vol. 703. P. 431.
10. Frank A. G., Bogdanov S. Yu., Markov V. S., Dreiden G. V., Ostrovskaya G. V. // Phys. Plasmas. 2005. Vol. 12. № 5. P. 052316.
11. Богданов С. Ю., Бурилина В. Б., Франк А. Г. // ЖЭТФ. 1998. Т. 114. С. 1202.
12. Франк А. Г. // УФН. 2010. Т. 180. № 9. С. 982.
13. Богданов С. Ю., Бугров С. Г., Грицына В. П., Зверев О. В., Карпов Г. В., Марков В. С., Ретин Д. В., Франк А. Г. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 6. С. 483.
14. Frank A. G., Bugrov S. G., Markov V. S. // Phys. Plasmas. 2008. Vol. 15. № 9. P. 092102.
15. Frank A. G., Bugrov S. G., Markov V. S. // Phys. Lett. A. 2009. Vol. 373. № 16. P. 1460.
16. Франк А. Г., Сатунин С. Н. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 10. С. 889.
17. Франк А. Г., Сатунин С. Н. // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 100. № 2. С. 83.
18. Богданов С. Ю., Дрейден Г. В., Марков В. С., Островская Г. В., Франк А. Г. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 12. С. 1121.
19. Frank A. G., Bogdanov S. Yu., Dreiden G. V., Markov V. S., Ostrovskaya G. V. // Phys. Lett. A. 2006. Vol. 348. № 3-6. P. 318.
20. Богданов С. Ю., Дрейден Г. В., Марков В. С., Островская Г. В., Франк А. Г. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 11. С. 1014.
21. Островская Г. В., Франк А. Г. // Физика плазмы. 2014. Т. 40. № 1. С. 24.
22. Воронов Г. С., Кирий Н. П., Марков В. С., Островская Г. В., Франк А. Г. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 12. С. 1080.
23. Frank A. G., Kyrie N. P., Satunin S. N. // Phys. Plasmas. 2011. Vol. 18. № 11. P. 111209.
24. Кирий Н. П., Марков В. С., Франк А. Г., Васильков Д. Г., Воронова Е. В. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. № 6. С. 563.

25. Сыроватский С. И., Франк А. Г., Ходжаев А. З. // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 15. С. 138.
26. Франк А. Г., Сатунин С. Н. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. № 2. С. 144.
27. Богданов С. Ю., Дрейден Г. В., Кирий Н. П., Комиссарова И. И., Марков В. С., Островская Г. В., Островский Ю. И., Филитов В. Н., Франк А. Г., Ходжаев А. З., Шедова Е. Н. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. С. 1269.
28. Богданов С. Ю., Бондарь Ю. Ф., Бурилина В. Б., Кирий Н. П., Марков В. С., Мхеидзе Г. П., Савин А. А., Франк А. Г. // ЖТФ. 1994. Т. 64. № 9. С. 30.
29. Frank A. G., Bogdanov S. Yu., Burilina V. B., Kyrie N. P., Markov V. S. // Contributions to Plasma Phys. 2000. Vol. 40. № 1-2. P. 106.
30. Франк А. Г., Артемьев А. В., Зелёный Л. М. // ЖЭТФ. 2016. Т. 150. № 2. С. 807.
31. Франк А. Г., Островская Г. В., Юшков Е. В., Артемьев А. В., Сатунин С. Н. // Космические исследования. 2017. Т. 55. № 1. С. 48.
32. Юшков Е. В., Франк А. Г., Артемьев А. В., Петрукович А. А., Накамура Р. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. № 12. С. 1126.
33. Франк А. Г., Сатунин С. Н. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2020. № 2. С. 28.
34. Франк А. Г., Сатунин С. Н. // Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 112. № 10. С. 667.
35. Frank A., Kyrie N., Satunin S. N., Savinov S. // Universe. 2021. Vol. 7. P. 400.
36. Франк А. Г., Сатунин С. Н. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 1. С. 12.

PACS: 52.25.-b

Distinctive features of the structure of current sheets formed in plasma in three-dimensional magnetic configurations with an X line (a review)

A. G. Frank

Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences
38 Vavilov st., Moscow, 119991, Russia
E-mail: annfrank@fpl.gpi.ru

Received November 25, 2021

A review is presented on experimental results related to investigation of distinctive features of the structure and evolution of plasma current sheets formed in three-dimensional (3D) magnetic configurations with an X line, in the presence of a longitudinal magnetic field component (guide field) directed along the X line. It is shown that formation of a plasma current sheet results in enhancement of the guide field within the sheet. The excessive guide field is maintained by plasma currents that flow in the transverse plane relative to the main current in the sheet. As a result, the structure of the currents becomes three-dimensional. Increasing the initial value of the guide field brings about a decrease of compression into the sheet of both the electric current and plasma. This effect is caused by changing the pressure balance in the sheet when an excessive guide field appears in it. Deformation of plasma current sheets in 3D magnetic configurations, namely, an appearance of asymmetric and tilted sheets, results from excitation of the Hall currents and their interaction with the guide field. It is shown that the formation of current sheets in 3D magnetic configurations with an X line is possible in a relatively wide, but limited range of initial conditions.

Keywords: plasma, current sheet, magnetic reconnection, three-dimensional magnetic configurations, X line, Hall currents.

