

О СТАБИЛИЗАЦИИ КРУПНОМАСШТАБНЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ ПЛАЗМЫ В ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ АМБИПОЛЯРНЫХ ЛОВУШКАХ

Д.Д.Рютов, Г.В.Ступаков

Показано, что применение в качестве концевой секции амбиполярной ловушки короткого (непараксиального) пробкотрона позволяет стабилизировать наиболее опасные МГД-возмущения даже в рамках осесимметричной конфигурации.

Аксиально-симметричные амбиполярные ловушки обладают рядом важных достоинств по сравнению с аксиально-несимметричными (см. ^{1,2}). Однако попытки их создания наталкиваются на серьезное препятствие, связанное с трудностью стабилизации в них желобковых колебаний, возбуждаемых вследствие неблагоприятной в среднем кривизны силовых линий магнитного поля. Лишь в последние годы появился ряд предложений (см. ³⁻⁹) по стабилизации таких колебаний в осесимметричных амбиполярных ловушках. В настоящем сообщении указывается еще на одну возможность решения этой задачи.

Метод стабилизации ориентирован на традиционную схему амбиполярной ловушки, включающую в себя длинный центральный пробкотрон и два относительно коротких концевых пробкотрона. Предполагается, что желобковые 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., например, ¹⁰). Мы предлагаем стабилизировать эту моду посредством использования эффекта непараксильности 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 $\gamma = 5/3$, 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). Получаемые в рамках такой модели условия устойчивости являются достаточными.

Найдем возмущение потенциальной энергии в концевом пробкотроне для желобкового смещения. В соответствии со сказанным выше, будем считать, что структура собственной функции, определяющей смещение плазмы, задается требованием минимизации эффектов КЛР в центральном пробкотроне. Этому требованию соответствует смещение вида:

$$\vec{\xi}_1 = \frac{\text{const}}{B^2} [\mathbf{B}, \nabla \psi]; \quad \psi = \text{const} \sqrt{\Phi} \cos \varphi, \quad (1)$$

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. ¹⁰) получаем:

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

где $U = \int dl/B$, 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, независимым от профиля давления $p(\Phi)$, неустойчивой. Последнее слагаемое, играющее стабилизирующую роль, становится существенным на расстояниях от оси, сравнимых с длиной концевого пробкотрона.

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:

$$\delta W = A p_0 \left[\gamma \frac{\Phi}{U} \left(\frac{dU}{d\Phi} \right)^2 - \frac{d}{d\Phi} \left(\Phi \frac{dU}{d\Phi} \right) \right] \equiv A p_0 F(\Phi).$$

При малых Φ , вследствие того, что $dU/d\Phi > 0$, функция F отрицательна. Со стороны больших Φ область удержания обычно ограничена сепаратрисой, проходящей через нулевую точку

ку (нулевые точки) магнитного поля (в качестве примера на рис. 1 показаны силовые линии магнитного поля, полученного суперпозицией поля двух "точечных" пробочных катушек, расположенных в точках A и B , и продольного однородного поля, напряженность которого равна $6 \cdot 10^{-2}$ от напряженности поля точечных катушек в точке O). Можно показать, что функция F отрицательна (стремится к $-\infty$) и на внешней границе области удержания, при $\Phi \rightarrow \Phi_s$, где Φ_s — магнитный поток внутри сепаратрисы. Таким образом, устойчивые состояния могут существовать только при промежуточных значениях Φ , в некоторой кольцевой области. Замечательно, что если такая область ("кольцо устойчивости") существует, то внутри нее устойчиво *любое* распределение давления.

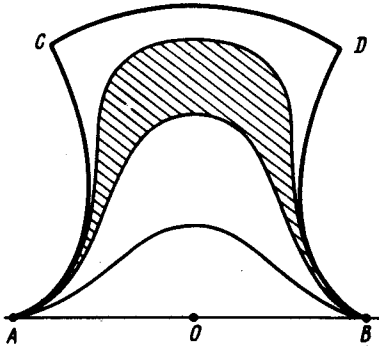


Рис. 1

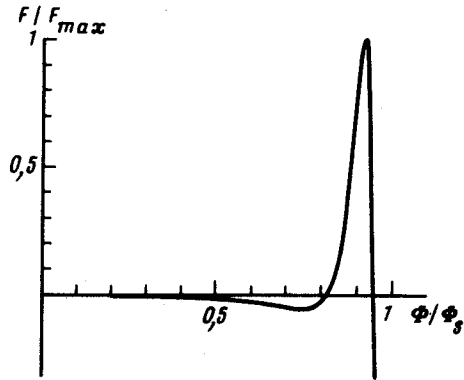


Рис. 2

Рис. 1. Силовые линии магнитного поля. Сепаратриса показана жирной линией. Магнитное поле обращается в нуль в точках C и D . Заштрихована область, соответствующая "кольцу устойчивости"

Рис. 2. График функции $F(\Phi)$, нормированной на ее максимальное значение F_{max}

Для магнитного поля, показанного на рис. 1, график функции $F(\Phi)$ приведен на рис. 2. Как видно из рисунка, в этом случае "кольцо устойчивости" действительно существует.

Создавая плазму в "кольце устойчивости", мы обеспечим некоторый запас МГД-устойчивости, который позволит поместить определенное количество плазмы и в приосевую область крайних пробкотронов. Так, для магнитной конфигурации, изображенной на рис. 1, численный расчет показывает, что устойчивыми являются профили давления, имеющие вид "ступеньки": $p = \text{const}$ при $\Phi < \Phi_1$, $p = 0$ при $\Phi > \Phi_1$, $0,89 < \frac{\Phi_1}{\Phi_s} < 0,96$. Наличие плазмы в приосевой области может быть существенно для амбиполярного запираения центрального пробкотрона.

Таким образом, в работе показано, что наиболее опасная мода желобковых колебаний ($m = 1$) в амбиполярной ловушке может быть стабилизирована с помощью простых аксиально-симметричных концевых пробкотронов; допустимыми являются профили давления без "провала" в приосевой области.

Авторы благодарны И.А.Котельникову за проведение численных расчетов.

Литература

1. Рютов Д.Д., Ступаков Г.В. Письма в ЖЭТФ, 1977, 26, 186.
2. Ступаков Г.В. Физика плазмы, 1979, 5, 871.
3. Тимофеев А.В. Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, 227.
4. Арсенин В.В. Физика плазмы, 1979, 5, 1293.
5. Logan B.G. Comments on Plasma Phys. and Contr. Fusion, 1980, 6, 199.
6. Арсенин В.В. Физика плазмы, 1982, 8, 484.
7. Димов Г.И. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 82 — 150; Новосибирск, 1982.
8. Арсенин В.В. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 534.

9. *Kesner J.* Preprint PFC/JA-84-29, MIT, 1984.

10. *Михайловский А.Б.* Теория плазменных неустойчивостей, т. 2, М.: Атомиздат, 1971.

Институт ядерной физики
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
16 мая 1985 г.