## \_\_\_\_\_ ДИАГНОСТИКА \_\_\_\_ ПЛАЗМЫ

УДК 533.9

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ СТРУКТУРЫ ТОКОВЫХ СЛОЕВ И ДЕТЕКТИРОВАНИЕ РАЗРЫВА СЛОЯ НА ОСНОВЕ ИЗМЕРЕНИЙ ВНЕШНИМИ МАГНИТНЫМИ ЗОНДАМИ

© 2020 г. А. Г. Франк<sup>а,\*</sup>, С. А. Савинов<sup>b</sup>

<sup>а</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия <sup>b</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия \*e-mail: annfrank@fpl.gpi.ru Поступила в редакцию 11.03.2020 г. После доработки 26.03.2020 г. Принята к публикации 26.03.2020 г.

Предложен простой макроскопический метод обнаружения разрыва токовых слоев и определения ширины метастабильных слоев на основе измерений магнитных полей у внешней поверхности вакуумной камеры. Данная бесконтактная диагностика не влияет на плазменные процессы в токовом слое и позволяет увеличить отношение сигнал-шум. Такие измерения позволят оперативно находить условия развития токовых слоев, при которых с наибольшей вероятностью может осуществляться разрыв слоя.

*Ключевые слова:* токовый слой, эксперимент, распределение тока, аппроксимация, внешние магнитные зонды, разрыв слоя

DOI: 10.31857/S0367292120090036

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Формирование токовых слоев в высокопроводящей замагниченной плазме приводит к аккумуляции в окрестности слоя значительного запаса магнитной энергии, преобразование которой в тепловую и кинетическую энергию плазмы осушествляется за счет процессов магнитного пересоединения [1-3]. Наиболее эффективно трансформация магнитной энергии происходит в случае наступления импульсной фазы магнитного пересоединения, или разрыва токового слоя, когда возникают "вспышечные" явления, возбуждаются индукционные электрические поля и генерируются заряженные частицы высоких энергий [1, 4]. Лабораторные эксперименты, в которых изучаются процессы в токовых слоях (см. [5, 6] и цитированную там литературу), приближают нас к пониманию физики вспышечных явлений, а также позволяют моделировать нестационарные процессы, происходящие в космическом пространстве [7-11].

Экспериментальные исследования эволюции токовых слоев и процессов магнитного пересоединения базируются главным образом на определении структуры магнитных полей и их изменений во времени [12—16]. Измерения магнитных полей, как правило, выполняются с помощью миниатюрных магнитных зондов, размещенных внутри плазменного объема, в непосредственной близости от токового слоя или даже в пределах слоя, что обеспечивает достаточно хорошее пространственное разрешение. Однако введение в плазму твердотельных элементов, таких как стеклянные трубки с магнитными зондами, может оказывать влияние на процессы в токовых слоях, в том числе приводить к охлаждению плазмы.

Вместе с тем тепловые процессы играют, по всей вероятности, ключевую роль в переходе от метастабильной стадии эволюции токового слоя к импульсной фазе магнитного пересоединения, или разрыву слоя [17—19]. В связи с этим особый интерес представляет возможность регистрации разрыва слоя бесконтактным способом, т.е. с помощью магнитных зондов, расположенных вне плазменного объема и не влияющих на тепловой режим токового слоя.

Отметим, что пространственная структура возмущений плазменного шнура в установках токамак исследовалась на основе использования системы магнитных зондов размещенных достаточно далеко от границ плазмы [20]. Некоторые макроскопические характеристики метастабильных токовых слоев, в том числе их пространственную ориентацию в неоднородных трехмерных магнитных полях, удалось определить с помощью измерений несколькими магнитными



Рис. 1. Схема поперечного сечения экспериментальной установки TC-3D: 1 – проводники с током для возбуждения 2D (поперечного) магнитного поля (1), силовые линии которого показаны штриховыми линиями со стрелками; 2 – вакуумная камера; 3 – токовый слой;  $B_0$  и  $B_{90}$  – магнитные зонды.

зондами, которые были расположены вне вакуумного объема [21, 22].

