

УДК 533.951.8

КАБАНЦЕВ А. А., ТАСКАЕВ С. Ю.

СТАБИЛИЗАЦИЯ БАЛЛОННЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ РАДИАЛЬНЫМИ ТОКАМИ

Экспериментально исследована транспортировка плазменной струи из газоразрядного источника в аксиально-симметричный пробкотрон через длинную область слабого магнитного поля. Обнаружена неустойчивость плазменной струи по баллонной моде в области неблагоприятной кривизны силовых линий. Предложен и экспериментально опробован способ стабилизации баллонных возмущений плазменной струи собственными радиальными токами, создающими в этой области цилиндрическую оболочку с особой геометрией магнитного поля, удовлетворяющей условию устойчивости.

В первых наших экспериментах [1, 2] по транспортировке плазменной струи из кольцевого газоразрядного источника аксиально-симметричным неоднородным магнитным полем было обнаружено заполнение плазмой внутренней полости струи, а также отмечен значительный уровень колебаний плотности плазмы с характерными частотами $f \lesssim 100$ кГц. Было показано, что заполнение внутренней полости струи происходит перед магнитной пробкой в области неблагоприятной кривизны силовых линий. Оценена величина коэффициента диффузии, который мог бы обеспечить требуемые потоки частиц. Поскольку поток частиц в пробке в полость струи по порядку величины равен $Dn_m R_m^2 / \delta r$, где D — коэффициент диффузии, R_m — радиус струи в пробке, δr — характерный градиентный размер, и этот поток должен равняться продольному потоку частиц в полости струи в ловушке $\sim n_i v_0 R_i^2$, где R_i — радиус струи в ловушке, n — плотность, v_0 — скорость течения, отсюда следует

$$D \sim R_i^2 n_i \delta r v_0 / R_m^2 n_m \sim \delta r v_0,$$

что много больше, чем коэффициент диффузии за счет парных столкновений. Возможное объяснение состояло в развитии в плазме быстрых МГД неустойчивостей.

Дальнейшие наши эксперименты были нацелены на определение природы этих неустойчивостей и возможностей их стабилизации.

Экспериментальная установка

Исследование неустойчивостей при течении плазменной струи в аксиально-симметричном неоднородном магнитном поле проводилось на экспериментальной установке, схема которой и профиль магнитного поля представлены на рис. 1. Плазменная струя, генерируемая источником плазмы [3, 4], в начальном сечении имела вид кольца с внутренним \varnothing 12 см и шириной 1 см. В этом сечении плотность плазмы $n \sim 2 \cdot 10^{14}$ см⁻³, электронная температура $T_e \sim 15$ эВ, ионная температура $T_i \sim 45$ эВ. Длительность разряда — 1,5 мс. Струя плазмы через длинную область относительно слабого гофрированного магнитного поля поступала в аксиально-симметричный пробкотрон с пробочным отношением 2 и полем в центре до 0,56 Тл. Начальный вакуум в экспериментальном объеме поддерживался на уровне $(1-2) \cdot 10^{-3}$ Па.

