



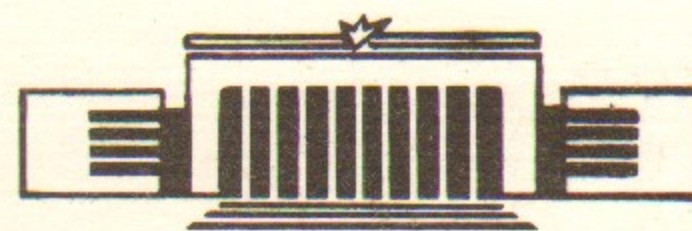
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

32

Д.Д.Рютов, Г.В.Ступаков

**О СТАБИЛИЗАЦИИ КРУПНОМАСШТАБНЫХ
НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ ПЛАЗМЫ
В ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ
АМБИПОЛЯРНЫХ ЛОВУШКАХ**

ПРЕПРИНТ 85-54



НОВОСИБИРСК

О СТАБИЛИЗАЦИИ КРУПНОМАСШТАБНЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ ПЛАЗМЫ
В ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ АМБИПОЛЯРНЫХ ЛОВУШКАХ

Д.Д.Рютов, Г.В.Ступаков

Аксиально-симметричные амбиполярные ловушки обладают рядом важных достоинств по сравнению с аксиально-несимметричными. Однако попытки их создания наталкиваются на серьезное препятствие, связанное с трудностью стабилизации в них МГД-колебаний, возбуждаемых вследствие неблагоприятной в среднем кривизны силовых линий магнитного поля. Лишь в последние годы появился ряд предложений (см. [1-6]) по стабилизации МГД-колебаний в осесимметричных амбиполярных ловушках. В настоящем сообщении указывается еще на одну возможность решения этой задачи.

Метод стабилизации ориентирован на традиционную схему амбиполярной ловушки (рис.1), включающую в себя длинный центральный пробкотрон и два относительно коротких концевых пробкотрона. Предполагается, что МГД-колебания с азимутальным числом $m \geq 2$ стабилизированы вследствие эффекта конечного ларморовского радиуса (КЛР) в центральном пробкотроне. Тогда остается только проблема стабилизации моды $m = 1$, соответствующей смещению плазмы как целого и поэтому нечувствительной к эффекту КЛР (см., напр., [7]). Мы предлагаем стабилизировать эту моду посредством использования эффекта непараксимальности магнитного поля в концевых пробкотронах (для чего поперечный размер плазмы в них должен быть сравним с их длиной). Существенно, что стабилизация осуществляется в рамках "естественной" геометрии открытых ловушек и не требует перехода к неодносвязной плазме.

Чтобы составить представление о возможностях этого механизма стабилизации, мы исследуем модельную задачу, в которой плазма в концевом пробкотроне рассматривается как изотропный газ с показателем адиабаты γ , а пробочное отношение в концевом пробкотроне считается очень большим (это позволяет считать параметры плазмы в концевом и в центральном пробкотронах не зависящими друг от друга).

Найдем возмущение потенциальной энергии в концевом пробкотроне для желобкового смещения. В соответствии со сказанным выше, будем считать, что структура собственной функ-

ции, определяющей смещение плазмы, задается требованием минимизации эффектов КЛР в центральном пробкотроне. Этому требованию соответствует смещение вида:

$$\vec{\xi}_{\perp} = \text{const} \frac{[\vec{B}, \nabla \Psi]}{B^2}; \quad \Psi = \text{const} \sqrt{\phi} \cos \varphi, \quad (1)$$

где Ψ - электростатический потенциал, ϕ - поток магнитного поля внутри данной магнитной поверхности, φ - азимутальный угол. При подстановке смещения (1) в стандартное выражение для потенциальной энергии (см. [7]) получаем:

$$\delta W = A \int d\phi \cdot \phi \left[\frac{dp}{d\phi} \frac{dU}{d\phi} + \frac{\chi p}{U} \left(\frac{dU}{d\phi} \right)^2 \right], \quad (2)$$

где

$$U = \int \frac{dl}{B},$$

а $A > 0$ - не существенная для дальнейшего нормировочная постоянная.