В настоящей работе предлагается простой бесконтактный метод регистрации разрыва токового слоя с помощью двух внешних магнитных зондов, которые должны быть помещены в определенных точках относительно средней плоскости слоя. Такие измерения, не оказывающие влияния на параметры плазмы, позволят оперативно находить условия развития токовых слоев, при которых с наибольшей вероятностью может осуществляться разрыв слоя. Предлагаемый метод обсуждается в контексте экспериментов, проводимых на установке TC-3D (ИОФ РАН) [6, 23, 24].

### 2. НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ТОКОВЫХ СЛОЕВ, ФОРМИРУЕМЫХ В УСТАНОВКЕ ТС-3D

Токовые слои, которые исследуются с помощью установки TC-3D (рис. 1) формируются в магнитном поле с особой линией X-типа, которая совмещена с осью 0z:

$$B = \left\{ B_x^0; B_y^0; B_z^0 \right\} = \{ hy; hx; B_z^0 \}.$$
(1)

Магнитное поле (1) однородно в *z*-направлении, поперечные по отношению к *X*-линии компоненты поля,  $B_x^0$  и  $B_y^0$ , равны нулю на оси *z* и увеличиваются с расстоянием от оси *z*; здесь *h* – градиент магнитного поля в плоскости (*x*, *y*),  $B_z^0$  – однородная продольная компонента поля. Ось

цилиндрической кварцевой вакуумной камеры диаметром  $2R_c = 18$  см и длиной 100 см совмещена с Х-линией магнитного поля (1), рис. 1. Вакуумная камера заполняется одним из благородных газов: гелием, аргоном или криптоном до давления в диапазоне p = 20 - 300 мТорр, и с помощью вспомогательного  $\Theta$ -разряда с сильной предварительной ионизацией в магнитном поле (1) создается начальная плазма с концентрацией электронов  $N_e \approx 2 \times 10^{14} - 3 \times 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Затем между двумя электродами, введенными в камеру с торцов и расположенными на расстоянии  $\Delta z = 60$  см друг от друга, прикладывается импульсное напряжение Uz, которое возбуждает в плазме электрический ток *J*<sub>z</sub>, направленный параллельно *X*-линии. Зависимость тока от времени близка к синусоидальной, с амплитудой 30-50 кА и полупериодом T/2 = 6 мкс. Возбуждение тока  $J_{z}$  в магнитном поле (1) приводит к формированию токового слоя, сечение которого показано на рис. 1.

Благодаря ранее проведенным исследованиям, в том числе магнитным измерениям внутри плазменного объема, в настоящее время имеется подробная информация о структуре метастабильных токовых слоев и характере их симметрии [25–27].

Необходимо подчеркнуть, что положение токового слоя, который развивается в магнитном поле (1) с *X*-линией, четко фиксировано в пространстве: средняя плоскость слоя — это плоскость (y = 0) (при выбранных направлениях поперечного магнитного поля и тока плазмы), рис. 1. При этом, как следует из теоретических представлений [1, 4] и из непосредственных измерений [6, 25–29], токовый слой обладает симметрией относительно обеих плоскостей x = 0 и y = 0.

Важный момент с точки зрения возможностей измерений внешними магнитными зондами состоит в том, что два поперечных размера токовых слоев существенно различаются между собой. Ширина слоя  $2\Delta x$ , или его больший поперечный размер, превышает толщину слоя, или меньший поперечный размер  $2\Delta y$ , практически на порядок величины,  $\Delta x \ge \Delta y$  [25, 27], рис. 1. Другими словами, токовый слой является достаточно тонким, так что при вычислении магнитных полей на расстояниях  $R \ge \Delta y$  от оси *z* можно учитывать только распределение поверхностной плотности тока вдоль ширины слоя,  $I_z(x) = \int j(x, y) dy$ , не рассматривая конкретный вид распределения тока по толщине слоя.



