



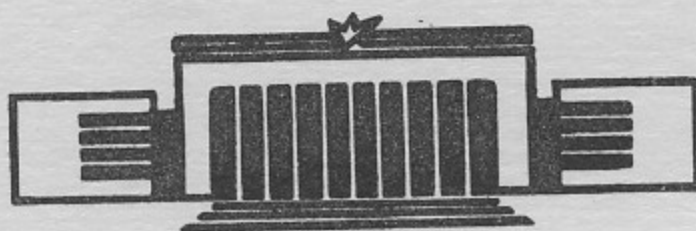
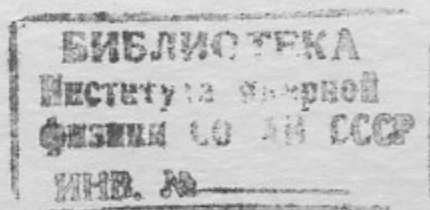
b.87

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Б.Н.Брейзман, Ф.А.Цельник

ЦЕНТРОБЕЖНАЯ ЛОВУШКА
С НЕЙТРАЛЬНОЙ ИНЖЕКЦИЕЙ

ПРЕПРИНТ 83-94



НОВОСИБИРСК

ЦЕНТРОБЕЖНАЯ ЛОВУШКА С НЕЙТРАЛЬНОЙ ИНЖЕКЦИЕЙ

Б.Н.Брейзман, Ф.А.Цельник

Традиционная схема открытой магнитной ловушки с вращающейся плазмой основана на определенном техническом приеме создания и поддержания вращения: с помощью коаксиальных электродов в ловушке создается электрическое поле \vec{E} , приводящее плазму во вращение со скоростью $\vec{v} = c[\vec{E} \times \vec{H}]/H^2/I$. Поскольку свое основное назначение — уменьшение продольных потерь тепла — ловушка выполняет только при $v \gg v_{Ti}$, то в установке с термоядерными параметрами величина E должна быть порядка сотен кВ/см при полном перепаде потенциала φ порядка 10 МВ. Поэтому возникает серьезный вопрос об электрической прочности данной системы. Даже в условиях, типичных для современного эксперимента (φ — десятки кВ, E — единицы кВ/см), приэлектродные явления в присутствии плазмы с плотностью 10^{13} – 10^{14} см⁻³ существенно ограничивают величину v /2/. Ситуацию можно несколько улучшить путем применения плазменных электродов /3/, однако и в этом случае проблема ввода энергии остается сложной: на металлических поверхностях, находящихся под высоким потенциалом, имеются участки с весьма большой плотностью мощности. Наконец, в традиционной схеме любые поперечные потери на стадии накопления плазмы вызывают снижение приложенного потенциала и, следовательно, вводимой мощности.

Между тем сама по себе идея центробежного удержания плазмы не связана с необходимостью подачи в ловушку высокого напряжения извне и может быть реализована другим способом: вращение можно поддерживать путем хордовой инъекции в плазму пучков быстрых атомов. Соответствующая техника аналогична широко используемой сейчас технике нагрева плазмы с помощью нейтральной инъекции /4/. Дополнительным преимуществом этого способа является принципиальная возможность управления радиальными профилями плотности, температуры и скорости вращения плазмы, что позволяет рассчитывать на подавление желобковой и дрейфовой неустойчивостей /5–8/.

Разность потенциалов, существующая в плазме вследствие ее вращения в магнитном поле, может переноситься потоками частиц

вдоль силовых линий на торцевые электроды, но нагрузка на эти электроды становится теперь малой, поскольку они не используются для ввода мощности в плазму. Более того, если продольные потоки достаточно малы, то можно вообще отказаться от высоковольтных электродов и поместить плазму в эквипотенциальную металлическую камеру. Именно такая ситуация и будет рассматриваться ниже.

Процесс накопления плазмы в ловушке целесообразно вести так, чтобы в любой момент времени энергия вращения W , приходящаяся на один ион, была намного больше температуры плазмы. В этом случае продольные потоки частиц пропорциональны

$\exp - \frac{W}{T_e + T_i} (1 - \frac{1}{k})$, где k - пробочное отношение, и мощность инжекции, необходимая для "раскручивания" плазмы, может быть не слишком большой. Тем самым можно избежать торможения плазмы за счет контакта с проводящим торцом, рассмотренного в работе /9/. Если выбрать направления инжекции и магнитного поля так, чтобы потенциал в центре ловушки был отрицательным, то продолжительность вращения плазмы после выключения инжекции будет определяться продольным уходом электронов. Что касается продольных потерь ионов, то они в такой системе практически отсутствуют. В центральной части ловушки (между магнитными пробками) электроны удерживаются амбиполярным электрическим полем. Если же электрон проникает в запробочную область, то он ускоряется и выносит на торец ловушки энергию порядка $e\varphi \gg T$. Поскольку проблема электрической прочности устранена, поток электронов можно уменьшить за счет увеличения энергии вращения W . При реакторных параметрах допустимый поток электронов настолько мал, что в области за пробкой (и даже несколько раньше) нарушается условие квазинейтральности.

