

Д.46
1997



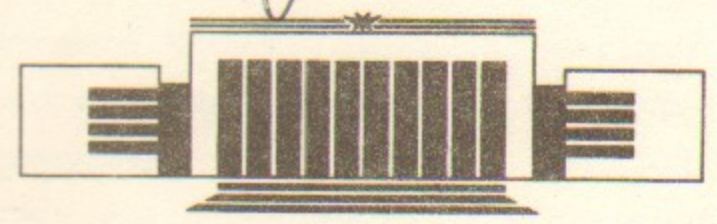
Государственный научный центр
Российской Федерации
Институт ядерной физики
им. Г.И. Будкера

Г.И. Димов

АМБИПОЛЯРНАЯ ЛОВУШКА:
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ,
ПРОБЛЕМЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ



ИЯФ 97-65



НОВОСИБИРСК

АМБИПОЛЯРНАЯ ЛОВУШКА: ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ, ПРОБЛЕМЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ

Г.И.Димов

Описываются и анализируются основные экспериментальные результаты на амбиполярных ловушках ТМХ, ТМХ-У и ГАММА-10. Обсуждается проблема продольного энергетического удержания электронов с учетом их вторичной эмиссии на плазмодриемниках. Рассматривается задача откачки ионов, захваченных в термобарьер. Приводится аналитический обзор работ по МГД-стабилизации плазмы высокого давления с $\beta \approx 1$ в осесимметричной амбиполярной ловушке. Обращается внимание на ключевые вопросы, решения которых необходимо для разработки амбиполярного DT-реактора.

В амбиполярной ловушке термоядерная плазма может удерживаться в длинном соленоиде с относительно небольшим магнитным полем около 2 Тл для D-T реакции и 5 Тл для D-³He реакции. Вытекание плазмы вдоль магнитного поля может быть предотвращено амбиполярными электрическими барьерами на концах соленоида. При полной аксиальной симметрии амбиполярной ловушки исключаются неоклассические поперечные потери плазмы, а аномальные потери могут существенно подавлены. Благодаря этому можно значительно уменьшить радиус плазмы в реакторе и пропорционально радиусу снизить удельную нейтронную нагрузку на первую стенку при повышенной объемной плотности энерговыделения в плазме.

Диверторы располагаются на концах в расширяющемся магнитном поле, при этом снимается проблема их удельной перегрузки вытекающими из ловушки плазменными потоками. Естественная стационарность и простая геометрия существенно облегчают создание термоядерного реактора.

В соленоиде возможно почти полное вытеснение магнитного поля из плазменного столба приповерхностными диамагнитными токами в этом столбе. Благодаря этому существенно снижаются энергетические потери на магнитотормозное (циклотронное) излучение электронов и становится возможной самоподдерживающаяся D-³He термоядерная реакция, для которой необходима высокая температура плазмы около 60 кэВ.

1. ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ.

Основные эксперименты были проведены на 3-х крупных амбиполярных (тандемных) ловушках: ТМХ (LLNL) в 1978-1980 г.г. /1-3/, ТМХ-У (LLNL) в 1982-1987 г.г. /4-8/ и ГАММА-10 (University of Tsukuba) в 1985-1994 г.г. /9-13/.

1.1. В концевых пробкотронах, пристыкованных к соленоиду, были сформированы амбиполярные барьеры для продольного удержания ионов в соленоиде (ионные барьеры) до 300 В в ТМХ (1980) /3/, до 1,5 кВ в ТМХ-У (1984) /8/ и до 2 кВ в ГАММА-10 (1992) /14-15/. При этом в ТМХ ионные барьеры получались за счет повышенной плотности ионов, замагниченных в концевых пробкотронах. В концевых пробкотронах ТМХ-У перед ионными барьерами были сформированы термобарьеры. Это отрицательные электрические барьеры для термоизоляции электронов в ионных барьерах от электронов в соленоиде.

Термобарьеры позволили нагревать электроны в ионных барьерах до более высокой температуры и благодаря этому снизить в них плотность замагниченных ионов даже ниже плотности плазмы в соленоиде. К 1986 г. в ТМХ-U удалось сформировать и поддерживать термобарьеры глубиной до 0.7 кВ длительно-стью 3-5 мсек /8/. В GAMMA-10 были получены термобарьеры глубиной до 1.3 кВ /16, 15/ длительно-стью до 60 мсек, ограниченной продолжительностью рабочего цикла /12/.

В экспериментах была продемонстрирована возможность получения очень высоких отношений глубины термобарьеров к электронной температуре в соленоиде $\frac{\varphi_b}{T_{ec}}$. В ловушке ТМХ-U наблюдалось отношение $\frac{\varphi_b}{T_{ec}} = 6 - 7/8/$. В

GAMMA-10 наблюдалось формирование термобарьеров с начальной глубиной $\varphi_b \sim 15 T_{ec}$ /16/. Вследствие (в основном) последующего роста электронной температуры отношение $\frac{\varphi_b}{T_{ec}}$ за 20 мсек плавно снижалось до 4-х. Термобарьеры создавались в средней плоскости концевых пробкотронов ЭЦР-нагревом электронов на 2-ой гармонике до поперечной температуры в десятки кэВ и выше. Однако доля удерживаемых в средней плоскости магнитным полем μ -электронов с такой температурой, не превышающая 80% /8, 17/, недостаточна для создания термобарьеров указанной выше глубины. Эксперимент с выключением ЭЦР-нагрева на ТМХ-U показал, что наряду с указанными высокоэнергичными μ -электронами термобарьеры поддерживают μ -электроны с поперечной температурой 1-2 кэВ /8/. В работах /18, 19/ показано, что в термобарьерах GAMMA-10 кроме электронной популяции с температурой около 60 кэВ имеется популяция электронов с температурой в несколько кэВ, которая поступает из ионных барьеров, где она нагревается на 1-ой гармонике ЭЦР. Когда наблюдается формирование термобарьеров с очень высоким отношением $\frac{\varphi_b}{T_{ec}}$, сумма популяций электронов с высокой в десятки кэВ и низкой в несколько кэВ температурой должна быть близкой к 100%. Следует отметить, что в основных режимах работы ловушки глубина термобарьеров составляла 4-5 T_{ec} .

Продольное время удержания частиц плазмы амбиполярными барьерами было значительно увеличено по сравнению с удержанием магнитными проб-

ками. Максимальное такое увеличение было 9-кратным в ТМХ (1980) /3/, 50-кратным в ТМХ-U (1987) /8/ и 1000-кратным в GAMMA-10 (1988) /10, 11/. В экспериментах неоднократно было показано, что продольное удержание частиц в соленоиде является классическим в соответствии с формулой Пастухова в широком диапазоне параметров /8, 10, 12, 14/.

В экспериментах на амбиполярных ловушках имел место значительный прогресс в повышении параметра удержания частиц $n\tau_p$, как это показано на рис.1.

Наилучшие полученные параметры удерживаемой в центральной части ловушки изотропной плазмы достигнуты на GAMMA-10 в 1990 г. /11/.

Значения этих параметров в приосевой области следующие:

Плотность плазмы n_c	$4 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$.
Продольное время удержания частиц $\tau_{p }$	2 сек.
Ионный амбиполярный барьер φ_c	1.7 кВ.
Глубина термобарьера φ_b	1.1 кВ.
Электронная температура T_{ec}	250 эВ.
Температура изотропных ионов T_{ic}	450 эВ.

Время удержания $\tau_{p||}$ указано по рис. 3 из /11/. Приведенные параметры плазмы, наилучшие по $n\tau_p$, T_{ec} и T_{ic} , получены почти одновременно. При приведенном значении $n\tau_{p||} \sim 0,8 \times 10^{13} \text{ см}^{-3} \text{ сек}$ температура изотропных ионов при $\varphi_c = 1.7 \text{ кВ}$ не должна превышать 320 эВ (по формуле Пастухова).

Плотность амбиполярно удерживаемой плазмы ограничивалась 2-мя факторами:

1) Низкая плотность плещущихся ионов в ионных барьерах. По данным, приведенным ранее в /9/, эта плотность была около $6 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Полная плотность плазмы в ионных барьерах превышала эту величину вследствие ионизации поступающего в плазму газа при мощном ЭЦР-нагреве этой плазмы. Тем не менее полная плотность плазмы в барьерах была ограничена, а достигнутое отношение плотности изотропной плазмы в соленоиде к плотности плазмы в ионных барьерах не превышает ~ 2.5 .

2) Низкий предел величины β по МГД-устойчивости изотропной плазмы в центральном соленоиде GAMMA-10 на уровне 0.5%.

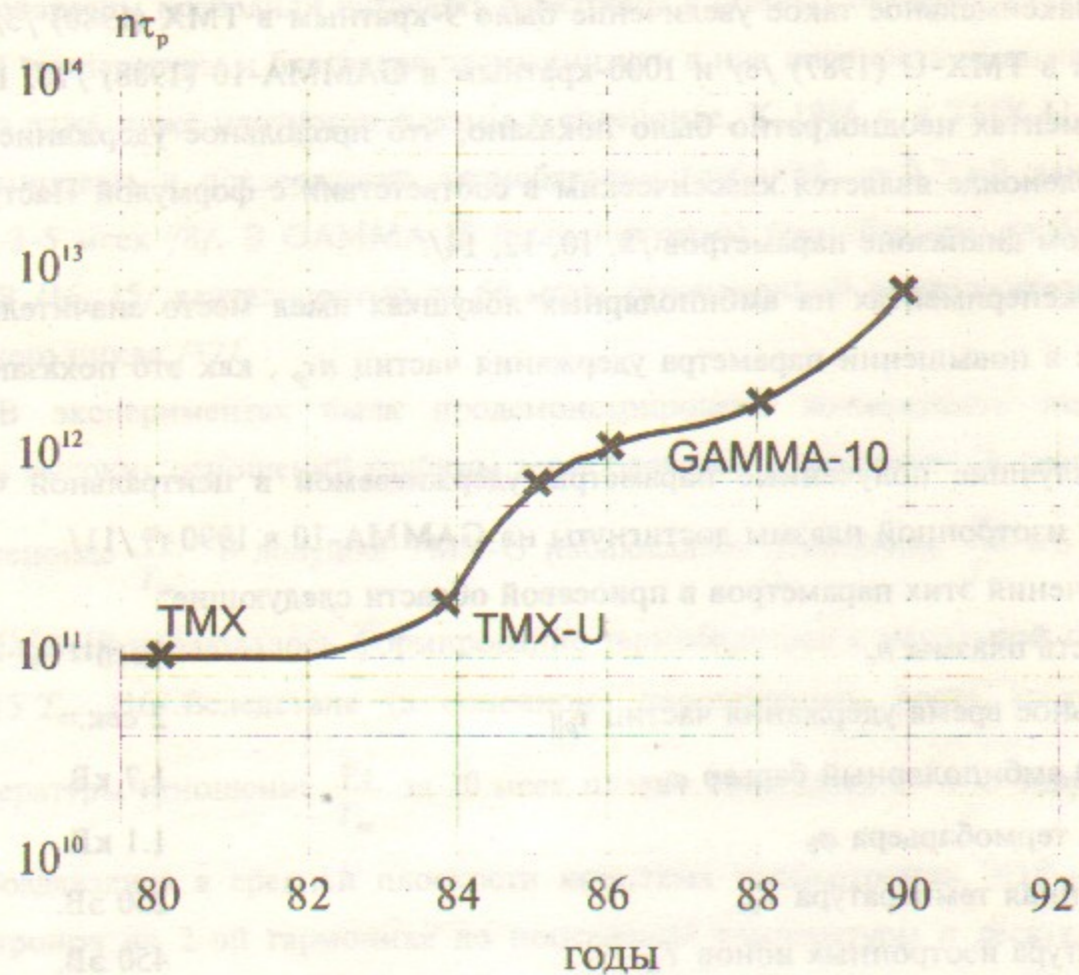


Рис.1. Рост параметра удержания частиц плазмы $n\tau_p$ см⁻³ сек.

Без хорошего амбиполярного удержания плазмы во всех указанных выше ловушках достигалась более высокая плотность анизотропной плазмы в соленоиде свыше 10^{13} см⁻³ с высокой поперечной ионной температурой от 2.5 до 5.6 кэВ /3, 8, 11/. Максимальная поперечная ионная температура в 10 кэВ (при плотности 2×10^{12} см⁻³) была достигнута в соленоиде GAMMA-10 в 1994 г. /13/. Максимальная электронная температура в 280эВ была достигнута в ловушке TMX-U/8/. Максимальное значение β в 40% наблюдалось в соленоиде ловушки TMX в 1980 г. /3/.

1.2. Аномальные поперечные потери плазмы в соленоиде связаны с развитием низкочастотной дрейфовой неустойчивости. Эта неустойчивость в соленоиде GAMMA-10 была детально исследована методом дифракции Фраунгофера /20, 21/. Наблюдались дрейфовые волны, которые возбуждались на периферии в области максимального радиального градиента плотности с азиму-

тальной фазовой скоростью электронного диамагнитного дрейфа с доплеровским сдвигом из-за $E \times B$ -вращения плазмы. Диапазон наблюдаемых частот 10-180 кГц. Наблюдались азимутальные моды от 2-ой до 9-ой. Уровень флюктуаций плотности зависел от шири радиального электрического поля, был около 10% при нулевой шире и снижался до 1-2% при увеличении шири независимо от его знака. Радиальное электрическое поле регулировалось управлением потенциалами секционированных по радиусу концевых приемников плазмы.

Одновременно были проведены измерения поперечного времени жизни частиц в плазменном керне в зависимости от шири электрического поля, которые соответствовали теоретическим оценкам по уровню флюктуаций. Максимальное время радиального удержания $\tau_{p\perp} \sim 0,6$ сек измерено при плотности плазмы около $0,5 \times 10^{12}$ см⁻³, температуре ионов 500-800 эВ и температуре электронов 60-120 эВ /21/. При этом градиентный радиус плазмы a был около 12 см. Соответствующее значение $\tau_{p\perp} / \tau_{Bohm} \sim (2-3) \times 10^4$, где $\tau_{Bohm} = \frac{8eB}{3cT} a^2$, $B \approx 4$ кГс. Ранее в /10/, где подробнее описана процедура измерения $\tau_{p\perp}$ в соленоиде GAMMA-10, приведено значение $\tau_{p\perp} > 0,5$ сек в керне плазмы с радиусом 8 см, плотностью около 10^{12} см⁻³, с поперечной и продольной ионной температурой около 1.8 и 0.1 кэВ, соответственно. Градиентный радиус a был около 8 см. Если принять $T \sim T_{i\perp}$, то в этом случае $\tau_{i\perp} / \tau_{Bohm} > 10^5$.

Приведенное в /11/ энергетическое время жизни изотропных ионов $\tau_{ie} \sim 0,6$ сек при плотности плазмы 4×10^{12} см⁻³ не выглядит достаточно обоснованным. Тем не менее, если исходить из приведенного в /11/ измеренного значения $\tau_{i\parallel} \sim 2$ сек (вероятно на оси) и принять $\tau_{ie\parallel} = \frac{3}{2} \frac{\tau_{i\parallel}}{1 + \frac{\phi_c}{T_{ie}}}$ по Пастухову, то при температуре изотропных ионов, близкой к температуре электронов в 250 эВ, когда передачей энергии изотропными ионами электронам можно пренебречь, можно оценить $\tau_{ie\parallel}$. При $T_{ie} \sim 250$ эВ из формулы Пастухова для $n\tau_{i\parallel}$ находим $\phi_c \sim 1.4$ кВ, соответственно $\tau_{ie\parallel} \sim 0.45$ сек. Поперечные потери частиц в плазменном керне диаметром 16 см много меньше продольных /10/. Поэтому можно полагать, что в приосевой области мог достигаться параметр удержания энергии ионов $n\tau_{ie} \sim 1.8 \times 10^{12}$ см⁻³ сек.

В /16,19/ приводятся результаты измерений энергетического времени жизни основной популяции электронов τ_{ee} в центральной части ловушки GAMMA-10 между термобарьерами с температурой около 100 эВ и плотностью $(0.5-1) \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Учитывался нагрев электронов горячими ионами в центральном соленоиде и высокотемпературными электронами, проникающими в область между термобарьерами из концевых пробкотронов, где осуществляется ЭЦР-нагрев. Концентрация электронов с высокой температурой 4 кэВ была около 1%. По более поздним измерениям высокотемпературная популяция электронов в соленоиде имела температуру 3 кэВ с плотностью в 2% от полной плотности электронов /15/. Максимальное время удержания энергии электронов в приосевой области $\tau_{ee} \sim 0.5$ сек получено при достаточно глубоких термобарьерах $\phi_b \geq 9T_{ec}$. Однако скорость энергетических потерь электронов вычислена из разности на порядок более высоких скоростей нарастания энергосодержания и нагрева электронов. Поэтому точность определения высоких значений τ_{ee} очень плохая. Из отмеченной на рис. 19 в /19/ возможной ошибки следует, что $\max \tau_{ee} > 0.1$ сек.

Измеренная в /19/ зависимость τ_{ee} от T_{ec} и ϕ_b совпадает с энергетическим временем удержания электронов термобарьерами по классической формуле Пастухова. Это может быть объяснено тем, что электроны, ушедшие через термобарьеры, при прохождении ионных барьеров нагреваются сильным СВЧ-полем в них за один пролет до высокой температуры около 1 кэВ и выше и выбывают из основной популяции электронов с температурой $T_{ec} \sim 100$ эВ.

Если принять, что максимальное измеренное в /19/ энергетическое время удержания электронов $\tau_{ee} \sim 0.5$ сек при $\phi_b \geq 9T_{ec}$ определяется в основном аномальными поперечными потерями, то при градиентном радиусе плазмы $a \sim 8$ см и температуре электронов $T_{ec} \sim 100$ эВ получаем для электронов отношение

$$\frac{\tau_{ee}}{\tau_{Bohm}} \sim 10^4, \text{ которое только на порядок меньше достигнутого отношения}$$

$$\frac{\tau_{ii}}{\tau_{Bohm}} \sim 10^5 \text{ для ионов.}$$

Следует отметить, что в /22/ измерялись энергетические времена удержа-

ния всех ионов со средней энергией около 3 кэВ и электронов с температурой около 100 эВ в центральном соленоиде ловушки GAMMA-10 в режиме, при котором амбиполярное продольное удержание было чрезвычайно слабым: $\phi_c \sim T_{ic}$ и $\phi_b \sim 5T_{ec}$. Измеренные в этом режиме времена удержания $\tau_{ie} \sim 7$ мсек и $\tau_{ee} \sim 2$ мсек определяются только плохим продольным удержанием и не могут быть отнесены к аномальным поперечным потерям.

1.3. Высокотемпературные популяции электронов, формируемые в концевых пробкотронах ЭЦР-нагревом, имеют не очень большое время жизни и являются источниками быстрых электронов в ловушке. Высокоэнергичная популяция электронов в термобарьере с температурой $T_{eh} \gg \phi_{bE}$ образуется ЭЦР-нагревом на 2-ой гармонике, удерживается магнитным полем и уходит в конус потерь. В /17-19, 23/ приводятся результаты экспериментальных исследований формирования, геометрии, энергетического спектра и диффузии в конус потерь высокоэнергичной популяции электронов с температурой $T_{eh} = 50-60$ кэВ в термобарьерах установки GAMMA-10. Высокотемпературные электроны из ионных барьеров могут удерживаться в ловушке как магнитным полем, так и в значительной степени электростатическими барьерами ϕ_e . Как это экспериментально показано в /19/ функция распределения электронов в ионных барьерах установки GAMMA-10 имеет плато с максимальной энергией $\phi_{pb} \frac{R_{pb}}{R_{pb} - 1} \sim 5.4$ кэВ, что соответствует "сильному" ЭЦР-нагреву этих электронов /24/.