**Рис. 2.** Распределения линейной плотности тока  $I_z(x)$  токового слоя: кружки — экспериментальные данные [27], соответствующие ширине слоя 2b = 14 см; кривая 1 - результат аппроксимации экспериментальных данных полиномом  $I_1(x)$ ; кривая 2 - вид зависимости  $I_1(x)$  при ширине слоя 2b = 10 см; кривая 3 - результат аппроксимации экспериментальных данных функцией  $I_2(x)$  (а); зависимость величины тангенциальной компоненты  $B_{\phi}$  магнитного поля, создаваемого токовым слоем, от места расположения зонда у внешней поверхности вакуумной камеры (см. вставку) (б).

## 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИНЫ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ ТОКОВЫХ СЛОЕВ

Типичное распределение линейной плотности тока  $I_z(x)$  вдоль поверхности токового слоя, полученное экспериментально [27], показано на рис. 2а точками. В данном случае ширина слоя составляла  $2\Delta x \equiv 2b = 14$  см. Для вычисления магнитных полей, создаваемых протекающими в слое токами, в программе Origin была проведена аппроксимация этого распределения полиномом шестой степени  $I_1(x)$  (рис. 2а, сплошная линия 1)

$$I_1(x) = a_0 + a_2 x^2 + a_4 x^4 + a_6 x^6, \qquad (2)$$

где  $a_0 = 4.1885$ ,  $a_2 = 0.07833$ ,  $a_4 = 0.00166$ ,  $a_6 = 3.09 \times 10^{-5}$ .

При заданной функции  $I_z(x)$  расчет азимутальных магнитных полей  $B_{\phi}$  в различных точках у внешней поверхности цилиндрической вакуумной камеры (R = 9.3 см), в которой формируются токовые слои, можно произвести по следующей формуле:

$$B_{\varphi} = 0.2 \int_{-b}^{b} \frac{I(x)}{\sqrt{R^2 + x^2 - 2Rx\cos\varphi}} \times \sqrt{1 - \left(\frac{x\sin\varphi}{\sqrt{R^2 + x^2 - 2Rx\cos\varphi}}\right)^2} dx.$$
(3)

Результаты подобного расчета для распределения (2) представлены на рис. 26. Очевидно, что наибольшая разница между показаниями двух магнитных зондов должна быть в том случае, когда один из зондов расположен при  $\varphi = 90^{\circ}$  (x = 0, y = R), где азимутальное магнитное поле имеет минимальное значение,  $B_{90} = 0.726$  кГс, а другой зонд — при  $\phi = 0^{\circ}$  (x = R, y = 0), где азимутальное поле максимально,  $B_0 = 0.896$  кГс.

Если ширина токового слоя отличается от приведенного выше примера, когда 2b = 14 см, то величины магнитных полей и соотношения между их максимальным и минимальным значениями должны измениться. В предположении, что при изменении ширины токового слоя 2b форма распределения  $I_z(x)$  и, соответственно, ее аппроксимация полиномом (2) остаются неизменными (см., например, рис. 2а, линия 2), вычислялись магнитные поля  $B_{90}$  и  $B_0$ . В результате было показано, что при увеличении ширины слоя в диапазоне 8 см  $\leq 2b \leq 17$  см отношение  $B_{90}/B_0$ уменьшается с 0.94 до 0.72, т.е. лишь на  $\approx 25\%$ .

Чтобы получить более отчетливую зависимость от ширины слоя, можно использовать следующее соотношение:

$$\beta = (B_0 - B_{90})/(B_0 + B_{90}). \tag{4}$$

При тех же изменениях ширины слоя величина  $\beta$  варьируется в пределах 0.035–0.16, т.е. изменяется в ≈4.5 раза, рис. 3, кривая  $\beta^{(1)}$ .

Отметим, что если при изменении ширины слоя 2b сохраняется форма распределения линейной плотности тока  $I_z(x)$ , рис. 2a (кривые 1 и 2), то очевидно изменяется и протекающий в слое полный ток,  $J_z = \int I_z(x) dx$ . При этом величина тока изменяется пропорционально квадрату ширины слоя,  $J_z^{(1)} \sim b^2$  (рис. 3, кривая  $J_z^{(1)}$ ).

