

15
И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ПРЕПРИНТ И Я Ф 76 - 28

В.М.Панасюк, Ф.А.Цельник

ЗЕРКАЛЬНАЯ ЛОВУШКА С
ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМОЙ

Новосибирск

1976

ЗЕРКАЛЬНАЯ ЛОВУШКА С ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМОЙ

В.М.Панасюк, Ф.А.Цельник

АННОТАЦИЯ

Рассмотрен вариант зеркальной ловушки со скрещенными полями, в которой плотность плазмы слабо растет по радиусу.

Показано, что при этом не ухудшается устойчивость по отношению к дрейфовым колебаниям.

В предлагаемой конструкции может быть значительно снижена напряженность электрического поля на электродах.

ЗЕРКАЛЬНАЯ ЛОВУШКА С ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМОЙ.

В.М.Панасюк, Ф.А.Цельник

Две основных задачи возникают при исследовании ловушек с вращающейся плазмой. Первая - общая для всех систем удержания плазмы - устойчивость. Вторая - специфическая - создание в плазме достаточно большой (порядка десятков кв/см) напряженности электрического поля.

Использование вспомогательного пристеночного разряда /I/, возможно, открывает путь для одновременного решения обеих этих задач.

Если плотность плазмы в области, где температура и скорость вращения велики, растёт по радиусу, то достаточно большая центробежная сила должна стабилизировать желобковые колебания уже при небольшом градиенте плотности /I/. Чем больше отношение v/v_{Ti} (v - скорость вращения плазмы, v_{Ti} - средняя тепловая скорость ионов), тем легче достичь подавления колебаний. Отметим, что для уменьшения продольной теплопроводности также нужно стремиться к увеличению v/v_{Ti} /2/.

Рассмотрим влияние вращения на дрейфовые колебания плазмы. Будем предполагать $v/v_{Ti} > 1$, но всё же $v/v_{Ti} \ll r/r_E$, где r - радиус слоя плазмы, $r_E = \frac{m_i c^2 E}{e H^2}$ - характерный размер траектории иона в скрещенных полях. Последнее неравенство должно быть достаточно сильным, чтобы исключить раскачку колебаний поперечным током. Кроме того, считая $\beta = \frac{8\pi n T}{H^2} \ll 1$ пренебрежем ненотенциальными возмущениями. Наконец, при условии $\rho_i/a \ll 1$ (ρ_i - ларморовский радиус ионов, a - радиальный размер слоя плазмы) следует учитывать лишь колебания с $\omega/\omega_{Hi} \ll 1$.

Для открытых ловушек естественным способом защиты от дрейфовых неустойчивостей является, как известно, выбор достаточно малой длины установки L . При выполнении условия $L < \pi/k_{z\varphi}$ колебания не раскачиваются, так что задача сводится к определению $k_{z\varphi}$ для различных

ветвей неустойчивости.

Для плазмы с неоднородной плотностью в обозначениях работы

$$/3/ \quad \cos \theta_{z\rho} = \left(\frac{K_z}{K_y}\right)_{\rho} \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{T_e}{T_i} |\alpha_n| \rho_i \sqrt{\alpha_i} \quad (1). \quad \text{В (1) и далее}$$

использовано естественное для открытых ловушек условие $T_e/T_i \ll 1$.

При $\alpha_n < 0$ допустимая величина $K_{z\rho}$ увеличится в случае вращающейся плазмы:

$$\cos \theta_{z\rho} \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{T_e}{T_i} \rho_i \left(\alpha_i \alpha_n^2 - 2 \frac{T_i}{T_e} \frac{v^2}{v_{Ti}^2} \frac{\alpha_n}{\alpha} \right)^{1/2} \quad (2).$$

При $\alpha_n > 0$ неустойчивость стабилизируется вращением, если:

$$\left(v/v_{Ti}\right)^2 > \frac{1}{2} \frac{T_e}{T_i} \frac{\alpha}{\alpha_n} \alpha_i \quad (3).$$

Механизм подавления колебаний состоит в смещении их частоты под действием центробежной силы на ионы. При этом в мнимой части диэлектрической проницаемости член, определяемый затуханием Ландау на электронах, превышает (при выполнении (3)) вклад от неоднородности n .

