

ИЗМЕНЕНИЕ ТОПОЛОГИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПРОЦЕССЕ ВЗРЫВНОГО РАЗРУШЕНИЯ ТОКОВОГО СЛОЯ

С.Ю.Богданов, В.С.Марков, А.Г.Франк

На основе экспериментальных данных определена структура магнитного поля токового слоя и исследован процесс магнитного пересоединения. Установлено существование двух стадий пересоединения – квазистационарной и взрывной. Показано, что взрывная фаза, связанная с развитием аномального сопротивления, приводит к изменению магнитной структуры слоя, перераспределению тока, генерации импульсных электрических полей.

Токовые слои и связанные с ними явления магнитного пересоединения играют важную роль в астрофизике и физике лабораторной плазмы^{1,2}. Экспериментальное изучение внутренней структуры магнитных полей токовых слоев позволяет выявить детали формирования слоя и, в особенности, процессы, ответственные за его разрушение.

Плоский токовый слой создавался в квазистационарном двумерном магнитном поле $\mathbf{B} = h \{ y; x; 0 \}$ с нулевой линией Oz и градиентом $h = 600$ гс/см в заранее подготовленной плазме с концентрацией $N_e \cong 10^{15}$ см⁻³, под действием импульсного напряжения $U_z \cong 15$ кВ, приложенного к межэлектродному промежутку длиной 40 см³. Электрический ток, направленный параллельно нулевой линии, возбуждал двумерные течения плазмы в плоскости (x, y) ,⁴ что приводило к формированию токового слоя – области, существовавшей вытянутой вдоль оси x ($2\Delta x \gtrsim 6$ см) и сжатой по оси y ($2\Delta y \lesssim 1$ см), где сосредоточен электрический ток⁵, а концентрация плазмы существенно выше, чем в окружающем пространстве⁶. Магнитное поле измерялось одновременно шестью магнитными зондами, которые располагались у поверхности слоя, при $y_1 = 6$ мм, $z = 150$ мм: три зонда ($x = 0; 10; 23$ мм) регистрировали тангенциальную к слою B_x -компоненту, а три других ($x = 5; 17; 29$ мм) – нормальную B_y -компоненту рис.1. На основании таких измерений были определены положения магнитных силовых линий в последовательные моменты времени, рис.3, и вычислена усредненная по толщине слоя плотность тока, рис.2. Величина тока в слое, т.е. при $0 \leq x \leq 3$ см, определялась интегрированием: $J_c = \int_0^3 I(x) dx$ и для каждого момента времени сравнивалась с полным током J_n , который измерялся независимо поясом Роговского, охватывавшим вакуумную камеру снаружи, рис.2 (IV).

При обработке данных был сделан ряд предположений, главным образом относительно характера симметрии слоя, которые согласуются с экспериментальными результатами, полученными независимо. Магнитное поле слоя на всех этапах считалось двумерным, $\mathbf{A} = A\mathbf{e}_z$ – его вектор-потенциал:

$$\mathbf{B} = \text{rot } A\mathbf{e}_z = \left\{ \frac{\partial A}{\partial y}; -\frac{\partial A}{\partial x}; 0 \right\} \quad (1)$$

тогда уравнение силовой линии магнитного поля:

$$A = \text{const}, \quad (2)$$

а магнитный поток, заключенный между силовыми линиями A_1 и A_2 и приходящийся на единичный интервал по оси z :

$$\Phi = A_1 - A_2. \quad (3)$$

Слой считался симметричным относительно плоскостей $x = 0$ и $y = 0$, что позволяет измерять магнитные поля и проводить вычисления в одном квадранте $x > 0, y > 0$. Отсюда также следует: $\mathbf{B} = B_y \cdot \mathbf{e}_y, B_x = 0$ при $y = 0$; $\mathbf{B} = B_x \cdot \mathbf{e}_x, B_y = 0$ при $x = 0$. Для каждо-

го фиксированного момента времени величины $A(x, y)$, необходимые для определения положения силовых линий (2), рис.3, были получены путем вычисления магнитных потоков (3) с использованием соотношений (1). В диапазоне $0 \leq y \leq 6$ мм предполагалась линейная зависимость от y тангенциальной к слою компоненты: $B_x(x_1, y, t) = h(x_1, t)y$. Значения B_x и B_y в промежутках между зондами определялись путем интерполяции.