Проводился энергетический анализ электронов, выходящих из ловушки /25/. Наблюдались высокоэнергичные электроны из термобарьера с энергией до 500 кэВ. Более интенсивный поток наблюдался в энергетическом диапазоне до 10 кэВ. Этот поток состоял из высокотемпературных электронов с температурой в диапазоне 2-6 кэВ (в котором регистрировались электроны в соленоиде /16, 19,15/) и из горячих электронов с температурой 0.5-1 кэВ. Максимальное значение удерживающих электроны потенциалов составляло $\phi_e \sim 3.7$ кВ /25/. Такая высота электронных барьеров недостаточна для хорошего удержания даже горячих электронов.

Неожиданным отягчающим обстоятельством оказалось наблюдение ин-

тенсивного потока электронов на плазмоприемники с энергией в диапазоне до 10 кэВ, который превосходил поток ионов в 20-100 раз /26-28/. При этом поток горячих электронов с температурой 0.5-1 кэВ преобладал и составлял свыше 80% (до 99%) общего потока электронов /28/.

Значительное превышение потока электронов над потоком ионов из ловушки связано, прежде всего, со вторичной электронной эмиссией (ВЭЭ). Коэффициент ВЭЭ при бомбардировке плазмоприемников электронами имеет максимум, превышающий единицу, как раз в области энергии большинства горячих электронов /26/. При температуре вторичных электронов ~ 10 эВ несмотря на большое пробочное отношение магнитного поля в концевой области большинство вторичных электронов, ускоряясь, проникают в концевой пробкотрон. Из рис. 1 в /26/ и рис. 2 в /28/ следует, что в потоке электронов на плазмоприемники не наблюдались низкотемпературные электроны. По-видимому, отраженных магнитным полем вторичных электронов с температурой ~ 10 эВ было очень мало или они разогревались какой-либо неустойчивостью. Вторичные электроны за один пролет ионного барьера существенно нагреваются сильным СВЧ-полем и захватываются в концевой пробкотрон. Затем вследствие многократного рассеяния они вылетают из пробкотрона на плазмоприемники. Из-за высокого коэффициента ВЭЭ и слабого отражения вторичных электронов магнитным полем происходит многократное повышение электронных потоков на плазмоприемники и в обратном направлении.

Плотность потока электронов на плазмоприемник и их энергетический спектр измерялись прибором, установленным на боковой линии магнитного поля, сдвинутой примерно на 4 см от оси в центральном соленоиде /25-28/. На рис. 2 представлено типичное распределение потенциала по этой силовой линии в концевой части ловушки по /28/. Важной особенностью этого распределения является превышение потенциала во внешней пробке над потенциалом во внутренней пробке. Вследствие этого в пространстве скоростей пробкотрона, представленном на рис.3б, появляется коническая щель между областью удержания электронов в пробкотроне III и областью пролетных электронов из центральной части ловушки II.

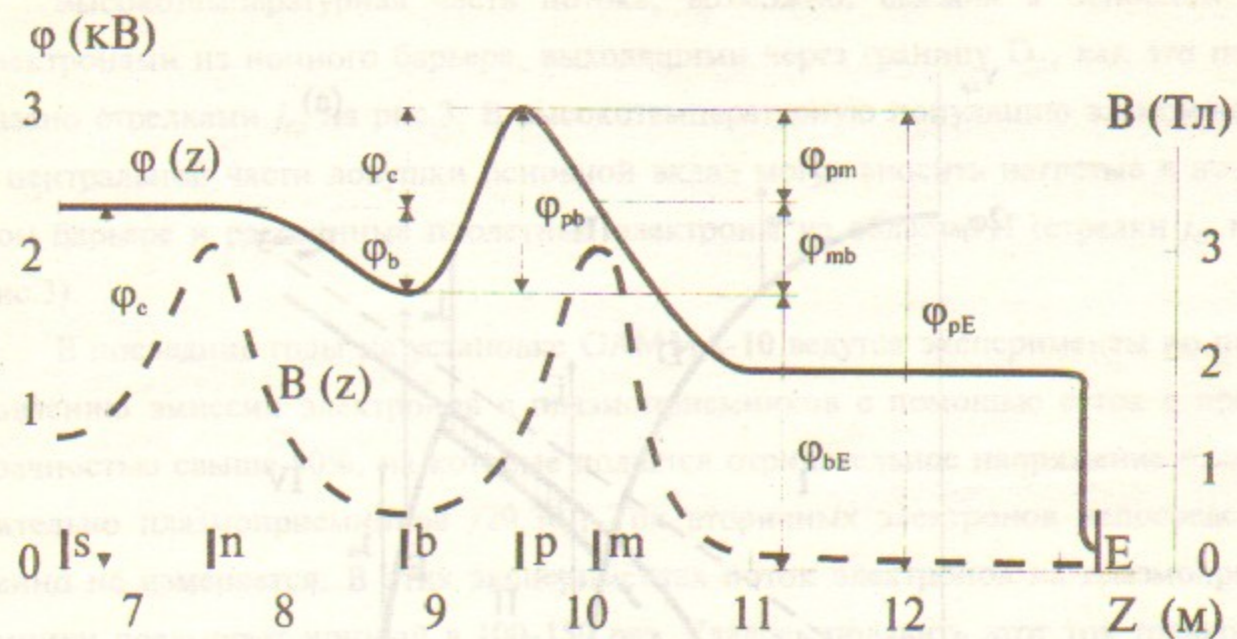


Рис.2. Распределение потенциала по приосевой линии магнитного поля в концевой части ловушки GAMMA-10 по /28/. *n* и *m* - внутренняя и наружная пробки концевой пробкотрона, *b* - термобарьер в средней плоскости концевой пробкотрона, *p* - ионный барьер, *E* - концевой плазмоприёмник.

При пробочном отношении магнитного поля в концевой области $R_{mE} = 300$ и распределении потенциала по рис.2 в пробкотрон проникают вторичные электроны с поперечной эмиссионной энергией до 8.6 эВ. Они являются главным источником электронов на поверхности *E* (рис.3). При этом их количество нарастает к периферии поверхности *E*. Большинство этих электронов за один пролет ионного барьера получают большую поперечную энергию от резонансного СВЧ-поля и захватываются в пробкотрон, как это показано стрелками j_{es} на рис. 3а. После их многократного рассеяния они могут попасть в коническую щель потерь на плазмоприемник, не проникая в центральную часть ловушки (см. рис.3б). По-видимому, эти нагретые вторичные электроны и составляют основную часть потока электронов на плазмоприемники с температурой до 1 кэВ. Небольшая часть вторичных электронов при пролете ионного барьера может замедляться и попадать с поверхности *E* в область II, что будет означать их попадание в центральную часть ловушки.

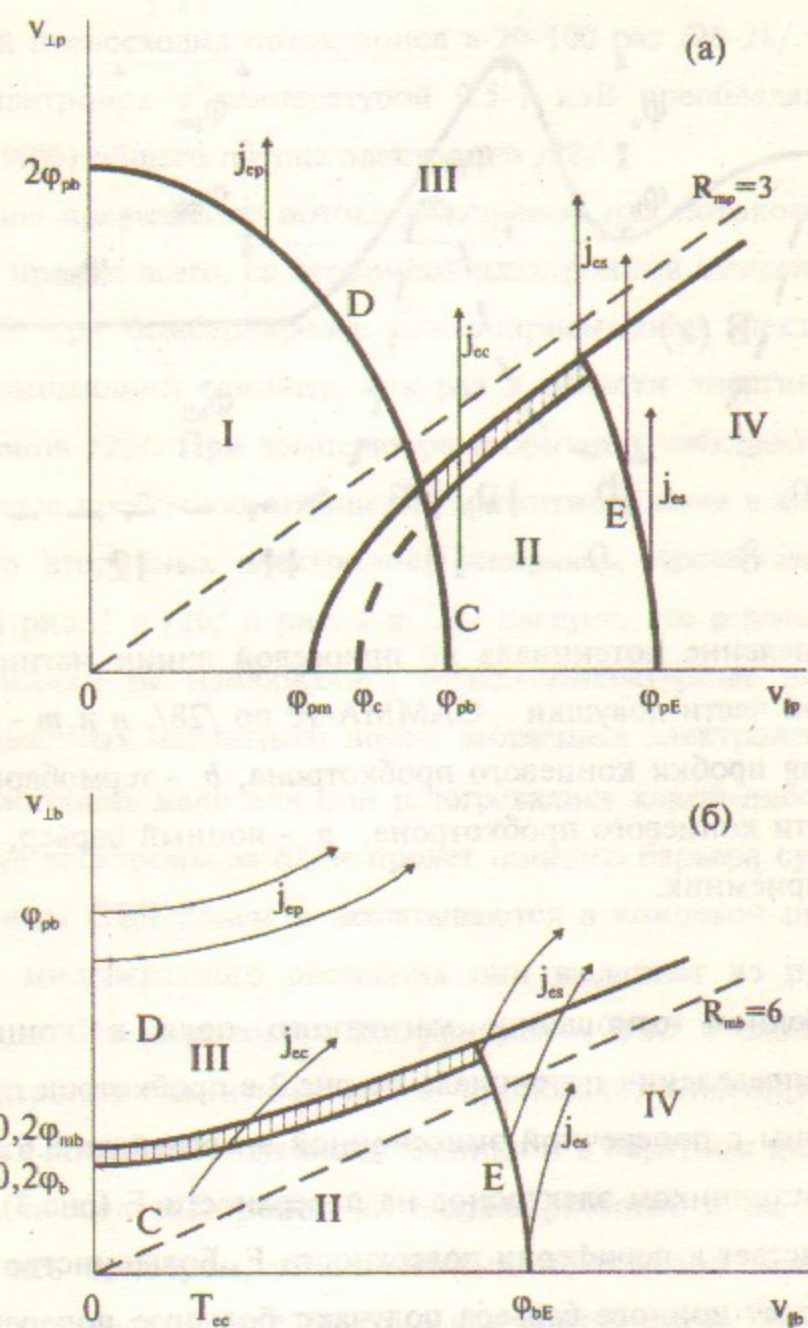


Рис.3. Пространство скоростей электронов в ионном барьере /а/ и в термобарьере /б/. Величины характерных скоростей обозначены соответствующими потенциалами по рис.2. I - область захваченных в ионный барьер электронов, II - область пролётных электронов из центральной ловушки, III - область захваченных в концевой пробкотрон электронов, IV - конус потерь на концевой плазмодриёмник. Заштрихована область пролётных электронов только в соседнее запробочное пространство. Стрелками обозначены потоки электронов под воздействием "сильного" ЭЦР-нагрева в ионном барьере.

Высокотемпературная часть потока, возможно, связана в основном с электронами из ионного барьера, выходящими через границу D, как это показано стрелками j_{ep} на рис.3. В высокотемпературную популяцию электронов в центральной части ловушки основной вклад могут вносить нагретые в ионном барьере и рассеянные пролётные электроны из области II (стрелки j_{ec} на рис.3).

В последние годы на установке GAMMA-10 ведутся эксперименты по подавлению эмиссии электронов с плазмодриёмников с помощью сеток с прозрачностью свыше 80%, на которые подается отрицательное напряжение относительно плазмодриёмников /29,30/. Ток вторичных электронов непосредственно не измеряется. В этих экспериментах поток электронов на плазмодриёмники превышает ионный в 100-150 раз. Удалось подавить этот ток только в 2 раза вместо ожидаемого ослабления примерно в 5 раз. В /31/ сообщается об обнаружении потока холодных ионов на тыльную поверхность плазмодриёмников, равного примерно половине потока электронов на плазмодриёмники из ловушки. Это означает наличие в концевых пробкотронах ловушки больших поперечных потерь ионов, превышающих в ~ 50 раз поток ионов на плазмодриёмники из ловушки. Возможно это связано с тем, что в последние годы в концевых пробкотронах GAMMA-10 не генерируются плещущиеся ионы, а ионная популяция в ионных барьерах создается ионизацией газа электронами, разогреваемыми мощным СВЧ-полем. Если действительно половина электронного потока из ловушки обязана газовым разрядам в ионных барьерах, то другая половина этого потока, превосходящая поток ионов более чем в 50 раз, является результатом эмиссии вторичных электронов.

Описанные качественные представления о поведении электронов в концевой части ловушки позволяют понять ограниченность электронной температуры в центральном соленоиде ловушки GAMMA-10 и объяснить это относительно небольшим энергетическим временем продольного удержания как электронов основной популяции (для которых в основных режимах удерживающий потенциал $\phi_b = (4-5) T_{ec}$), так и для высокотемпературных электронов с температурой порядка или выше ϕ_e и горячих электронов, для которых удерживающие потенциалы незначительно превышают температуру.

1.4. Итак, в амбиполярных (тандемных) ловушках TMX, TMX-U и

GAMMA-10 было повышено продольное удержание частиц в 9...1000 раз по сравнению с классическим пробкотроном. В приосевой области центрального соленоида GAMMA-10 при плотности плазмы $4 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ достигнуты параметры удержания $n\tau_p \sim 0.8 \times 10^{13} \text{ см}^{-3} \text{ сек}$ и $n\tau_{ie} \sim 2 \times 10^{12} \text{ см}^{-3} \text{ сек}$, которые примерно в 50 раз выше достигнутых в лучшем классическом пробкотроне 2ХПВ /32/. Относительно умеренное повышение параметра $n\tau_p$ связано с тем, что температура изотропных ионов центрального соленоида GAMMA-10 значительно ниже ионной температуры в 2ХПВ. Достигнуто достаточно высокое поперечное время удержания: максимум $\tau_{i\perp} \sim 10^5 \tau_{Bohm}$, максимум $\tau_{e\perp} > 10^4 \tau_{Bohm}$.

Достигнутая температура плазмы в центральном соленоиде не достаточно высокая: максимум $T_{ec} \sim 280 \text{ эВ}$, максимум температуры изотропных ионов $T_{ic} \sim 450 \text{ эВ}$. Это связано с тем, что основная популяция электронов в центральной части ловушки удерживается только термобарьерами, высота которых в основных режимах ловушки не превышает электронные барьеры в классическом пробкотроне. Запробочные электронные барьеры в GAMMA-10 не работают нормально из-за сильного ЭЦР-нагрева электронов в ионных барьерах и вторичной эмиссии электронов из плазмоприемников.

Для улучшения удержания электронов в ловушке GAMMA-10 необходим переход к слабому ЭЦР-нагреву в ионных барьерах и устранение притока газа в эти барьеры. Понижение магнитного поля во внутренних пробках приведет к попаданию быстрых электронов из концевых пробкотронов в центральную ловушку (см. рис. 4), где значительная часть их до ухода в конус потерь успеет потерять энергию до подбарьерной (см. раздел 2). Повышение плотности изотропной плазмы в центральном соленоиде может быть достигнуто увеличением плотности плещущихся ионов в ионных барьерах.

1.5. Кроме приведенных выше основных экспериментальных результатов как на установках ТМХ, ТМХ-У и GAMMA-10, так и на других амбиполярных ловушках Phaedrus /33/, Тага /34/ и НІЕІ /35, 36/ были получены важные результаты по физике удержания и устойчивости плазмы. Обширные исследования по микроустойчивости плазмы проведены на установках ТМХ и ТМХ-У /37/ и на установке GAMMA-10 /38, 39/.

В развитии амбиполярной ловушки важнейшую роль сыграли реализации

наклонной инжекции атомарных пучков в пробкотроны /4/, термобарьеров /5/, управления поперечным электрическим полем в плазме /6/ и высокого вакуума с коэффициентом рецилинга водорода на стенках вакуумной камеры, близким к единице /40/. При наклонной инжекции ионов в концевые пробкотроны достигнута, в частности, микроустойчивость в их средней плоскости, где подавлены самые опасные микронеустойчивости: дрейфово-конусная (ДКН) и альфвеновская циклотронная (АИЦН).

2. ПРОБЛЕМА ПРОДОЛЬНОГО УДЕРЖАНИЯ ЭНЕРГИИ ПЛАЗМЫ В ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЛОВУШКЕ

Для продольного удержания плазмы в амбиполярной ловушке контролируемо формируются на концах электрические амбиполярные барьеры только для удержания ионов /41/. Намного более подвижные электроны удерживаются автоматически положительным потенциалом плазмы относительно запробочных плазмоприемников. Положительной зарядкой плазмы уходящими электронами этот потенциал подстраивается к значению, при котором обеспечивается равенство потерь электронов и ионов. Ионные барьеры с потенциалом ϕ_c относительно центральной ловушки (соленоида) формируются в концевых пробкотронах в магнитном поле $B_p > B_s$, где B_s - поле в соленоиде. Концевые плазмоприемники находятся в расширенном магнитном поле $B_E \ll B_s$. Их потенциал ϕ_c , отрицательный относительно соленоида, удерживает электроны. Плавающий потенциал плазмоприемников обычно отрицательный относительно корпуса ловушки. Коррекцией этого потенциала можно регулировать поперечное распределение потенциала плазмы в соленоиде относительно стенок вакуумной камеры.

2.1. Время продольного удержания ионов в центральной ловушке $\tau_{i\parallel}$ при

$R_{ps} = \frac{B_p}{B_s} > 1$ определяется формулой Пастухова /42, 43/

$$\tau_{i\parallel} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \tau_{ic} G \left(\frac{R_{ps}}{2} \right) \frac{\phi_c}{T_{ic}} \left(1 + \frac{T_{ic}}{2\phi_c} \right)^{-1} e^{\frac{\phi_c}{T_{ic}}}, \quad (1)$$

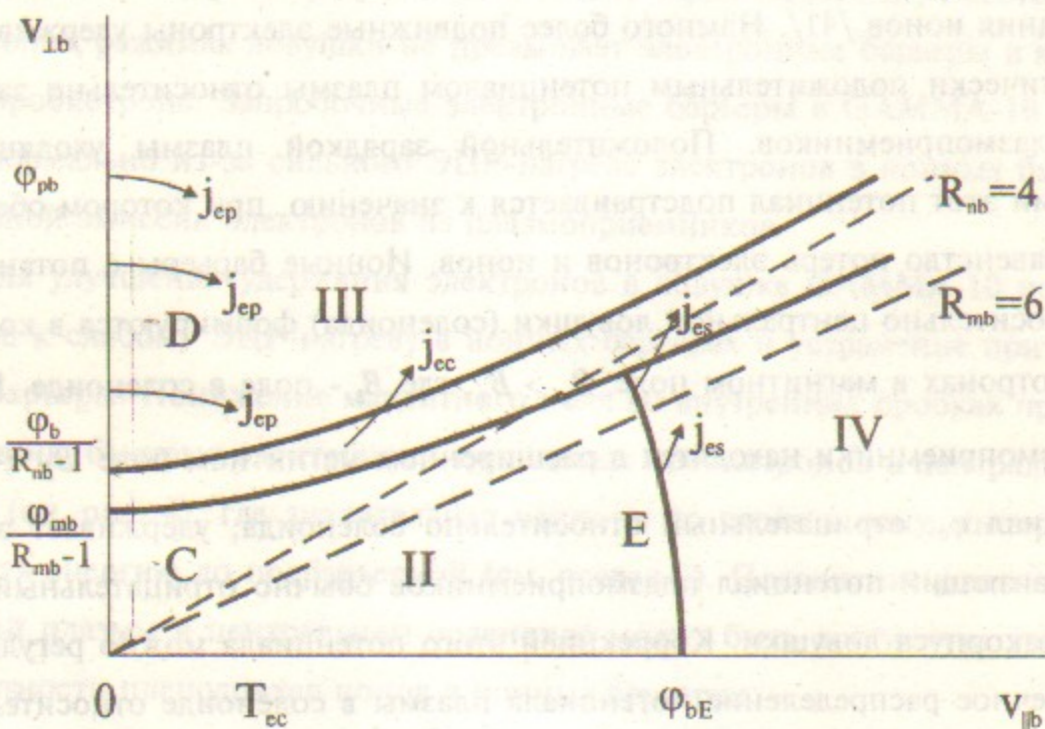
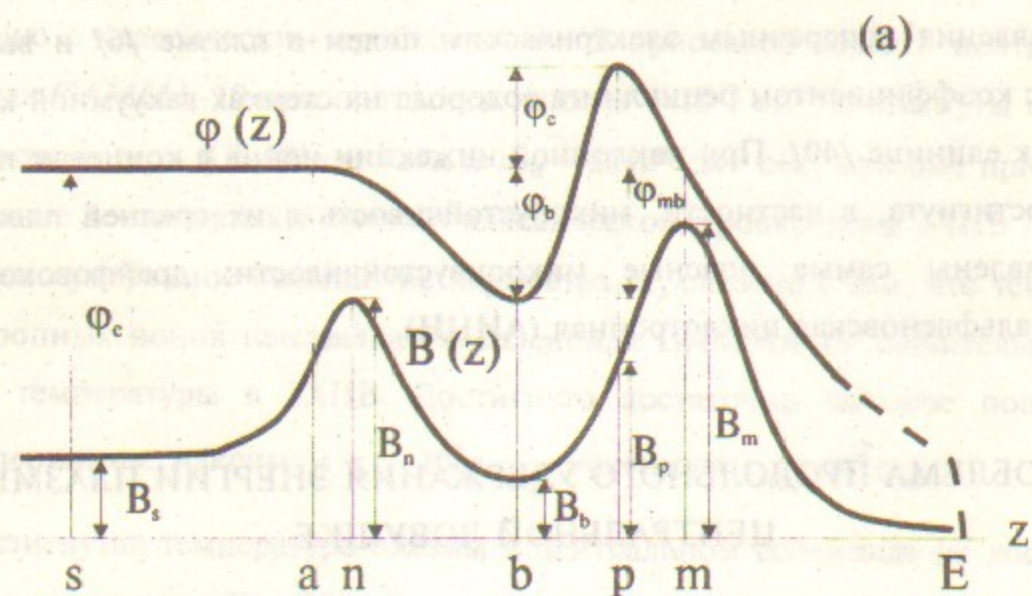


Рис.4. Распределение магнитного поля и потенциала при $B_n < B_m$ (а) и соответствующее пространство скоростей электронов в термобарьере (б). Обозначения по рис.2 и 3. Заштрихована область пролётных электронов только в центральную ловушку. Стрелками обозначены потоки электронов при "слабом" ЭЦР-нагреве в ионном барьере.