Квадратичная зависимость суммарного тока  $J_z$  от ширины токового слоя была получена теоретически для бесконечно тонкого нейтрального токового слоя [30]

$$b = \sqrt{0.4J_z/h}.$$
 (5)

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 46 № 9 2020



**Рис. 3.** Изменения параметра  $\beta^{(1)}$  и полного тока  $J_z^{(1)}$ , рассчитанные для распределения  $I_1(x)$ , и параметра  $\beta^{(2)}$ , рассчитанного для распределения  $I_2(x)$  при  $J_z^{(2)} = \text{const}$ , в зависимости от ширины токового слоя 2*b*.

Зависимость (5) соответствует с точностью порядка 10—15% результатам измерений параметров реальных токовых слоев, формируемых в магнитных полях (1) [25, 27]. Отсюда, по-видимому, можно сделать вывод, что изменения суммарного тока  $J_z$  при неизменности остальных экспериментальных условий не приводят к изменению формы распределения линейной плотности тока, так что форма  $I_z(x)$  остается подобной приведенной на рис. 2.

Таким образом, на основе измерения зависимостей от времени магнитных полей в двух точках,  $B_{90}(t)$  и  $B_0(t)$ , вычисления функции  $\beta(t)$ , а также измерения тока  $J_z(t)$  можно определять ширину токового слоя 2b и ее изменения во времени.

Возможна ситуация, когда полный ток в слое  $J_z$  имеет одно и то же значение, но токовые слои развиваются в различных условиях, например, при различных градиентах поперечного магнитного поля h, что приводит к изменению ширины слоя, см. (5). Для анализа таких случаев более удобной оказалась аппроксимация экспериментальных распределений  $I_z(x)$  более простой функцией

$$I_2(x) = A\cos(\pi x/2b).$$
 (6)

При этом для каждой ширины слоя 2b должна быть подобрана соответствующая амплитуда A, такая, чтобы сохранялась величина полного тока  $J_{z}$ .

Аппроксимация экспериментального распределения  $I_z(x)$  (при ширине слоя 2b = 14 см) функцией  $I_2(x)$  (6) представлена на рис. 2а кривой 3. Сравнение кривых 1 и 3 (рис. 2а) показывает, что функция  $I_2(x)$  также представляет собой удовлетворительную аппроксимацию экспериментального распределения  $I_z(x)$ .

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 46 № 9 2020

На основе выражения (6) при различной ширине токовых слоев вычислялись магнитные поля  $B_0^{(2)}$ ,  $B_{90}^{(2)}$ , амплитуда *A* и функция  $\beta^{(2)}$  (4), которая приведена на рис. 3. Видно, что ширина токового слоя однозначно связана с величиной  $\beta$ , причем зависимости функции  $\beta$  от ширины слоя, полученные для аппроксимаций (2) и (6), довольно близки друг другу (ср. кривые  $\beta^{(1)}$  и  $\beta^{(2)}$  на рис. 3). Это позволяет достаточно надежно определять ширину токового слоя 2*b* на основе измерения магнитных полей  $B_0$ ,  $B_{90}$  и вычисления величины  $\beta$ .

## 4. ДЕТЕКТИРОВАНИЕ РАЗРЫВА ТОКОВОГО СЛОЯ С ПОМОЩЬЮ ВНЕШНИХ МАГНИТНЫХ ЗОНДОВ

Особый интерес представляет возможность регистрации импульсной фазы магнитного пересоединения, или разрыва токового слоя, на основе измерений магнитных полей вне плазменного объема, у внешней поверхности вакуумной камеры.

В экспериментах на установке "Токовый слой" предылушего поколения удалось реализовать явление спонтанного разрыва токового слоя после сравнительно длительной метастабильной стадии эволюции слоя [13, 15, 19, 31-33]. В течение метастабильной стадии токовый слой представляет собой сравнительно узкую пространственную область, которая разделяет магнитные поля противоположных направлений с силовыми линиями, вытянутыми вдоль большего поперечного размера, или ширины слоя. При этом тангенциальная компонента магнитного поля  $B_{x}$  значительно превышает нормальную к поверхности слоя компоненту  $B_{v}$ . "Пересоединение" противоположно направленных магнитных силовых линий через поверхность слоя приводит к резкому локальному увеличению нормальной компоненты  $B_{v}$ , уменьшению  $B_{x}$ -компоненты, локальному уменьшению плотности тока и концентрации электронов в слое.