DOI: 10.51368/2307-4469-2021-9-6-464-478

REFERENCES

1. S. I. Syrovatskii, *Annu. Rev. Astron. & Astrophys* **19**, 163 (1981).
2. D. Biscamp, *Magnetic Reconnection in Plasmas*. (Cambridge Univ. Press, 2005).
3. E. R. Priest and T. Forbes, *Magnetic reconnection. MHD theory and applications*. (Cambridge Univ. Press, 2000).
4. B. B. Kadomtsev, *Phys.-Usp.* **151** (1), 3 (1987).
5. A. G. Frank, *Plasma Phys. & Contr. Fusion* **41** (3A), A687 (1999).
6. S. Yu. Bogdanov, N. P. Kyrie, V. S. Markov, and A. G. Frank, *JETP Lett.* **71** (2), 55 (2000).
7. A. G. Frank and S. Yu. Bogdanov, *Earth, Planets & Space (EPS)* **53**, 531 (2001).
8. S. Yu. Bogdanov, V. S. Markov, A. G. Frank, G. V. Dreiden, I. I. Komissarova, G. V. Ostrovskaya, and E. N. Shedova, *Plasma Phys. Rep.* **28** (7), 549 (2002).
9. A. G. Frank, S. Yu. Bogdanov, N. P. Kyrie, and V. S. Markov, in: *“Plasmas in the Laboratory and in the Universe, New Insights and New Challenges”*, ed. G. Bertin, D. Farina, and R. Pozzoli, AIP Conference Proc., Melville, N.Y. 2004. Vol. 703. P. 431.
10. A. G. Frank, S. Yu. Bogdanov, V. S. Markov, G. V. Dreiden, and G. V. Ostrovskaya, *Phys. Plasmas* **12** (5), 052316 (2005).
11. S. Yu. Bogdanov, V. B. Buriлина, and A. G. Frank, *JETP* **87**, 655 (1998).
12. A. G. Frank, *Phys.-Usp.* **180** (9), 941 (2010).
13. S. Yu. Bogdanov, S. G. Bugrov, V. P. Gritsyna, O. V. Zverev, G. V. Karpov, V. S. Markov, D. V. Repin, and A. G. Frank, *Plasma Phys. Rep.* **33** (6), 435 (2007).
14. A. G. Frank, S. G. Bugrov, and V. S. Markov, *Phys. Plasmas* **15** (9), 092102 (2008).
15. A. G. Frank, S. G. Bugrov, and V. S. Markov, *Phys. Lett. A* **373** (16), 1460 (2009).
16. A. G. Frank and S. N. Satunin, *Plasma Phys. Rep.* **37**, 829 (2011).
17. A. G. Frank and S. N. Satunin, *JETP Lett.* **100** (2), 75 (2014).
18. S. Yu. Bogdanov, G. V. Dreiden, V. S. Markov, G. V. Ostrovskaya, and A. G. Frank, *Plasma Phys. Rep.* **32** (12), 1034 (2006).
19. A. G. Frank, S. Yu. Bogdanov, G. V. Dreiden, V. S. Markov, and G. V. Ostrovskaya, *Phys. Lett. A* **348** (3-6), 318 (2006).
20. S. Yu. Bogdanov, G. V. Dreiden, N. P. Kyrie, V. S. Markov, G. V. Ostrovskaya, and A. G. Frank, *Plasma Phys. Rep.* **33** (11), 930 (2007).
21. G. V. Ostrovskaya and A. G. Frank, *Plasma Phys. Rep.* **40** (1), 21 (2014).
22. G. S. Voronov, N. P. Kyrie, V. S. Markov, G. V. Ostrovskaya, and A. G. Frank, *Plasma Phys. Rep.* **34**, 999 (2008).
23. A. G. Frank, N. P. Kyrie, and S. N. Satunin, *Phys. Plasmas* **18** (11), 111209 (2011).
24. N. P. Kyrie, V. S. Markov, A. G. Frank, D. G. Vasilkov, and E. V. Voronova, *Plasma Phys. Rep.* **42** (6), 563 (2016).
25. S. I. Syrovatskii, A. G. Frank, and A. Z. Khodzhaev, *JETP Lett.* **15**, 138 (1972).
26. A. G. Frank and S. N. Satunin, *Plasma Phys. Rep.* **44** (2), 190 (2018).
27. S. Yu. Bogdanov, G. V. Dreiden, N. P. Kyrie, I. I. Komissarova, V. S. Markov, G. V. Ostrovskaya, Yu. I. Ostrovskii, V. N. Philippov, A. G. Frank, A. Z. Khodzhaev, and E. N. Shedova, *Sov. J. Plasma Phys.* **18** (12), 1269 (1992).
28. S. Yu. Bogdanov, Yu. F. Bondar, V. B. Buriлина, N. P. Kyrie, V. S. Markov, G. P. Mkheidze, A. A. Savin, and A. G. Frank, *Tech. Phys.* **64** (9), 30 (1994).
29. A. G. Frank, S. Yu. Bogdanov, V. B. Buriлина, N. P. Kyrie, and V. S. Markov, *Contributions to Plasma Phys.* **40** (1-2), 106 (2000).
30. A. G. Frank, A. V. Artemyev, and L. M. Zelenyi, *JETP* **123** (4), 697 (2016).
31. A. G. Frank, G. V. Ostrovskaya, E. V. Yushkov, A. V. Artemyev, and S. N. Satunin, *Cosmic Research* **55** (1), 46 (2017).
32. E. V. Yushkov, A. G. Frank, A. V. Artemyev, A. A. Petrukovich, and R. Nakamura, *Plasma Phys. Rep.* **44** (12), 1126 (2018).
33. A. G. Frank and S. N. Satunin, *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **47** (2), 54 (2020).
34. A. G. Frank and S. N. Satunin, *JETP Lett.* **112** (10), 623 (2020).
35. A. G. Frank, N. P. Kyrie, S. N. Satunin, and S. A. Savinov, *Universe* **7**, 400 (2021).
36. A. G. Frank and S. N. Satunin, *Plasma Phys. Rep.* **48** (1), 10 (2022).