где $\tau_{ic} = \frac{1}{\pi\sqrt{2}} \frac{\sqrt{M_i}}{e^4 \lambda_i n_c} T_{ic}^{3/2}$, $G(x) = \sqrt{1 + \frac{1}{x}} \ln \frac{\sqrt{1 + \frac{1}{x}} + 1}{\sqrt{1 + \frac{1}{x}} - 1}$.

Отношение магнитного поля на плазмодриемнике B_E к полю в соленоиде $R_{Es} = \frac{B_E}{B_s} \ll 1$, поэтому время жизни электронов $\tau_{e||}$ определяется формулой

Коена и др. из /45/:

$$\tau_{e||} = \frac{\sqrt{\pi}}{4} \tau_{ec} e^{\frac{\phi_e}{T_{ec}}}, \text{ где } \tau_{ec} = \frac{1}{\pi\sqrt{2}} \frac{\sqrt{m}}{e^4 \lambda_e n_c} T_{ec}^{3/2}. \quad (2)$$

При $\tau_{e||} = \tau_{i||} = \tau_{p||}$ и $T_{ec} = T_{ic} = T_c$ из (1,2) следует

$$\frac{\phi_c}{T_c} = \frac{\phi_e}{T_c} + \ln \left[2\sqrt{\frac{M_i}{m}} \frac{\lambda_e}{\lambda_i} G\left(\frac{R_{p3}}{2}\right) \frac{\phi_c}{T_c} \left(1 + \frac{T_c}{2\phi_c}\right)^{-1} \right]. \quad (3)$$

Средняя энергия, выносимая ионом, $\langle \varepsilon_{i||} \rangle = T_{ic} + \phi_c$; а средняя энергия, уносимая электроном, $\langle \varepsilon_{e||} \rangle = \phi_e$. Продольное энергетическое время жизни плазмы при $T_{ec} = T_{ic}$

$$\tau_{e||} = \tau_{p||} \frac{3T_c}{\phi_e + \phi_c + T_c}. \quad (4)$$

Имея ввиду поперечные энергетические потери плазмы следует принять $n\tau_{e||} > n\tau_F$, где $n\tau_F \approx 1.5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ сек}$ для D-T реактора при температуре $T_{ic} = 20-25 \text{ кэВ}$ по Лоусону. Условие $n\tau_{e||} > n\tau_F$ выполняется при высоте ионного барьера $\phi_c = (4-4.5) T_c$. Для $T_c = 20 \text{ кэВ}$, $n_c = 2 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $R_{ps} = 2.5$ этим значениям ϕ_c соответствуют электронные барьеры $\phi_e = (10.9-11.8) T_c$ и величины $n\tau_{e||} = (2-4) \times 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ сек}$. При этом доля энергии, уносимой электронами, $\frac{\langle \varepsilon_{e||} \rangle}{\langle \varepsilon_{i||} \rangle} = \frac{\phi_e}{\phi_e + \phi_c + T_c}$ составляет ~68%.

Создание термобарьеров для электронов между центральной частью ловушки и ионными барьерами, предложенное в /44/, позволяет формировать ионные барьеры при низкой плотности замагниченных ионов в них n_p , благодаря чему многократно снижается мощность на поддержание замагниченных ионов, пропорциональная n_p^2 .

При "слабом" ЭЦР-нагреве электронов в ионном барьере высота этого барьера ϕ_c определяется формулой /45, 46/:

$$\varphi_c = \left(\frac{T_{ep}}{T_{ec}} - 1 \right) \varphi_b - T_{ep} \ln \left(\gamma \frac{n_c}{n_p} \sqrt{\frac{T_{ec}}{T_{ep}}} \right), \quad (5)$$

где T_{ep} - температура электронов в ионном барьере, φ_b - глубина термобарьера. Коэффициент $\gamma > 1$ учитывает рассеяние в ионный барьер высокоэнергичных электронов из термобарьера /46/. Формула (5) справедлива при $\exp - \frac{\varphi_{pb}}{T_{ep}} \ll 1$

когда кулоновское рассеяние электронов преобладает над их резонансным нагревом. Для выполнения последнего условия необходимо ограничить амплитуду СВЧ-поля в ионном барьере величиной, оцененной в /24/. Формула (5) справедлива как для одиночных барьерных пробкотронов, в которых сочетаются ионный барьер и термобарьер (по рис. 4а), при условии $R_{pb} < \frac{\varphi_{pb}}{T_{ep}}$, так и

для двоянных барьерных пробкотронов по рис. 5 при условии $R_{hp} \gg \frac{T_{ec}}{\varphi_{pb}}$

/45/. В двоянных пробкотронах термобарьер и ионный барьер разделены магнитным холмом (см. рис.5) и вследствие этого коэффициент $\gamma = 1$.

Обозначения разностей потенциалов φ и отношений магнитных полей R двойными индексами здесь и далее по рис. 2, 4а и 5.

Для $\varphi_{pb} = \varphi_c + \varphi_e = 2.5T_{ep}$, $\gamma \frac{n_c}{n_p} = 3$ из (5) определим, что для достижения высоты ионных барьеров $\varphi_c = (4-4.5)T_{ec}$ достаточна глубина термобарьеров $\varphi_b = 4.2T_{ec}$. При этом отношение температур $\frac{T_{ep}}{T_{ec}} = 3.3-3.5$. При увеличении отношения $\frac{n_c}{n_p}$ необходимая глубина термобарьеров φ_b увеличивается, но до приемлимой величины.

При "сильном" ЭЦР-нагреве электронов в ионном барьере высоту этого барьера в одиночном барьерном пробкотроне можно определить по формуле из /24/:

$$\varphi_c = T_{ec} \left[\frac{3\sqrt{\pi}}{4} \left(1 - \frac{1}{R_{pb}} \right) \frac{n_p}{n_c} e^{\frac{\varphi_b}{T_{ec}} \frac{1}{1 - R_{pb}}} \right]^{\frac{2}{3}} - \varphi_b \quad (6)$$

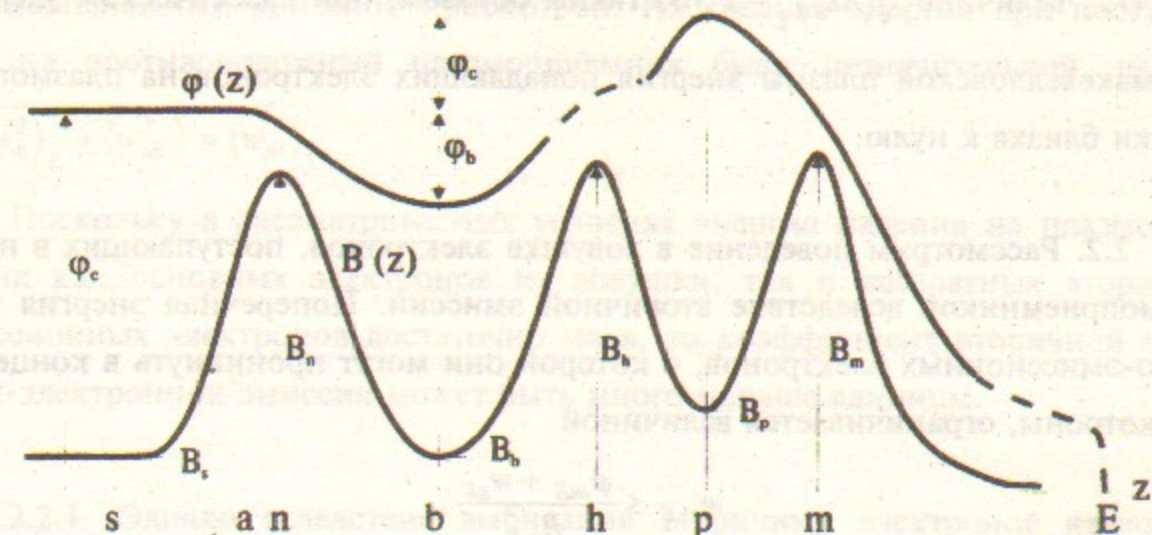


Рис.5. Распределение магнитного поля и потенциала в двоянном концевом пробкотроне.

Для небольших значений $\frac{n_c}{n_p}$ и R_{nb} из формулы (6) получим $\varphi_b < \varphi_c$. Однако

для $\frac{n_c}{n_p} > 3$ и $R_{nb} > 10$ и для "сильного" ЭЦР-нагрева электронов в ионном барьере $\varphi_b > \varphi_c$.

2.1.1. Для максвелловского распределения электронов в центральной ловушке в случае ее малой длины покидающие ловушку электроны попадают на плазмодриемники с нулевой энергией. При пролете длинной ловушки подбарьерные электроны рассеиваются по энергии с постоянной времени

$$\tau_{e2} = 1/4 \tau_{ec} \left(\frac{\varphi_e}{T_{ec}} \right)^{\frac{5}{2}}$$

За время пролета ловушки $t_{||} \approx \frac{L}{v_{||}(\varphi_e)}$ подбарьерные электроны испытывают

$$\text{энергетический разброс } \sqrt{\langle \Delta \varepsilon_e^2 \rangle}_L = \varphi_e \sqrt{\frac{t_{||}}{\tau_{e2}}}$$

Здесь L - длина ловушки, $v_{||}(\varphi_e)$ - скорость электронов с энергией φ_e . Вследствие этого электроны попадают на плазмодриемники с конечной средней энергией $\sqrt{\langle \Delta \varepsilon_e^2 \rangle}_L$. Для реактора длиной $L \sim 100$ м, $n_c = 2 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T_c = 20$ кэВ,

$\varphi_c = 4T_c$ величина $\sqrt{\langle \Delta \varepsilon_e^2 \rangle_L} \sim 1$ эВ. Таким образом, при классическом удержании максвелловской плазмы энергия попадающих электронов на плазмприемники близка к нулю.

2.2. Рассмотрим поведение в ловушке электронов, поступающих в нее с плазмприемников вследствие вторичной эмиссии. Поперечная энергия вторично-эмиссионных электронов, с которой они могут проникнуть в концевые пробкотроны, ограничивается величиной

$$w_{s \perp E} \leq \frac{\varphi_{mE} + w_{sE}}{R_{mE}}, \quad (6)$$

где w_{sE} - полная энергия вторичных электронов из плазмприемников. Эти электроны в центре концевых пробкотронов (в термобарьерах) будут иметь поперечную энергию

$$w_{s \perp b} = w_{s \perp E} R_{bE} \leq \frac{\varphi_{mE} + w_{sE}}{R_{mb}}. \quad (7)$$

Граница конуса потерь электронов в концевых пробкотронах в сторону плазмприемников определяется уравнением

$$w_{\perp b}^* \frac{w_b^* + \varphi_{mb}}{R_{mb}},$$

где $w_{\perp b}^*$ и w_b^* - граничная кинетическая поперечная и полная энергия частиц в термобарьерах. Полная кинетическая энергия вторичных электронов в термобарьере

$$w_{sb} = \varphi_{bE} + w_{sE}.$$

Подставляя это выражение в уравнение границы конуса потерь с учетом соотношения $\varphi_{bE} + \varphi_{mb} = \varphi_{mE}$ получим на границе конуса

$$w_{s \perp b}^* = \frac{\varphi_{mE} + w_{sE}}{R_{mb}}. \quad (8)$$

Из (7) и (8) следует $w_{s \perp b} \leq w_{s \perp b}^*$. Это означает, что прошедшие в концевые пробкотроны вторичные электроны все попадают во внешние конуса потерь. Если магнитное поле во внутренних пробках концевых пробкотронов B_n сделать меньше поля во внешних пробках ($R_{nb} < R_{mb}$), то внутренние конуса потерь будут охватывать внешние, несмотря на $\varphi_{mb} > \varphi_b$, как это показано на рис.46. При этом условии вторичные электроны, попавшие в концевой пробкотрон, без задержки пройдут в центральную ловушку и затем выйдут через

противоположный концевой пробкотрон. Их средняя энергия при поступлении на противоположный плазмприемник будет незначительной, равной $\sqrt{\langle \Delta \varepsilon_e^2 \rangle_L + \langle w_{sE}^2 \rangle} \approx \langle w_{se} \rangle$.

Поскольку в рассматриваемых условиях энергия падения на плазмприемник как основных электронов из ловушки, так и возвратных вторично-эмиссионных электронов достаточно мала, то коэффициент вторичной электрон-электронной эмиссии может быть много меньше единицы.

2.2.1. Однако вследствие выбивания вторичных электронов ионами с энергией $\varphi_{pE} + T_{ic}$ коэффициент эмиссии вторичных электронов на одну электрон-ионную пару σ_e может быть больше единицы. Оценим влияние потока вторичных электронов, протекающих через ловушку, на энергетическое время жизни электронов в ловушке. Поскольку время жизни вторичных электронов в ловушке равно времени пролета через нее $t_{\parallel} \ll \tau_{p\parallel}$, то плотность этих электронов в ловушке

можно оценить величиной $\Delta n_{es} = \sigma_e \frac{n_c}{\tau_{p\parallel}} t_{\parallel}$. По условию квазинейтральности должна уменьшаться плотность основных электронов на величину $\Delta n_{ec} = -\Delta n_{es}$ за счет уменьшения времени их жизни $\tau_{e\parallel}$ на величину $\Delta \tau_{e\parallel} = \tau_{p\parallel} \frac{\Delta n_{ec}}{n_c} = -\sigma_e t_{\parallel}$. При этом автоматически должен уменьшаться электронный барьер φ_e в соответствии с формулой (2) на величину $\Delta \varphi_e = T_{ec} \frac{\Delta \tau_{e\parallel}}{\tau_{p\parallel}}$. Из выражения энергетического времени жизни электронов $\tau_{ec\parallel} = \frac{3}{2} \frac{T_{ec}}{\varphi_e} \tau_{e\parallel}$ можно найти его относительное уменьшение

$$\frac{\Delta \tau_{ec\parallel}}{\tau_{ec\parallel}} = \frac{\Delta \tau_{e\parallel}}{\tau_{e\parallel}} - \frac{\Delta \varphi_e}{\varphi_e} \approx \frac{\Delta \tau_{e\parallel}}{\tau_{p\parallel}} \left(1 - \frac{T_{ec}}{\varphi_e}\right) \approx -\sigma_e \left(1 - \frac{T_{ec}}{\varphi_e}\right) \frac{t_{\parallel}}{\tau_{p\parallel}}. \quad (9)$$

Для выше приводимых реакторных параметров отношение $\frac{t_{\parallel}}{\tau_{p\parallel}} \sim 10^{-7}$. При

этом, как следует из (9) снижением энергетического времени жизни электронов вследствие вторичной эмиссии даже при $\sigma_e \gg 1$ можно пренебречь.

2.2.2. Однако, как указывалось в разделе 1, при формировании ионных барьеров φ_c "сильным" ЭЦР-нагревом на 1-ой гармонике поперечная энергия

вторичных электронов может значительно возрасти за один пролет области резонансного нагрева в ионном барьере (см. рис. 3). При "сильном" ЭЦР-нагреве, когда резонансный нагрев электронов преобладает над их кулоновским рассеянием в ионном барьере, электроны покидают ионный барьер с высокой средней поперечной энергией. Электроны с большой поперечной энергией удерживаются в концевых пробкотронах и могут иметь энергию значительно выше барьеров ϕ_e . В результате функция распределения электронов, удерживаемых в ловушке, становится в целом немаксвелловской со значительными высокотемпературными компонентами. Как следствие этого значительная часть электронов поступает на плазмоприемники из ловушки с высокой энергией. Вторичная электрон-электронная эмиссия резко возрастает, возникает "третичная" и т.д. электронная эмиссия. Увеличивается поступление вторичных электронов в ловушку. Энергозатраты на ЭЦР-нагрев электронов в ионном барьере возрастают.

Чтобы существенно ослабить указанные отрицательные эффекты ЭЦР-нагрева и вторичной электронной эмиссии, как нам представляется, необходимо:

- 1) удовлетвориться "слабым" ЭЦР-нагревом в ионном барьере;
- 2) магнитное поле во внутренних пробках концевых пробкотронов сделать заметно меньше поля во внешних пробках ($B_n < B_m$);
- 3) принять меры к уменьшению ВЭЭ и усилению отражения вторичных электронов из плазмоприемников на входе в концевые магнитные пробки.

При переходе от "сильного" к "слабому" ЭЦР-нагреву время жизни электронов в ионном барьере может увеличиться на порядок (соответственно уменьшится их выходящий поток), энергия выходящих из этого барьера электронов существенно понизится. При $B_n < B_m$ эти электроны могут выходить из концевых пробкотронов только в основную центральную часть ловушки (см. рис.46), будут удерживаться магнитными пробками во всей ловушке и их уход в конус потерь благодаря большим пробочным отношениям R_{ns} и R_{ms} будет относительно небольшим. При слабом ЭЦР-нагреве амплитуда СВЧ-поля в ионных барьерах значительно меньше (см. /24/) и его воздействие на пролетающие вторичные электроны из плазмоприемников существенно слабее.

2.2.3. Оценим уход в конус потерь центральной ловушки быстрых электронов, поступающих из концевых пробкотронов при $B_n < B_m$. Будем предполагать, что плотность быстрых электронов в центральной ловушке мала по сравнению с плотностью основной популяции электронов с температурой T_{ec} . Поведение быстрых электронов в центральном соленоиде со скоростью $v > 2.4v_{Te}$ в однородной плазме при $\rho_e \gg D$ может быть описано стационарным уравнением Фоккера-Планка в виде /47/

$$-\frac{\Pi}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \left(F + \frac{mT_{ec}}{p} \frac{\partial F}{\partial p} \right) - \frac{\Pi}{p^3 \sin \vartheta} \left(1 - \frac{mT_{ec}}{2p^2} \right) \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{\partial F}{\partial \vartheta} \right) = q, \quad (10)$$

где $\Pi = 4\pi e^4 m n_e \lambda$.

Здесь: D — дебаевский радиус, $F(p, \vartheta)$ и p — функция распределения и импульс быстрых электронов, q — источник быстрых электронов, λ — кулоновский логарифм. Предполагается симметрия распределения F относительно импульса p , а функция распределения основной популяции электронов изотропной максвелловской с температурой T_{ec} , поскольку $T_{ec} \ll \phi_e$. Плотности токов в импульсном пространстве в сферической системе координат для быстрых электронов определяются формулами /47/:

$$\begin{aligned} j_p &= -\Pi \frac{1}{p^3} \left(pF + mT_{ec} \frac{\partial F}{\partial p} \right), \\ j_\vartheta &= -\Pi \frac{1}{p^2} \left(1 - \frac{mT_{ec}}{2p^2} \right) \frac{\partial F}{\partial \vartheta}. \end{aligned} \quad (11)$$

Примем функцию распределения быстрых электронов, удерживаемых магнитными пробками, в виде

$$F = C e^{-\frac{p^2}{2mT_{ef}}} \ln \frac{\sin \vartheta}{\sin \vartheta_0} \quad (12)$$

где $\sin \vartheta_0 = \frac{1}{\sqrt{R_{ms}}}$, T_{ef} — температура быстрых электронов из концевых пробкотронов в центральной ловушке. Для такого вида $F(p, \vartheta)$ при $\frac{p^2}{mT_{ec}} > \frac{2\phi_e}{T_{ec}} \gg 1$

$$\begin{aligned} j_p &= -C\Pi \left(1 - \frac{T_{ec}}{T_{ef}} \right) \frac{1}{p^2} e^{-\frac{p^2}{2mT_{ef}}} \ln \frac{\sin \vartheta}{\sin \vartheta_0}, \\ j_\vartheta &= -C\Pi \frac{1}{p^2} e^{-\frac{p^2}{2mT_{ef}}} \operatorname{ctg} \vartheta. \end{aligned} \quad (13)$$

Поток быстрых электронов с энергией $\frac{p^2}{2m} > \varphi_e$ вниз по энергии в область, где электроны удерживаются потенциальными барьерами,

$$I_p = -8\pi m \varphi_e \int_{\vartheta_0}^{\frac{\pi}{2}} j_p \sin \vartheta \cdot d\vartheta. \text{ Поток таких быстрых электронов в конус потерь}$$

$$I_\vartheta = -4\pi \sin \vartheta \int_{\sqrt{2m\varphi_e}}^{\infty} j_\vartheta p \cdot dp. \text{ Используя формулы (11) получим отношение потоков}$$

$$\frac{I_\vartheta}{I_p} = \frac{1}{2} \frac{1}{K(1 - \frac{T_{ec}}{T_{ef}})} e^{\frac{\varphi_e}{T_{ef}}} \left[-E_i \left(-\frac{\varphi}{T_e} \right) \right], \quad (14)$$

$$\text{где } K = \frac{\ln \left[\left(1 + \sqrt{1 - \frac{1}{R_{ms}}} \right)^2 R_{ms} \right]}{2 \left(1 - \frac{1}{R_{ms}} \right)} - 1.$$

Из уравнения (10) при $\frac{m T_{ef}}{p^2} < \frac{T_{ef}}{2\varphi_e} \ll 1$ получим выражение для источника быстрых электронов для $F(p, \vartheta)$ по (12)

$$q(p, \vartheta) \approx 2 \frac{F(T_{ec})^{3/2}}{\tau_e} \frac{m T_{ep}}{p} \left[\left(1 - \frac{T_{ec}}{T_{ef}} \right) \ln \frac{\sin \vartheta}{\sin \vartheta_0} + \frac{m T_{ef}}{p^2} \right]. \quad (15)$$

Как видно из этого выражения источник q , соответствующий максвелловскому распределению быстрых электронов (12), должен быть относительно богаче

более медленными электронами. Для $F = C \cdot p e^{-\frac{p^2}{2mT_{ef}}}$, выражение для соответствующего источника q имеет вид, близкий к (15). Однако примерно $q \sim pq$, что означает ослабление обогащения источника более медленными электронами.

Тем не менее отношение $\frac{I_\vartheta}{I_p}$ в этом случае возрастает незначительно по сравнению с (14).

Из (14) найдем долю теряемых в конус потерь быстрых электронов с энергией $\frac{p^2}{2m} > \varphi_e$ при $B_n < B_m$, равную $\frac{I_\vartheta}{I_p + I_\vartheta}$. Электроны с энергией $\frac{p^2}{2m} > \varphi_e$ составляют долю от всех высокотемпературных электронов в ловушке с распределением (12), равную

$$\frac{\Delta n_f}{n_f} = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{\varphi_e}{T_{ef}}} e^{-t} \sqrt{t} dt.$$

В результате, в конус потерь будет уходить небольшая доля высокотемпературных электронов, равная $\frac{\Delta n_f}{n_f} \cdot \frac{I_\vartheta}{I_p + I_\vartheta}$. Функция распределения быстрых электронов из концевых пробкотронов в ловушке может быть неоднотемпературной. Приведенная оценка ухода в конус потерь может быть сделана отдельно для каждой популяции быстрых электронов.

2.2.4. Оцененная выше доля высокотемпературных электронов из концевых пробкотронов, выходящих из ловушки в магнитный конус потерь, будет приходить на плазмоприемники с повышенной энергией и вызывать вторичную эмиссию электронов. Все ионы падают на плазмоприемники с высокой энергией и будут выбивать из них электроны. Поэтому полезно уменьшать эмиссию и выход электронов с приемных поверхностей, а также следует трансформировать продольную энергию вторичных электронов в поперечную в области слабого магнитного поля у плазмоприемников, что приведет к их отражению сильным магнитным полем до входа в концевые пробкотроны и возврату на плазмоприемники с низкой энергией.

Из металлов, которые пригодны для изготовления плазмоприемников или для покрытия их поверхности, наименьшими коэффициентами ВЭЭ σ обладают бериллий, титан и алюминий, для которых $\max \sigma = 0.55, 0.83, 0.88$ соответственно при энергии падающих электронов $E_p = 200-300$ эВ /48/. Коэффициент σ монотонно падает до нуля с уменьшением $E_p \lesssim 200$ эВ. Энергетический спектр вторичных электронов в основном состоит из пика истинно вторичных электронов шириной 10 - 15 эВ с максимумом при 2-3 эВ и широкого распределения неупруго отраженных электронов со средней энергией около $0.5E_p$. Коэффициент эмиссии вторичных электронов с энергией выше 50 эВ η составляет для *Be* до 10%, *Ti* до 28% и *Al* до 24%/48/. Эти электроны с большей вероятностью будут отражаться нарастающим магнитным полем (с учетом электрического поля). Поэтому важное значение имеет максимум разности $\sigma - \eta$: для *Be* - 0.45, для *Ti* - 0.58 и для *Al* - 0.64. Рекомендуется использовать шероховатую рыхлую поверхность, что может уменьшать эмиссию вторичных электронов примерно в два раза /48/. По-видимому, рационально напылять титан на пескоструенную прогретую нержавеющей сталь.

Ионно-электронная эмиссия (ИЭЭ) под действием бомбардировки ионов

изотопов водорода чистых поликристаллических металлических поверхностей минимальна для металлов с атомным номером $11 \lesssim Z \lesssim 26$, слабо зависит от вида металла в этом интервале по Z и имеет характерную зависимость от скорости ионов. При малых скоростях имеет место только потенциальная ИЭЭ с коэффициентами для Al , Ti и Be 6 - 8%. С повышением скорости выше пороговой начинается кинетическая ИЭЭ. Коэффициент ИЭЭ повышается до единицы при скорости ионов водорода $\sim 2 \times 10^8$ см/сек и достигает максимума около 1.5 при скорости ионов около 4×10^8 см/сек, затем плавно снижается /49-51/. Для неочищенных металлических поверхностей в вакууме $\sim 10^{-6}$ Тор коэффициент ИЭЭ может превышать единицу во много раз и при скорости меньше 2×10^8 см/сек. Энергетический спектр электронов ИЭЭ близок к максвелловскому с температурой в несколько электрон-вольт /49/. Ионно-электронная эмиссия как и ВЭЭ существенно ослабляется на рыхлой поверхности. Для уменьшения ИЭЭ полезно покрывать плазмодриемники многими слоями металлической сетки из очень тонкой проволоки.

Эмиссию электронов с плазмодриемников можно уменьшить во много раз с помощью антиэмиссионных металлических сеток с высокой прозрачностью под отрицательным потенциалом в десятки вольт. Эксперименты по подавлению вторичных электронов такими сетками проводятся на установке ГАММА-10 /29-31/.

Для трансформации продольной энергии вторичных электронов в поперечную наиболее подходит способ, предложенный в /52/. Этот способ состоит в расположении сегментов плазмодриемника под наклонным углом к магнитному полю. При этом ускоряющиеся в дебаевском слое у поверхности вторичные электроны получают поперечную энергию, значительно превосходящую эмиссионную. Накачка поперечной энергии электронов в слабом магнитном поле резонансным СВЧ-полем представляется неподходящей из-за повышения энергии всех электронов, приходящих на плазмодриемники.

Таким образом, имеются возможности для исключения процесса размножения вторичных электронов и существенного уменьшения поступления их в ловушку.

2.3. Для создания термобарьера необходимо поддерживать в нем популяцию удерживаемых магнитным полем электронов с поперечной температурой

$T_{eh} \gg \varphi_b$. Это достигается ЭЦР-нагревом этих электронов на 2-ой гармонике. При $\varphi_b > 4T_{ec}$ требуется нагревать большую часть электронов в термобарьере плотностью $n_{eh} \approx n_b - n_c e^{-\frac{\varphi_b}{T_{ec}}}$. Мощность ЭЦР-нагрева пропорциональна n_{eh}^2 . Для снижения этой мощности до приемлемой величины необходимо $n_b \ll n_c$. Это условие легче выполнить в сдвоенном пробкотроне по рис.5, в котором исключается пребывание в термобарьере ионов из ионного барьера. В этом случае, $n_b = n_{pass} + n_{trap}$, где n_{pass} - плотность пролетных ионов из центральной ловушки в термобарьере, n_{trap} - плотность захваченных в термобарьер ионов, в основном, из-за рассеяния пролетных ионов. Плотность пролетных ионов можно выразить в виде:

$$n_{pass} = \frac{n_b}{1+g}, \text{ где } g = \frac{n_{trap}}{n_{pass}}.$$

Как показано в /53/, скорость захвата пролетных ионов в барьер

$$v_{trap} = \frac{1}{n_{trap}} \left(\frac{dn}{dt} \right)_{trap} \propto R_{nb}^{2/5} \frac{\varphi_b}{T_{ic}} \frac{1}{g^2}.$$

Это означает, что требуемая скорость откачки захваченных ионов из барьера быстро растет с уменьшением g . С другой стороны, при достаточно малом g ионы захватываются в основном в приграничный слой вблизи конуса потерь в пространстве скоростей /53/, что облегчает их откачку.

Плотность пролетных ионов в термобарьере уменьшается с ростом пробочного отношения R_{nb} и глубины барьера φ_b . При $R_{nb} \gg 1$ и $\varphi_b \gg T_{ic}$ по /45/:

$$\frac{n_{pass}}{n_c} \approx \frac{1}{R_{nb}} \sqrt{\frac{T_{ic}}{\pi \varphi_b}} \quad (16)$$

2.4. Плотность пролетных ионов в термобарьере пробкотрона описывается уравнением, полученным из законов сохранения энергии иона

$$E_i = \frac{M_i}{2} (v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2) + \varphi \text{ и магнитного момента } \mu_i = \frac{M_i v_{\perp}^2}{2B},$$

$$\frac{n_{pass}}{n_c} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} d\omega_{\perp}^2 \int_{\varepsilon}^{\infty} \frac{e^{-\varepsilon} d\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon + \phi - \omega_{\perp}^2}}, \quad (17)$$

где $\varepsilon = \frac{E_i}{T_i}$, $\omega_{\perp}^2 = \frac{\mu_i B}{T_i}$, $\phi = -\frac{\varphi}{T_i}$, ε^* - значение энергии иона на границе в пространстве скоростей, занятой пролетными ионами.

Полагая $n_{pass} = n_e = n_c e^{-\frac{\phi}{T_e}}$ и анализируя уравнения (17) с граничным условием $n_{pass}(B_n) = n_c$ Пеккер обнаружил скачки потенциала на дебаевской длине в точках $R(z) = R_{nb}/54$. В этих точках, в частности при $T_e = T_{ic}$, потенциал описывается уравнением по (17)

$$e^{-2\phi} = 1 - \text{erf}(\sqrt{\phi}) \quad (18)$$

Уравнение (18) имеет два решения: $\phi = 0$ и $\phi = \phi_{\pi} = 0.768$. Скачку потенциала Пеккера ϕ_{π} соответствует достаточно большой скачок плотности Δn_{π} . При $T_e = T_{ic}$

$$\frac{\Delta n_{\pi}}{n_c} = 1 - e^{-\phi_{\pi}} = 0.536$$

Несомненно скачки Пеккера могут вызывать отрицательные эффекты. Однако можно показать, что при $R_{ns} > 1$ скачки Пеккера могут не возникать.

2.4.1. Уравнение (17) справедливо не только для пробкотрона, но и для участка перед входом в пробкотрон со стороны соленоида. Оно может быть преобразовано к виду

$$\frac{n_{pass}}{n_c} = e^{\phi} \left[1 - \text{erf}(\sqrt{\phi}) + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\phi} e^{-\phi} - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \omega_{\parallel}^* e^{-\omega^2} d\omega^2 \right] \quad (19)$$

где $\omega^2 = \omega_{\perp}^2 + \omega_{\parallel}^2$, $\omega_{\parallel}^2 = \frac{M_i v_{\parallel}^2}{2T_i}$ и ω_{\parallel}^* - значение продольной скорости на границе области, занятой ионами.

Представляется реальным, что равновесная функция распределения ионов центральной ловушки нарушается не во входной пробке R_n , а до входа в пробку в некоторой точке "a" (см. рис.4а и 5) при $R_a < R_n$ и $R'_a > 0$. Здесь и далее штрих означает дифференцирование по z . Примем в граничной точке "a" $\phi_a = 0$ и $\phi'_a = 0$, что представляется наиболее естественным. В интервале от R_a до R_n потенциал ϕ монотонно возрастает от 0 до ϕ_n , ϕ' нарастает от нуля до конечной величины $\phi'_n > 0$, R' падает от R'_a до нуля, производная $\frac{d\phi}{dR}$ нарастает от 0 до ∞ . Продольное движение ионов определяется потенциалом

$$U = \omega_{\perp a}^2 \left(\frac{R}{R_a} - 1 \right) - \phi(R) \quad (20)$$

Имеет место $\max U(R) = U_1(R_1)$ при $\omega_{\perp a}^2 = R_a \frac{d\phi}{dR} \Big|_{R=R_1}$

При монотонном росте $\frac{d\phi}{dR}(R)$ с увеличением $\omega_{\perp a}^2$ значение R_1 увеличивается от R_a до R , а потенциал $U_1(R_1)$ монотонно растет от нуля до $U_1(R) = (R - R_a) \frac{d\phi}{dR} - \phi(R)$. При $R > R_1$, квадрат граничной (минимальной) скорости ионов

$$\omega_{\parallel}^{*2}(R_1 \omega_{\perp a}^2) = U_1(R_1) - U(R) \quad (21)$$

Соответствующая поперечная скорость $\omega_{\perp}^2(R) = \frac{R}{R_a} \omega_{\perp 0}^2$. Из (21) с подстановками по (20) можно получить:

$$\frac{\partial \omega_{\parallel}^{*2}}{\partial \omega_{\perp}^2} = - \left(1 - \frac{R_1}{R} \right) \quad \text{или} \quad \frac{\partial \omega_{\parallel}^*}{\partial \omega_{\perp}^2} = - \frac{1}{2\omega_{\parallel}^*} \left(\frac{R}{R_1} - 1 \right) \quad (22)$$

Из (21) и (22) найдем для $\omega_{\perp}(\omega_{\parallel}^*) = 0$

$$R_1 = R_a; \quad \phi_1 = 0; \quad \omega_{\parallel}^{*2} = \phi; \quad \frac{\partial \omega_{\parallel}^*}{\partial \omega_{\perp}^2} = - \frac{1}{2\sqrt{\phi}} \left(\frac{R}{R_a} - 1 \right) \quad (23)$$

Аналогично для $\omega_{\parallel}^* = 0$ найдем $R_1 = R$; $\phi_1 = \phi$; $\omega_{\perp}^2 = R \frac{d\phi}{dR}$ и $\frac{\partial \omega_{\perp}^2}{\partial \omega_{\parallel}^2} = 0$.

Условиям (22) и (23) при $R \rightarrow R_n$ удовлетворяет, в частности, следующая аппроксимация границы области, занятой ионами,

$$\omega_{\parallel}^* = \frac{\phi \sqrt{\phi} \frac{2R_a}{R - R_a}}{\omega_{\perp}^2 + \phi \frac{3R_a - R}{R - R_a}} \quad (24)$$

После подстановки (24) в (19) получим

$$\frac{n_{pass}}{n_c} = e^{\phi} [1 - \text{erf}(\sqrt{\phi})] + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\phi} + \frac{2}{\sqrt{\pi}} a \phi \sqrt{\phi} e^{a\phi} E_i(-a\phi), \quad (25)$$

где $a = \frac{2R_a}{R - R_a}$. При $n_{pass} = n_e(\phi) = n_c e^{-\phi}$ для $T_e = T_i$ из (25) получим

$$1 + \sqrt{\pi} \frac{sh\phi}{\sqrt{\phi}} - \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{e^{\phi}}{\sqrt{\phi}} \text{erf}(\sqrt{\phi}) = a \phi e^{a\phi} [-E_i(-a\phi)] \quad (26)$$

Поскольку аппроксимация (24) некорректна для $R < R_n$ в области $\omega_{\parallel}^* \rightarrow 0$, уравнением (26) можно воспользоваться только при $R = R_n$.

При $\frac{R_a}{R_n} < 0.743$ это уравнение не имеет корней, кроме $\phi=0$. При $\frac{R_a}{R_n} > 0.743$

уравнение (26) имеет кроме нулевого, два корня ϕ_1 и ϕ_{11} . При $\frac{R_a}{R_n} = 0.743$

$\phi_1 = \phi_{11} = 0,0715$, а с ростом этого отношения до единицы ϕ_1 падает до нуля, а ϕ_{11} возрастает до $\phi_n = 0,768$. При других аппроксимациях зависимости $\omega_{\parallel}^*(\omega)$ качественно получается тот же результат. Поскольку потенциал ϕ падает в пробкотроне независимо от граничных условий на входе в него ионного потока, перед входом в пробку должно установиться ненулевое распределение $\phi(R)$ с единственным решением $\phi_n = \phi_1 = \phi_{11}$. При этом граница области пролетных ионов в пробкотроне в пространстве скоростей несколько изменится, но на соотношение (16) это практически не повлияет.

2.5. Одной из важнейших является задача откачки ионов, захватываемых в термобарьере в основном в результате рассеяния пролетных ионов. Простейший метод откачки захваченных ионов состоит в их перезарядке в атомы на инжектируемых атомарных пучках с малым питч-углом, лежащим в конусе потерь пробкотрона. Ионы, образующиеся из инжектируемых атомов, уходят из пробкотрона (обычно в центральный соленоид), а атомы, образующиеся из захваченных ионов, могут уходить поперек магнитного поля. Возможность откачки захваченных ионов гелия из термобарьера таким методом рассмотрена в /55/. Однако из-за падения сечений перезарядки с повышением энергии ионов в реакторных условиях этот метод неэффективен.

