

О ВОЗМОЖНОСТИ МГД УСТОЙЧИВОГО УДЕРЖАНИЯ ПЛАЗМЫ В ОСЕСИММЕТРИЧНОМ ПРОБКОТРОНЕ

Г.В. Ступаков

Показано, что специальным выбором магнитного поля аксиально-симметричной открытой ловушки можно обеспечить устойчивость плазмы, удерживаемой в ней, по отношению ко всем желобковым модам.

В последнее время ведутся интенсивные поиски аксиально-симметричных открытых ловушек, в которых плазма была бы устойчива по отношению к желобковым модам. И хотя уже предложено много схем¹⁻⁸, основанных на различных физических подходах, всем им присущи те или иные недостатки, которые не позволяют считать проблему решенной. В настоящем сообщении мы покажем, как не выходя за рамки традиционной геометрии пробкотрона и не привлекая новых физических механизмов стабилизации, можно добиться абсолютно устойчивого (по отношению ко всем желобковым модам) удержания плазмы в осесимметричной открытой ловушке. Предлагаемый подход основан на выборе некоторой специальной конфигурации магнитного поля пробкотрона. Для краткости ограничимся рассмотрением случая плазмы с резкой границей, когда давление, плавно меняясь от оси ловушки к краю,

резко падает до нуля на граничной силовой линии. Считая, что $\beta \ll 1$ ($\beta = 8\pi(p_{\perp} + p_{\parallel})/B^2$, где p_{\parallel} , p_{\perp} — продольная и поперечная составляющие давления плазмы, B — напряженность магнитного поля), условие устойчивости границы плазмы по отношению к желобковым колебаниям можно записать⁹:

$$I = \int \frac{\kappa ds}{r(s) B^2(s)} (p_{\perp} + p_{\parallel}) > 0, \quad (1)$$

где κ — кривизна, а $r(s)$ — текущий радиус граничной силовой линии; интегрирование в (1) ведется вдоль этой линии от пробки до пробки. Рассмотрим пробкотрон с пробочным отношением, мало отличающимся от единицы, $\epsilon \equiv B_{max}/B_{min} - 1 \ll 1$. Магнитное поле такого пробкотрона можно представить в виде

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_0 + \mathbf{b}(r, z), \quad (2)$$

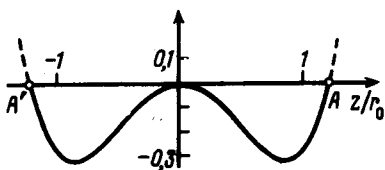
где \mathbf{V}_0 соответствует однородному магнитному полю, направленному вдоль оси z , а \mathbf{b} задает осесимметричную пробочную конфигурацию. В таком пробкотроне силовые линии — почти прямые, продольное давление мало по сравнению с поперечным, $p_{\parallel} \sim \epsilon p_{\perp}$, а $\kappa \approx \epsilon B_0^{-1} \partial b_r / \partial z$. В результате вместо (1) получаем

$$I = \frac{1}{r B_0^3} \int p_{\perp} \frac{\partial b_r}{\partial z} dz. \quad (3)$$

Знак I зависит от распределения давления вдоль силовой линии. Примем, что это распределение имеет ступенчатую форму: p_{\perp} постоянно вплоть до точек максимума поля, в которых оно обращается в нуль. Тогда

$$I = \frac{2p_{\perp}}{r B_0^3} b_r^{(1)}, \quad (4)$$

где $b_r^{(1)}$ обозначает радиальную компоненту магнитного поля в точке максимума модуля поля на силовой линии, находящейся справа от плоскости $z = 0$. Относительно этой плоскости предполагается, что она является плоскостью симметрии пробкотрона. Обычно принято считать, что в пробке силовые линии идут параллельно оси ловушки. Это представление, однако, справедливо только для параксиального поля и только в первом приближении по параксиальности. Пример силовой линии магнитного поля, для которого $b_r^{(1)} > 0$ приведен на рисунке. Это поле создается двумя тонкими круговыми витками радиуса R , расположенными на расстоянии $d = R$ с одинаковыми токами. На рисунке изображена силовая линия, пересекающая плоскость $z = 0$ на расстоянии r_0 от оси, $r_0 \ll R$. Положительный наклон кривой в точке A соответствует $b_r^{(1)} > 0$.



Силовая линия в системе двух витков радиуса R , расположенных в точках $z = \pm R/2$. По оси ординат отложена разность $r - r_0$, отнесенная к величине r_0^2/R^4 . Магнитное поле возрастает от точки $z = 0$ до концов сплошной кривой (точки A' и A), затем оно начинает уменьшаться (пунктирная кривая)

Необходимо отметить, что пробочное отношение в примере, изображенном на рис. 1, стремится к единице при приближении к оси системы (можно показать, что $\epsilon = 2.6 r_0^5 / R^4$) и, следовательно, плазма не удерживается на осевой силовой линии. Этот недостаток легко поправить, если слегка увеличить расстояние d , сделав $d > R$, но $d - R \ll R$. В этом случае на оси возникают два максимума B , в то же время при $R \gg r_0 \gg \sqrt{R(d - R)}$ форма силовой линии не меняется по сравнению со случаем $d = R$.

Более детальное рассмотрение показывает, что наличие резкой границы плазмы не является обязательным для устойчивости. Существует достаточно широкий класс устойчивых про-

филей, в которых p_{\perp} непрерывно изменяется как в радиальном направлении, так и вдоль силовой линии. Существенным является то, что в таких профилях давление монотонно уменьшается при движении от центра ловушки к пробке (обращаясь в нуль в точке максимума поля); в этом отношении предлагаемый метод принципиально отличается от стабилизации плазмы с помощью так называемых "плещущихся ионов" ¹⁰, когда устойчивость достигается созданием пика давления вблизи пробки в области благоприятной кривизны.

В заключение отметим, что требование малого пробочного отношения, которое использовалось выше, не является принципиальным для предлагаемого метода. Можно показать, что существует осесимметричные конфигурации магнитного поля с $\epsilon \gtrsim 1$, в которых достигается МГД устойчивое удержание плазмы.

Литература

1. Тимофеев А.В. Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, 227.
2. Арсенин В.В. Физика плазмы, 1979, 5, 1293.
3. Logan V.G. Comments on Plasma Phys. and Contr. Fusion, 1980, 6, 199.
4. Арсенин В.В. Физика плазмы, 1982, 8, 484.
5. Димов Г.И. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 82-150, Новосибирск, 1982.
6. Арсенин В.В. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 534.
7. Kesner J. Nucl. Fusion, 1985, 25, 275.
8. Рютов Д.Д., Ступаков Г.В. Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 29.
9. Rosenbluth M.N., Longmire C.L. Ann. of Phys., 1957, 1, 120.
10. Hinton F.L., Rosenbluth M.N. Nucl. Fusion, 1982, 22, 1547.

Институт ядерной физики
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
25 ноября 1986 г.