Значение $K_{z\rho}$ для колебаний дрейфово-температурной ветви плазмы с неоднородной температурой ионов не зависит от вращения (см /4/), поскольку в соответствующем дисперсионном уравнении лишь ионные члены содержат частоту.

Случай $\frac{\partial n}{\partial z} > 0$ менее благоприятен, так как при этом $\eta = \frac{\partial \ln T}{\partial \ln n} < 0, |\eta| \gg 1$.

Для длинноволновых колебаний ($\alpha_i \ll 1$) с $\omega \approx K_z v_{Ti}$

$$K_{z\rho} \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{T_e}{T_i} \frac{|\omega_{Ti}|}{v_{Ti}} \quad (4).$$

Выражение (4) справедливо почти до $\alpha_i \sim 1$, так как ряд для

$I_0(\alpha_i)$ достаточно быстро сходится, а первые члены разложений $e^{-\alpha_i}, I_1(\alpha_i)$ взаимно компенсируются.

При $\omega \ll K_z v_{Ti}, \alpha_i \ll 1, |\eta| \gg 1$

$$K_{z\rho} \approx \sqrt{2} \frac{T_e}{T_i} \frac{|\omega_{Ti}|}{v_{Ti}} \quad (5).$$

Результаты численных расчетов для случая $\frac{T_e}{T_i} = 1$ приведены в /5/ при произвольных α_i . Ясно, что при $\frac{T_e}{T_i} \ll 1$ значения $K_{z\rho}$ будут меньшими, чем указанные в /5/. Из формул /1/ + /5/ следует, что для практически интересных значений параметров плазмы ограничения на длину установки при $\frac{\partial n}{\partial z} > 0$ и $\frac{\partial n}{\partial z} < 0$ примерно одинаковы

и не слишком сильны.

Достаточно неоднородное по радиусу электрическое поле может и вовсе снять эти ограничения. Относительное движение слоев плазмы, находящихся на разных радиусах, приводит к искажению волнового пакета. Если за время развития неустойчивости слой, удаленный друг от друга на расстояние порядка $\frac{1}{K_x}$, сдвигаются на $\sim \frac{1}{K_y}$, то колебания должны затухать из-за взаимной компенсации зарядов. Следовательно, неоднородность вращения существенна, если $\frac{1}{K_x} \frac{\partial v}{\partial x} \geq \frac{1}{K_y}$. Полагая, например, для оценки $\gamma \sim \omega \sim \omega_{Ti}$ (дрейфово-температурная ветвь), имеем:

$$\frac{\partial v}{\partial x} \geq \frac{K_x}{K_y} \omega_{Ti} = 2 K_x \rho_i \frac{\partial v_{Ti}}{\partial x}$$

Подавление колебаний относительным движением слоев применительно к желобковой неустойчивости рассматривалось в /6/. Для дрейфовых колебаний, имеющих меньший инкремент, условие на неоднородность вращения, естественно, слабее. Тем не менее реальная осуществимость такой стабилизации зависит от того, сможем ли мы задать внешним образом нужное распределение электрического поля в плазме, поскольку её проводимость сама зависит от устойчивости. В противном случае длина установки не должна превышать критической.

Осуществление быстрого вращения плазмы зависит (кроме её устойчивости) еще и от возможности создать в ней с помощью внешних электродов сильное электрическое поле. В работе /7/, где на торцовые электроды возлагалась задача стабилизации желобковых колебаний, эти электроды, естественно, старались поместить поближе к границе плазмы — в непосредственной окрестности магнитной пробки. Если речь идет о больших напряженностях радиального электрического поля, то такое расположение — наихудшее, так как именно в пробке E_r максимально, и есть опасность пробоев на электродах.