Если поперечный размер плазмы мал по сравнению с характерным продольным масштабом изменения магнитного поля, то вторым слагаемым в квадратных скобках можно пренебречь, и плазма оказывается универсальным образом, независимо от профиля давления $p(\phi)$, неустойчивой. Последнее слагаемое, играющее стабилизирующую роль, становится существенным на больших расстояниях от оси.

Любое радиальное распределение давления можно "набрать" из отдельных дельта-функций вида

$$p = p_0 \delta(\phi - \phi_0). \quad (3)$$

Поскольку выражение (2) линейно по p , для доказательства возможности существования устойчивых профилей давления достаточно проверить, что $\delta W > 0$ хотя бы при одном положении пика давления вида (3). Подставляя (3) в (2) и выполняя в первом слагаемом интегрирование по частям, находим:

$$\delta W = A p_0 \frac{\phi}{U} \left(\frac{dU}{d\phi} \right)^2 [\chi - F(\phi)],$$

где

$$F(\phi) = \frac{U}{\phi} \left(\frac{d}{d\phi} \phi \frac{dU}{d\phi} \right) \left(\frac{dU}{d\phi} \right)^{-2}.$$

Второе слагаемое в квадратных скобках играет дестабилизирующую роль.

Исследуем зависимость $F(\phi)$. При малых ϕ функция $F(\phi) \sim 1/\phi$, т.е. $F \rightarrow \infty$ при $\phi \rightarrow 0$. Если в магнитном поле на некотором расстоянии от оси есть нулевая точка, как это имеет место, скажем, в случае, когда поле создается двумя "точечными" пробочными катушками (рис.2), то $F \rightarrow \infty$ также при приближении к сепаратрисе. Зависимость $F(\phi)$ для магнитного поля двух "точечных" пробочных катушек показана на рис.3.

Для того, чтобы проверить, существуют ли устойчивые распределения давления, надлежит найти наименьшее значение F в области удержания. При $\chi > \min F$ устойчивые распределения существуют: они имеются в некотором кольце ("кольце устойчивости") вокруг точки $\phi = \phi^*$, где ϕ^* - значение магнитного потока, соответствующее минимуму функции F . Замечательно, что внутри "кольца устойчивости" устойчиво любое распределение давления*).

Поместив плазму в "кольцо устойчивости", мы создадим некоторый запас МГД-устойчивости, который позволит поместить определенное количество плазмы и внутрь "кольца устойчивости". Последнее может быть существенно в применении к амбиполярным ловушкам - для амбиполярного запираания плазмы центрального пробкотрона в присековой области.

Кольцевые распределения плазмы вида (3), которые рассматривались выше с целью облегчения анализа устойчивости, могут представлять интерес и сами по себе, поскольку для них МГД-стабилизация, по-видимому, возможна и в отдельном непараксиальном пробкотроне (без присоединения длинного параксиального пробкотрона). В самом деле, при выполнении условия $\chi < F(r_0)$, где $r_0 \sim L$ - расстояние от кольца до оси сис-

*). Существует еще безразлично устойчивый профиль давления $p \sim U^{-\chi}$, но он обычно соответствует слишком медленному спаду p по радиусу.

темы, кольцо устойчиво по отношению к смещению его как целого. С другой стороны, если толщина a кольца в радиальном направлении не слишком велика, так что выполнено условие

$$\left(\frac{\rho_i}{a}\right)^2 > \frac{a}{L},$$

где ρ_i - ларморовский радиус иона, то моды с $m > 1$ могут быть стабилизированы эффектом КЛР. Окончательный ответ на вопрос об устойчивости такого рода конфигураций даст анализ структуры собственных функций задачи о колебаниях плазмы.

Авторы приносят благодарность И.А.Котельникову за проведение численных расчетов функции $F(\phi)$.