В 1981 г. Балдвин предложил дрейфовую откачку с помощью перпендикулярных переменных магнитных полей, вызывающих радиальный дрейф ионов. Речь идет о возбуждении внешними токами низкочастотных волн в резонансе с частотой азимутального дрейфа захваченных ионов. Если эти волны имеют дискретный частотный спектр, а резонансы перекрываются, дрейф ионов становится стохастическим. В результате имеет место стохастическая диффузия захваченных ионов на поверхность плазмы, с которой они уходят вдоль магнитного поля /56/. Для лучшего проникновения возмущающих магнитных полей в плазму рационально ограничиться одной низкой азимутальной модой. Все примесные захваченные ионы будут удаляться при дрейфовой откачке одинаково с основными ионами, если в азимутальном дрейфе доминирует

$E \times B$ -дрейф. Рассматривались другие разновидности дрейфовой откачки: с резонансами на комбинации баунс частоты и частоты азимутального дрейфа, с возмущением дрейфовых поверхностей в барьерном пробкотроне поперечными электрическими полями, возбуждаемыми с торца вдоль магнитного поля.

Метод поперечной дрейфовой откачки, описанный, в частности, в /56/, является достаточно эффективным для пробкотронов с квадрупольным магнитным полем. Однако в осесимметричных пробкотронах дрейфовая откачка затрудняется из-за уменьшения радиальных смещений ионов /56/. В /57/ изучена селективная дрейфовая откачка ионов в осесимметричном барьерном пробкотроне с адекватной системой внешних токов, возбуждающих возмущающее магнитное поле. Показано, что достаточно слабые асимметричные поля специальной геометрии с продольным компонентом, вращающиеся с двумя частотами, близкими к частоте азимутального дрейфа, вызывают стохастическую радиальную диффузию захваченных ионов с достаточно высоким коэффициентом диффузии.

Поперечная откачка ионов из термобарьера приводит к снижению продольного времени жизни ионов в центральной ловушке больше, чем в

$$\frac{\tau_{i\parallel}}{\tau_{ic}} \cdot \frac{\langle n_b \rangle L_b \langle B_c \rangle}{n_c \cdot L_c \langle B_b \rangle} \text{ раз,}$$

где $\tau_{i\parallel}$ определяется формулой (1), L_b и L_c - длины термобарьера и центральной ловушки соответственно. В соответствии с формулой (1)

$$\frac{\tau_{i\parallel}}{\tau_{ic}} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} G\left(\frac{R_{ps}}{2}\right) \phi_c e^{\lambda} \left(1 + \frac{1}{2\phi_c}\right)^{-1}.$$

При $\phi_c = 4-4,5$ $\frac{\tau_{i\parallel}}{\tau_{ic}} = (0.64 - 1.2) \times 10^{-3}$.

В реакторе $\frac{\langle n_b \rangle L_b \langle B_c \rangle}{n_c L_c \langle B_b \rangle} \sim 3 \cdot 10^3$ и даже при $\phi_c = 4$ продольное время жизни

ионов уменьшается более, чем в 2 раза. По-видимому, полезно использовать поперечную откачку только для селективной откачки из термобарьера ионов примесей и продуктов термоядерной реакции.

2.5.1. Основные ионы - ионы термоядерного топлива, захваченные в термобарьер, необходимо откачивать обратно в центральную ловушку вдоль магнитного поля.

Одной из возможностей продольной откачки является раскачка баунс-колебаний захваченных в термобарьере ионов на параметрических резонансах. Выразим магнитное поле в барьере B_b через поле во входной пробке B_n через отношение $b = \frac{B_b}{B_n}$. Поскольку $b = \frac{1}{R_{nb}}$, то величину b из формулы (16) можно выразить в виде

$$b = \sqrt{\pi\phi_b} \frac{n_{pass}}{n_c} \quad (27)$$

При $T_e = T_{ic}$ плотность термических электронов в барьере $n_{eth} = n_c e^{-\phi_b}$ ($n_{eth} \approx n_b - n_{eh}$). Для реакторных параметров при $g = \frac{n_{trap}}{n_{pass}} \sim 2-3$ $n_{eth} < n_{pass}$,

что означает $b > \sqrt{\pi\phi_b} \cdot e^{-\phi_b}$. При модуляции магнитного поля B_b в соответствии с (27) могут модулироваться n_{pass} и ϕ_b . Однако при малой модуляции с достаточно высокой частотой плотность n_{eth} будет оставаться неизменной. Поэтому по условию квазинейтральности

$$\frac{dn_{pass}}{dt} = \frac{dn_{eth}}{dt} \quad \text{или} \quad \frac{d}{dt} \frac{b}{\sqrt{\pi\phi_b}} = \frac{d}{dt} e^{-\phi_b} \quad (28)$$

Из (28) следует

$$\frac{b}{\phi_b} \frac{d\phi_b}{db} = -\frac{1}{R_{nb}\phi_b\sqrt{\pi\phi_b}e^{-\phi_b} - \frac{1}{2}} \quad (29)$$

При $\frac{d\phi_b}{db} < 0$ и $n_{eth} < n_{pass}$ $\frac{e^{\phi_b}}{2\phi_b\sqrt{\pi\phi_b}} < R_{nb} < \frac{e^{\phi_b}}{\sqrt{\pi\phi_b}}$.

Для $\phi_b = 5$ $3.74 < R_{nb} < 37.4$, что не противоречит значению $R_{nb} \sim 10$ для реактора.

С помощью коаксиальных витков с переменным током, установленных в окрестности термобарьера можно модулировать b , поскольку при этом $\frac{\dot{B}_n}{B_n} \ll \frac{\dot{B}_b}{B_b}$. Пусть $b = \langle b \rangle [1 - \delta \sin(\omega t)]$, где $\delta \ll 1$. В соответствии с (29) будет изменяться потенциал

$$\phi_b = \langle \phi_b \rangle [1 + \varepsilon \sin(\omega t)] \quad (30)$$

При этом отношение $\frac{\varepsilon}{\delta}$ будет близким к единице. Для $\phi_b = 5$ и $R_{nb} = 10$ из (29) найдем $\frac{\varepsilon}{\delta} = 1.2$. Для параболической ямы квадрат собственной частоты колебаний захваченных в термобарьере ионов $\omega_0^2 = \frac{2U_{nb}}{M_i z_m^2}$, где U_{nb} - глубина

потенциала продольного движения ионов, z_m - аксиальный полуразмер ямы.

$$U_{nb} = \mu B_n \left(1 - \frac{1}{R_{nb}}\right) + \phi_b.$$

$$\text{Поскольку } \langle \mu B_n \rangle \approx T_{ic} \ll \phi_b \quad U_{nb} \approx \phi_b \quad \text{и} \quad \omega_0^2 \approx \frac{c^2}{z_m^2} \frac{2\phi_b}{M_i c^2} \quad (31)$$

Подставляя (30) в (31) получаем $\omega_0^2 \approx \langle \omega_0^2 \rangle [1 + \varepsilon \sin(\omega t)]$.

Уравнение продольного движения захваченных ионов в параболической яме $\ddot{z} + \omega_0^2 [1 + \varepsilon \sin(\omega t)] z = 0$ сводится к уравнению Хилла

$$\frac{d^2 z}{dx^2} + (\theta_0 + 2\theta_1 \cos 2x) z = 0 \quad (32)$$

где $x = \frac{\omega t}{2} - \frac{\pi}{4}$; $\theta_0 = \left(\frac{2\omega_0}{\omega}\right)^2$, $\theta_1 = \frac{\varepsilon}{2} \theta_0$.

Решение уравнения (32) по Флоке имеет вид

$$z(x) = C_1 e^{\lambda x} \psi(x) + C_2 e^{-\lambda x} \psi(-x), \quad (33)$$

где $\psi(x)$ - периодическая функция: $\psi(x + 2\pi) = \psi(x)$. Решение (33) неустойчиво при $\sqrt{\theta_0} = q = 1, 2, 3, \dots$. При $\theta_1 \ll 1$ для параметрического резонанса $q=1$ $|ch\pi\lambda| \approx 1 + \frac{\pi^2}{8} \theta_1^2$, соответственно $\lambda \approx \frac{\theta_1}{2}$. Соответствующий инкремент неустойчивости

$$\gamma = \lambda \omega_0 = \frac{\varepsilon \omega_0}{4} \quad (34)$$

Параметрические резонансы имеют место при $\omega_0 \geq \frac{1}{2} \omega$. Мощность и ширина резонансов падают с ростом $q = \frac{2\omega_0}{\omega}$.

Если инкремент раскачки захваченных ионов на первом параметрическом резонансе γ принять примерно равным скорости захвата ионов v_{tr} , то из (34) найдем, что необходимая амплитуда колебаний потенциала ϕ_b с частотой $\omega = 2\omega_0$ должна иметь величину

$$\varepsilon \gtrsim \frac{4v_{tr}}{\omega_0}$$

Скорость захвата ионов в прямоугольную яму можно оценить по формуле из /58/

$$v_{tr} \approx \frac{1}{g(g+1)} \frac{n_b}{n_c} \frac{1}{\tau_{ic}} \left[0.935(1 + 0.044 R_{nb}) \frac{g+1}{g^{0.7}} \right]^{10/3} \quad (35)$$

Для более реальной модели ямы скорость захвата в несколько раз больше /58/. Для дейтонов при $\phi_b \sim 5 T_{ic}$, $T_{ic} = 20$ кэВ и $z_m \sim 2$ м частота колебаний

$$\frac{\omega_0}{2\pi} \sim 250 \text{ кГц.}$$

Для $n_b \sim 0.1n_c \sim 2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $R_{nb} \sim 10$ и $g \sim 2$ ожидаемая скорость захвата дейтонов в реальную яму $v_{tr} \sim 100$. Соответственно необходимая относительная амплитуда потенциала $\varepsilon \gtrsim 2.3 \times 10^{-4}$.

При $B_n \sim 250 \text{ кГц}$ соответствующая амплитуда возмущения продольного магнитного поля в барьере $\Delta B_b \gtrsim 60 \text{ Гс}$ имеет достаточно небольшую величину.

Яма для захваченных ионов в термобарьере заметно отличается от параболической. При этом резонансная параметрическая раскачка захваченных ионов будет иметь место. Однако процесс может оказаться значительно сложнее и необходим более глубокий анализ его. Тем не менее, приведем на основании выше изложенного несколько качественных соображений, возможно поверхностных. Дно ямы может быть достаточно близким к параболическому с частотой собственных колебаний ω_{bott} . Если возмущение поля B_b осуществлять на частоте $\omega = 2\omega_{bott}$, то глубоко захваченные ионы будут выбрасываться со дна ямы на резонансе $q = 1$, а других параметрических резонансов может не быть, поскольку собственная частота колебаний ионов с большими амплитудами $\omega_0 < \omega_{bott}$. Однако наиболее важно откачивать мелко захваченные ионы, близкие к сепаратрисе, их частота $\omega_{sep} < \omega_{bott}$. Если ввести возмущение B_b на частоте $\omega = 2\omega_{sep}$, то могут иметь место параметрические резонансы с $q > 1$ для более глубоких частиц. Если таких резонансов будет немного и они не будут перекрываться, тогда не исключается хорошая параметрическая откачка "мелко" захваченных частиц.

2.5.2. Другая возможность обратной продольной откачки неглубоко захваченных в термобарьер ионов состоит в циклотронном резонансном нагреве этих ионов во время их пребывания во входной области между точками "а" и "н" по рис. 4а и 5. Несмотря на малое отличие пробочных отношений R_a и R_n расстояние между этими точками может быть значительным. Поскольку здесь область пролетных ионов в пространстве скоростей лежит выше по поперечной скорости области захваченных ионов, а при многократных прохождении резонансной циклотронной зоны захваченными ионами их средняя энергия возрастает /59/, может иметь место уход захваченных ионов через се-

паратрису в область пролетных ионов с последующим возвратом их в соленид.

2.6. Время удержания горячих электронов в термобарьере и в ионном барьере обратно пропорционально плотности горячих электронов. Поэтому мощность ЭЦР-нагрева, необходимая для поддержания популяций горячих электронов в барьерах, пропорциональна квадрату плотности этих электронов. Для снижения мощности ЭЦР-нагрева до приемлемой величины в реакторе необходимо снизить плотность в термобарьере до $n_b \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$, а в ионном барьере до $n_p \sim 2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Для снижения плотности $n_b = (g+1)n_{pass}$ необходимо, как следует из формулы (16), большое пробочное отношение $R_{nb} \gtrsim 10$, а магнитное поле $B_n \sim 250 \text{ кГц}$.

В экспериментах на установке GAMMA-10 удавалось реализовать режим амбиполярного удержания при $n_p < \frac{1}{2}n_c$ /10/.

Возможно ли уменьшить плотность в ионном барьере до $n_p \sim 0.1n_c$ и при каких условиях это возможно - важнейший вопрос, подлежащий изучению. По-видимому, $n_p \sim 0.1n_c$ легче реализовать в вдвоенном барьерном пробко-троне.

2.7. В заключение этого раздела перечислим главные компоненты проблемы продольного энергетического удержания плазмы.

1. Дополнительные энергозатраты, связанные с эмиссией электронов с плазмоприемников вследствие их бомбардировки быстрыми электронами и ионами. Имеется возможность ограничить поток вторичных электронов в ловушку на достаточно низком уровне. Полезно использовать только "слабый" ЭЦР-нагрев электронов в ионных барьерах и выполнять наружные магнитные пробки сильнее внутренних, что существенно уменьшает приток быстрых электронов на плазмоприемники, усиливающих ВЭЭ. Вторичные электроны, пролетающие ловушку без подогрева СВЧ-полями практически не снижают энергетическое время жизни электронов.

2. Откачка захваченных в термобарьеры ионов. Следует использовать продольную откачку основных термоядерных ионов обратно в центральную ловушку, чтобы избежать уменьшения времени их удержания. Возможна продольная параметрическая откачка ионов достаточно слабым переменным продольным

магнитным полем.

3. Существенное понижение плотности плазмы в термобарьерах и ионных барьерах для уменьшения мощности ЭЦР-нагрева в амбиполярном реакторе до приемлемой величины. Это возможно, если будут созданы пробочные катушки для концевых пробкотронов с полем до 25-30 тесла на основе новых сверхпроводников.

3. ПРОБЛЕМА МГД-СТАБИЛИЗАЦИИ ПЛАЗМЫ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ В ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ ГЕОМЕТРИИ

В первоначальной схеме амбиполярной ловушки /41/ предлагалось осуществлять МГД-стабилизацию плазмы с помощью концевых пробкотронов с квадрупольным компонентом магнитного поля, обеспечивающим средний "минимум B ". Позже предлагались концевые барьерные пробкотроны выполнять осесимметричными, а для МГД-стабилизации снаружи к ним пристыковывать пробкотроны - стабилизаторы (якоря) с "минимумом B ". В ловушке с квадрупольными (мультипольными) ячейками имеют место неоклассические поперечные потери плазмы, которые возрастают с повышением температуры плазмы и, соответственно, поперечных электрических полей в ней. В идеально осесимметричной ловушке неоклассические потери отсутствуют. В реальном магнитном поле небольшая асимметрия и неоклассический перенос возможны, но их можно снизить до незначительной величины. Кроме того, при сооружении осесимметричных ловушек существенно упрощаются инженерные проблемы и появляется возможность значительно повысить магнитное поле в пробках.

На возможность МГД-устойчивости плазмы в осесимметричном магнитном поле указывалось давно: Розенблют и Лонгмайер (1987 г.), Христофилос (1958), Андреолетти и Фюрт (1963), Перкинс и Пост (1963). В дальнейшем, особенно в 70-е и 80-е г.г., был предложен ряд новых способов МГД-стабилизации и выполнено значительное количество теоретических работ и ряд экспериментов, которые описаны в обзорах /60-62/. Однако большинство предложенных способов МГД-стабилизации имеют существенные ограничения, в частности, по величине β , или пригодны только для полой структуры плазмы с относительно небольшим поперечным размером плазмен-

ной оболочки полости.

3.1. В качестве основного метода МГД-стабилизации высокотемпературной плазмы в осесимметричной амбиполярной ловушке предлагается стабилизация проводящим кожухом в комбинации с эффектом КЛР при $\beta \sim 1$. При этом допускается значительный зазор между кожухом (стенкой) и плазмой.

Развитие этого метода тесно связано с исследованиями стабилизации плазмы высоко энергичными частицами, в первую очередь электронными кольцами /62/. На важную роль проводящей стенки при стабилизации плазмы электронным кольцом в пробкотроне Астрон указал Христофилос /63/. Проводящие стенки могут стабилизировать прецессионную моду. В /64/ было показано, что изотропная плазма прямолинейного тэта-пинча в проводящем кожухе устойчива относительно глобального поперечного смещения (мода $m = 1$), если

$$\beta > 1 - \left(\frac{r_p}{r_w} \right)^2, \quad (36)$$

где r_p и r_w - радиусы плазмы и стенки, соответственно.

Ранее в /65/ было установлено для плазмы в пробкотронах при $\beta \ll 1$, что высшие азимутальные моды $m \gg 2$ могут подавляться эффектом КЛР при условии

$$\frac{\rho_i^2}{r_p^2} > 2 \frac{r_p}{R_k}, \quad (37)$$

где ρ_i - ионный гирорадиус, R_k - радиус кривизны магнитного поля на радиусе r_p (без учета знака). Так обозначился один из путей стабилизации желобковой неустойчивости в осесимметричном поле.

В /66/ была показана возможность избежать МГД-неустойчивость плазмы в концевых пробкотронах амбиполярной ловушки с использованием высокоэнергичной популяции частиц в плазме. Была проанализирована дискообразная плазма с поверхностным диамагнитным током глубиной $\Delta \ll r_p$ в проводящем кожухе в параксиальном приближении. Для высокоэнергичной популяции принято $\beta_h \sim \left(\frac{2z_p}{L} \right)^2$, где L - длина пробкотрона, $2z_p$ - длина высокоэнергичной плазмы. Предполагалось наличие менее горячей популяции с $\beta_w \ll \beta_h$. В /66/ найдено условие устойчивости глобальной моды $m = 1$ в виде

(формулы 24 и 20):

$$\frac{1}{8} \frac{1}{\beta_h(1-\beta_1)} \left(\frac{\partial \beta_1}{\partial z} \right)^2 r_p R_k \left(1 + \frac{\psi_p}{\psi_w} \right) > 1, \quad (38)$$

где ψ_p и ψ_w - магнитные потоки (деленные на 2π), соответствующие радиусам r_p и r_w . Здесь и далее величины с нижними индексами h относятся к высокоэнергичной популяции частиц. При этом условии МГД-подобные и прецессионные моды становятся стабильными волнами с положительной энергией. Условие справедливо в низкочастотном пределе $\omega < \omega_k$, где ω_k - дрейфовая частота высокоэнергичных ионов из-за кривизны магнитного поля.

В /67/ рассмотрено взаимодействие прецессионных мод в концевых пробкотронах с поверхностными альфвеновскими волнами, возбуждающимися в центральной ловушке (соленоиде). Показано, что для моды $m = 1$ проводящие стенки, окружающие высокоэнергичную популяцию плазмы в концевых пробкотронах могут стабилизировать как прецессионные волны /66/, так и не допускать дестабилизацию альфвеновских волн в центральном соленоиде. Для $m \geq 2$ без КЛР-эффекта прецессионные моды дестабилизируются альфвеновскими волнами из центрального соленоида. С использованием работ /68,69/ проведен предварительный анализ КЛР-стабилизации для поверхностных (в слое Δ) мод $1 < m < \frac{r_p}{\Delta}$. В результате получено условие полной стабилизации плазмы с невысоким β :

$$\frac{m^2 - 1}{2} \frac{\rho_h^2 R_k}{r_p^2 \Delta} \beta_h + \frac{1}{8} \frac{1}{\beta} \frac{\beta_1^2}{z_p^2} r_p R_k \left(\frac{1}{m} + \frac{\psi_p}{\psi_w} \right) > 1. \quad (39)$$

Без учета поверхностных волн с использованием работы /69/ получено условие КЛР-стабилизации в виде

$$k_{\perp}^2 \rho_h^2 > \frac{2}{\beta_h} \frac{\Delta}{R_k}. \quad (40)$$

Формулы (39, 40) относятся к концевым пробкотронам.