При $\frac{\partial n}{\partial z} > 0$ торцовые электроды для стабилизации плазмы не нужны и могут использоваться лишь по своему основному назначению — защитить изолятор от потока частиц и воздействовать на распреде-

ление E_z в плазме. В этом случае их можно вынести достаточно далеко в запробочную область (см. рисунок). Конструкция электродов резко упрощается (что особенно важно для установок больших размеров), а напряженность электрического поля в области, занятой электродами, значительно уменьшается. Основная часть энергии поступает в плазму через центральный стержень. Из схемы видно, что если потенциал центрального стержня отрицателен, то распределение электрического поля вдоль магнитных силовых линий приводит к зажиганию разряда Пеннинга у поверхности электродов (изогнутые части электродов как раз и сделаны для защиты изолятора от частиц и света из этого разряда). Осциллирующие электроны отражаются частично от пробки, частично от противоположного торца. Разряд создаёт контакт между плазмой и электродами, который должен удерживать в плазме нужное распределение потенциала. Вообще говоря, если $\frac{\partial n}{\partial r} > 0$, а $\frac{\partial T}{\partial r} < 0$, то поперечная столкновительная проводимость самой плазмы уже приводит к необходимому спаду радиального электрического поля. Однако такое распределение может оказаться неустойчивым. Действительно, пусть в некотором слое плазмы E_z возросло; тогда температура в этом слое тоже увеличится, поперечная проводимость уменьшится, и E_z увеличится еще больше. Контакт с торцовыми электродами должен, в частности, предотвратить эту неустойчивость. Из экспериментов [7,8] следует, что "активные" электроды (являющиеся источником потока частиц), значительно более пригодны для создания в плазме принудительного распределения потенциала, чем "пассивные". Контакт между плазмой и электродами в значительной степени зависит от устойчивости приэлектродного разряда, а он может оказаться неустойчивым, в частности, по отношению к пучковым колебаниям. Нетрудно видеть, что при достаточно большом потоке вторичных электронов в области редкой приэлектродной плазмы условия возбуждения пучковой неустойчивости выполняются (эти колебания могут существенно влиять на контакт и в схеме, использованной в [7], а в случае удаленных

электродов условие на K_z будет выполнено при еще меньшей плотности потока).

Отметим, наконец, любопытное (хотя при $v/v_{Ti} \gg 1$, возможно, и второстепенное) обстоятельство: в схеме, приведенной на рисунке, автоматически осуществляется частичная рекуперация энергии ионов, покидающих ловушку через пробки. Ионы касаются электродов в наиболее удаленной от оси точке траектории и, стало быть, с минимальной кинетической энергией. Вообще следует заметить, что в ловушке с вращением уход ионов, определяемый рассеянием на малые углы, происходит в основном в узкой области пространства скоростей — в окрестности вершины гиперboloида, ограничивающего область удержания. Это облегчает задачу рекуперации их энергии. Если v/v_{Ti} достаточно велико, то как показывает анализ стационарного кинетического уравнения [2] продольные потери тепла за счет ионов могут падать как $(v/v_{Ti})^2 \exp(-v/v_{Ti})^2$. Эти потери оказываются еще меньше, если учесть передачу энергии от ионов к электродам. При $v/v_{Ti} \gg 1$ ионы могут вообще не набирать (при рассеянии на малые углы) энергии достаточной для ухода из ловушки. Поток через пробки будет определяться только рассеянием на большие углы самых быстрых ионов. Основным механизмом потерь ионов будет тогда их диффузия поперек магнитного поля.