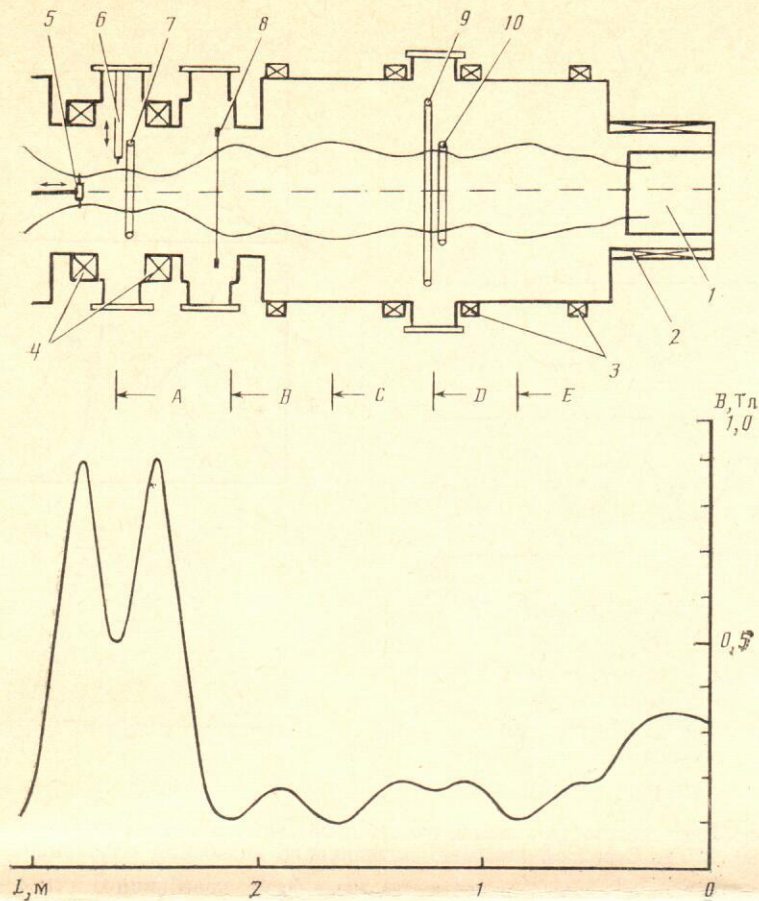


Рис. 1. Схема экспериментальной установки и профиль магнитного поля: 1 — плазменный источник; 2 — соленоид плазменного источника; 3 — катушки транспортирующего поля; 4 — катушки пробкотрона; 5 — азимутальные зонды; 6 — ленгмюровский зонд; 7 — диамагнитная петля; 8 — кольцо с сеткой; 9, 10 — пояса Роговского $\varnothing 40$ и 20 см

Для определения азимутальной зависимости фазы колебаний параметров плазменной струи была установлена система из двенадцати равномерно размещенных по азимуту зондов, перемещаемая вдоль оси установки (рис. 1, 2). Подвижными ленгмювскими зондами измерялись радиальные профили плотности плазмы $n(r)$, электронной температуры $T_e(r)$ и плавающего потенциала $\phi(r)$ в различных сечениях. При этом контролировалась зависимость фазы колебаний от радиуса. Также в различных сечениях проводились измерения диамагнитной петлей и поясами Роговского.

Необходимо отметить следующие особенности геометрии транспортирующего магнитного поля. В области сечений B , C и E (см. рис. 1) плазменная струя может быть неустойчива относительно баллонных возмущений, и наиболее критичной с этой точки зрения оказывается область сечения B . Оценка предельных β_{cr} , выполненная на основе методики, изложенной в [5], дает следующие значения для соответствующих областей в пересчете к выходному сечению плазменного источника (результаты численных расчетов любезно предоставлены П. Б. Лысянским): $\beta_{cr}^B = 1,1 \cdot 10^{-3}$, $\beta_{cr}^C = 1,6 \cdot 10^{-3}$, $\beta_{cr}^E = 6 \cdot 10^{-3}$. В наших экспериментах на выходе из источника $\beta \sim 2 \cdot 10^{-2}$. При этом устойчивость плазменной струи относительно желобковых возмущений обеспечивается, по-видимому, наличием в ней ядра, связанного вдоль силовых линий с плазменным источником (стабилизация торцом). В частности, при постановке плазменного источника непосредст-

