

ФОРМИРОВАНИЕ ТОКОВЫХ СЛОЕВ В ТРЕХМЕРНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ С НУЛЕВОЙ ТОЧКОЙ

С.Ю.Богданов, В.Б.Бурилина, В.С.Марков, А.Г.Франк

Институт общей физики РАН

117942 Москва, Россия

Поступила в редакцию 17 марта 1994 г.

Впервые экспериментально установлена возможность формирования токовых слоев в трехмерных магнитных конфигурациях, содержащих нулевую точку. Обнаружено плавное изменение угловой ориентации токового слоя при переходе от двумерной конфигурации с нулевой линией к трехмерным магнитным конфигурациям. Показана возможность формирования токовых слоев в условиях, когда электрический ток перпендикулярен к сепаратрисной плоскости.

1. Для изучения проблемы магнитного пересоединения принципиальное значение имеет возможность образования токовых слоев (ТС) – квазиодномерных магнитоплазменных конфигураций с высокой концентрацией электрического тока, которые разделяют магнитные поля противоположных направлений и аккумулируют избыточную магнитную энергию. Существенным представляется вопрос о связи локализации ТС со структурными особенностями исходных бестоковых магнитных конфигураций. В случае двумерных (2D) полей имеются как теоретические, так и экспериментальные доказательства формирования ТС в окрестности нулевых линий магнитного поля [1,2]. В трехмерных (3D) конфигурациях проблема рассматривалась до последнего времени только теоретически. Так, на основе автомодельных решений уравнений МГД и численного моделирования была показана возможность формирования ТС вблизи нулевых точек и сепаратрисных поверхностей 3D магнитных полей [3–5].

В настоящей работе впервые экспериментально исследованы особенности пространственных распределений электрического тока и плазмы в 3D магнитных полях, содержащих нулевую точку. Обнаружено формирование токовых слоев в широком диапазоне магнитных конфигураций с нулевой точкой и установлен характер изменений параметров слоя при переходе от 2D конфигурации с нулевой линией к различным 3D конфигурациям.

2. Экспериментальная реализация 3D конфигураций осуществляется на основе предложенной в работе [6] суперпозиции магнитных полей двух типов. Во-первых, это плоское 2D поле с нулевой линией, совмещенной с осью z :

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

h – градиент поля, а нулевая линия – это пересечение двух сепаратрисных плоскостей (SP): ($x=0$) и ($y=0$). Второе поле – это аксиальносимметричный "антипробкотрон" с осью симметрии z и лежащей в SP ($z=0$) нулевой точкой, совмещенной с началом координат 0:

$$B_c = \{h_r x; h_r y; 2h_r z\}, \quad (2)$$

h_r – радиальный градиент поля. Суперпозиция (1) и (2):

$$B_{tot} = B_q + B_c = \{(h + h_r)x; -(h - h_r)y; -2h_r z\} \quad (3)$$

создаст 3D конфигурацию с нулевой точкой; тип конфигурации зависит от соотношения h и h_r , см. таблицу. Изменение одного из знаков, h или h_r , изменяет ориентацию SP, т.е. в диапазоне $0 < \gamma < 1$ SP ($x = 0$) заменяется на ($y = 0$).

Магнитные конфигурации, создаваемые при суперпозиции магнитных полей (1) и (2): $B_{tot} = B_q + B_c$; $h > 0$, $h_r > 0$.

$\gamma = \frac{h_r}{h}$	$h_x = \frac{B_x}{x}$	$h_y = \frac{B_y}{y}$	$h_z = \frac{B_z}{z}$	SP	Особенности конфигурации
0	$1, 0h$	$-1, 0h$	0	$x = 0$ $y = 0$	Двумерное магнитное поле с нулевой линией z : $B_z = 0$; $h_x = -h_y$
0,1	$1, 1h$	$-0, 9h$	$-0, 2h$	$x = 0$	Появление B_z компоненты магнитного поля, разрушение SP ($y = 0$); $ h_y > h_z $
0,33	$1, 33h$	$-0, 67h$	$-0, 67h$	$x = 0$	Антипробкотрон с осью x : $h_x = 2 h_y = 2 h_z $
0,67	$1, 67h$	$-0, 33h$	$-1, 34h$	$x = 0$	$ h_y < h_z $
0,9	$1, 9h$	$-0, 1h$	$-1, 8h$	$x = 0$	$ h_y \ll h_z $
1,0	$2, 0h$	0	$-2, 0h$	$x = 0$ $z = 0$	Двумерное магнитное поле с нулевой линией y : $B_y = 0$; $h_x = -h_z$
1,1	$2, 1h$	$0, 1h$	$-2, 2h$	$z = 0$	Изменение знака B_y компоненты магнитного поля и ориентации SP; $h_x \gg h_y$
∞ ($h = 0$)	$1, 0h_r$	$1, 0h_r$	$-2, 0h_r$	$z = 0$	Антипробкотрон с осью z ; $ h_x = 2h_x = 2h_y$

3. Схема экспериментальной установки ТС-3D описана в [6]. Ось цилиндрической кварцевой вакуумной камеры диаметром 18 см совмещена с нулевой линией 2D поля (1); вблизи одного из торцов установки создается поле антипробкотрона (2) с нулевой точкой. Магнитные поля квазистационарны по отношению к процессам в плазме. Камера наполняется гелием при давлении 300 мТор, начальная плазма создается предионизацией. При подаче импульсного напряжения между двумя электродами, введенными в камеру с торцов на расстоянии 60 см, в плазме возбуждается электрический ток I_z с максимальным значением $40 \div 50$ кА и полупериодом $T/2 = 5$ мкс.

4. Использовались два метода диагностики: магнитные измерения и регистрация изображения плазмы в свете эмиссионной линии HeII 4686 Å.

B_φ – компонента магнитного поля тока плазмы измерялась магнитными зондами, расположенными снаружи вакуумной камеры в плоскости ($z = 0$) в четырех точках, разнесенных по азимутальному углу в пределах одного квадранта ($\varphi = 0; 25^\circ; 65^\circ; 90^\circ$), на расстоянии $R = 9,3$ см от оси [7]. Экспериментально полученные зависимости $B_\varphi(\varphi)$ аппроксимировались расчетными кривыми, полученными с использованием априорных предположений о характере симметрии токовой области и о распределении электрического тока, причем

наилучшее согласие обычно получалось в предположении о распределении тока в форме слоя; отсюда определялись ширина слоя $2b$ и его угловая ориентация в плоскости ($z = 0$).

Распределения интенсивности излучения плазмы в (x, y) -плоскости, интегральные в z -направлении, регистрировались электронно-оптическим преобразователем (ЭОП) с временем экспозиции 80 нс. Предварительно излучение пропусклось через узкополосный интерференционный фильтр, соответствующий спектральной линии HeII 4686 \AA [8]. Изображения плазмы формировались излучением, поступавшим из трех различных областей: из области $3D$ магнитного поля с нулевой точкой ($-10 \leq z \leq 10 \text{ см}$), из области практически $2D$ поля с нулевой линией z ($-45 \leq z \leq -25 \text{ см}$), и из промежуточной области. Метод наглядно показывает, что в $3D$ магнитных полях излучающая плазма также приобретает форму слоя.

5. Известно [1, 2], что возбуждение электрического тока вдоль нулевой линии $2D$ магнитного поля (1) приводит к формированию плоского ТС. Пусть ТС лежит в плоскости ($y = 0$), тогда и излучающая плазма сосредоточена в плоском слое, а ее $2D$ изображение – это тонкая полоса, вытянутая вдоль оси x_0 [8]. В $3D$ магнитном поле изображение изменяется: наряду с горизонтальной полосой появляется дополнительная тонкая полоса, пересекающая ось x_0 под углом α , см. рис.1. Это свидетельствует, что в окрестности нулевой точки плазма также приобретает форму тонкого слоя, при этом угловая ориентация проекции слоя на плоскость (x, y) отлична от $2D$ случая. Изменение знака h_r вызывает изменение направления поворота слоя относительно $2D$ случая, то есть знака угла α , при этом плоскость слоя разворачивается по направлению к SP и занимает некоторое промежуточное угловое положение между $2D$ случаем ($\alpha = 0$) и ориентацией SP ($\alpha = 45^\circ$), рис.1. Анализ результатов магнитных измерений приводит к аналогичным выводам.