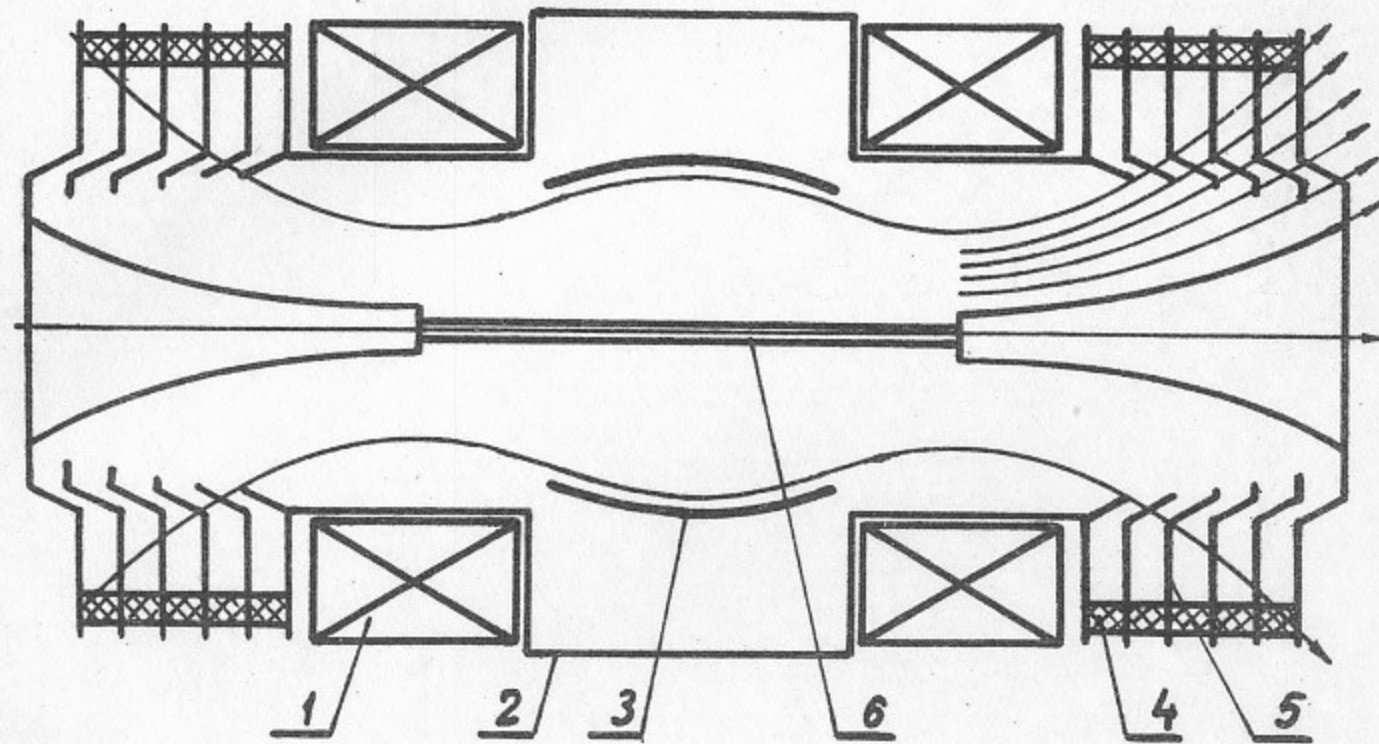
Если стремиться к возможно более полной рекуперации энергии ионов, следует делать магнитное поле таким, чтобы в области между пробкой и электродами силовые линии как можно меньше расходились. Степень рекуперации при параллельных силовых линиях определяется числом колец в электродах.

При большой расходимости силовых линий значительная часть энергии ионов перейдет в продольную и не будет возвращена в электрическое поле.