3.2. Теория стабилизации проводящими стенками и КЛР-эффектами плазмы с высоким $\beta \sim 1$ для высокоэнергичной популяции развита Берком и др. /70/, как продолжение предыдущих работ /66, 67/. По-прежнему рассматривается плазма с трапециидальным распределением давления по потоковой координате ψ с радиальной протяженностью спада $\Delta \ll r_p$. Предполагается наличие теплой популяции плазмы с плотностью

$$n_w > n_h \frac{1 - \beta_h}{\beta_h} \quad \text{при } \beta_w \ll \beta_h. \quad (41)$$

где n_h - плотность высокоэнергичной популяции. Условие (41) является следствием пренебрежения слагаемого КЛР-эффекта, связанного с электрическим дрейфом /65/. В параксиальном приближении в низкочастотном пределе $\omega \lesssim \omega_k$ получено следующее условие полной МГД-устойчивости в виде:

$$g = 1 - G_{FLR} - G_{wall} < 0. \quad (42)$$

При $g > 0$, как правило, неустойчивы перестановочные моды и компрессионные моды (с возмущениями только продольного магнитного поля). Для $\psi_p = \psi_w$ величины G определяются формулами (34) и (35) из /70/. Без точного вычисления интегралов по длине эти формулы имеют вид:

$$G_{FLR}^{(m)} \approx \frac{m^2 - 1}{2} \frac{p_{\perp}}{p_{\perp} + p_{\parallel}} \frac{\beta_{\perp}}{1 - \beta_{\perp}} \frac{R_{kv} \rho_{\perp v}^2}{r_p^2 \Delta}, \quad (43)$$

где R_{kv} - радиус кривизны вакуумного поля без плазмы на радиусе $r_v = r_p$; $\rho_{\perp v}$ - поперечный гирорадиус высокоэнергичной популяции в вакуумном магнитном поле; β_{\perp} - значение поперечного β во внутренней области плазмы; p_{\perp} и p_{\parallel} - поперечное и продольное давления плазмы.

$$G_{wall}^{(m)} \approx \frac{3}{16} \frac{\frac{4}{3} |m|(1 - \beta) + m^2 (\beta - \frac{2}{3})}{\beta(1 - \beta_{\perp})^2} \left(\frac{\partial \beta_{\perp}}{\partial z} \right)^2 r_v R_v, \quad (44)$$

где $\beta = \beta_{\perp} \frac{p_{\perp} + p_{\parallel}}{2 p_{\perp}}$, R_v - радиус кривизны вакуумного поля на любом радиусе $r_v (r_v R_v \approx \text{Const})$. Формула (44) справедлива для $m < \frac{r_p}{\Delta}$. Для глобальной моды $m = 1$

$$G_{wall}^{(1)} \approx \frac{1}{16} \frac{\frac{4 p_{\perp}}{p_{\perp} + p_{\parallel}} - \beta_{\perp}}{\beta_{\perp}(1 - \beta_{\perp})^2} \left(\frac{\partial \beta_{\perp}}{\partial z} \right)^2 r_v R_v. \quad (45)$$

Используя соотношение $\frac{p_{\parallel}}{p_{\perp}} \approx \frac{z_p^2}{z_k^2}$, где $z_k^2 = \frac{1}{2} r_v R_v$, выражение (45) можно записать в виде:

$$G_{wall}^{(1)} \approx \frac{1}{8} \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}} \left(\frac{4 p_{\perp}}{p_{\perp} + p_{\parallel}} - \beta_{\perp} \right) \frac{\beta_{\perp}}{(1 - \beta_{\perp})^2}. \quad (46)$$

Откуда видно, что с ростом анизотропии плазмы $\frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}}$ величина $G_{wall}^{(1)}$ резко возрастает, а минимальное для устойчивости (критическое) β существенно

уменьшается.

Следует подчеркнуть, что при очень малом зазоре между плазмой и проводящей стенкой ($\psi_p \approx \psi_w$) величина G_{wall}^{lm} растет с увеличением полоидальной моды m и ограничивается при $m \sim \frac{r_p}{\Delta}$.

Для относительно небольших значений β влияние этого зазора на критерий стабильности в виде (42) аналитически оценивалось в работах /66,67/. Как следует из формулы (49) из /66/ величина

$$G_{wall}^{lm} \propto \frac{1}{m} + \frac{\psi_p}{\psi_w}.$$

Для $\beta \sim 1$ условие полной МГД-стабилизации для $\omega < \omega_k$ при $\psi_w > \psi_p$ можно найти, численно решая уравнение (29) из /70/. По-видимому, имеет место степенная зависимость от отношения $\frac{\psi_w}{\psi_p} = \frac{r_w^2}{r_p^2}$, которая может быть скомпенсирована повышением β_\perp .

3.2.1. При $\beta_\perp \sim 1$ частота градиентного дрейфа в нарастающем по радиусу периферийном магнитном поле $\omega_{vB} \gg |\omega_k|$. Отношение m -гармоники этой частоты в середине периферийного слоя $\bar{\omega}_{vB}$ к частоте баунс-колебаний ω_b можно представить в виде

$$\frac{\bar{\omega}_{vB}^{lm}}{\omega_b} \approx \frac{m \rho_{\perp v}}{2 \Delta} \sqrt{\frac{R_{kv}}{r_p}} \frac{\beta_\perp}{(2 - \beta_\perp)^{3/2}}. \quad (47)$$

При высокой частоте $\omega_k < \omega < \omega_{vB}$, преобладают магнитокомпрессионные по своей природе возмущения. При $\bar{\omega}_{vB} > \omega_b$, если даже $g < 0$, может возбуждаться магнитная дрейфово-компрессионная неустойчивость с отрицательной энергией, вследствие того, что поперечные градиенты давления плазмы и магнитного поля в периферийном слое Δ имеют противоположные направления. Для подавления дрейфово-компрессионной моды при $\bar{\omega}_v > \omega_b$ необходимо ограничить давление теплой популяции плазмы. Из /70/ это ограничение имеет вид

$$\beta_w \left(1 - \frac{\partial \beta_w}{\partial r} / \frac{\partial \beta_h}{\partial r} \right) < \frac{12}{m^2} \frac{1}{\beta_n^2} \frac{T_w}{T_h} \frac{r_p^2}{\bar{\rho}_i^2} \quad \text{при} \quad \frac{\partial \beta_w}{\partial r} < \frac{\partial \beta_h}{\partial r}, \quad (48)$$

где T_w и T_h - температуры теплой и высокоэнергичной популяций плазмы,

$\bar{\rho}_i$ - ионный гирорадиус в середине слоя Δ . Видно, что предел по β_w определяется высшей дрейфово-компрессионной модой $m \sim \frac{r_p}{\Delta}$. Из (48) следует, что допускается достаточно большая плотность теплой плазмы. При $\bar{\omega}_{vB} > \omega_b$ и выполнении условия (48) дрейфово-компрессионная мода распадается на две волны. Стабилизация этих волн возможна при подходящей смеси положительной и отрицательной диссипации. Даже при $\bar{\omega}_{vB} < \omega_b$ не исключено существование остаточных неустойчивостей /71/.

3.2.2. При МГД-стабилизации плазмы с высокоэнергичной популяцией с $\beta_\perp \sim 1$ по /70/ КЛР-коррекции отличаются от общепринятого КЛР-эффекта. Этот магнитокомпрессионный КЛР-эффект способен переводить коротковолновые возмущения ($m \geq 2$) с отрицательной энергией в волны с положительной энергией, что позволяет при наличии проводящих стенок обеспечить полную (прочную) МГД-стабилизацию плазмы. Для этого необходимо условие $G_{FLR}^{lm} > 1$ для $m \geq 2$. Используя формулу (43), это условие можно записать в виде

$$\frac{\bar{\rho}_\perp^2}{r_p^2} > \frac{4}{m^2 - 1} \frac{1}{\beta_\perp} \frac{1 - \beta_\perp}{2 - \beta_\perp} \left(1 + \frac{p_\parallel}{p_\perp} \right) \frac{\Delta}{R_{kv}}, \quad (49)$$

где $\bar{\rho}_\perp$ - поперечный ионный гирорадиус в середине слоя Δ . При ожидаемом, необходимом для стабилизации, $\beta_\perp \sim 0,8$ и $p_\parallel \sim p_\perp$, условие (49) почти совпадает с условием (40). По сравнению с условием стабилизации КЛР-эффектом азимутальных мод (37) условия (49, 40) в $\frac{r_p}{\Delta}$ раз мягче. Условие (49) для низшей моды $m = 2$ можно переписать в виде

$$\frac{\Delta}{\bar{\rho}_\perp} < \sqrt{\frac{3}{4} \beta_\perp} \frac{2 - \beta_\perp}{1 - \beta_\perp} \frac{p_\perp}{p_\perp + p_\parallel} \frac{R_k}{r_p} \frac{\Delta}{r_p}. \quad (50)$$

Для концевых пробкотронов $\frac{R_k}{r_p} \frac{\Delta}{r_p} \sim 20$ и при $\beta_\perp \sim 0,8$, допускается $\Delta \sim 6\bar{\rho}_\perp$, что достаточно благоприятно для ограничения микронеустойчивостей.

Для полной (прочной) МГД-стабилизации необходимо не только $g < 0$, но и для надежности $G_{FLR}^{[2]} > 1$, поскольку КЛР-эффект наряду с проводящими стенками ограничивает возбуждения с отрицательной энергией. Используя выражения (43,45) соотношение (47) можно переписать в виде:

$$\frac{\bar{\omega}_{\nabla B}^{(m)}}{\omega_b} = \frac{2m}{3} \sqrt{G_{wall}^{(m)} \cdot G_{FLR}^{(2)}} \frac{(1 - \beta_{\perp})^{2/3}}{(2 - \beta_{\perp})^2} \left(1 + \frac{p_{\parallel}}{p_{\perp}}\right) \frac{z_p}{r_p} \sqrt{\frac{r_p}{R_{kv}} \frac{r_p}{\Delta}}, \quad (51)$$

где m означает номер гармоники частоты градиентного дрейфа. Из (51) видно, что при выполнении условий прочной стабилизации $G_{wall}^{(m)} > 1$ и $G_{FLR}^{(2)} > 1$ при достаточно высоком значении β_{\perp} всегда можно достичь $\bar{\omega}_{\nabla B} < \omega_b$. Так, при

$$\beta_{\perp} \sim 0,8 \text{ и } \frac{r_p}{R_{kv}} \frac{r_p}{\Delta} < 1, \quad \frac{z_p}{r_p} \sim 5$$

$$\bar{\omega}_{\nabla B}^{(m)} < 0,2 \cdot \sqrt{G_{wall}^{(m)} \cdot G_{FLR}^{(2)}} \cdot \omega_b.$$

Если $\bar{\omega}_{\nabla B}^{(m)} < \omega_b$, мода $m = 1$ дрейфово-компрессионной неустойчивости не возбудится /70/.

В теоретическом анализе /70/ не учитывалось равновесное электрическое поле в плазме. В естественных условиях в амбиполярной ловушке на периферии плазмы поперечное электрическое поле $E_{\perp} > 0$ (направлено по радиусу). При этом частота электрического дрейфа $\omega_{E \times B}$ имеет противоположное направление с частотой градиентного дрейфа $\omega_{\nabla B}$. Их отношение в середине слоя Δ

$$\frac{\bar{\omega}_{\nabla B}}{\bar{\omega}_{E \times B}} = -\frac{\beta_{\perp}}{2 - \beta_{\perp}} \frac{T_{\perp h}}{e E_{\perp} \Delta}. \quad (52)$$

Электрическое поле не усилит возбуждение, по крайней мере, дрейфово-компрессионной неустойчивости, если $|\bar{\omega}_{E \times B}| < |\bar{\omega}_{\nabla B}|$ или

$$\bar{E}_{\perp} < \frac{\beta_{\perp}}{2 - \beta_{\perp}} \frac{T_{\perp h}}{e \Delta}. \quad (53)$$

Для определения влияния электрического поля на МГД-стабилизацию в общем виде необходим дополнительный анализ.

Таким образом, в осесимметричном пробкотроне возможна прочная (без возбуждений с отрицательной энергией) стабилизация высокотемпературной плазмы высокого давления в проводящем кожухе, если величины β и ρ_i достаточно велики (условие 42), а давление популяции с более низкой температурой ограничено (условие 48).

3.3. Кайзером и Перлстейном проведен анализ стабилизации проводящими стенками с учетом КЛР-эффектов баллонной моды $m = 1$ анизотропной и изотропной плазмы с $\beta \sim 1$ в центральном соленоиде осесимметричной ам-

биполярной ловушки /72/. Из линеаризованных МГД-уравнений с геометрическими и КЛР-коррекциями, полученных ранее в /73/ и других работах, синтезировано уравнение для определения устойчивости моды $m = 1$ плазмы высокого давления в осесимметричном поле. Из этого уравнения получено баллонное уравнение (11 в работе /72/). Для ступенчатого радиального профиля давления и изотропного распределения, исходя из этого уравнения баллонное уравнение можно записать в виде:

$$\left[(\Lambda y')' + \frac{B}{B_v} \Phi'' + \left(\frac{\omega^2 \rho}{B_v^2} - \beta \frac{r_p''}{r_p} \right) y \right] r_p B_v, \quad (54)$$

где $\Lambda = \frac{\psi_w + \psi_p}{\psi_w - \psi_p}$; B и B_v - магнитное поле в плазме и в вакууме, соответ-

ственно; $\Phi = r_p B \xi$, $y = r_p B_v \xi$, ξ - поперечное смещение, ρ - массовая плотность плазмы, штрих означает дифференцирование по оси z . Исходному уравнению соответствуют естественные граничные условия на торцах ловушки $\Phi'(\pm z_m) = 0$, где z_m - половина длины ловушки. Эти граничные условия проанализированы в работе /74/, где показано, что эти условия вытекают из зануления продольных токов возмущения в плазме на торцах. В приводимых ниже соотношениях введены дополнительные граничные условия $B_v'(\pm z_m) = 0$. При этом для изотропной плазмы, в которой $p'(z) = 0$, $B(\pm z_m) = 0$ и $y(\pm z_m) = 0$. Интегрируя (54) по z с весом $1/r_p B_v$ с указанными граничными условиями получим

$$\int_{-z_m}^{z_m} y dz \left[\frac{\tau \beta}{1 - \beta} \left(1 - \frac{1}{2} \beta\right) \frac{y'}{y} + \frac{1}{2} \frac{\tau^2 \beta^2}{(1 - \beta)^2} \left(1 - \frac{1}{2} \beta\right) + \beta \frac{r_p''}{r_p} - \frac{\omega^2 \rho}{B_v^2} \right] = 0, \quad (55)$$

где $\tau = \frac{B_v'}{B_v}$.

При этом замена слагаемого с кривизной произведена по соотношению /72/

$$\frac{r_p''}{r_p} = \frac{r_p''}{r_p} + \frac{B_v}{\eta} \left(\frac{\eta'}{B_v} \right)', \quad \text{где } \eta^2 = \frac{B_v}{B}.$$

В параксиальном приближении

$$\frac{r_p''}{r_p} = \frac{3}{4} \tau - \frac{1}{2} \frac{B_v''}{B_v}$$

и уравнение (55) можно представить в виде:

$$\int_{-z_m}^{z_m} y dz \left[\frac{\tau\beta}{1-\beta} \left(\frac{3}{2} - \beta \right) \frac{y'}{y} + \frac{\tau^2\beta}{(1-\beta)^2} \left(\frac{3}{2} - \beta \right) \left(\beta - \frac{1}{2} \right) - \frac{\omega^2\rho}{B_v^2} \right] = 0. \quad (56)$$

В случае близкого кожуха $\psi_w \rightarrow \psi_p$ величина $\Lambda \rightarrow \infty$. При этом, как следует из (54), $y'(z) = 0$. Условие устойчивости $\omega^2 > 0$ из (55) можно записать без точного вычисления интеграла в виде

$$\frac{1}{2} \frac{\tau^2\beta^2}{(1-\beta)^2} \left(1 - \frac{1}{2}\beta \right) + \beta \frac{r_v''}{r_v} > 0 \quad (57)$$

Поскольку $\frac{r_v''}{r_v} < 0$, обозначим $\left| \frac{r_v''}{r_v} \right| = \frac{1}{r_v R_v}$, где $R_v > 0$.

Для изотропной плазмы $p' = 0$ и $\beta' = -2\tau\beta$.

Заменяя, соответственно, r_v'' и τ условие (57) можно переписать без точного вычисления интеграла в виде

$$\frac{1}{8} \frac{1 - \frac{1}{2}\beta}{\beta(1-\beta)^2} \cdot \beta'^2 r_v R_v > 1. \quad (58)$$

Сравнивая это выражение с (45) мы видим, что левая часть (58) точно совпадает с членом G_{wall}^{III} для изотропной плазмы в условии устойчивости Берка и др. /70/. Из уравнения (56) при $y' = 0$ ($r_p = r_w$) для устойчивости моды $m = 1$ изотропной плазмы необходимо $\beta > \frac{1}{2}$.

Знак первого члена в уравнениях (55, 56) определяется знаком множителя $\tau \frac{y'}{y}$.

$$\tau \frac{y'}{y} = \sqrt{2\psi_p} \left(\frac{\tau^2}{2} \frac{1-2\beta}{1-\beta} + \tau \frac{\xi'}{\xi} \right). \quad (59)$$

Нетрудно показать, что $\tau \frac{\xi'}{\xi} < 0$, а 1-ый член этого выражения тоже отрицательный при $\beta > \frac{1}{2}$. Следовательно, $\tau \frac{y'}{y} < 0$. При удаленной стенке величина $y'(z) \neq 0$. Из (55, 56) следует, что при удалении стенки и соответствующем росте 1-го отрицательного члена минимальное значение β для МГД-стабилизации должно становиться заметно больше 1/2.

Разделим баллонное уравнение (54) на $y_r B_v$ и проинтегрируем по z при

$\Lambda = \text{Const}$. В результате получим соотношение между y' и Λ .

$$\int_{-z_m}^{z_m} dz \left[(\Lambda + 1 - \beta) \left(\frac{y'}{y} \right)^2 - \frac{1}{4} \frac{\tau^2\beta^2}{(1-\beta)^2} \alpha + \frac{\omega^2\rho}{B_v^2} \right] = 0, \quad (60)$$

где $\alpha = \frac{1}{\beta} [1 + (1-\beta)(7\beta-6)]$.

На границе устойчивости $\omega^2 \geq 0$ из (60) найдем для усредняемых величин

$$\frac{y'}{y} \leq -\frac{1}{2} \frac{\tau\beta}{(1-\beta)} \sqrt{\frac{\alpha(\beta)}{\Lambda + 1 - \beta}}. \quad (61)$$

В (61) перед корнем оставлен знак минус вследствие неравенства $\tau \frac{y'}{y} < 0$.