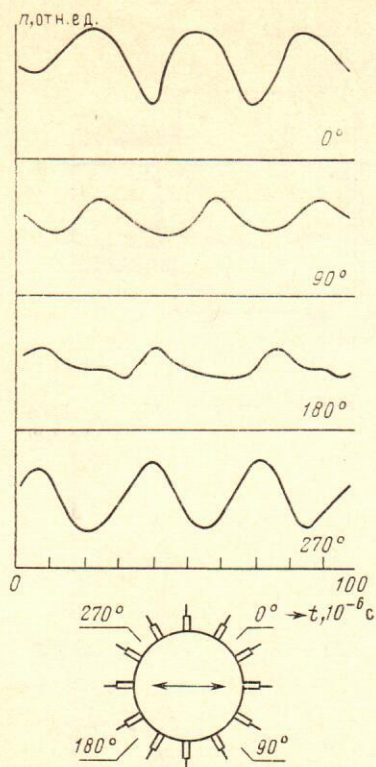


Рис. 2

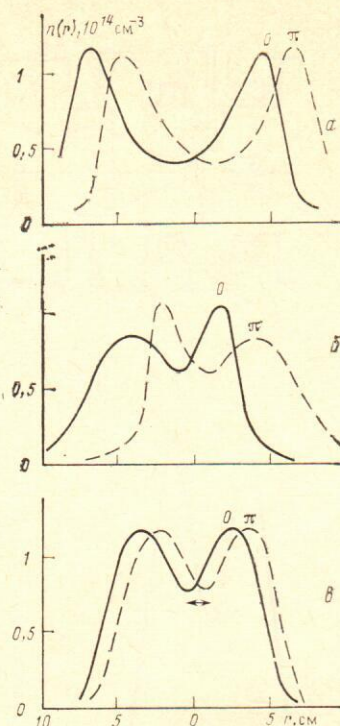


Рис. 3

Рис. 2. Колебания плотности плазмы, измеряемые азимутальными зондами (азимуты 0° , 90° , 180° , 270°). Стрелкой показано направление колебаний плазменной струи

Рис. 3. Радиальный профиль плотности плазмы в фазах колебаний 0 и π : a — в сечении D ; b — в сечении A без стабилизации баллонных возмущений; b — в сечении A со стабилизацией баллонных возмущений кольцом с оптимальной медной сеткой

венно к пробкотрону (без длинного участка транспортирующего поля) плазменная струя устойчива, а ее размеры определяются величиной магнитного потока, проходящего через разрядный канал источника плазмы.

Неустойчивости плазменной струи

Результаты наших экспериментов в своей совокупности позволяют однозначно идентифицировать наблюдаемые колебания устойчивыми колебаниями плазменной струи как целого (см. рис. 2). Основная частота колебаний $f_0 \sim 30$ кГц. Вклад более высоких мод незначителен, что, вероятно, объясняется стабилизирующим эффектом конечного ларморовского радиуса ионов. Направление колебаний, выделяемое, по-видимому, некоторой аксиальной несимметрией магнитного поля, слабо зависит от соотношения полей на различных участках и не изменяется при движении вдоль оси установки. Также постоянна вдоль силовых линий магнитного поля и фаза колебаний плазменной струи. При этом, если в сечении D сохраняется исходная форма поперечного сечения струи (рис. 3, a), то в сечении B помимо колебаний наблюдается разрушение границы плазменной струи в направлении поперечного движения с частотой $2f_0$, что также находит отражение при дальнейшем движении плазменной струи в области сечения A (рис. 3, b). Таким образом, в области сечения B развивается неустойчивость по баллонной моде. Неустойчивость не наблюдается в первые 300–500 мкс от начала дугового разряда, когда плотность плазмы в струе еще достаточно мала ($n \lesssim (1-5) \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$).

При развитии периодических баллонных возмущений происходит всплывание «языков» плазмы к стенкам камеры, сопровождаемое появлением униполярных дуг. Об этом свидетельствуют как следы дуг на стенках

камеры в соответствующих сечениях, так и быстрое падение электронной температуры на неустойчивой стороне плазменной струи. На устойчивой стороне плазменной струи $T_e \sim 15$ эВ, на неустойчивой $T_e < 7$ эВ. Такому процессу колебаний со всплыванием «языков» плазмы соответствуют также колебания на частоте $2f_0$ в сигнале с диамагнитной петли.