В результате ранее выполненных экспериментов [13, 15, 31, 33] было установлено, что разрыв обычно начинался в центральной области слоя, при ( $x \approx 0$ ), где возрастала скорость магнитного пересоединения и резко падала плотность тока. Затем область усиленного магнитного пересоединения и пониженной плотности тока быстро (со сверхальфвеновской скоростью) расширялась вдоль оси *x* по направлению к обоим боковым краям слоя.

Чтобы рассчитать, как изменяются магнитные поля при возникновении разрыва в центральной области токового слоя и последующем расширении разрыва, распределение тока вдоль поверхности слоя  $I_z(x)$  было представлено в виде супер-



**Рис. 4.** Деформация распределения тока  $I_1(x)$  с увеличением ширины разрыва токового слоя  $2\sigma$  в случае сохранения распределения тока в периферийных областях слоя (ширина слоя 2b = 14 см) (а); зависимость магнитных полей  $B_0^{(1)}$ ,  $B_{90}^{(1)}$  и полного тока  $J_z^{(1)}$  от ширины разрыва токового слоя  $2\sigma$  (б); зависимость параметра  $\beta^{(1)}$  от ширины разрыва токового слоя  $2\sigma$  (в).

позиции двух функций. Первая функция соответствовала распределению "положительного" тока метастабильного токового слоя, которая представлена, например, полиномом  $I_1(x)$  (2). Вторая функция (Гаусса) соответствовала дополнительному "отрицательному" току в центральной области токового слоя

$$I_{\sigma}^{(1)}(x) = -a_0 \exp(-x^2/2\sigma^2).$$
 (7)

Суперпозиция этих функций моделировала уменьшение тока в центре слоя, т.е. его разрыв, причем характерная полуширина области пониженной плотности тока определялась параметром  $\sigma$  (см. (7)), который мог изменяться со временем.



**Рис. 5.** Деформация распределения тока  $I_2(x)$  с увеличением ширины разрыва токового слоя  $2\sigma$  в случае сохранения величины полного тока  $J_z^{(2)} = \text{const}$  (ширина слоя 2b = 14 см) (а); зависимость магнитных полей  $B_0^{(2)}$  и  $B_{90}^{(2)}$  от ширины разрыва токового слоя  $2\sigma$ (б); зависимость параметра  $\beta^{(2)}$  от ширины разрыва токового слоя  $2\sigma$  (в).

Рассмотрим ситуацию, когда при уменьшении тока в центральной области слоя,  $I_z(x \approx 0) \rightarrow 0$ , сохраняется такое распределение тока в периферийных областях, которое было характерно для метастабильного токового слоя, рис. 4а. Полагая, что ширина исходного метастабильного слоя 2b =14 см, получаем величину  $\beta = 0.104$  при аппроксимации распределения тока  $I_z(x)$  полиномом  $I_1(x)$ (2) (см. выше). Уменьшение тока в центральной области шириной  $\approx 2\sigma$  и последующее увеличение  $\sigma$  приводят в этом случае к уменьшению протекающего в слое полного тока  $J_z = \int I_z(x) dx$ , а также к уменьшению магнитных полей  $B_{90}$  и  $B_0$ , рис. 4б. Однако, что существенно, величина  $\beta^{(1)}$  растет по мере увеличения ширины разрыва  $\sigma$ , и в диапазоне  $\sigma = 0-2$  см параметр  $\beta^{(1)} = 0.104-0.176$ , т.е. возрастает в  $\approx 1.7$  раза, рис. 4в. Таким образом, появление разрыва и его расширение вдоль оси *х* можно обнаружить, если регистрировать параметр  $\beta$ , а также полный ток  $J_z^{(1)}$ , который уменьшается одновременно с ростом  $\beta^{(1)}$ . Подчеркнем, что в отличие от тех изменений, которые должны наблюдаться при разрыве слоя, увеличение ширины метастабильного слоя, как показано выше, сопровождается ростом, как параметра  $\beta^{(1)}$ , так и то-

ка  $J_{z}^{(1)}$ , см. рис. 3.