После подстановки (61) в (55) получим приближенное условие устойчивости, которое можно записать (без точного вычисления интеграла) в форме (45)

$$G_w^{III} = \frac{1}{8} \frac{1 - \frac{1}{2}\beta}{\beta(1-\beta)^2} \left(\frac{\partial\beta}{\partial z} \right)^2 r_v R_v \left(1 - \sqrt{\frac{\alpha(\beta)}{\Lambda + 1 - \beta}} \right) > 1. \quad (62)$$

При $\beta \rightarrow 1$, $\alpha \rightarrow 1$ и при $\Lambda \rightarrow 1$ ($r_w \rightarrow \infty$) плазма становится МГД-неустойчивой. Подстановкой (61) в (56) можно получить оценку (без вычисления интеграла) условия устойчивости в виде

$$\beta > \frac{1}{2 - \sqrt{\frac{\alpha(\beta)}{\Lambda + 1 - \beta}}}. \quad (63)$$

При $\beta \geq 0.65$ величина $\sqrt{\alpha} \approx 1$ с точностью до ~10%. Поскольку при $\beta < 0.544$ $\alpha < 0$, формулы (61-63) непригодны для больших значений Λ . Для $\frac{r_w}{r_p} \gtrsim 1.4$

($\Lambda \gtrsim 3$, $\beta \gtrsim 0.6$) оценка β на границе устойчивости по формуле (63) с точностью до нескольких процентов совпадает с результатами численного решения уравнения (54) в работе /75/, рис. 4в.

3.4. Для улучшения МГД-стабилизации проводящими стенками плазмы в центральном соленоиде амбиполярной ловушки Ли, Кеснер и ЛоДестро предложили использовать мелкомасштабную гофрировку магнитного поля вдоль соленоида /75/. На основе работы /72/ они записали выше приведенное уравнение стабильности (56) при $\Lambda = \infty$ ($y' = 0$) в виде

$$\int_{-z_m}^{z_m} dz \left[\left(\frac{B_v'}{B_v} \right)^2 \frac{\beta}{(1-\beta)^2} \left(\frac{3}{2} - \beta \right) \left(\beta - \frac{1}{2} \right) - \frac{\omega^2\rho}{B_v^2} \right] = 0. \quad (64)$$

При этом они обратили внимание на множитель $B_v'^2$ как весовую функцию, усиливающую вклад локальных значений $\beta > \frac{1}{2}$ в интеграл устойчивости. В /75/ приведены результаты численных расчетов зависимости величины β на границе устойчивости от гофрировки для различных относительных полей в пробках центральной ловушки и для различных зазоров между плазмой и стенкой. Для значительных пробочных отношений ловушки $R \sim 4$ гофрировка снижает минимально необходимое для стабилизации значение β на десятки процентов. Величина $(B_v')^2 \propto N^2 B_r^2$, где N - число гофр, B_r - амплитуда отклонения магнитного поля в гофрах от среднего значения. Амплитуда B_r ограничивается тем, что в минимумах поля значение β не должно заметно превышать единицу. Пространственная частота гофр ограничивается необходимостью радиального проникновения вариаций магнитного поля в плазму на глубину радиального спада давления плазмы.

Гофрировка магнитного поля может улучшать стабилизацию проводящими стенками не только МГД-моды $m = 1$, но и более высоких мод $m \geq 2$. Это следует из условия (44) $G_{wall}^{mi} > 1$, в котором множитель $\left(\frac{\partial \beta_{\perp}}{\partial z}\right)^2 = 4\beta^2 \left(\frac{B_v'}{B_v}\right)^2$ при усреднении благодаря мелкомасштабной гофрировке будет увеличиваться для любых мод $m < \frac{r_p}{\Delta}$.

3.5. Приведенные условия стабилизации проводящим кожухом рассчитаны для плазмы с резкой границей. Для реальных профилей плазмы, когда ее давление на периферии плавно спадает с радиусом, стабилизирующее воздействие проводящего кожуха ослабляется. В работе /74/ на основе /75/ получены зависимости критического β , требуемого для устойчивости моды $m = 1$, для некоторого класса радиальных профилей от толщины периферийного переходного слоя при различных значениях $\frac{r_w}{r_p}$. При изменении профиля плазмы от резкой границы до плавного перехода толщиной порядка радиуса плазмы критическое β возрастает от 0.5 до 0.75 для $r_p = r_w$; при $r_w = 1.3r_p$ критическое β возрастает от 0.6 до ~ 0.82 .

В /76/ рассмотрено влияние уменьшения длины проводящего кожуха на стабилизацию МГД-моды $m = 1$ изотропной плазмы. Показано, что в ловушке с большим пробочным отношением достаточно иметь проводящие стенки, относительно близкие к плазме, только на участке с неблагоприятной кривизной. Для ловушки с косинусоидальным распределением магнитного поля с пробочным отношением $R = 8$ не наблюдается заметного увеличения критического β при уменьшении длины проводящего кожуха от полной длины до четверти длины ловушки.

В /77/ исследовано поведение кольца с током в проводящем кожухе с конечной проводимостью. Показано, что нормальная прецессионная мода устойчива. Однако после затухания наведенного в кожухе кругового тока (нулевой моды) имеет место медленный поперечный дрейф, развивающийся за время затухания наведенного тока в кожухе. При толщине проводящей стенки d_w меньше глубины проникновения в стенку магнитного поля время развития этой медленной неустойчивости

$$\tau_{sl} \sim 2\pi \times 10^{-9} \sigma_w d_w, \quad (65)$$

где σ - удельная электрическая проводимость кожуха в $(\text{ом}\cdot\text{см})^{-1}$. Для $r_w \sim 100$ см $\tau_{sl} \sim 0.1$ с. В /78/ исследована неустойчивость из-за резистивности стенки изотропной плазмы в одиночной открытой ловушке, стабилизированной проводящим кожухом и мелкомасштабной гофрировкой, с β больше критического. Установлено, что при конечной проводимости стенок развивается медленная неустойчивая мода $m = 1$, время развития которой оценивается величиной τ_{sl} по формуле (65). Для подавления медленной неустойчивости требуется использовать дополнительный метод стабилизации.

3.6. Поскольку полная стабилизация плазмы имеет место только при β больше критического, то возникает задача поддержания устойчивости во время накопления плазмы. Хотя может существовать полоса устойчивости по β при его величинах меньше критического значения, однако при подходе к критическому β всегда существует полоса неустойчивости /70/. Поэтому необходимо в период накопления плазмы использовать дополнительные методы стабилизации или, возможно, накапливать плазму в стабилизирующих пробкотронах достаточно быстро. Если накопление производить за время, определяемое

формулой (65), то в неустойчивой полосе при подкритических, но достаточно высоких β , поперечное положение плазмы может стабилизироваться магнитным осесимметричным полем с благоприятной кривизной, возбужденным наведенными круговыми токами в кожухе. При этом не ясно, будет ли устойчивым продольное положение плазмы в кожухе с конечной проводимостью.

В /79/ исследована низкочастотная устойчивость плазмы в осесимметричных пробкотронах с конечным, но небольшим β по перестановочным, вращательным и баллонным модам в параксиальном приближении с учетом слабых эффектов КЛР и проводящих стенок. Аналитические результаты подкреплены и расширены численными расчетами. Показано, что при конечном давлении плазмы непосредственно около проводящей боковой стенки может быть стабилизирована мода $m = 1$ эффектом КЛР вследствие нулевого смещения плазмы около стенки и возбуждения радиальной моды. При гауссовском радиальном распределении горячей плазмы исследовано влияние на ее устойчивость гало из холодной плазмы. Если гало имеет хороший электрический контакт с торцевыми стенками за пробками и азимутальные моды в нем остаются устойчивыми, то в горячей плазме азимутальная мода $m = 1$, как и моды $m \geq 2$, сопровождается радиальной модой. В результате она стабилизируется эффектом КЛР.

На установке ММХ проведен эксперимент с плотной низкотемпературной плазмой в осесимметричном пробкотроне с проводящим кожухом при $r_p = r_w$ /80/. При повышении β с 0.25 до 0.35 наблюдался переход плазмы из неустойчивого состояния в устойчивое. Достигнуто $\beta = 0.6$. Однако температурное время жизни плазмы было коротким около 5 μ s. Поэтому здесь речь идет только о достижении начальной МГД-устойчивости. Кроме того, расчетное критическое β для стеночной стабилизации моды $m = 1$ составляет 0.85. Не исключено, что наблюдаемая в этом эксперименте МГД-устойчивость плазмы при β существенно ниже критического объясняется эффектами близости проводящей стенки и гало, проанализированными в /79/.

Результаты /79,80/ позволяют надеяться реализовать относительно устойчивый режим накопления плазмы в стабилизирующих пробкотронах до критического β кольцевыми лимитерами или стабилизацией гало. Стабилизация гало может осуществляться кольцевыми газоразрядными ячейками с

замкнутым холловским током на запорочных приемниках плазмы /81/ или запорочным магнитным полем с благоприятной кривизной /82/.

В ряде экспериментов в пробкотронах с удаленными стенками (ELMO, SM-1, STM и др.) были ЭЦР-нагревом получены кольцевые и дискообразные анизотропные популяции электронов с высоким β /83-85/. Эти результаты позволяют надеяться достигать критическое β электронной популяции без дополнительных способов стабилизации. В стабилизирующих пробкотронах амбиполярной ловушки может кратковременно на время накопления всей плазмы до критических β создаваться анизотропная дискообразная популяция высокоэнергичных электронов с β больше критического. Как следует из формулы (46) при значительной анизотропии популяции критическое β будет относительно невысоким. Поэтому нетрудно обеспечить запас устойчивости, достаточный для МГД-устойчивости плазмы во всей ловушке в период ее накопления до критических β .

Другой способ стабилизировать плазму в процессе накопления, предложенный в /70/, состоит в кратковременном возбуждении поперечных мультипольных магнитных полей в стабилизирующих пробкотронах. Благодаря эффекту КЛР для стабилизации плазменного столба допускается большое число полюсов. В результате даже при включенных мультипольных обмотках в период накопления нарушение аксиальной симметрии будет небольшим и можно обойтись без цилиндрических магнитного поля.

Возможно так же использование МГД-якорей в виде полукаспов, которые пристыковываются к концам амбиполярной ловушки. В полукаспах плазма с высоким β может поддерживаться только в период накопления плазмы в ловушке. Устойчивость плазмы к поперечному смещению в целом (мода $m = 1$) обеспечивается, в соответствии с энергетическим принципом, вкладом непараксиального члена, который в полукаспе является существенным, в потенциальную энергию возмущения /86/. Запас устойчивости полукаспов может компенсировать дефицит устойчивости всей накапливаемой плазмы и может быть обеспечена стабильность желобковых мод во всей ловушке.

В стационарном режиме полукаспы без собственной плазмы могут стабилизировать медленную поперечную неустойчивость вытекающим из ловушки и протекающим по полю с большой благоприятной кривизной в полукасп-

пах потоком плазмы. Без полукаспов медленная неустойчивость может стабилизироваться аналогично вытекающим потоком в запробочном расширяющемся магнитном поле с благоприятной кривизной /82/. Медленную неустойчивость можно стабилизировать эффектом line-tying, используя выше упомянутые кольцевые газоразрядные ячейки /81/ на приемниках плазмы в стационарном режиме. Возможно так же подавление медленного дрейфа плазмы системой с обратной связью. Однако это может привести к заметному снижению надежности стационарной работы амбиполярной ловушки.

3.7. Общая схема МГД-стабилизации плазмы высокого давления в осесимметричной амбиполярной ловушке должна выбираться с учетом обеспечения наилучших условий поддержания амбиполярных барьеров для продольного удержания плазмы. В /87/ было предложено совместить барьерные концевые пробкотроны с МГД-якорями. Для этого их выполнить осесимметричными с проводящим кожухом. В средней плоскости барьерных пробкотронов формируется термобарьер дискообразной анизотропной популяцией высокоэнергичных электронов. МГД-мода $m = 1$ может стабилизироваться этой популяцией электронов, если значение β этой популяции будет достаточно высоким. Критическое β при $\frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}} = 4$ и $r_p = r_w$ составляет около 0.32, как это следует из формулы (46). В проекте амбиполярного реактора MARS для электронной популяции в термобарьере $\beta = 0.5$. Таким образом имеется запас по β для реализации $r_w > r_p$ и для обеспечения запаса устойчивости (при $r_p = r_w$ $G_{wall}^{III} \approx 2.7$). Устойчивость высоких мод $m \geq 2$ может быть обеспечена плещущимися высокоэнергичными ионами и пролетными ионами из центрального соленоида за счет КЛР-эффектов. Сценарий накопления устойчивой плазмы высокого давления во всей ловушке может быть достаточно простым. Сначала создается электронная популяция в барьерных пробкотронах с β больше критического, затем накапливаются плещущиеся ионы, формируются барьеры. После этого накапливается и нагревается плазма в центральном соленоиде. Благодаря гофрировке магнитного поля соленоида в нем может поддерживаться плазма с высоким β .

В случае невозможности совмещения барьерных пробкотронов с МГД-якорем необходимы дополнительные МГД-стабилизирующие пробко-

троны - якоря. Во избежание неустойчивости на запертых частицах /88,89/ предпочтительно установить эти пробкотроны между центральным соленоидом и барьерными пробкотронами. Через эти встроенные МГД-якоря будет протираться до барьеров плотная плазма центрального соленоида. Рассеяние высокоэнергичных ионов стабилизирующей популяции в каждом якоре на этой плотной плазме сокращает время их жизни. В результате мощность для поддержания ионных популяций в якорях с высоким β для МГД-стабилизации существенно возрастает /87/.

В стабилизированной проводящими стенками плазме с высоким β в гофрированном соленоиде неустойчивость на запертых частицах может не развиваться /90/. Это позволяет присоединить стационарные МГД-якоря к концам ловушки последовательно за барьерными пробкотронами с низким β . В таких якорях время жизни стабилизирующей ионной популяции будет определяться рассеянием ионов только на частицах популяции. Мощность на поддержание этой популяции будет в несколько раз меньше, чем во встроенных якорях по предыдущей схеме. Выгодно принимать магнитное поле в центре концевых якорей минимальным, а пробочное отношение максимальным.

Однако концевые якоря в этой схеме не позволяют накопить плазму в соленоиде до β выше критического, поскольку при низких β в ней будет развиваться неустойчивость на запертых частицах. Поэтому необходим дополнительный кратковременный работающий стабилизирующий пробкотрон, встроенный в центр соленоида. Одновременно через этот пробкотрон можно подогревать плазму в соленоиде до термоядерной температуры. Сценарий ввода амбиполярной ловушки в устойчивый стационарный режим может быть следующим. Сначала вводятся в стабилизирующий режим концевые якоря. Затем запускаются барьерные пробкотроны и центральный встроенный якорь-нагреватель. После накопления и нагрева плазмы в соленоиде до β выше критического якорь-нагреватель выключается.

4. ОГРАНИЧЕНИЕ ПОПЕРЕЧНЫХ ПОТЕРЬ ПЛАЗМЫ

Полная осесимметричность ловушки исключает поперечные неоклассические потери плазмы. Реально такие потери будут определяться точностью из-

готовления и сборки магнитной системы и могут быть ограничены до требуемого уровня. Поперечный перенос плазмы будет определяться диффузией вследствие турбулентности плазмы. Наиболее опасной в длинном соленоиде является дрейфовая низкочастотная неустойчивость плазмы /91/. Эта неустойчивость может подавляться при высоком β /92/ и широм радиального электрического поля. Подавление дрейфовой неустойчивости широм электрического поля и соответствующее уменьшение поперечных потерь плазмы было реализовано на установке GAMMA-10 /21/. Поперечное время жизни ионов в керне плазмы достигало значения $\tau_{iL} = (3 \times 10^4 - 10^5) \tau_{Bohm}$ /21,10/. На небольшой амбиполярной ловушке НИИ /35/ наблюдалось значительное увеличение ширины электрического поля на периферии плазмы при положительном смещении потенциала лимитера. При этом снижался уровень дрейфовой турбулентности при повышенном градиенте плотности, а поперечное время жизни плазмы возрастало на порядок /93/. Высокочастотные неустойчивости менее опасны. Это показано, в частности, для электромагнитных волн в ионно-циклотронном диапазоне частот /94/.

По аномальному электронному теплопереносу имеются обнадеживающие экспериментальные результаты. Из измерений энергетического времени жизни основной популяции электронов в соленоиде установки GAMMA-10 /19/ следует, что энергетическое время удержания электронов (включая поперечные потери) может достигать величины $\tau_{ec} \sim 10^4 \tau_{Bohm}$.

Если в плазме низкого давления основным механизмом аномального поперечного переноса плазмы является электростатическая дрейфовая турбулентность, то в плазме с высоким $\beta \sim 1$ основной причиной аномального поперечного переноса может стать электромагнитная турбулентность. В плазме с магнитной турбулентностью может быть значительным аномальный электронный теплоперенос.

Обнадеживающим обстоятельством является идеальная изометрия осесимметричной ловушки /95/. Поэтому в ней отсутствуют вторичные плазменные токи, текущие вдоль силовых линий магнитного поля, не могут образовываться магнитные острова и области стохастичности магнитных силовых линий. Результаты теоретического анализа /70/, позволяют надеяться, что при выполнении условий полной (прочной) стабилизации, когда подавляются не только МГД-подобные и дрейфовокомпрессионные неустойчивости, но и не

возбуждаются волны с отрицательной энергией, низкочастотная электромагнитная турбулентность будет на очень низком уровне.

В экспериментальном реакторе на основе токамака ITER с радиальным полуразмером плазмы в 2.8 м принято удовлетворительное отношение

$$\frac{\tau_E}{\tau_{Bohm}} \sim 10^3.$$

Чтобы создать амбиполярный реактор с радиусом плазмы в соленоиде около 1 м, необходимо достичь в нем отношение $\frac{\tau_{eL}}{\tau_{Bohm}}$ более чем на порядок выше.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

Начиная с 50-х до конца 80-х годов в мире велись интенсивные теоретические и экспериментальные исследования по открытым ловушкам. Экспериментальные исследования начались на осесимметричных ловушках. В 1962 г. М.С.Иоффе с сотрудниками установил принцип "минимума В" /96/. На этой основе стали строить открытые ловушки с мультипольными поперечными магнитными полями, в которых легко достигать МГД-устойчивое удержание плазмы. В 1977-1978 г. г. Д.Д.Рютов и Г.В.Ступаков разработали теорию неоклассической поперечной диффузии плазмы в ловушках с неосесимметричным магнитным полем /97/. Со временем стало ясно, что в амбиполярных ловушках с мультипольными ячейками, обеспечивающими средний минимум В, очень трудно ограничить неоклассические потери термоядерной плазмы. В 80-х годах осуществлялась интенсивная разработка методов МГД-стабилизации плазмы в осесимметричной геометрии. В разделе 3 показано, что на основе этих работ можно реализовать полностью осесимметричную ловушку с МГД-устойчивой плазмой высокого давления.

Высокая эффективность продольного удержания ионов плазмы в амби-полярных ловушках продемонстрирована экспериментально. Предстоит решить ряд задач для достижения хорошего продольного удержания энергии электронов (см. раздел 2). Наиболее неясным остается, возможно ли большое понижение плотности плазмы в термобарьерах и, особенно, в ионных барьерах относительно плотности в соленоиде. Дело здесь не столько в откачке термо-барьеров, сколько в устойчивости пролетных ионов. Подчеркнем, что большое понижение плотности плазмы в барьерах необходимо не для хорошего про-дольного удержания энергии плазмы, а для снижения мощности ЭЦР-нагрева в амбиполярном реакторе до приемлемого уровня в 5-10 МВт/м³. Как указано в /98/, так называемые "теплые сверхпроводники" на основе висмута, охлаждаемые жидким гелием, могут сохранять сверхпроводимость в полях вплоть до 100 тесла. Поэтому можно надеяться в недалеком будущем изготавливать про-бочные катушки с полем на оси в 25-30 Тл, что позволит получать плотность пролетных ионов в термобарьерах $n_{pass} \sim 0.03 n_c$.