Результаты измерений продольных токов в плазменной струе оказались существенно зависящими от отношения в соответствующих сечениях диаметров плазменной струи и поясов Роговского. При измерениях поясом Роговского с диаметром, несколько меньшим наружного диаметра плазменной струи, получается убывающий от плазменного источника вдоль оси установки электронный ток (в сечении D продольный электронный ток $I \sim 2 \cdot 10^3$ А, в сечении B значение $I \sim 1,7 \cdot 10^3$ А, в сечении A ток $I \sim 1,6 \cdot 10^3$ А). Измерения же поясом Роговского, диаметр которого близок к диаметру камеры и существенно больше диаметра плазменной струи, дали противоположную зависимость продольного тока от расстояния от источника (в сечении D ток $I \sim 240$ А, в сечении B зарегистрирован $I \sim 400$ А, в сечении A значение $I \sim 600$ А).

Большая величина тока внутри струи при незначительном полном токе говорит о том, что есть замыкание тока (в плазме или на плазмоприемнике) на внешнюю границу плазменной струи. Это позволяет сделать важное в дальнейшем предположение, что часть тока дуги выносится потоком плазмы в виде «токовых петель» из источника. При этом по геометрии источника катоду соответствует внутренняя граница плазменной струи, а аноду — внешняя. Часть тока на внешней границе плазменной струи за счет развития неустойчивости замыкается на стенки вакуумной камеры, что объясняет наблюдаемую зависимость полного тока, который в случае устойчивого течения должен быть близок к нулю.

Стабилизация баллонных возмущений

Для стабилизации баллонных возмущений в сечении B в плазменную струю устанавливалось кольцо с проволочными сетками различных типов как по геометрии (рис. 4), так и по материалу, сечению и числу проволочек. Обнаружена эффективная стабилизация баллонных возмущений радиальной сеткой (рис. 4, а), состоящей из 48 медных радиусов-проволочек $\varnothing 0,35$ мм. Соответствующий стабилизации радиальный профиль плотности плазмы в пробкотроне приведен на рис. 3, в. При этом сетка с изолированными радиусами стабилизирует так же, как и с замкнутыми. Увеличение или уменьшение числа проволочек вдвое или увеличение их диаметра приводит к ухудшению стабилизации, а при дальнейшем уменьшении диаметра проволочки сгорают. Значительное ухудшение стабилизации происходит при замене проволочной сетки на жалюзную и при замене радиальной сетки хордовыми (рис. 4, б, в). Стабилизация отсутствует при перемещении радиальной медной сетки в другие сечения вдоль струи, при замене медной сетки на нихромовую и при замене радиальной сетки на концентрическую (рис. 4, г).

Стабилизация баллонных возмущений приводит к существенным изменениям продольных токов. Во-первых, заметно падает величина полного продольного электронного тока, измеряемого поясом Роговского большого диаметра. Вблизи источника, в сечении D , ток падает до 60 А, в пробкотроне до 190 А, т. е. стабилизация баллонных возмущений более чем в 3 раза уменьшает потери тока на внешней границе плазменной струи. Во-вторых, появляется резкий скачок в величине тока, измеряемого поясом Роговского малого диаметра непосредственно перед и за кольцом с сеткой. Продольный электронный ток перед сеткой со стороны источника существенно больше, чем со стороны плазмоприемника. В то же время величина полного тока (измеряемого поясом большого диаметра) скачка не испытывает. Таким образом, на проволочках сетки замыкается значительная часть «токовых петель». Возможность появления радиальных токов видна также и из распределения плавающего потенциала (рис. 5). Следствием этих токов является наблюдаемый нагрев проволочек. На радиусах, соот-

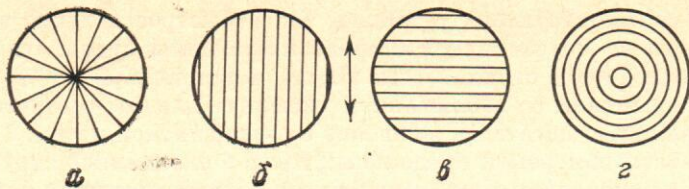


Рис. 4. Типы колец с проволочными сетками: а — радиальная; б, в — хордовые; г — концентрическая. Стрелкой показано направление колебаний плазменной струи