Следует, однако, иметь в виду, что чрезмерное увеличение W нежелательно из-за роста диамагнетизма, обусловленного вращением. Поэтому целесообразно использовать дополнительные эффекты, препятствующие уходу электронов. Таким эффектом оказывается циклотронное излучение.

Чтобы пояснить роль излучения, обратимся к кинетическому уравнению для высокоэнергетичной части функции распределения электронов

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \Lambda \omega_p^2 \frac{e^2}{m} \left[\frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left(f + \frac{T_e}{mv} \frac{\partial f}{\partial v} \right) + \frac{1}{v^3} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \frac{\partial f}{\partial \theta} \right] + \frac{2}{3c^3} \omega_H^2 \frac{e^2}{m^2} \left[\frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} v^2 \sin^2 \theta f + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin^2 \theta \cos \theta f \right] \quad (I)$$

Здесь угол θ отсчитывается от направления магнитного поля. В правую часть уравнения (I) входят интеграл столкновений Ландау, упрощенный с учетом условия $v \gg v_{Te}$, и слагаемые, описывающие радиационные потери. Относительно излучения подразумевается, что оно свободно выходит из плазмы. Предположим дополнительно, что характерное время радиационного остывания быстрого электрона мало по сравнению со временем его рассеяния на угол порядка единицы. В этом случае стационарная функция распределения, очевидно, сосредоточена при малых значениях $\sin \theta$. Отыскивая эту функцию, можно в первом приближении опустить в уравнении (I) все члены, не содержащие дифференцирования по θ . Это дает

$$f = \alpha v^3 q(v) \exp - \left(\frac{\alpha}{2} v^3 \sin^2 \theta \right), \quad (2)$$

где $\alpha \equiv \frac{2}{3\Lambda c^3} \left(\frac{\omega_H}{\omega_p} \right)^2$, а $q(v)$ - неизвестная пока функция v . Проинтегрируем теперь уравнение (I) по θ с весом $\sin \theta$ и заменим f выражением (2). Из получающегося в результате уравнения для $q(v)$ имеем

$$q(v) \approx \exp - (3mv^2/2T_e), \quad (3)$$

что соответствует максвелловскому распределению с температурой $T_e/3$.

Таким образом, при учете циклотронного излучения количество быстрых электронов существенно снижается по сравнению с величиной, отвечающей максвелловскому распределению с температурой T_e , равной температуре основной массы электронов плазмы. Это, в свою очередь, уменьшает скорость ухода электронов из ловушки. Хотя излучение и уносит некоторую долю энергии плазмы,

обсуждаемый механизм подавления продольных электронных потерь может быть энергетически выгодным, поскольку при уходе электронов вдоль магнитного поля теряется энергия $e\varphi$, на порядки превосходящая величину T_e .