Отметим, что у амбиполярной ловушки имеется преимущество при со-оружении на её основе экспериментального реактора. В экспериментальном

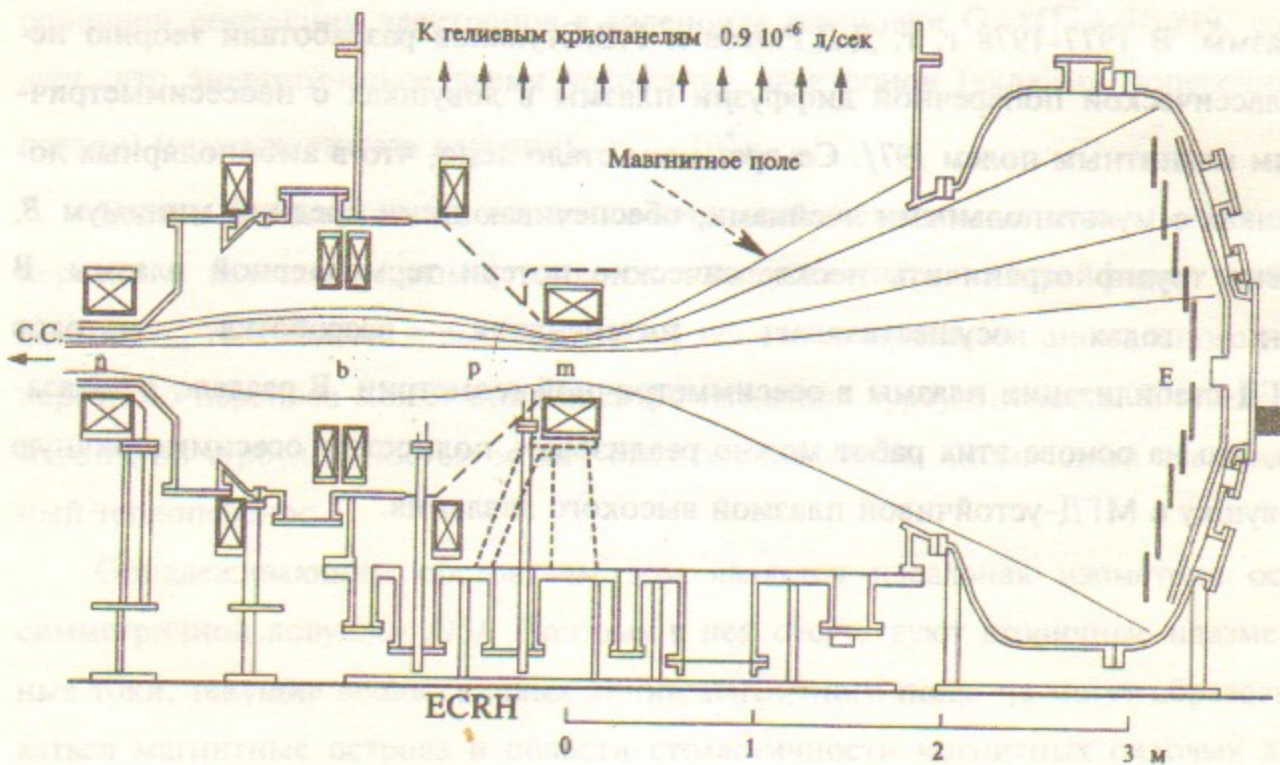


Рис.6. Схема концевого пробкотрона с запробочной областью и плазмодриёмником установки GAMMA-10 (из /31/).

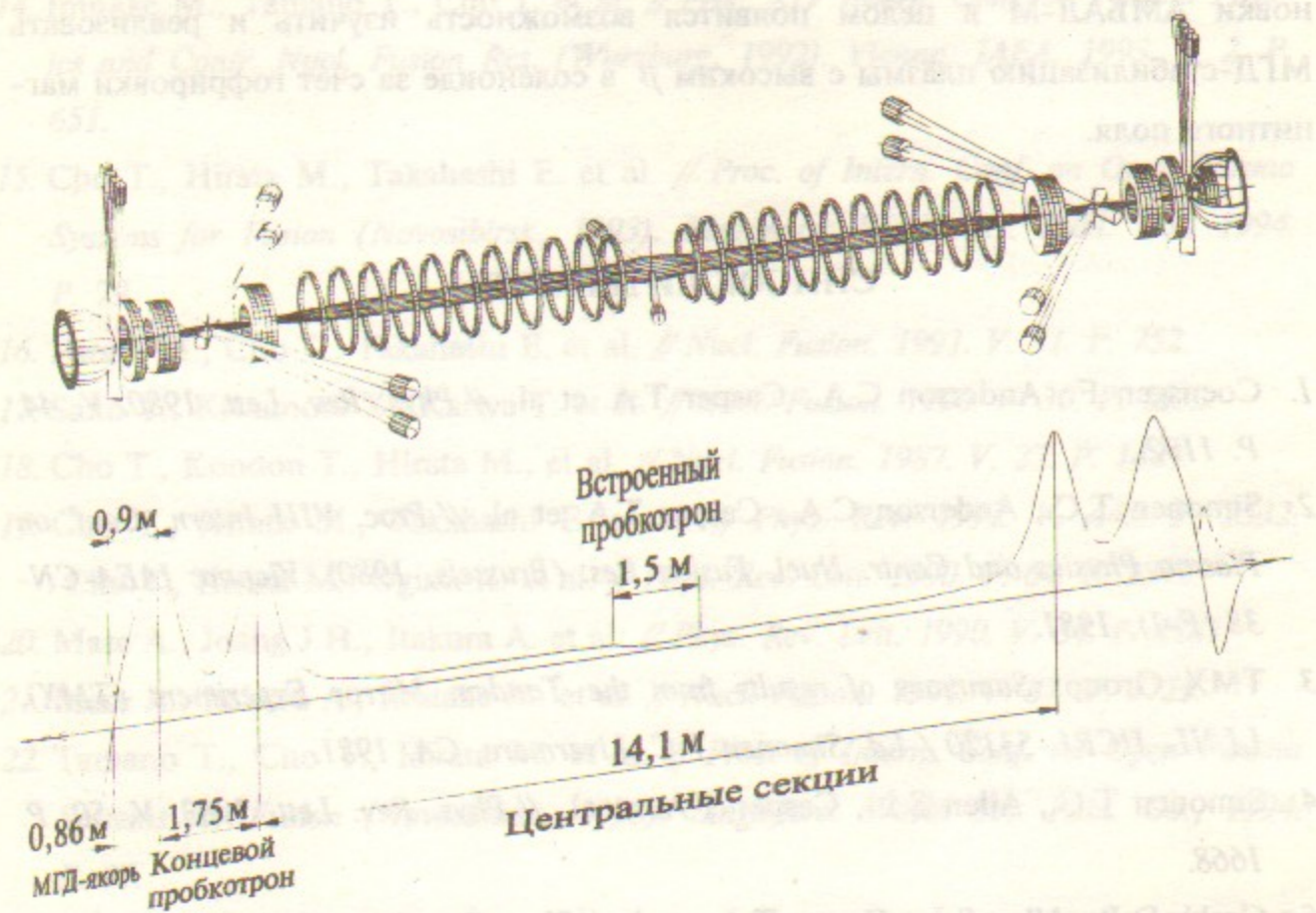


Рис.7. Схема установки АМБАЛ-М.

амбиполярном реакторе можно ограничиться небольшой длиной пентрального соленоида, что значительно снизит стоимость его сооружения.

В настоящее время действуют две амбиполярных ловушки в Японии: GAMMA-10 и НИЕI. В ИЯФ СО РАН ведутся эксперименты на одной концевой части амбиполярной ловушки АМБАЛ-М.

На рис. 6 представлена схема концевого барьерного пробкотрона с плазмодриёмником установки GAMMA-10 из /31/. Имеются хорошие возможности проводить на таком пробкотроне с мощной откачкой газа эксперименты по улучшению продольного удержания электронов в ловушке.

На рис. 7 представлена схема установки АМБАЛ-М. На этой установке имеются хорошие возможности для исследования и реализации МГД-стабилизации плазмы высокого давления в осесимметричном магнитном поле. На одной концевой части, состоящей из барьерного пробкотрона и полукаспа, получена МГД-устойчивая горячая плазма низкого давления /99/. Готовится эксперимент по накоплению в пробкотроне высокотемпературной плазмы с $\beta \sim 1$ инъекцией квазистационарных атомарных пучков. После запуска уста-

новки АМБАЛ-М в целом появится возможность изучить и реализовать МГД-стабилизацию плазмы с высоким β в соленоиде за счет гофрировки магнитного поля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Coensgen F., Anderson C.A., Casper T.A. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1980. V. 44. P. 1132.
2. Simonen T.C., Anderson C.A., Casper T.A. et al. // *Proc. VIII Intern. Conf. on Plasma Physics and Contr. Nucl. Fusion Res. (Brussels, 1980). Vienna: IAEA-CN-38 (F-1), 1981.*
3. TMX Group. *Summary of results from the Tandem Mirror Experiment (TMX). LLNL, UCRL-53120 / Ed. Simonen T.C. Livermore, CA, 1981.*
4. Simonen T.C., Allen S.L., Casper T.A. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1983. V. 50. P. 1668.
5. Grabb D.P., Allen S.L., Casper T.A. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1984. V. 53. P. 783.
6. Hooper E.B. Jr., Cohen R.H., Correll D.L. et al. // *Phys. Fluids.* 1985. V. 28. P. 3609.
7. Correll D.L. and TMX-U Group // *Proc. of Intern. School of Plasma Physics. "Piero Caldirola". Varenna, 1987. V. 2. P. 679.*
8. Allen S.L., Baldwin D.E., Barter J.D. et al. *TMX-U Final Report. LLNL, UCID-20981 / Ed. Porter G.D. Livermore, CA, 1988.*
9. Yatsu K., Cho T., Hojo H. et al. // *Proc. of Intern. School of Plasma Physics. "Piero Caldirola". Varenna, 1987. V. 2. P. 659.*
10. Cho T., Inutake M., Ishii K. et al. // *Nucl. Fusion.* 1988. V. 28. P. 2187.
11. Miyoshi S., Cho T., Hojo H. et al. // *Proc. XIII Intern. Conf. on Plasma Physics and Contr. Nucl. Fusion Res. (Washington, 1990). Vienna: IAEA, 1991. V. 2. P. 539.*
12. Tamano T., Cho T., Hirata M. et al. // *Proc. of Intern. Conf. on Open Plasma Systems for Fusion (Novosibirsk, 1993). Singapore: World Sci. Publ. Co., 1994. P. 1.*
13. Tamano T., Cho T., Hirata M. et al. // *Proc. XV Intern. Conf. on Plasma Physics and Contr. Nucl. Fusion Res. (Seville, 1994). Vienna: IAEA, 1996. V. 2. Paper CN-60/C-1-1.*

14. Inutake M., Tamano T., Cho T. et al. // *Proc. XIV Intern. Conf. on Plasma Physics and Contr. Nucl. Fusion Res. (Wurzburg, 1992). Vienna: IAEA, 1993. V. 2. P. 651.*
15. Cho T., Hirata M., Takahashi E. et al. // *Proc. of Intern. Conf. on Open Plasma Systems for Fusion (Novosibirsk, 1993). Singapore: World Sci. Publ. Co., 1994. P. 79.*
16. Hirata M., Cho T., Takahashi E. et al. // *Nucl. Fusion.* 1991. V. 31. P. 752.
17. Saito T., Kiwamoto Y., Kariya T. et al. // *Nucl. Fusion.* 1990. V. 30. P. 1533.
18. Cho T., Kondon T., Hirata M., et al. // *Nucl. Fusion.* 1987. V. 27. P. 1421.
19. Cho T., Hirata M., Takahashi E. et al. // *Phys. Rev.* 1992. V. A45. P. 2532.
Cho T., Hirata M., Ogura K. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1990. V. 64. P. 1373.
20. Mase A., Joang J.H., Itakura A. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1990. V. 64. P. 2281.
21. Mase A., Itakura A., Inutake M. et al. // *Nucl. Fusion.* 1991. V. 31. P. 1725.
22. Tamano T., Cho T., Hirata M. et al. // *Proc. of Intern. Conf. on Open Plasma Systems for Fusion (Novosibirsk, 1993). Singapore: World Sci. Publ. Co., 1994. P. 97.*
23. Saito T., Katanuma I., Kiwamoto Y. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1987. V. 59. P. 2748.
24. Cohen R.H. // *Phys. Fluids.* 1983. V. 26. P. 2774.
25. Saito T., Kiwamoto Y., Tatematsu Y. et al. // *Proc. of Intern. Conf. on Open Plasma Systems for Fusion (Novosibirsk, 1993). Singapore: World Sci. Publ. Co., 1994. P. 121.*
26. Kurihara K., Saito T., Kiwamoto Y. et al. // *Journ. Phys. Soc. of Japan.* 1989. V. 58. P. 3453.
27. Kurihara K., Kiwamoto Y., Saito T. et al. // *Journ. Phys. Soc. of Japan.* 1992. V. 61. P. 3153.
28. Saito T., Kiwamoto Y., Kurihara K. et al. // *Phys. Fluids B.* 1993. V. 5. P. 866.
29. Saito T., Kiwamoto Y., Tatematsu Y. et al. // *Phys. Plasmas.* 1995. V. 2. P. 352.
30. Yoshimura Y., Saito T., Kiwamoto Y., et al. // *Proc. of Intern. Conf. on Plasma Physics (Nagoya, 1996). Arakawa Printing Co., 1996. V. 2. P. 1310.*
31. Kajiwara K., Saito T., Kiwamoto Y., et al. // *Proc. of Intern. Conf. on Plasma Physics (Nagoya, 1996). Arakawa Printing Co., 1996. V. 2. P. 1314.*

32. Coengen F.H., Clauser J.F., Correll D.L. et al. // *Proc. VI Intern. Conf. on Plasma Physics and Contr. Nucl. Fusion Res. (Berhtesgaden, 1976)*. Vienna: IAEA, 1977. V. 2. P. 135.
33. Hershkowitz N., Majesk R., Ferron J. et al. // *Proc. of Intern. School of Plasma Physics. "Piero Caldirola"*. Varenna, 1987. V. 2. P. 855, P. 751.
34. Lane B.G., Brau K., Casey J. et al. // *Ibid.* V. 2. P. 873.
35. Yasaka Y., Miyakita M., Kimoto S. et al. // *Proc. XIII Intern. Conf. on Plasma Physics and Contr. Nucl. Fusion Res. (Washington, 1990)*. Vienna: IAEA, 1991. V. 2. P. 725.
36. Sakai O., Yasaka Y. // *Phys. Plasmas*. 1994. V. 1. P. 3896.
Yasaka Y., Sakai O., Takeno H. et al. // *Nucl. Fusion*. 1994. V. 34. P. 1263.
37. Casper T.A., Berzing L.V. and TMX-U Group // *Proc. of Intern. School of Plasma Physics. "Piero Caldirola"*. Varenna, 1987. V. 2. P. 771.
38. Mase A., Itakura A., Takuzawa T. et al. // *Proc. of Intern. Conf. on Open Plasma Systems for Fusion (Novosibirsk, 1993)*. Singapore: World Sci. Publ. Co., 1994. P. 211.
39. Mase A., Ichimura M., Satake H. et al. // *Phys. Fluids B*. 1993. V. 5. P. 1677.
40. Yatsu K., Nakashima Y., Tsuchiya K. et al. // *Proc. of Intern. Conf. on Open Plasma Systems for Fusion (Novosibirsk, 1993)*. Singapore: World Sci. Publ. Co., 1994. P. 147.
41. Димов Г.И., Закайдаков В.В., Кишиневский М.Е. // *Физика Плазмы*. 1976. Т. 2. С. 597. Fowler T.K., Logan B.G. *Comments Plasma Phys. Contr. Fusion*. 1977. V. 2. P. 167.
42. Pastukhov V.P. // *Nucl. Fusion*. 1974. V. 14. P. 3.
43. Cohen R.H. et al. // *Nucl. Fusion*. 1978. V. 18. P. 1229.
44. Baldwin D.E., Logan B.G. // *Phys. Rev. Lett.* 1979. V. 43. P. 1318.
45. Cohen R.H. et al. // *Nucl. Fusion*. 1980. V. 20. P. 1421.
46. Cohen R.H. // *Nucl. Fusion*. 1983. V. 23. P. 1301.
47. Сивухин Д.В. // *Вопросы теории плазмы / Под ред. Леонтовича М.А.* М.: Атомиздат, 1964. Вып. 4. С. 81.
48. Бронштейн И.М., Фрайман Б.С. *Вторичная электронная эмиссия*. М.: Наука, 1969.
49. Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. *Эмиссионная электроника*. М.: Наука, 1966.
50. Varagiolo R.A., Alonso E.A., Oliva Florio A. // *Phys. Rev. B*. 1979. V. 19. P. 121.

51. Ewing R.I. // *Phys. Rev.* 1965. V. 139. No. 6A. P. 1840.
52. Post R.F., Ryutov D.D. // *Comments Plasma Phys. Contr. Fusion*. 1995. V. 16. P. 375.
53. Devoto R.S., LoDestro L.L., Mirin A.A. // *Nucl. Fusion*. 1987. V. 27. P. 255.
54. Пеккер Л.С. *Препринт № 80-161*. Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1980.
55. Hamilton G.W., Logan B.G. // *Comments Plasma Phys. Contr. Fusion*. 1981. V. 6. P. 139.
56. Baldwin D.E. et al. // *Proc. XI Intern. Conf. on Plasma Physics and Contr. Nucl. Fusion Res. (Kyoto, 1986)*. Vienna: IAEA, 1987. V. 2. P. 293.
57. Shabrov N.V., Khvesjuk V.I., Lyakhov A.N. // *Proc. of Intern. Conf. on Open Plasma Systems for Fusion (Novosibirsk, 1993)*. Singapore: World Sci. Publ. Co., 1994. P. 245.
58. Futch A.H., LoDestro L.L. *Preprint LLNL, UCRL-87249*. Livermore, 1982.
59. Тимофеев А.В. // *Вопросы теории плазмы / Под ред. Кадомцева Б.Б.* М.: Энергоатомиздат, 1985. Вып. 14. С. 56.
60. Арсенин В.В. // *Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы*. М.: ВИНТИ, 1988. Т. 8. С. 49.
61. Dimov G.I. // *Proc. X Europ. School of Plasma Physics, Tbilisi*. Singapore: World Sci. Publ. Co., 1990. P. 157.
62. Berk H.L. // *Proc. of Intern. Conf. on Open Plasma Confinement Systems for Fusion (Novosibirsk, 1993)*. Singapore: World Sci. Publ. Co., 1993. P. 177.
63. Christofilos N.C. et al. // *Report UCRL-14282*. Livermore: Lawrence Livermore Lab. 1965.
64. Haas F.A., Wesson J.A. // *Phys. Fluids*. 1967. V. 10. P. 2245.
65. Rosenbluth M.N., Krall N.A., Rostoker N. // *Nucl. Fusion 1962 Suppl.* 1962. Pt. 1. P. 143.
66. Berk H.L., Rosenbluth M.N., Wong H.V. et al. // *Phys. Fluids*. 1984. V. 27. P. 2705.
67. Berk H.L., Kaiser T.B. // *Phys. Fluids*. 1985. V. 28. P. 345.
68. Baldwin D.E., Berk H.L. // *Phys. Fluids*. 1983. V. 26. P. 3595.
69. Hammer J.H., Berk H.L. // *Phys. Fluids*. 1985. V. 28. P. 2442.
70. Berk H.L., Wong H.V., Tsang K.T. // *Phys. Fluids*. 1987. V. 30. P. 2681.
71. Hasegawa A. // *Phys. Rev. Lett.* 1971. V. 27. P. 11.
72. Kaiser T.B., Pearlstein L.D. // *Phys. Fluids*. 1985. V. 28. P. 907.