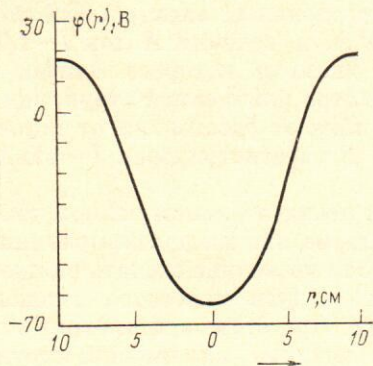


Рис. 5. Радиальный профиль плавающего потенциала в центральном сечении пробкотрона

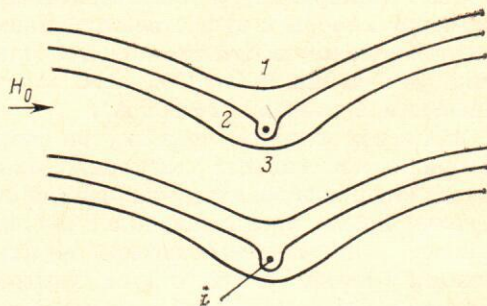


Рис. 6. Влияние на однородное поле H_0 поперечных токов i

ветствующих внешней границе плазменной струи, на проволочках обнаружены следы катодных пятен, т. е. электронный ток, попадающий на проволочки на внутренних радиусах плазменной струи, стекает с них на внешних радиусах за счет развития электрических дуг.

Эффективность стабилизации существенно зависит от величины радиальных токов, которые, в свою очередь, определяются градиентом плавающего потенциала и проводимостью проволочек. Для медной сетки, проводимость которой достаточно велика, протекающий по проволочке ток ограничен мощностью дугового разряда 10^6 Вт (ток дуги 10^4 А, напряжение на разряде 10^2 В). Отсюда, учитывая, что максимальный градиент плавающего потенциала $d\phi/dr \sim 20$ В/см, а число радиусов в сетке $N=48$, получаем ограничение на величину тока по проволочке $i < 10^3$ А. С другой стороны, для нихромовой проволочки $\varnothing 0,4$ мм ток ограничивается ее проводимостью, т. е. значение $i \sim 200$ А, и этого тока, как было сказано выше, оказывается недостаточно для стабилизации баллонных возмущений. Таким образом, получаем следующее допущение на величину радиальных токов медной сетки, обеспечивающих стабилизацию баллонных возмущений: $200 \text{ А} < i < 1000 \text{ А}$. Такая же величина тока в несколько сотен ампер получается из оценок по характеру движения катодных пятен на проволочках и по нагреву проволочек.

Обсуждение результатов

Таким образом, можно считать надежно установленным фактом, что механизм наблюдаемой стабилизации баллонных возмущений плазменной струи связан с появлением кольцевой системы дискретных радиальных токов определенной величины. Возможное объяснение механизма стабилизации состоит в том, что такая система токов создает цилиндрическую оболочку с особой геометрией магнитного поля, удовлетворяющей условию устойчивости:

$$\delta \int dl/H < 0, \quad (1)$$

где вариация интеграла берется между двумя бесконечно близкими силовыми линиями по нормали к границе плазмы.

Рассмотрим искажение первоначально однородного аксиального поля H_0 перпендикулярными ему радиальными токами i , находящимися в одном кольцевом сечении с внутренним радиусом R и внешним $R+\Delta R$. Поскольку шаг S по азимуту между токами в этом сечении достаточно мал, так что $S/R \approx 2\pi/N \sim 0,1 \ll 1$, где N — число токов, то можно перейти от цилиндрической к плоской геометрии токового слоя, что значительно упрощает рассмотрение (рис. 6). Легко видеть, что для силовых линий, проходящих через область 1, где магнитное поле от тока вычитается из основного поля, а длина силовых линий растет, всегда выполняется условие

$$\int dl/H > \int dl/H_0, \quad (2)$$

где H — суммарное поле.