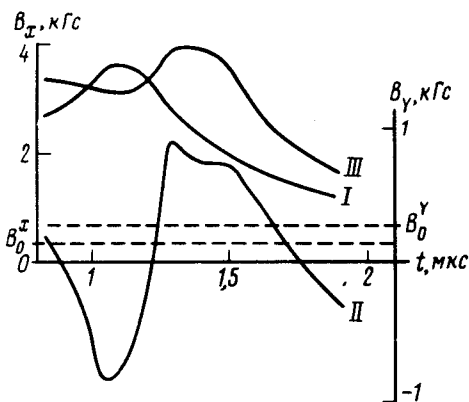


Рис.1

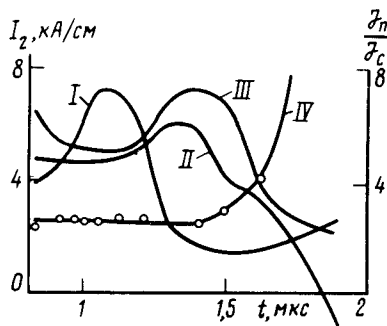


Рис.2

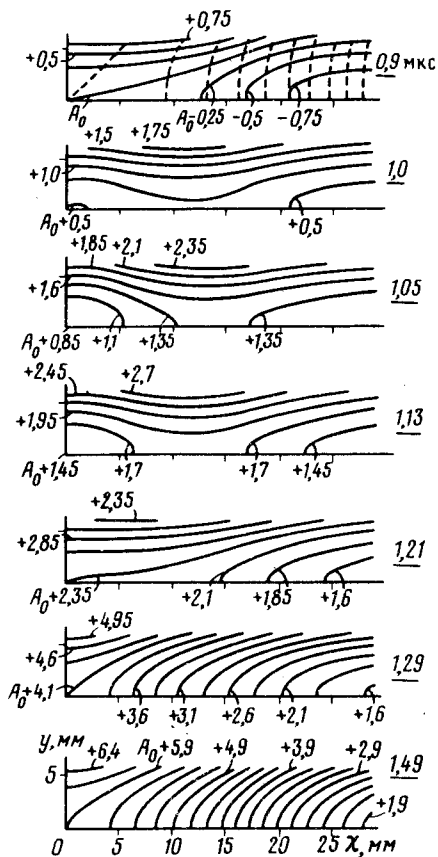


Рис.3.

Рис.1. Магнитное поле, измеренное у поверхности токового слоя, в зависимости от времени: I — B_x при $x = 0$; II — B_y при $x = 5$ мм; III — B_x при $x = 23$ мм. Штриховые линии характеризуют величины квазистационарного магнитного поля (перед началом формирования токового слоя).

Рис.2. Плотность тока в слое, усредненная по его толщине, в зависимости от времени: I — $x = 0 \div 5$ мм; II — $x = 10 \div 17$ мм, III — $x = 23 - 29$ мм. Отношение полного тока в камере (J_n) к току в пределах $1/2$ слоя (J_c), определенному из магнитных измерений.

Рис.3. Структура магнитного поля слоя в различные моменты времени. Соседние силовые линии отличаются на $\delta A = 0,25$ кГс·см.

Из рис.3 видно, что магнитное поле сформированного слоя (0,9 мкс, сплошные линии) существенно отличается от исходного поля (пунктир) возрастанием тангенциальной компоненты B_x и уменьшением нормальной компоненты B_y , т.е. увеличением избыточной магнитной энергии. При $x = 0, y = 0$ расположена нулевая линия X-типа, в которой пересекаются сепаратрисы. Угол сепаратрис с осью x составляет $\sim 13^\circ$ вместо 45° в исходном поле, распределение тока по слою практически однородно, $I(x) \cong 5$ кА/см.

Для выяснения особенностей магнитного пересоединения в слое воспользуемся представлением об изменении положения магнитных силовых линий (2). В случае двумерных полей изменение A описывается уравнением

$$\frac{\partial A}{\partial t} + (v \nabla) A = v_m \Delta A, \quad (4)$$

где $\nu_m = c^2 / 4\pi \sigma$, σ – локальное значение проводимости, $\Delta A = - \frac{4\pi}{c} j$, j – плотность тока. На линии $x = 0$, $y = 0$ из условия симметрии $v = 0$, и изменение A^0 обусловлено только омической диссипацией, т.е.

$$A^0(t_1) = A^0(t_0) + \int_{t_0}^{t_1} \nu_m(t) \Delta A^0(t) dt. \quad (5)$$

Соотношение (5) позволяет приписать силовым линиям в последовательные моменты "сквозную нумерацию". Пока направление тока j^0 неизменно, A^0 со временем увеличивается, и в рассматриваемом квадранте силовые линии в среднем перемещаются в одном направлении: сверху вниз и **слева** направо, рис.3; у поверхности слоя сосредотачиваются линии с большими значениями A , линии с меньшими A пересоединяются внутри слоя, а затем либо пересекнутся течением плазмы вдоль оси x , либо диссипируют в слое. Для оценок $A^0(t)$ использовались как усредненная по области протекания тока проводимость плазмы $\bar{\sigma}(t)$, определяемая из вольтамперных характеристик разряда, так и соображение о направлении перемещения силовых линий.