В качестве другого примера рассмотрим разрыв слоя, при котором происходит перераспределение тока, т.е. в центральной области ток  $I_z$ уменьшается, а в периферийных областях увеличивается, так что сохраняется величина полного тока  $J_z$ , рис. 5а. Полагая, что ширина слоя 2b == 14 см, для аппроксимации распределения тока метастабильного слоя используем положительную функцию  $I_2(x)$  (6), а разрыв слоя моделируем отрицательной функцией

$$I_{\sigma}^{(2)}(x) = -A \exp(-x^2/2\sigma^2).$$
 (7a)

В данном случае появление разрыва слоя и его последующее расширение, т.е. рост величины  $\sigma$ , приводят к возрастанию магнитного поля  $B_0^{(2)}$  у бокового конца слоя и уменьшению поля  $B_{90}^{(2)}$ , рис. 56. Однако наиболее важный момент состоит в том, что увеличение ширины разрыва  $\sigma$  приводит к росту параметра  $\beta$ , так что в диапазоне  $\sigma = 0-2$  см параметр  $\beta^{(2)} = 0.113-0.193$ , т.е. как и в предыдущем случае, возрастает в  $\approx 1.7$  раза, рис. 5в.

Отсюда можно сделать вывод, что появление разрыва токового слоя приводит к росту параметра  $\beta$ , независимо от конкретных особенностей разрыва, и именно характер изменения величины  $\beta$  позволяет обнаружить разрыв слоя.

Основные преимущества предлагаемого в настоящей работе метода, который базируется на измерениях внешними магнитными зондами, состоит в том, что он является бесконтактным, т.е. не вносит искажений в процессы, происходящие в токовых слоях, отличается относительной простотой реализации и позволяет значительно увеличить отношение сигнал-шум за счет увеличения размеров магнитных зондов. Это позволит оперативно находить такие начальные условия развития токовых слоев, в которых с наибольшей вероятностью следует ожидать возникновения разрыва слоя. Вместе с тем, для последующего детального изучения процесса разрыва слоя целесообразно будет использовать другие методы диагностики, в том числе рентгеновские измерения, голографическую интерферометрию, спектро-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 46 № 9 2020



**Гис. 0.** Зависимость от времени полного тока в слое  $J_z$  на стадии формирования слоя ( $t \approx 1.5-3$  мкс) и при двух вариантах развития разрыва слоя (t > 3 мкс): при сохранении распределения тока в периферийных областях ( $J_z^{(1)}$ ) и при сохранении величины полного тока ( $J_z^{(2)}$ ) (а); эволюция ширины токового слоя 2*b* и ширины разрыва токового слоя 2 $\sigma$  (б); эволюция магнитных полей  $B_0$  и  $B_{90}$  для двух случаев развития разрыва токового слоя (в); эволюция параметра  $\beta$  для двух случаев развития разрыва токового слоя (г).

скопию и, возможно, измерения магнитных полей внутри плазменного объема.

## 5. СЦЕНАРИЙ ИЗМЕНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПРИ РАЗРЫВЕ ТОКОВОГО СЛОЯ

Как отмечалось выше, развитие токового слоя в установке TC-3D происходит в результате возбуждения в замагниченной плазме электрического тока  $J_z$ , направленного параллельно X-линии. Изменение во времени тока  $J_z$  имеет характер синусоиды с полупериодом T/2 = 6 мкс и амплитудой 30–50 кА, типичная осциллограмма тока  $J_z(t)$ приведена на рис. 6а. Формирование токового слоя происходит на стадии нарастания тока, в течение первых 1–1.5 мкс. Как видно из рис. 6а, при  $t \approx 1.5$  мкс полный ток  $J_z = 26$  кА, откуда, согласно данным, приведенным на рис. 2, можно оценить ширину токового слоя  $2b \approx 11.8$  см. К моменту  $t \approx 3.0$  мкс ток плазмы достигает максимальной величины,  $J_z \approx 36.8$  кА, что приводит к увеличению ширины слоя, до значения  $2b \approx 14$  см, рис. 6б. Увеличение ширины токового слоя 2b в интервале  $t \approx 1.5-3.0$  мкс приводит к сравнительно плавным изменениям магнитных полей  $B_{90}$ ,  $B_0$  и параметра  $\beta$ , рис. 6в, г.