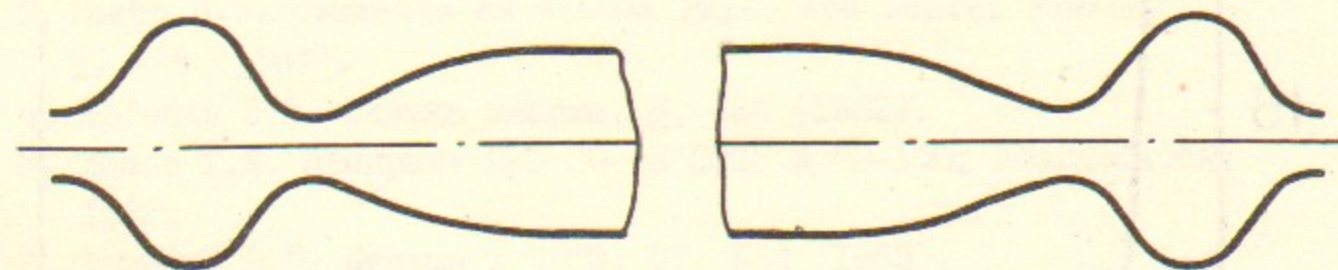


Рис.1. Амбиполярная ловушка с длинным (параксиальным) центральным пробкотроном и двумя короткими концевыми пробкотронами.

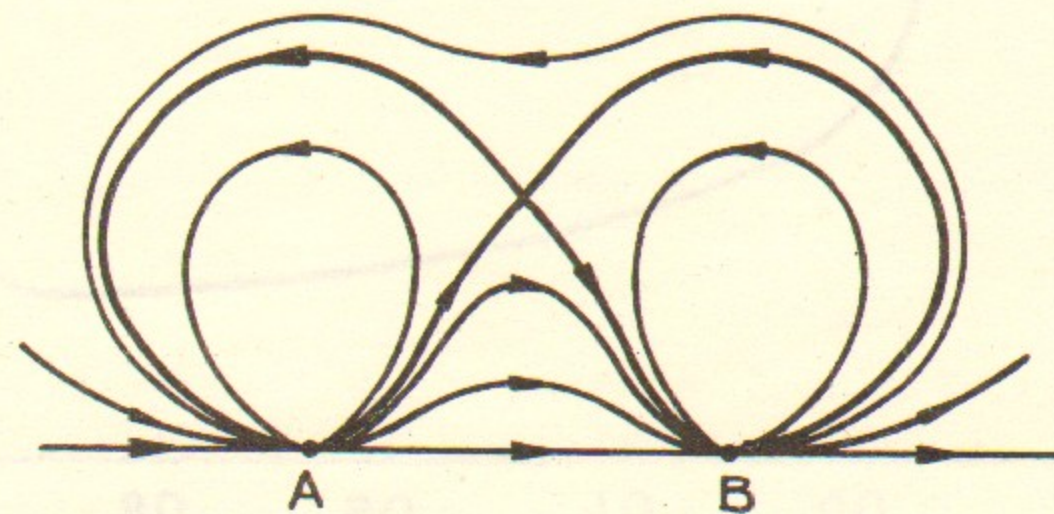


Рис.2. Магнитное поле, создаваемое двумя "точечными" катушками. Катушки расположены в точках А и В. Сепаратриса изображена жирной линией.

Л и т е р а т у р а

1. Тимофеев А.В. Письма в ЖЭТФ, 29, 227 (1979).
2. Арсенин В.В. Физика плазмы, 5, 1293 (1979).
3. Logan V.G. Comments on Plasma Phys. and Contr. Fusion, 6, 199 (1980).
4. Арсенин В.В. Физика плазмы, 8, 484 (1982).
5. Димов Г.И. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 82-150; Новосибирск, 1982.
6. Арсенин В.В. Письма в ЖЭТФ, 37, 534 (1983).
7. Михайловский А.Б. Теория плазменных неустойчивостей, т.2, М., Атомиздат, 1971.