Для силовых линий, проходящих в области, где $H > H_0$, как показывают численные расчеты, имеется как область 2, где за счет сильного увеличения длины силовых линий по-прежнему выполняется условие (2), так и область 3, где условие (2) не выполняется. При сближении токов в области 3 кривизна силовых линий увеличивается, а величина магнитного поля падает. Очевидно, что при некотором шаге S между токами область 3 вообще исчезает, и для всех силовых линий будет выполняться условие (2). Численное моделирование для случая $H_0=1000$ Э и $i=500$ А показывает, что это наступает при шаге $S \approx 1$ см, который достаточно хорошо согласуется с оптимальным шагом на радиусе плазменной струи стабилизирующей медной сетки $S \sim 0,7-1,2$ см.

Таким образом, при некотором числе радиальных токов N , зависящем от H_0 , R , i и диаметра проволочек, существует цилиндрическая оболочка, на которой для всех силовых линий выполняется условие (2). Следовательно, при выходе магнитной трубки с плазмой из этой оболочки в область однородного поля H_0 выполняется условие устойчивости (1), которое можно переписать (при $dP/d\Phi < 0$) в виде

$$dU^*/d\Phi > 0, \quad (3)$$

где $U^* = - \iint dS/H$ — потенциальная энергия магнитной поверхности, возмущенной радиальными токами; Φ — магнитный поток, охватываемый этой поверхностью; P — давление плазмы.

Переходя от однородного поля к реальному полю с неблагоприятной кривизной, необходимо учитывать, что для невозмущенной магнитной поверхности $dU/d\Phi < 0$. Поэтому для стабилизации баллонных возмущений существенно, насколько U^* меньше U . Эта разница $\Delta U = U - U^*$ (глубина потенциальной ямы) зависит от числа токов N , величины тока по проволочке i и диаметра проволочек. Поскольку максимальный вклад в ΔU вносят области с сильным искажением поля вблизи проволочек, глубина потенциальной ямы растет при уменьшении диаметра проволочек. Она также растет и при увеличении тока по проволочке i , и при увеличении числа токов N . Однако при стремлении N к бесконечности, при соблюдении условия $Ni = \text{const}$ величина ΔU стремится к нулю. Поэтому оптимальным оказывается такое число токов, при котором условию (1) только начинают удовлетворять все силовые линии на рассматриваемой поверхности.

Следует отметить, что возможен такой случай, когда для всех силовых линий выполняется условие (2) и не выполняется условие (3). Экспериментально наблюдалось, что при пропорциональном уменьшении магнитного поля во всей установке в 2 раза не удается добиться стабилизации баллонных возмущений. Это объясняется тем, что глубина потенциальной ямы оказывается недостаточной, чтобы компенсировать возросший неблагоприятный член $dU/d\Phi$.

В заключение авторы благодарят Г. И. Димова и П. Б. Лысянского за проявленный интерес к работе и полезные обсуждения.

Список литературы

1. Иванов А. А., Кабанцев А. А., Росляков Г. В., Таскаев С. Ю. Препринт № 86-77. Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1986.
2. *Kabantsev A. A.* // XVIII Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Contr. Papers. Swansea, U. K., 13-17 July 1987. V. 2. P. 430.
3. Димов Г. И., Иванов А. А., Росляков Г. В. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. С. 970.
4. *Ivanov A. A.* // Mirror-Based and Field-Reversed Approaches to Magnet. Fusion, Proc. of the course held at Varenna (Como), Italy, 7-17 Sept., 1983. V. 1. P. 279.
5. Рюгов Д. Д., Ступаков Г. В. Препринт № 80-130. Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1980.

Институт ядерной физики
СО АН СССР

Поступила в редакцию
13.VI.1988
Исправленный вариант
получен 23.IX.1988