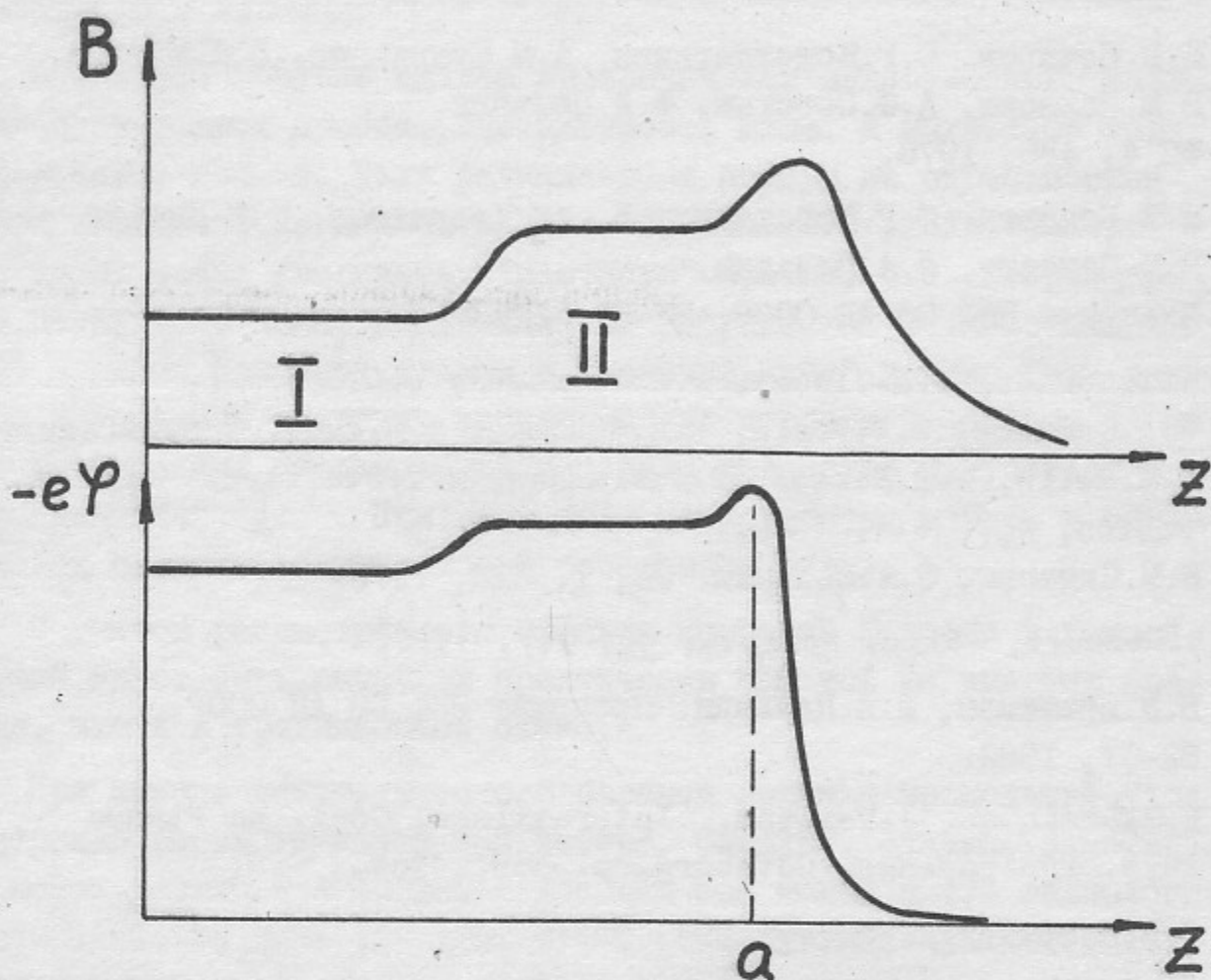
В обычной ловушке плазма прозрачна для циклотронного излучения лишь вблизи пробок, где плотность мала, а магнитное поле относительно велико. Если радиационные потери из окрестностей пробок недостаточны для подавления продольного ухода электронов, то их можно увеличить, "растянув" пробки, т.е. выбрав профиль магнитного поля, показанный на рисунке . Соотношение между длинами основной плазмы и "холодильника" должно быть таким, чтобы поперечная энергия, набираемая электроном в области I за счет кулоновских столкновений успевала полностью излучиться в "холодильнике" II . При этом доля циклотронных потерь в общем тепловом балансе ловушки может оставаться малой.

С учетом рассмотренного эффекта критерий Лоусона в данной ловушке может быть выполнен практически при той же энергии вращения, что и в традиционной схеме.

При оценке энергетического баланса ловушки продольный уход электронов рассматривался как потери. Следует, однако, заметить, что поток частиц с энергией в десятки МаВ может иметь технологическую ценность даже большую, чем соответствующее количество электрической энергии.

Л и т е р а т у р а :

1. В. Lehnert, Nucl. Fusion, II, 485, 1971.
2. В.Н. Бочаров, С.Г. Константинов, А.М. Кудрявцев, О.К. Мыскин, В.М. Панасюк, А.Ф. Сорокин, Ф.А. Цельник. ФП 4, 488, 1978.
3. В.И. Бочаров, С.Г. Константинов, А.М. Кудрявцев, О.К. Мыскин, В.М. Панасюк, Ф.А. Цельник. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 83-77, 1983.
4. W.C. Turner, J.F. Clause, F.H. Coensgen, D.L. Correll, W.F. Cummins, R.P. Freis, R.K. Goodman, A.L. Hunt, T.V. Kaiser, G.M. Melin, W.E. Nexsen, T.C. Simonen, B.W. Stallard. Nucl. Fusion, 19, 1011, 1979.
5. В.М. Панасюк, Ф.А. Цельник. ФП, I, 522, 1975.
6. В. Lehnert, Phys. Scripta, 13, 317, 1976.
7. Б.Н. Брейзман, Ф.А. Цельник. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 82-67, 1982.
8. В.Н. Breizman, J. Weiland, International Conf. on Plasma Phys. Proceedings, Göteborg, p. 368, 1982.
9. С.В. Путвинский. ФП, 7, 999, 1981.



Схематический вид продольного распределения магнитного поля и электрического потенциала в центробежной ловушке с циклотронным "холодильником". Максимум потенциала ($z = a$) соответствует точке нарушения квазинейтральности плазмы. Потенциал отсчитывается от стенки камеры.

Б.Н.Брейзман, Ф.А.Цельник

ЦЕНТРОБЕЖНАЯ ЛОВУШКА С НЕЙТРАЛЬНОЙ ИНЖЕНДИЕЙ

Препринт
№ 83-94

Работа поступила 14 июля 1983г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов

Подписано к печати 15.08.83г. МН 03303

Формат бумаги 60x90 1/16 усл.0,4 печ.л., 0,3 учетно-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ №94

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г. Новосибирск, 90