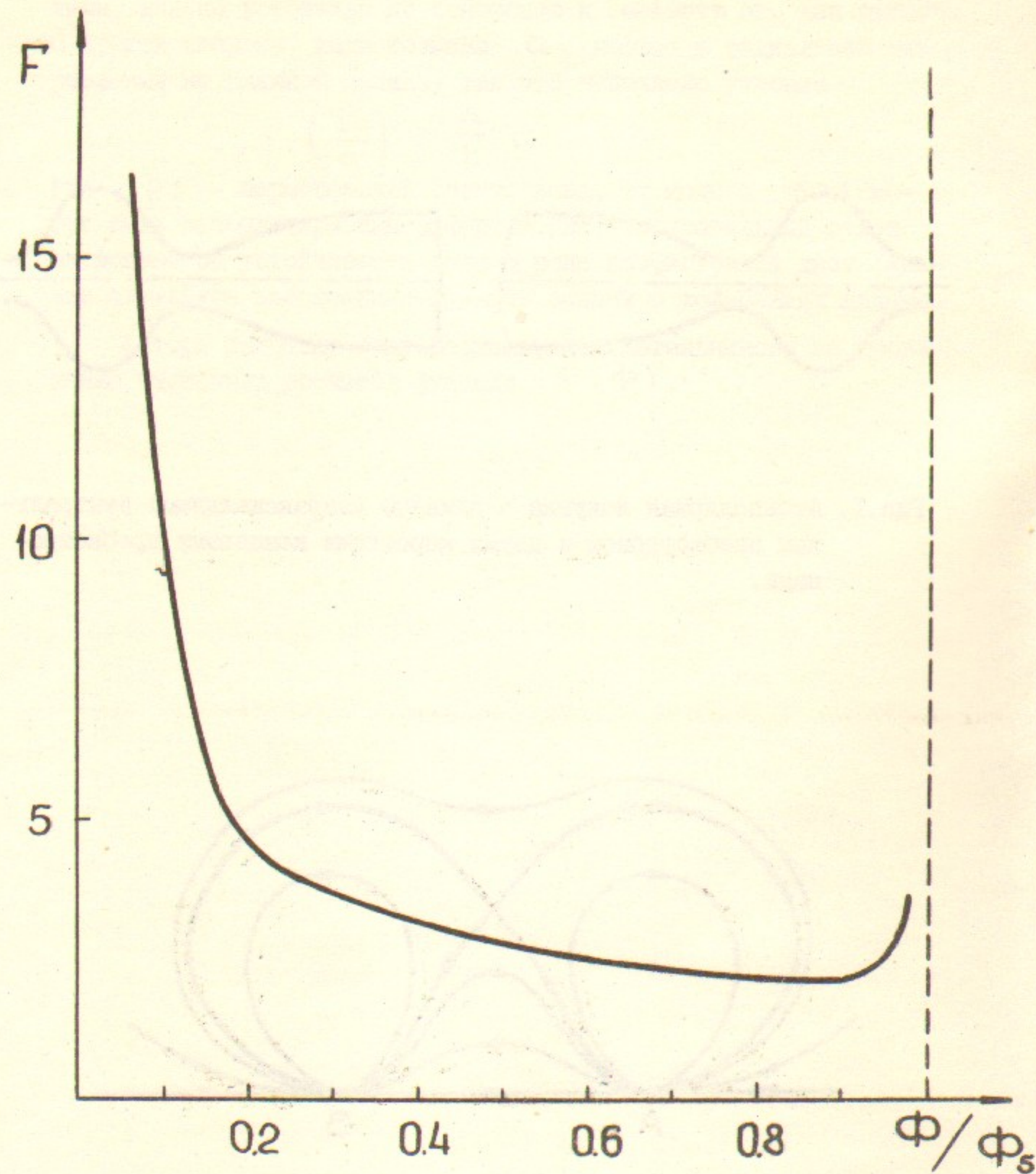


Рис.3. График функций $F(\Phi)$ для магнитного поля, показанного на рис.2; Φ_s - поток, соответствующий сепаратрисе.

Д.Д.Рютов, Г.В.Ступаков

О СТАБИЛИЗАЦИИ КРУПНОМАСШТАБНЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ
ПЛАЗМЫ В ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ АМБИПОЛЯРНЫХ ЛОВУШКАХ

Препринт
№ 85-54

Работа поступила - 26 октября 1984 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 25.04-1985 г. МН 06652
Формат бумаги 60x90 I/16 Усл.0,8 печ.л., 0,7 учетно-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 54.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90