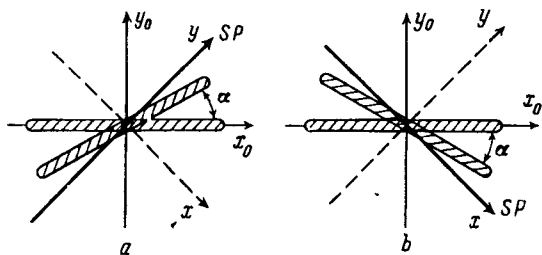


Рис.1. Схема изображений плазмы в (x, y) плоскости (интегральных в z -направлении), полученных с помощью ЭОП'а, при возбуждении электрического тока I_z в $3D$ полях с нулевыми точками, создаваемых суперпозицией $2D$ поля с $h = 200 \text{ Гс/см}$ и поля антипробкотрона: а) $h_r = 130 \text{ Гс/см}$, $\gamma > 0$, SP ($x = 0$), $\alpha = 30^\circ > 0$; б) $h_r = -130 \text{ Гс/см}$, $\gamma < 0$, SP ($y = 0$), $\alpha = -30^\circ < 0$

Таким образом, впервые экспериментально установлено, что в $3D$ магнитном поле с нулевой точкой возможно формирование ТС, который, в отличие от $2D$ случая, не является плоским, а представляет собой более сложную скрученную поверхность, которая изменяет угловую ориентацию по мере смещения по z . В окрестности нулевой точки поворот плоскости слоя происходит в направлении к SP вакуумного магнитного поля.

6. Анализ распределений электрического тока и излучающей плазмы при различных градиентах h и h_r позволил обнаружить, что формирование слоя происходит в широком диапазоне конфигураций с нулевой точкой, а угловое положение слоя в плоскости ($z = 0$) определяется параметром

$$\gamma = h_r/h . \quad (4)$$

Зависимости $\alpha(\gamma)$, полученные из магнитных измерений и на основе регистрации свечения плазмы, (рис.2), проявляют одну и ту же тенденцию: практически линейный рост угла поворота слоя от 0 до $\simeq (35 \pm 5)^\circ$ в диапазоне $0 < \gamma < 0,8$, а при $0,8 < \gamma < 2$ — неизменная (в пределах точности измерений) ориентация слоя, $\alpha = (37 \pm 6)^\circ$.

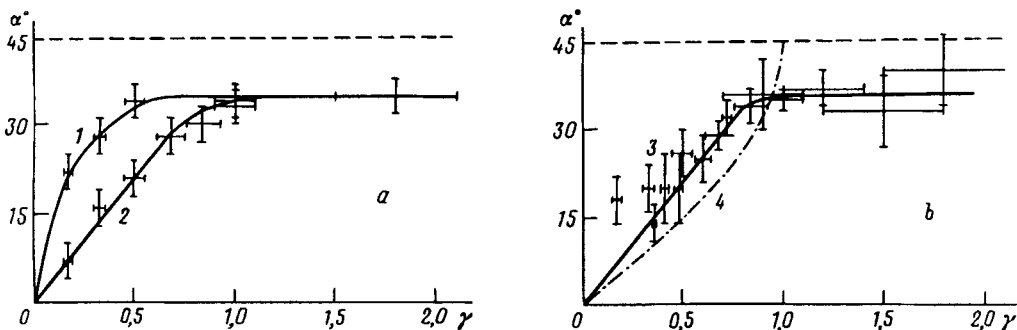


Рис.2. Зависимость угла поворота слоя α в окрестности нулевой точки магнитного поля от величины $\gamma = h_r/h$, где h_r — радиальный градиент поля антипробкотрона, h — градиент $2D$ поля. Кривые 1, 2 — зависимости, полученные из магнитных измерений ($1 - t = 1,3$ мкс, $2 - t = 2,5$ мкс); 3 — зависимости, полученные на основе регистрации свечения плазмы, $t < 1,6$ мкс; 4 — изменение углового положения нормали к силовым линиям вакуумного магнитного поля, опущенной из начала координат, по сравнению с $2D$ случаем, $\alpha_n = \delta - \delta_0$.

Приведенные данные отличаются от результатов автомодельных решений [3–5], в которых плоскость ТС в окрестности нулевой точки совпадает с SP. Обнаруженное экспериментально плавное изменение угловой ориентации слоя по мере изменения магнитной конфигурации представляется физически более обоснованным. Действительно, формирование ТС осуществляется под действием электродинамических сил $f = \frac{1}{c}[\mathbf{j} \times \mathbf{B}]$. Поскольку электрический ток направлен по z , то можно ожидать, что в плоскости ($z = 0$), где $B_z = 0$, угловая ориентация слоя будет близка к нормали к магнитным силовым линиям. При $\gamma < 1$ нормаль к силовым линиям вакуумного поля (3), опущенная из начала координат, составляет угол δ с осью x , где

$$\operatorname{tg} \delta = \sqrt{\frac{(1 + \gamma)}{(1 - \gamma)}}. \quad (5)$$

В $2D$ случае ($\gamma = 0$) угол $\delta = \delta_0 = 45^\circ$. Общий характер изменения разности $\alpha = \delta - \delta_0$ в зависимости от γ в диапазоне $0 < \gamma < 0,8$ качественно согласуется с экспериментальными кривыми, см. рис.2.

7. Совершенно неожиданный результат был получен при $1 \leq \gamma \leq 2$: оказалось, что и в этих условиях формирование токового слоя происходит достаточно быстро, за время $t < 1,6$ мкс, причем угловая ориентация слоя практически не зависит от γ (рис.2). Заметим, что при $\gamma > 1$, как видно из таблицы, SP — это плоскость ($z = 0$) ортогональная току плазмы I_z ; в этих условиях, как следует из автомодельных решений, ТС либо не должен был бы образовываться [3, 4], либо время его формирования весьма велико [5]. Однако экспериментальные результаты свидетельствуют именно о формировании слоя,

причем время процесса практически не возрастает по сравнению со случаями $\gamma < 1$. При этом нельзя исключить, что определенное влияние на процессы в окрестности нулевой точки могут оказывать сравнительно удаленные по z области, где $|h_r| < h$.

8. Итак, в настоящей работе впервые экспериментально установлена возможность формирования токовых слоев в плазме в широком диапазоне $3D$ магнитных конфигураций с нулевыми точками, что свидетельствует об универсальном характере этого процесса. Обнаружено эволюционное изменение параметров токового слоя при переходе от $2D$ магнитного поля с нулевой линией к $3D$ магнитным полям с нулевой точкой.

Авторы благодарят С.В. Буланова за плодотворные обсуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (код проекта 93-02-16919).

-
1. S.I.Syrovatskii, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **19**, 163 (1981).
 2. А.Г.Франк, *Труды ФИАН* **160**, 93 (1985).
 3. С.В.Буланов, М.А.Ольшанецкий, *Физика плазмы* **11**, 727 (1985).
 4. С.В.Буланов, И.Я.Бутов, Ю.С.Гваладзе и др., *Физика плазмы* **12**, 309 (1986).
 5. S.V.Bulanov, Yu.S.Gvaladze, A.M.Zaborov, and M.A.Ol'shanetskij, *Comments on Plasma Phys. and Contr. Fus.* **12**, 113 (1989).
 6. С.В.Буланов, А.Г.Франк, *Физика плазмы* **18**, 1535 (1992).
 7. В.Б.Бурилина, В.С.Марков, А.Г.Франк, *Физика плазмы* (в печати).
 8. С.Ю.Богданов, Ю.Ф.Бондарь, В.Б.Бурилина и др. *ЖТФ* **64**, №11 (1994).