Предположим, что разрыв токового слоя возникает при  $t \approx 3.0$  мкс, причем ширина разрыва  $2\sigma$ стремительно возрастает, например, пропорционально  $t^2$ , как показано на рис. 66, и в течение 0.5 мкс величина σ достигает ≈2 см. Отметим, что подобный нелинейный характер развития разрыва токового слоя наблюдался ранее в экспериментах на установке "Токовый слой" предыдущего поколения [15, 19, 33]. В результате появления и расширения области пониженной плотности тока в центре токового слоя следует ожидать быстрых изменений магнитных полей  $B_0$  и  $B_{90}$ , а в случае разрыва слоя по первому сценарию – также заметного уменьшения полного тока  $J_{z}$  (рис. 6а). Однако наиболее существенный результат состоит в том, что при обоих предельных сценариях развития разрыва токового слоя резко возрастает параметр В, рис. 6г.

Отсюда следует, что быстрое увеличение параметра  $\beta$ , которое сопровождается либо уменьшением, либо постоянством полного тока  $J_z$ , является свидетельством наступления импульсной фазы магнитного пересоединения, или разрыва токового слоя.

#### 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе предложен сравнительно простой "макроскопический" метод обнаружения разрыва токовых слоев и определения ширины метастабильных слоев на основе измерений магнитных полей у внешней поверхности вакуумной камеры двумя магнитными зондами. Одно из достоинств предложенного метода состоит в том, что данная диагностика является бесконтактной и, следовательно, не оказывает влияния на процессы, происходящие в плазме токового слоя. Измерения внешними магнитными зондами имеют также очевидные технологические преимущества и позволяют, например, значительно увеличить отношение сигнал-шум.

Определение параметров исследуемых токовых слоев базируется на вычислении функции  $\beta = (B_0 - B_{90})/(B_0 + B_{90})$ , которая обладает довольно высокой чувствительностью и изменения которой обусловлены либо изменением ширины токового слоя, либо возникновением разрыва слоя. Разрыв слоя моделируется как появление области локального уменьшения поверхностной плотности тока в центре слоя с последующим быстрым (нелинейным) расширением этой области. Подобная динамика экспериментально наблюдалась на установке предыдущего поколения, при формировании токовых слоев в двумерных (2D) магнитных конфигурациях с нулевой линией и при специальном выборе начальных условий.

В случае трехмерных (3D) магнитных конфигураций, которые создаются в современной установке TC-3D, число параметров, характеризующих начальные условия формирования токовых слоев, возрастает, что значительно усложняет поиск условий. в которых может быть осуществлен разрыв слоя. Предложенный в настоящей работе макроскопический метод обнаружения разрыва токового слоя позволит оперативно определять многомерное пространство начальных условий, в которых возможно реализовать разрыв токового слоя, в отличие от тех условий, где разрыв не происходит. Такое разграничение будет, по всей вероятности, способствовать более четкому выявлению триггерных механизмов, которые инициируют импульсную фазу магнитного пересоединения, или разрыв токового слоя.

Работа выполнена в рамках Государственного задания № АААА-А19-1191211790086-9.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Syrovatskii S.I. // Annu. Rev. Astron. Astrophys. 1981. V. 19. P. 163.
- 2. *Biscamp D.* Magnetic Reconnection in Plasmas. Cambridge: Cambridge Univ. Press. 2000.
- 3. *Прист Э., Форбс Т.* Магнитное пересоединение. М.: Физматлит. 2005. 592 с.
- Сыроватский С.И. // Астрон. ж. 1966. Т. 43. С. 340. ЖЭТФ 1966. Т. 50. С. 1133.
- Yamada M., Kurlsrud R., Ji H. // Rev. Modern Phys. 2010. V. 82. P. 603.
- 6. *Франк А.Г. //* УФН. 2010. Т. 180 (9). С. 982.
- 7. Baum P.J., Bratenahl A. // Solar Phys. 1976. V. 47. P. 331.
- Bulanov S.V., Dogiel V.A., Frank A.G. // Phys. Scripta. 1984. V. 29. P. 66.
- Zweibel E.G., Yamada M. // Annu. Rev. Astron. Astrophys. 2009. V. 47. P. 291.
- Artemyev A.V., Petrukovich A.A., Frank A.G., Nakamura R., Zelenyi L.M. // J. Geophys. Res. 2013. V. 118. P. 2789.
- Франк А.Г., Артемьев А.В., Зеленый Л.М. // ЖЭТФ 2016. Т. 150 (4). С. 807.
- 12. Сыроватский С.И., Франк А.Г., Ходжаев А.З. // Письма ЖЭТФ. 1972. Т. 15. С. 138.
- Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г., Ходжаев А.З. // Физика плазмы. 1977. Т. 3. С. 538.
- Stenzel R.L., Gekelman W. // J. Geophys. Res. 1981. V. 86. P. 649.

- 15. Богданов С.Ю., Марков В.С., Франк А.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 35. С. 232.
- Ono Y., Morita A., Katsurai M., Yamada M. // Phys. Fluids B. 1993. V. 5. P. 3691.
- 17. *Сыроватский С И. //* Письма в Астрон. журн. 1976. Т. 2. С. 35.
- Бейгман И.Л., Гавриленко В.П., Кирий Н.П., Франк А.Г. // Журн. прикл. спектроскопии. 1991. Т. 54. С. 1021.
- 19. *Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г. //* Письма ЖЭТФ. 1992. Т. 56. С. 82.
- 20. *Мирнов С.В., Семенов И.Б.* // Атомная энергия. 1970. Т. 28. С.129; Физика плазмы. 1978. Т. 4. С. 50.
- Богданов С.Ю., Бурилина В.Б., Марков В.С., Франк А.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 59 (8). С. 510.
- 22. Бурилина В.Б., Марков В.С., Франк А.Г. // Физика плазмы. 1995. Т. 21 (1). С. 36.
- 23. *Frank A.G.* // Plasma Phys. Contr. Fusion. 1999. V. 41. Suppl. 3A. P. A687.
- 24. Богданов С.Ю., Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г. // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 71. С. 72.
- Богданов С.Ю., Бугров С.Г., Грицына В.П., Зверев О.В., Карпов Г.В., Марков В.С., Репин Д.В., Франк А.Г. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. С. 483.

- Frank A.G., Bugrov S.G., Markov V.S. // Phys. Plasmas 2008. V. 15 (9). P. 092102; Phys. Lett A. 2009. V. 373 (16). P. 1460.
- 27. *Франк А.Г., Сатунин С.Н. //* Физика плазмы 2011. Т. 37. С. 889.
- 28. Frank A.G., Kyrie N.P., Satunin S.N. // Phys. Plasmas 2011. V. 18 (11). P 111209 (1-9).
- Frank A.G., Bogdanov S.Yu., Markov V.S., Dreiden G.V., Ostrovskaya G.V. // Phys. Plasmas 2005. V. 12 (5). P. 052316 (1-11).
- 30. Сыроватский С.И. // ЖЭТФ 1971. Т. 60. С. 1727.
- Bogdanov S.Yu., Dreiden G.V., Frank A.G., Kyrie N.P., Khodzhaev A.Z., Komissarova I.I., Markov V.S., Ostrovskaya G.V., Ostrovsky Yu.I., Philippov V.N., Savchenko M.M., Shedova E.N. // Phys. Scripta. 1984. V. 30. P. 282.
- 32. Богданов С.Ю., Марков В.С., Франк А.Г. // Письма в ЖЭТФ 1990. Т. 51. С. 563.
- Богданов С.Ю., Дрейден Г.В., Кирий Н.П., Коммисарова И.И., Марков В.С., Островская Г.В., Островский Ю.И., Филиппов В.Н., Франк А.Г., Ходжаев А.З., Шедова Е.Н. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. С. 1269; ibid. С. 1283.