В интервале 0,9 – 1,05 мкс процесс магнитного пересоединения наиболее интенсивно происходит в области $1 \leq x \leq 1,5$ см, где возникает нулевая линия X -типа. Это вызывает перераспределение тока в слое: в центральной области ток увеличивается, рис.2, происходит обращение знака B_y -компоненты, рис.1, образуется область с замкнутыми силовыми линиями, окружающими нулевую линию O -типа, рис.3: 1,0; 1,05; 1,13 мкс. При 1,05 мкс ток в центре максимален, и конфигурация с замкнутыми силовыми линиями наиболее выражена. Затем наблюдается относительное увеличение скорости пересоединения в центре, в результате нулевая линия O -типа постепенно трансформируется в нулевую линию X -типа с сепаратрисами, прижатými к оси x , рис.3, 1,21 мкс. Вплоть до этого момента пересоединение происходит сравнительно медленно (квазистационарная стадия), хотя имеет сложный характер, обусловленный, по-видимому, неоднородностью проводимости по ширине слоя. Но особенности пересоединения проявляются лишь во внутренней структуре магнитного поля слоя, содержащего нулевые линии X и O типа, конфигурация поля вне слоя практически неизменна.

В интервале 1,21 – 1,29 мкс происходит кардинальное изменение топологии магнитного поля: в центре резко возрастает нормальная B_y -компонента при одновременном уменьшении B_x , рис.1; более чем вдвое, падает ток в центре, увеличиваясь на периферии, рис.2; магнитное поле теперь содержит нулевую линию X -типа с градиентом поля в 3 раза большим, чем начальный, рис.3, 1,29 мкс. Эти факты свидетельствуют о перераспределении тока в пределах слоя. Из кривой IV рис.2 видно, что вплоть до момента 1,4 мкс в половине слоя ($x > 0$) сосредоточена примерно половина полного тока, что подтверждает вывод о перераспределении тока в слое без существенного нарушения его симметрии в интервале 1,2 – 1,4 мкс. Значительное увеличение магнитного потока, пересекающего ось x при 1,29 мкс, можно объяснить только резким увеличением скорости магнитного пересоединения в центре слоя, поскольку направление перемещения силовых линий осталось неизменным. Минимально возможное изменение A^0 позволяет оценить электрическое поле в области пересоединения, $E \gtrsim 300$ в/см и проводимость $\sigma^0 \lesssim 10^{13} \text{ c}^{-1}$, которая оказалась на порядок ниже средней по слою проводимости в этот момент. Резкое локальное уменьшение проводимости связано, по-видимому, с пороговым развитием мелкомасштабных неустойчивостей и переходом центральной области токового слоя в турбулентный режим. Возникающее при этом импульсное пересоединение магнитных полей вызывает быстрое расширение области пониженной плотности тока, большая часть тока выбрасывается со скоростью $v_x \sim 2 \cdot 10^7$ см/с на края слоя, рис.2. Это приводит к разрушению **слоя** и существенному изменению структуры магнитного поля, рис.3: 1,29; 1,49 мкс.

Отметим, что взрывное разрушение слоя, как правило, начинается из его середины, т.е. из области максимальной плотности тока, даже в том случае, когда эта область содержит

нулевую линию *O*-типа, рис.3: 1,05; 1,13 мкс. Это обстоятельство подтверждает, что разрушение слоя связано с локальным пороговым развитием аномального сопротивления и не может быть объяснено тиринг-неустойчивостью ⁷, которая, возможно, проявляется на квазистационарной стадии магнитного пересоединения, рис.3: 0,9; 1,0; 1,05 мкс. Таким образом, приведенные экспериментальные результаты позволяют сделать выбор среди нескольких механизмов макроскопического разрыва токового слоя, которые были рассмотрены в ^{1,2}

Авторы благодарят С.В.Буланова за полезные обсуждения.

Литература

1. Сыроватский С.И. Вестник АН СССР, 1977, №10, 33.
2. Syrovatskii S.J. Ann. Rev. Astron. Astrophys., 1981, 19, 163.
3. Кирий Н.П., Марков В.С., Сыроватский С.И., Франк А.Г., Ходжаев А.З. Труды ФИАН, М.: Наука, 1979, 110, 121.
4. Богданов С.Ю., Токаревская Н.П., Франк А.Г., Ходжаев А.З. Физика плазмы, 1975, 1, 133.
5. Сыроватский С.И., Франк А.Г., Ходжаев А.З. Письма в ЖЭТФ, 1972, 15, 138.
6. Дрейден Г.В., Кирий Н.П., Марков В.С. и др. Физика плазмы, 1977, 3, 45.
7. Furth H.P., Killeen J., Rosenbluth M.N. Phys. Fluids, 1963, 6, 459.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
15 января 1982 г.