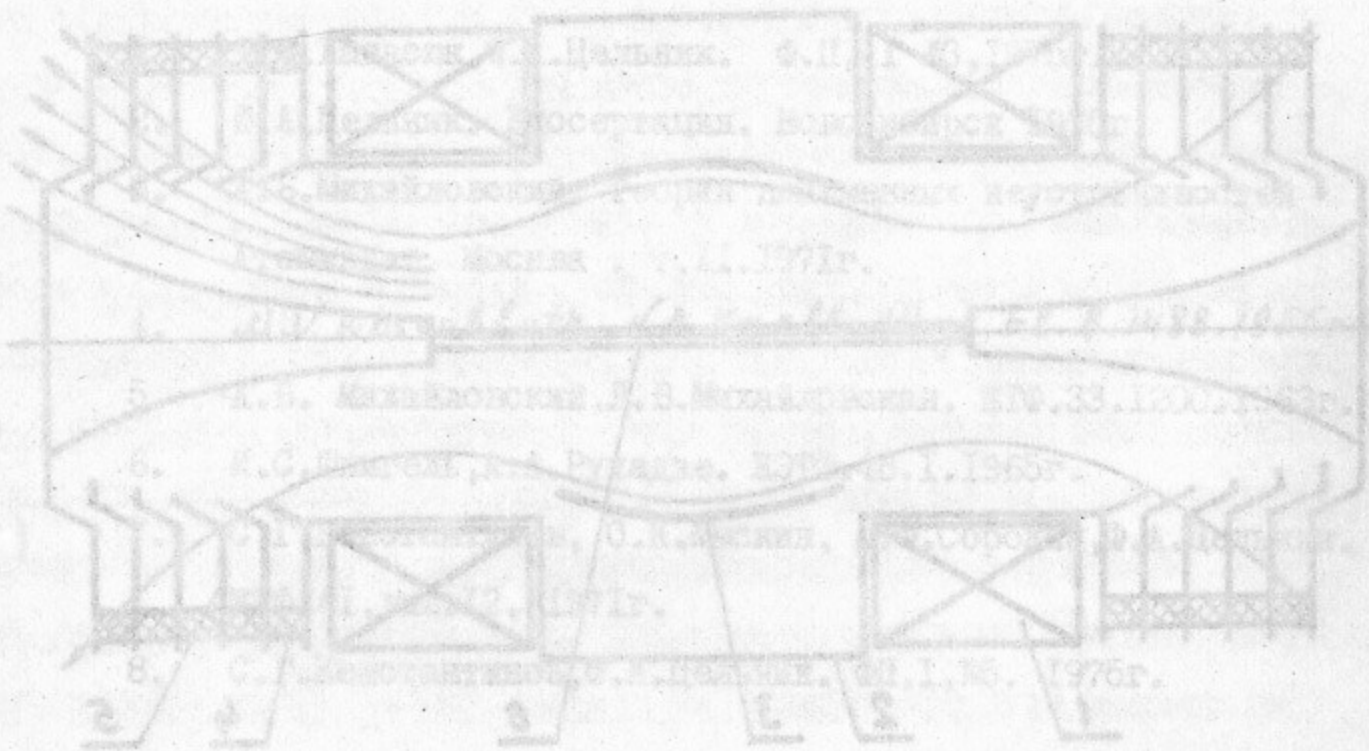
Практически выбор конструкции зависит от ряда факторов, в том числе от устойчивости потока запробочной плазмы.

ЛИТЕРАТУРА.

1. В.М.Панасюк, Ф.А.Цельник. Ф.П, I №3, 1975г.
2. Ф.А.Цельник. Диссертация. Новосибирск 1970г.
3. А.Б.Михайловский. Теория плазменных неустойчивостей. Атомиздат. Москва . т. II. 1971г.
4. *M.M. Rosenbluth, M.A. Krall. Phys. Fl. 8. 1488. 1965г.*
5. А.Б. Михайловский, Л.В. Михайловская. ЖТФ. 33. 1200. 1963г.
6. И.С. Шпигель, А.А. Рухадзе. ЖЭТФ. 48. I. 1965г.
7. С.Г. Константинов, О.К. Мыскин, А.Ф. Сорокин, Ф.А. Цельник. ЖТФ, 41, вып. 12. 1971г.
8. С.Г. Константинов, Ф.А. Цельник. ФП, I, №5. 1975г.



- 1 Катушки магнитного поля.
- 2 Вакуумная камера.
- 3 Лайнер - источник холодной плазмы.
- 4 Торцовый изолятор.
- 5 Торцовый Электрод.
- 6 Центральный стержень.



Работа поступила - 13 февраля 1976 г.

Ответственный за выпуск С.Г. ПОПОВ
 Подписано к печати 31.III-1976г. МН 02718
 Усл. 0,4 печ.л., тираж 150 экз. Бесплатно
 Заказ № 28

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР