

10

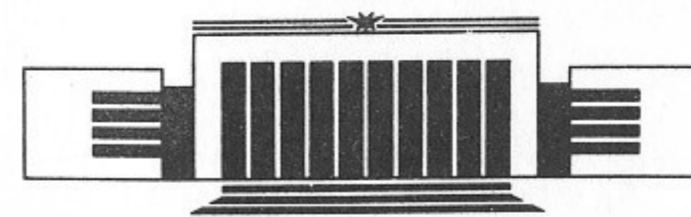
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР



Г.И. Димов

**ОСЕСИММЕТРИЧНАЯ
АМБИПОЛЯРНАЯ ЛОВУШКА**

ПРЕПРИНТ 89-151



НОВОСИБИРСК

ОСЕССИМЕТРИЧНАЯ АМБИПОЛЯРНАЯ ЛОВУШКА

Г.И.Димов

АННОТАЦИЯ

Приводятся основные результаты экспериментов по удержанию плазмы в амбиполярных ловушках. Кратко анализируются методы МГД-стабилизации в осесимметричных ловушках. Описывается строящаяся осесимметричная амбиполярная ловушка АМБАЛ-М.

In the work presented here major experimental results of the plasma confinement in ambipolar traps are given. Briefly analysed are the methods of MHD-stabilisation in axisymmetrical traps. The axisymmetric trap AMBAL-M under construction is described.

1. ВВЕДЕНИЕ

Завершен I-ый этап экспериментальных исследований удержания высокотемпературной физически плотной плазмы в амбиполярных ловушках. Наиболее важные результаты получены на установках ТМХ, ТМХ-У (Ливермор, США) и ГАММА-10 (Цукуба, Япония). Экспериментальные возможности этих установок практически исчерпаны. Установка ТМХ-У законсервирована, а установку ГАММА-10 планируется модернизировать.

Основные физические результаты экспериментов на указанных амбиполярных ловушках I-го поколения [1-6], которые дают хорошую базу для дальнейшего продвижения, состоят, по нашему мнению, в следующем.

1. МГД - устойчивость плазмы в тандеме ловушек с неустойчивой геометрией центрального пробкотрона (соленоида).

2. Формирование в концевых пробкотронах устойчивых амбиполярных электрических барьеров для ионов соленоида :

$$\text{Max } \Delta\varphi_{ci} = \begin{cases} 0,3 \text{ кВ} & (n_k \sim 3n_c) & \text{ТМХ;} \\ 1 \text{ кВ} & (n_k \leq n_c) & \text{ТМХ-У;} \\ 1,2 \text{ кВ} & (n_k \sim 0,5 n_c) & \text{ГАММА-10.} \end{cases}$$

3. Формирование в концевых пробкотронах амбиполярных термобарьеров для электронов соленоида :

$$\text{Max } \Delta\varphi_{ce} = \begin{cases} 0,8 \text{ кВ} & \text{ТМХ-У;} \\ 0,9 \text{ кВ} & \text{ГАММА-10.} \end{cases}$$

4. Уменьшение скорости продольных потерь плазмы по сравнению с удержанием магнитными пробками в 9 раз (ТМХ), 50 раз (ТМХ-У) и в 1000 раз (ГАММА-10).

5. Устранение наиболее опасной микронеустойчивости в концевых пробкотронах на основной ионно-циклотронной частоте.

Наиболее высокие параметры соленоидальной плазмы в совокупности (одновременно) получены на установке ГАММА-10 [3,4]:

$$n_c = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}; \quad T_{ci} \sim 250 \text{ эВ}; \quad T_{ci} \approx 1,4 \text{ кэВ}; \quad T_{ce} \approx 120 \text{ эВ}; \\ \tau_{ii} = 0,4 \text{ сек}; \quad \tau_{\perp} \gg \tau_{ii} \text{ при: } \Delta\varphi_{ci} \approx 1,2 \text{ кВ}; \quad T_{pe} \sim 0,5 \text{ кэВ}; \\ \Delta\varphi_{ce} \approx 0,7 \text{ кВ}; \quad t_{bd} \sim 7 \text{ мсек.}$$

Здесь t_{bd} - время поддержания термобарьера, T_{pe} - электронная температура в барьере для ионов. Максимальная величина параметра $n\tau$ получена при $n_c = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и $T_{ci} = 1,8$

кэВ и составляет $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3} \text{ сек}$. Максимальное время $t_{\text{вд}} \sim 20$ мсек достигнуто при $n_c = 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Исследования на ГАММА-10 показали, что время поддержания термобарьера в хороших вакуумных условиях определяется захватом в него пролетных ионов из соленоида.

Получение указанных выше основных результатов сопровождалось обширными экспериментальными физическими исследованиями. В концевых пробкотронах изучались:

- амбиполярное поле с термобарьерами и условия длительного их поддержания;
- формирование двухпикового распределения ионов, получаемого наклонной инъекцией;
- циклотронный нагрев электронов и формирование диска горячих электронов в средней плоскости;
- микроустойчивости, в том числе альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость, циклотронная неустойчивость на внешнем торце плазмы и ее влияние на потери плазмы.

В центральном пробкотроне исследовались:

- поперечные неоклассические (резонансные) потери с контролем через радиальное электрическое поле в плазме;
- баланс частиц и энергии с оценкой амбиполярных поперечных потерь;
- распространение микровозмущений плазмы из концевых пробкотронов.

Чтобы осуществить самоподдерживающую термоядерную реакцию $D+T$ в соленоиде, необходимо достичь следующих значений параметров:

$$n_c \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}; \quad T_{ci} \sim 20 \text{ кэВ}; \quad \Delta\varphi_{ci} \sim 100 \text{ кВ} \text{ и } n\tau_p \sim 10^{15} \text{ см}^{-3} \text{ сек}.$$

Мы видим, что на пути от I-го поколения амбиполярных ловушек до амбиполярного реактора необходимо повысить все основные параметры примерно на два порядка.

Еще более высокие параметры плазмы должны быть достигнуты в малонейтронном реакторе с самоподдерживающей реакцией $D+^3\text{He}$. В проанализированном Головиным И.Н. [7] варианте амбиполярного реактора принимаются следующие параметры $D+^3\text{He}$ - плазмы в соленоиде:

$$n_{D+} = n_{He^3} \sim 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}; \quad T_i = 50+70 \text{ кэВ}; \quad B_v = 50 \text{ кГс}; \quad \beta = 0,7.$$

При этом параметр $n\tau$ должен быть больше по сравнению с

$D+T$ -реактором в 7,4-5,3 раза. Соответственно амбиполярный барьер для ионов должен быть доведен до величины $\Delta\varphi_{ci} = 270+330$ кВ. В таком варианте по оценке Головина И.Н. радиационная опасность для населения при особо тяжелой аварии может быть в $\sim 10^6$ раз меньше, чем в случае ядерного реактора.

Основным препятствием на этом пути в амбиполярных ловушках с квадрупольными компонентами магнитного поля для МГД-стабилизации являются поперечные неоклассические потери плазмы, которые будут расти с повышением электрических полей в плазме.

При переходе к полностью осесимметричной геометрии ловушки это препятствие снимается. Кроме того существенно упрощаются технические проблемы при сооружении осесимметричных ловушек и появляется возможность значительно повысить магнитное поле в пробках. Однако при этом встает проблема МГД-стабилизации плазмы.

II. МГД-СТАБИЛИЗАЦИЯ В ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ЛОВУШКАХ

На принципиальную возможность МГД-стабилизации плазмы в осесимметричном магнитном поле указывалось давно, а в 80-тые годы предложен ряд новых способов для решения этой проблемы и выполнено значительное количество соответствующих теоретических работ [8-37].

Первый по времени способ стабилизации указан в [8], проанализирован и модифицирован позднее в [9-11]. Он состоит в поддержании повышенного давления плазмы в областях благоприятной кривизны магнитного поля пробкотрона за счет плещущихся ионов.

Затем была предложена радиальная магнитная система с $\text{min } B$ Андреолетти и Фюрта [12,13]. Позже Арсениным В.В. был предложен конический вариант этой системы [14]. К сожалению эта система обладает серьезными недостатками: малая глубина магнитной ямы и малая толщина плазмы.

В [15,16] было предложено обеспечить средний $\text{min } B$ при соединении к торцам основной ловушки каспов с дополнительными адиабатическими ловушками с амбиполярными барьерами. Недостатком этих схем является их сложность. В [17,18] предложено использовать в качестве присоединенных к основной ловушке МГД-якорей каспы с горячими электронами. Здесь основные трудности состоят в опасности неустойчивости на запертых частицах и в обеспе-

чении конечного давления плазмы в окрестности нуля поля.

Поскольку высокие (мелкомасштабные) МГД-моды могут подавляться эффектом КЛР, рассматривались способы подавления только низких (крупномасштабных) мод. В [19] был предложен дискообразный пробкотрон, присоединяемый к торцам основной ловушки, для подавления первой (жесткой) моды. Толщина плазмы в таком МГД-якоре как и в [12+14] очень мала.

В [20] было обосновано применение в качестве МГД-якорей по первой моде полукаспов с ионно-горячей колоколообразной плазмой в области адиабатического движения ионов. Как это было показано в [16], а затем более строго в [21] благодаря большой кривизне силовых линий в каспе имеет место МГД-устойчивость, когда давление плазмы спадает к нулю поля не круче, чем примерно по линейному закону. В результате толщина плазмы ограничивается условием адиабатичности. Из-за этого возникают трудности по реализации достаточной толщины плазмы. Однако она в этом случае может быть более значительной, чем в случаях [12+14,15].

Указанное выше обстоятельство [16,21] привело авторов [22] к открытию геометрии крутого пробкотрона с МГД-устойчивой плазмой по первой моде. Важным преимуществом крутого пробкотрона по сравнению с каспом является естественное поперечное распределение плазмы в приосевой полости. Однако в реализации МГД-устойчивого крутого пробкотрона имеются серьезные технические трудности — требуется очень большая плотность тока в пробочных катушках [23]. В [24,25] предложены пробкотроны с непараксиальными пробками, в которых для наружного слоя плазмы имеет место средний $\min B$. В [26] показано, что в системе "крутой пробкотрон — полукасп" в наружном слое плазмы так же можно осуществить средний $\min B$.

В [27+29] предложены системы для удержания полой плазмы. В [30] предложено в приосевой основной области пробкотрона создавать устойчивый (инверсный) профиль плазмы, а наружный слой плазмы с крутым спадом давления (бланкет) стабилизировать дополнительным способом, например, октупольными обмотками [31].

В [32] была реализована в замкнутой цепочке пробкотронов без $\min B$ МГД-стабилизация плазмы с помощью колец из горячих электронов с высоким β . В [33] было предложено стабилизировать плазму в осесимметричных ловушках анизотропными популяциями с обычным радиальным распределением (дисками) из горячих

электронов с высоким β и проводящими кожухами. В [34-37] была развита соответствующая теория МГД-стабилизации. Из [35] следует, что стабилизация электронными цилиндрами (дисками в пространстве скоростей) с проводящим кожухом сильнее и надежнее стабилизации электронными кольцами. Из [37] следует, что ионные диски с высоким β предпочтительнее, поскольку ионы имеют большой гирорадиус.

На установке ММХ проведен эксперимент с плотной низкотемпературной плазмой в осесимметричном пробкотроне с проводящим кожухом [38]. При повышении β с 0,25 до 0,35 наблюдался переход плазмы из неустойчивого состояния в устойчивое. С использованием других неупомянутых здесь методов была экспериментально продемонстрирована МГД-устойчивость плазмы в осесимметричных ловушках ГДЛ [39] и ТАРА [40].

Накоплен большой опыт по получению в осесимметричных пробкотронах устойчивых колец и дисков из энергичных электронов с помощью ЭЦРН.

В пробкотроне ELMO получено кольцо электронов с плотностью $n_h \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$, температурой $T_h \sim 1 \text{ МэВ}$, объемом $I+2 \text{ л}$, энергосодержанием $W_h = 150+360 \text{ Дж}$ и $\beta_h \sim 0,75$ [41, 32]; ЭЦРН осуществлялся на двух частотах: основной и надрезонансной полуторкротной.

В пробкотроне SM-I производился нагрев электронов на 4-х частотах, близких к двойной основной частоте [42]. Получено кольцо электронов диаметром около 20 см с параметрами: $n_h \sim 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $T_h = 350+400 \text{ кэВ}$, $W_h \approx 25 \text{ Дж}$ и $\beta_h \sim 0,5$. При постоянной суммарной вводимой СВЧ-мощности с увеличением числа частот не только возрастает энергосодержание W_h , но и существенно уменьшается уровень низкочастотных ($\sim 30 \text{ кГц}$) флуктуаций фоновых теплых электронов.

На установке STM в одном из 5-ти последовательных пробкотронов ЭЦРН на 2-ой гармонике позволял получать как кольцо, так и цилиндры из горячих электронов со временем жизни $1,7+0,2 \text{ сек}$ [43]. В отличие от предыдущих экспериментов с подпиткой газом в этом случае производился СВЧ-нагрев низкотемпературной плазмы, подтекающей из другого пробкотрона.

В концевых пробкотронах установки ГАММА-10 получены цилиндры горячих электронов диаметром около 40 см и длиной около 80 см, объемом около 100 л с параметрами: $n_h \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$,

$T_h = 50$ кэВ, $W_h = 400$ Дж [44]. ЭЦРН производился на 2-ой гармонике, вводилась необыкновенная волна под питч углом 50° . Поперечная энергия горячих электронов превышала продольную в 5 раз.

Наблюдаемое время жизни горячих электронов в [43,44] в 3-4 раза меньше классического. Повышенные потери происходят за счет диффузии электронов в скоростном пространстве в конус потерь под действием СВЧ-поля [45-47].

При СВЧ-нагреве электронов до релятивистских температур, по-видимому, большую роль играет нагрев на высоких гармониках. В частности, на пробкотроне SM-I [42] при многочастотном нагреве в районе 2-ой гармонике для нерелятивистских электронов, по-видимому, имеет место нагрев релятивистских электронов на 3-ей гармонике. В механизме нагрева электронов существенную роль могут играть перекрытия резонансов и столкновительная декорреляция, в результате которых имеет место стохастическое движение электронов, а пределы супердиабатичности устраняются [47].

Приведенные теоретические и экспериментальные результаты по МГД-стабилизации позволяют приступить к созданию экспериментальной осесимметричной амбиполярной ловушки.

В качестве МГД-якорей наиболее перспективными представляются каспы (полукаспы), которые в принципе обладают большим запасом устойчивости. Трудности их применения связаны с наличием нуля поля на оси. Более привлекательным для МГД-стабилизации выглядит формирование непосредственно в ловушке анизотропных популяций горячих ионов и электронов с высоким β в проводящем кожухе. В этом случае легко избавиться от баллонной моды и неустойчивости на запертых частицах. Затрачиваемая на нагрев анизотропных частиц мощность существенно не влияет на энергетический баланс, поскольку в конечном счете она идет в основном на нагрев плазмы. В принципе этот способ МГД-стабилизации экспериментально проверен. Проведены многочисленные эксперименты по получению электронных популяций с высоким β с помощью ЭЦРН. К созданию нет подобного опыта по созданию ионных популяций с помощью ИЦРН. Однако специалисты по ИЦРН (в частности Швец О.М.) считают эту задачу не очень сложной.

Ш. ЭКСПЕРИМЕНТ АМБАЛ-М

В настоящее время в ИЯФ СО АН СССР сооружается осесимметричная амбиполярная ловушка АМБАЛ-М. С учетом результатов, полученных на установках ТМХ, ТМХ-У и ГАММА-10, на этой установке намечается решить следующие экспериментальные задачи:

1. МГД-стабилизация высокотемпературной плазмы в осесимметричной геометрии.
2. Приближение потерь плазмы в концевых пробкотронах к классическим.
3. Реализация длительного поддержания термобарьеров для электронов соленоида.
4. Исследование поперечных потерь плазмы в длинном осесимметричном соленоиде.
5. Повышение параметров высокотемпературной плазмы в соленоиде: $n_e \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$; $T_e \sim 1$ кэВ; $\Delta\varphi_e \sim 5$ кВ; $n\tau \sim 10^{13} \text{ см}^{-3} \text{ сек}$.

Сооружение установки ведется таким образом, чтобы осуществить физический запуск ее в две очереди. В первую очередь будет запущена только одна концевая система в виде, изображенной на рис. I. Она включает концевой пробкотрон и полукаспы в качестве МГД-якоря [20]. На этой системе будут проведены основные

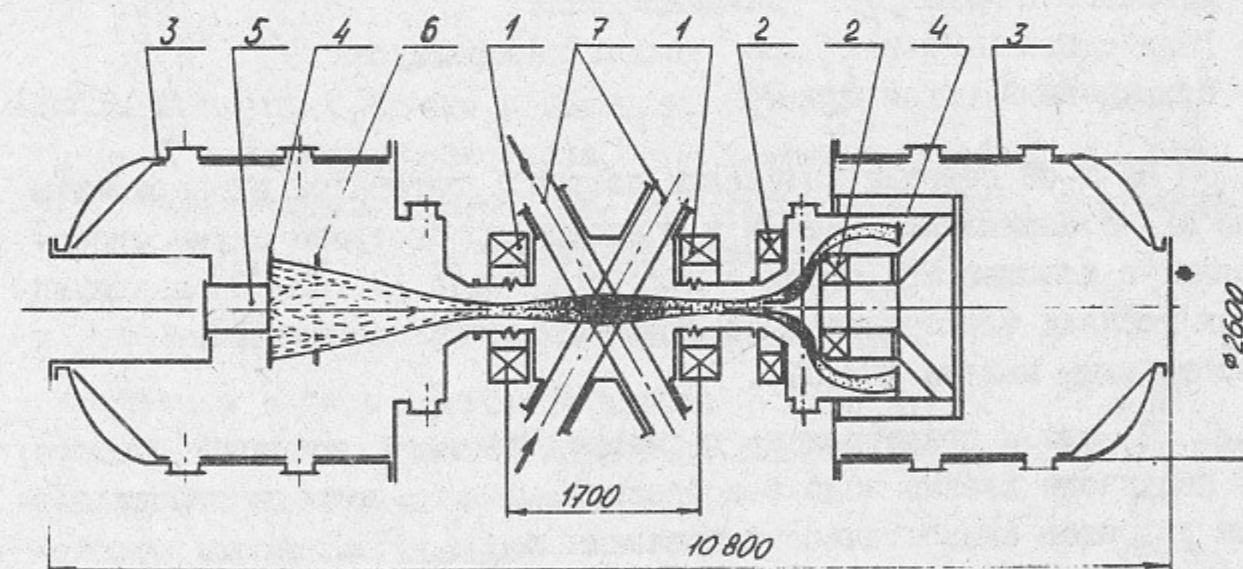


Рис. I. I-ая очередь установки АМБАЛ-М:

1-катушки пробкотрона; 2-катушки полукаспы; 3-торцевые баки; 4-приемники плазмы; 5-плазменная пушка в соленоиде; 6-стабилизатор струи с радиальными токами, 7-атомарные пучки.

эксперименты по МГД-стабилизации плазмы. Затем планируется установить 2-ую концевую систему и соленоид, осуществить запуск установки в целом и выполнить всю намеченную программу экспериментов.

Основные параметры концевого пробкотрона следующие:

- Магнитное поле в средней плоскости	15 кГс.
- Пробочное отношение	4.
- Расстояние между пробками	1,7 м.
- Номинальный радиус плазмы	10 см.
- Рабочее вещество	дейтерий.
- Длительность атомарной инъекции	0,1 сек.
- Питч-угол инъекции	60° .
- Расстояние между точками отражения плещущихся ионов	50 см.
- Энергия инъекции	25+30 кэВ.
- Атомарный поток инъекции	160 А.

Ожидаемые параметры плазмы:

- Пиковая плотность	$3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.
- Средняя энергия ионов	12+15 кэВ.
- Электронная температура без ЭПРН	100+200 эВ.
- Давление плазмы / давление поля	7%.
- Радиус плазмы равен в ионных гирорадиусах	6,5
- Приведенный объем плазмы	7 л.

На 1-ой очереди установки по рис.1 готовятся эксперименты по МГД-стабилизации плазмы в концевом пробкотроне двумя способами: с помощью МГД-якоря в виде полукаспа [20,48-50] и популяции горячих электронов в средней плоскости с высоким β в проводящем кожухе [33,37].

На рис.2 представлена геометрия плазмы в концевой системе. В полукаспе плазма колоколообразная, размер полости определяется условием адиабатичности движения ионов [52]. Между пробкотроном и полукаспом расположен участок длиной 75 см с соединительной плазмой в сильном магнитном поле с благоприятной кривизной. В продольном направлении эта плазма удерживается амбиполярированными потенциалами в пробкотроне и полукаспе.

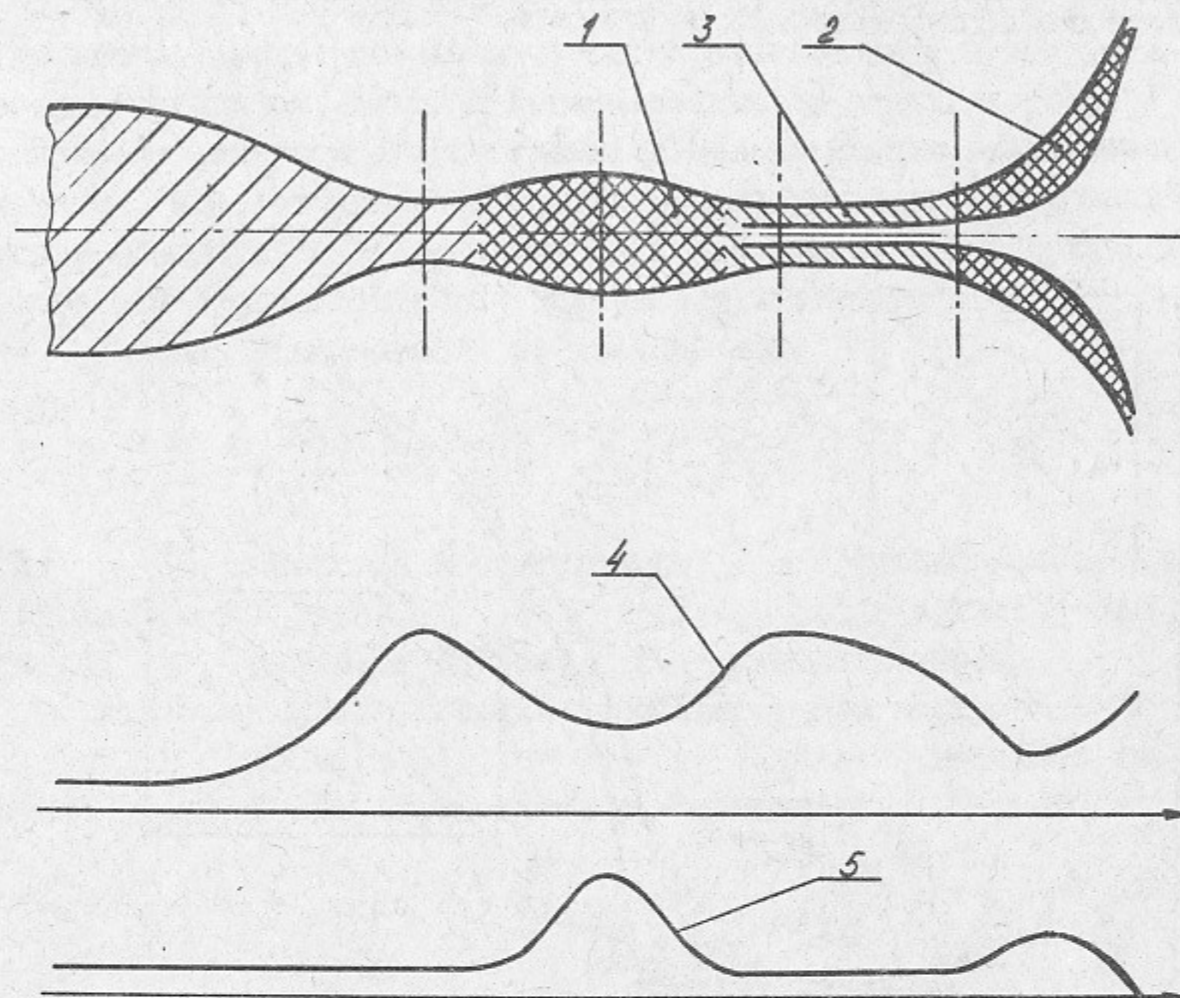


Рис.2. Геометрия плазмы в концевой системе:

1 - плазма пробкотрона, 2 - плазма полукаспа, 3 - соединительная плазма, 4 - магнитное поле вдоль плазменного слоя, 5 - амбиполярированный потенциал.

Основные расчетные параметры полукаспа:

- Магнитное поле в кольцевой пробке	23,5 кГс.
- Минимальные магнитные поля в слое плазмы	6,7+12,2 кГс.
- Расстояние между пробками по оси	26 см.
- Радиус кольцевой пробки	37 см.
- Наружный радиус плазмы в минимуме поля	14 см.
- Толщина плазмы в минимуме поля	6,5 см.
- Инжекция плазмы вертикальная со смещением по горизонтали от оси (см.рис.3) на	10 см.
- Рабочее вещество	водород.
- Энергия инъекции	6 кэВ.

- Атомарный поток инъекции
- Плотность атомарного потока в плазме

70 А.
2 А/см².

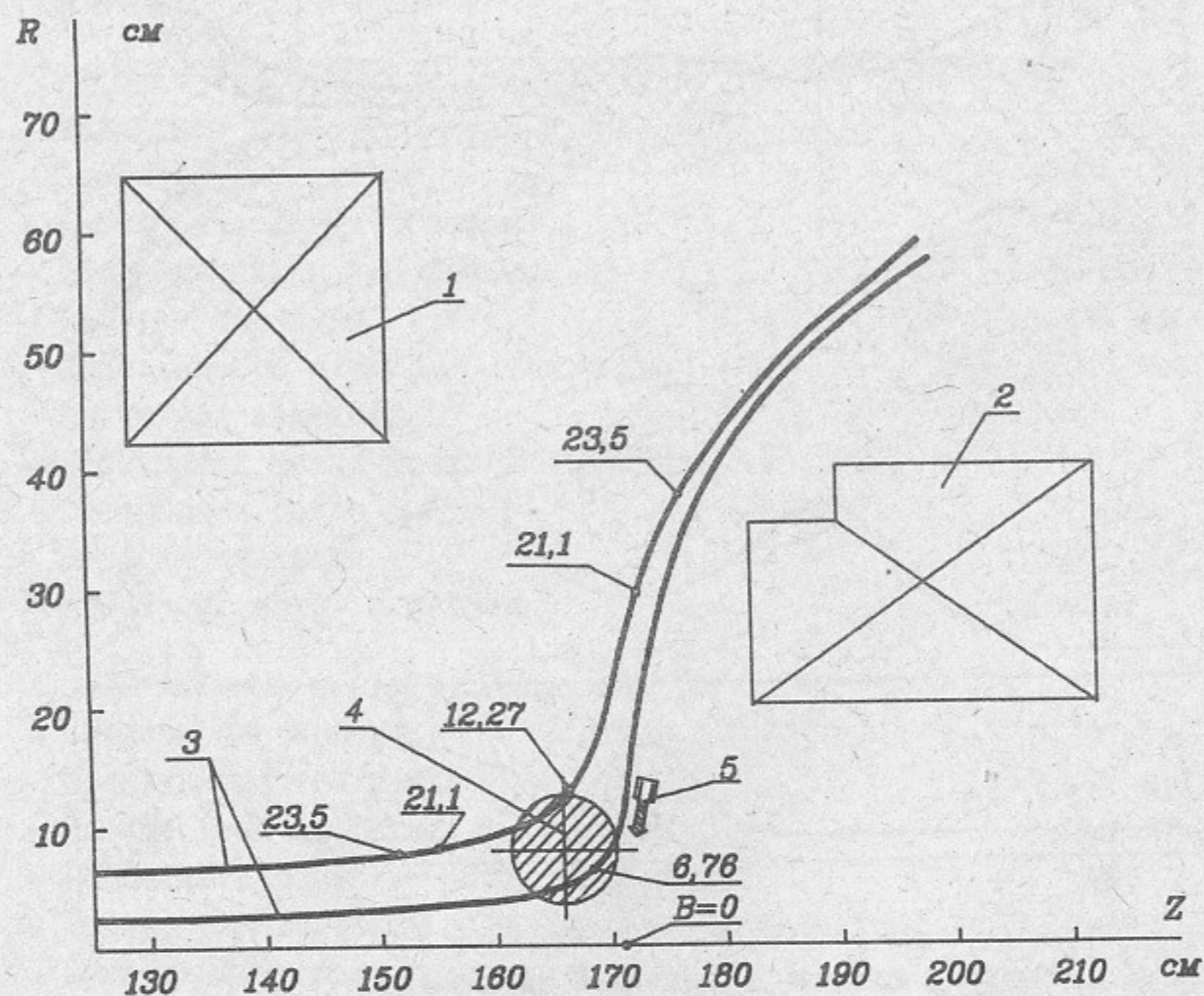


Рис.3. Геометрия полукаспа:

1 - прямая катушка, 2 - обратная катушка, 3 - граничные силовые линии с плазмой, 4 - сечение инжектируемого атомарного пучка, 5 - кольцевая газоразрядная ячейка.

Ожидаемые параметры плазмы в полукаспе:

- Пиковая плотность
- Средняя энергия ионов
- Толщина плазмы в гирорадиусах ионов Н⁺
- Приведенный объем плазмы

10¹³ см⁻³,
5 кэВ,
7.
2 л.

МГД-устойчивость плазмы к поперечному смещению в целом (по жесткой моде) обеспечивается, в соответствии с энергетическим принципом, вкладом непараксиального члена, который в полукаспе является существенным, в потенциальную энергию возмущения. МГД-устойчивость плазмы по высоким перестановочным модам обеспечивается эффектом КЛР. Что эффект КЛР в принципе работает, экспериментально показано, в частности в [51].

Условие устойчивости по жесткой моде

$$w \sim - \iint \psi d\psi \left[\frac{\partial p}{\partial \psi} - 2 \gamma p \frac{\int \frac{\kappa dl}{B}}{\int \frac{dl}{B}} \right] \frac{\kappa dl}{B^2} > 0; \quad (1)$$

где ψ - потоковая координата, l - продольная координата (вдоль силовой линии), r - радиус, κ - кривизна силовой линии, p - давление плазмы, B - магнитное поле.

Устойчивость по высоким перестановочным модам $m \geq 2$ для $\omega \ll \omega_{ci}$; $\nabla T = 0$; $\omega_{pi} \gg \omega_{ci}$ и $\kappa r_i < 1$ вытекает из условия $\int m \omega = 0$, определяемого уравнением:

$$\int \kappa_i^2 n \frac{dl}{B^2} - m \frac{T}{M} \frac{mc}{e} \int \kappa_i^2 \frac{dn}{d\psi} \frac{dl}{B^2} \cdot \frac{1}{\omega} + m^2 \frac{T}{M} \int \frac{dn}{d\psi} \frac{\kappa dl}{r B^2} \cdot \frac{1}{\omega^2} = 0. \quad (2)$$

Совместное условие устойчивости накладывает ограничение на соотношение давлений плазмы в пробкотроне P_n и полукаспе

P_k :

$$q_i > \frac{\hat{P}_n}{\hat{P}_k} > q_m. \quad (3)$$

Расчеты, приведенные в [20] для модельных распределений плазмы (поперечного по Гауссу), показали, что необходимо:

$$8 > \frac{P_n}{P_k} > 4.$$

Принято

$$\hat{P}_n = 7 + 7,5 \hat{P}_k.$$

Независимо одновременно со стабилизацией МГД-якорем планируется осуществить ЭЦРН в пробкотроне. Предусматривается создание цилиндра горячих электронов радиусом $r_p \approx 10$ см и длиной ~ 40 см в кожухе из молибденового листа радиусом $r_w = 15$ см (см. рис.4). При указанной длине цилиндра пробочное отношение на торцах цилиндра $R_{отр} \approx 1,2$, соответственно отноше-

ние поперечной температуры горячих электронов к продольной $T_{\perp h}/T_{\parallel h} \approx 5$, что наблюдалось на установке ГАММА-10 [44]. Градиентная длина популяции горячих электронов $L_h = \beta_{\perp h} \frac{\partial z}{\partial \beta_{\perp h}} \sim 20$ см.

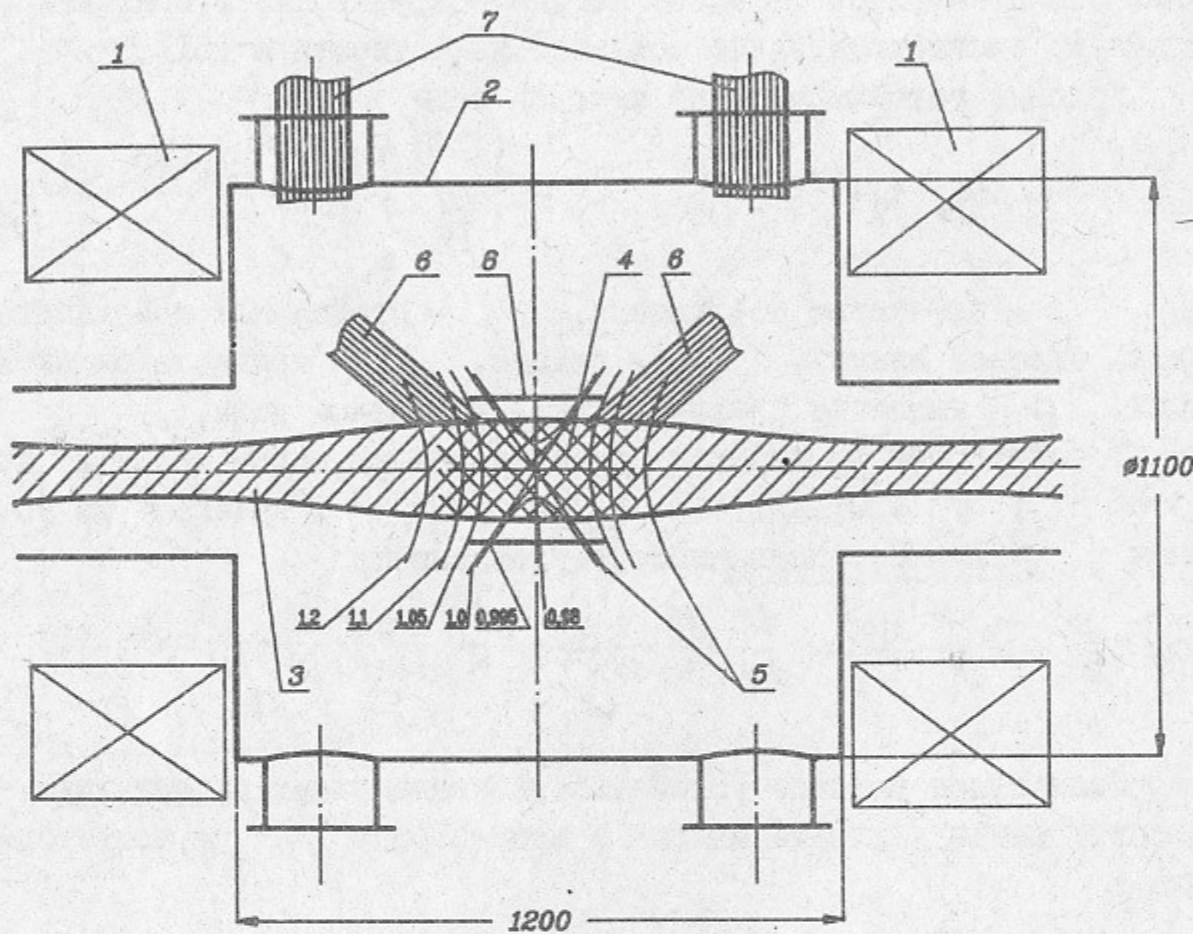


Рис. 4. ЭЦРН в пробкотроне:

- 1 - катушки пробкотрона, 2 - вакуумная камера, 3 - плазма,
- 4 - популяция горячих электронов, 5 - изолинии В, 6 - СВЧ-лучи, 7-вводы СВЧ, 8 - проводящий кожух.

В [37] получены условия стабилизации для трапецидального распределения горячих частиц с радиальным спадом $\Delta r_h \ll r_p$ при:

$$\beta_h > m \kappa \Delta r_h, \quad \omega_{VB}^h < \omega_{ci}, \quad \omega_{\beta}^h > \omega_D^{lm/h}; \quad (4)$$

где ω_{VB} и ω_D - частоты градиентного (вакуумного) и диамагнитного дрейфа, ω_{ci} - циклотронная частота ионов, ω_{β} - частота баунс-колебаний.

В соответствии с [37] условие "прочной" стабилизации m -моды при соблюдении условий (4) имеет вид:

$$g^{ml} = 1 - (S_w^{ml} + S_{FLR}^{ml}) < 0; \quad (5)$$

где g - параметр стабилизации, слагаемые S_w и S_{FLR} соответствуют стеночной стабилизации и эффекту КЛР. Из [37, 34] следует:

$$S_w^{ml} \approx \frac{2m(1-\beta_{\perp}) - m^2(1-2/3\beta_{\perp})}{8(1-\beta_{\perp})^2} \frac{\beta_{\perp h}}{L_h + r_p^2} \frac{r}{\kappa} \left(\frac{r_p}{r_w}\right)^2; \quad (6)$$

$$S_{FLR}^{ml} \approx \frac{m^2 - 1}{2} \frac{1}{\kappa r_p^2} \sum \rho_j^2 \frac{\partial \beta_j}{\partial r}.$$

Здесь β_{\perp} относится к полному давлению плазмы, β_j и β_{Lj} относятся к давлению j -той популяции частиц, ρ_j - гирорадиус j -тых частиц, индекс "h" соответствует популяции горячих частиц.

Для выполнения условия "прочной" стабилизации в пробкотроне принято $\beta_h = 0,75$; $\beta_{\perp h} = 0,65$; $\beta_{\parallel} = 0,7$. Принятое значение β_h обеспечивается при $n_{eh} \sim 10^{13}$ см⁻³ и $T_{eh} \sim 400$ кэВ. При этом $\omega_{VB}^h \sim 3 \cdot 10^5$ сек⁻¹, $\omega_{ci} \sim 4 \cdot 10^7$ сек⁻¹, $\omega_{\beta}^h \sim 10^9$ сек⁻¹, $\omega_D^{lh} \sim 10^7$ сек⁻¹ и условия (4) выполняются. Примем $\Delta r_h \sim 3$ см. Гирорадиус горячих электронов $\rho_{eh} \sim 0,2$ см, гирорадиус ионов $\rho_i \sim 1,5$ см, величина $\partial \beta_i / \partial r \sim 0,01$. Для пробкотрона $\frac{r}{\kappa} = 2,5 \cdot 10^3$ см². При указанных параметрах популяции горячих электронов:

$$S_w^{1l} \approx 1,3; \quad S_w^{2l} \approx 2,8; \quad S_w^{3l} \approx 4,5; \quad S_{FLR}^{2l} \approx 0,1; \quad S_{FLR}^{3l} \approx 0,3.$$

Для моды $m = 3$ вследствие ненадежного выполнения условия стеночной стабилизации высших мод $m \leq \frac{r_p}{\Delta r_h} \sim 3$ член

S_w^{3l} будет меньше приведенного значения, но можно надеяться, что $S_w^{3l} + S_{FLR}^{3l} > 1$.

Совместно с ИФФ АН СССР принято решение осуществить 2-х частотный циклотронный нагрев электронов. Этот нагрев будет производиться двумя необыкновенными СВЧ-волнами, подводимыми к плазме под питч-углом $\theta = 50^\circ$, как это условно показано на рис.4.

Условие резонансного нагрева с учетом эффекта Доплера можно записать в виде:

$$\gamma = \frac{v}{\alpha} R \pm \cos \theta \cdot \sqrt{1 - R/R_{отр}} \cdot \sqrt{\gamma^2 - 1}; \quad (7)$$

где ν - номер гармоники, $\alpha = \omega/\omega_{co}$, R - магнитное поле в относительных единицах, ω_{co} - циклотронная частота электронов при $R = 1$ и $\gamma = 1$, γ - релятивистский фактор.

Для нагрева электронов приняты частоты ω_1 и ω_2 , для которых $\alpha_1 = 2$ и $\alpha_2 = 1,455$. СВЧ-поле занимает область вдоль магнитного поля $R_{min} < R < R_{свч}$. В вакуумном магнитном поле $R_{min} = 1$, $R_{свч} = 1,12$ ($Z_{свч} = 17$ см) для волны ω_1 и $R_{свч} = 1,1$ ($Z_{свч} = 15,5$ см) для волны ω_2 . В вакуумном поле из приведенного условия следуют следующие энергетические диапазоны резонансного нагрева электронов ΔE_e :

$$\begin{array}{lll} \omega = \omega_1; & \nu = 2; & \Delta E_e = 0 + 120 \text{ кэВ;} \\ \omega = \omega_2; & \nu = 2; & \Delta E_e = 100 + 400 \text{ кэВ;} \\ \omega = \omega_1; & \nu = 3; & \Delta E_e = 145 + 490 \text{ кэВ;} \\ \omega = \omega_2; & \nu = 3; & \Delta E_e = 360 + 890 \text{ кэВ.} \end{array}$$

В конечном состоянии при $\beta_n = 0,75$ магнитное поле в области популяции горячих электронов снизится. По оценке $R_{min} \sim 0,7$, $R_{свч} \sim 0,9$; $R_{отр} \sim 1,1$. В этом случае энергетические диапазоны резонансного нагрева электронов примерно следующие:

$$\begin{array}{lll} \omega = \omega_2; & \nu = 2; & \Delta E_e = 0 + 320 \text{ кэВ;} \\ \omega = \omega_1; & \nu = 3; & \Delta E_e = 3 + 375 \text{ кэВ;} \\ \omega = \omega_2; & \nu = 3; & \Delta E_e = 100 + 755 \text{ кэВ.} \end{array}$$

Для $\nu = 3$ достаточно эффективный резонансный нагрев может быть только для электронов со скоростью порядка скорости света при энергии $E_e \approx 100$ кэВ. Мы видим, что имеет место хорошее перекрытие энергетических диапазонов эффективного резонансного нагрева как в начальном, так и в конечном состоянии. Оценки показывают, что в переходном режиме это перекрытие не ухудшается.

Частота ω_1 выбрана на исходное магнитное поле в средней плоскости пробкотрона в 90% от номинального, что позволяет накапливать плещущиеся ионы до $\beta \sim 0,2$. Объем популяции горячих электронов ~ 10 л, соответствующее энергосодержание ~ 6 кДж. При нагреве за ~ 50 мсек необходим ввод мощности в популяцию горячих электронов в 120 кВт.

Время жизни горячих электронов, если его принять в три раза меньше классического по рассеянию на фоновой плазме плотностью $\hat{n} \sim 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ составляет ~ 100 мсек. Соответствующие потери поглощаемой СВЧ-мощности ~ 100 кВт. Потери на циклотронное и рентгеновское излучение ~ 1 кВт. Не исключено, что

главная часть СВЧ-мощности пойдет на нагрев электронов фоновой плазмы. В связи с этим предусматривается тройной запас в подводимой к плазме мощности, которая составит 600+700 кВт в течение 0,1 сек.

Особенностью эксперимента I-ой очереди является создание затравочной мишенной плазмы в пробкотроне и полукаспе с помощью одной кольцевой плазменной пушки [53]. Эта пушка устанавливается в торцевом баке, пристыкованном вместо центрального пробкотрона (слева на рис.1). Пушка будет работать в нарастающем магнитном поле до 20 кГс, что обеспечивает радиальное расширение мишенной плазмы. В начале плазменной струи из пушки в области неблагоприятной кривизны суммарного магнитного поля будет установлено устройство для пассивной МГД-стабилизации струи радиальными токами [54].

В I-ой очереди предусмотрено использовать кольцевые газоразрядные ячейки на приемниках плазмы для дополнительной МГД-стабилизации плазмы во время старта за счет вмороженности в торцы [20]. Разряд в кольцевых ячейках будет поддерживаться водородом, выделяющимся в ячейках от нейтрализации плазменного потока из пробкотрона. Кольцевая газоразрядная ячейка будет так же установлена около внутренней поверхности колоколообразной плазмы в полукаспе (см. рис.3).

Установка АМБАЛ-М в целом кратко описана в [55,56]. На рис.5 и 6 представлен общий вид 2-ой очереди установки АМБАЛ-М. Она состоит из соленоида (центрального пробкотрона), двух концевых пробкотронов и двух полукаспов. На торцах установлены баки с кольцевыми приемниками плазмы и мощными встроенными насосами для откачки водорода.

Основные параметры соленоида:

- Магнитное поле до	4,5 кГс
- Пробочное отношение до	15
- Расстояние между пробками	14 м
- Номинальный диаметр плазмы	40 см
- Объем плазмы до	2 м ³
- Рабочее вещество	дейтерий

Соленоидальное магнитное поле формируется катушками диаметром 1,3 м с шагом 0,55 м. Концевые пробкотроны и полукаспы имеют по две катушки для формирования поля. Полный вес меди в

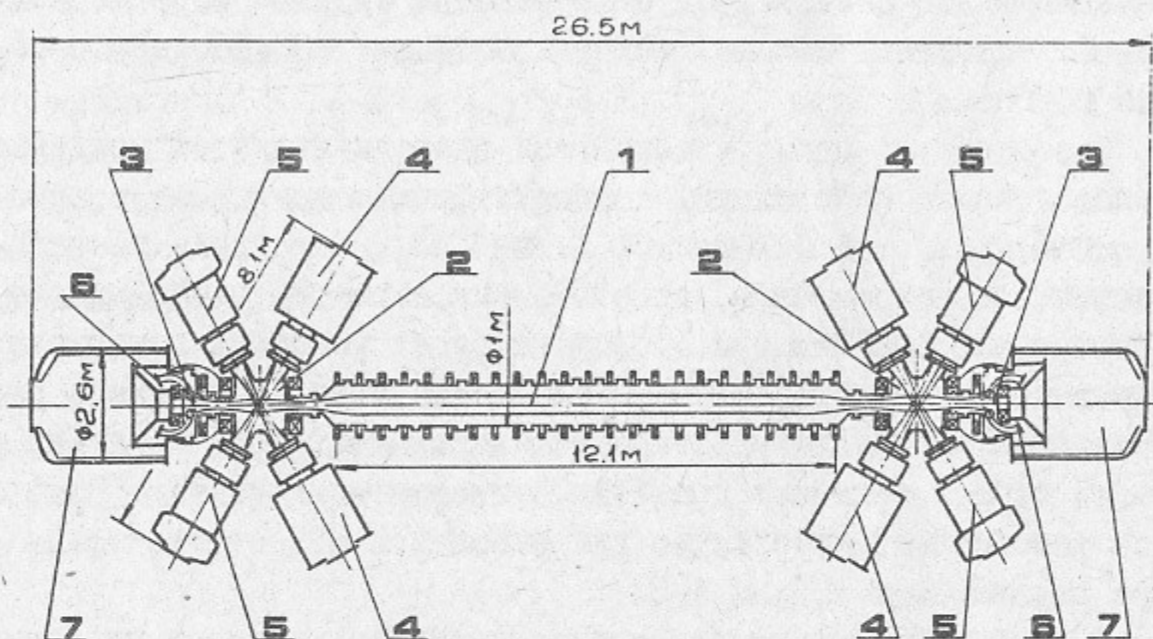


Рис.5. Установка АМБАЛ-М (вид сверху):
 1 - центральный пробкотрон; 2 - концевые пробкотроны;
 3 - полукаспы; 4 - горизонтальные атомарные инжекторы;
 5 - поглотители пучков; 6 - приемники плазмы; 7 - напы-
 ляемые титаном панели.

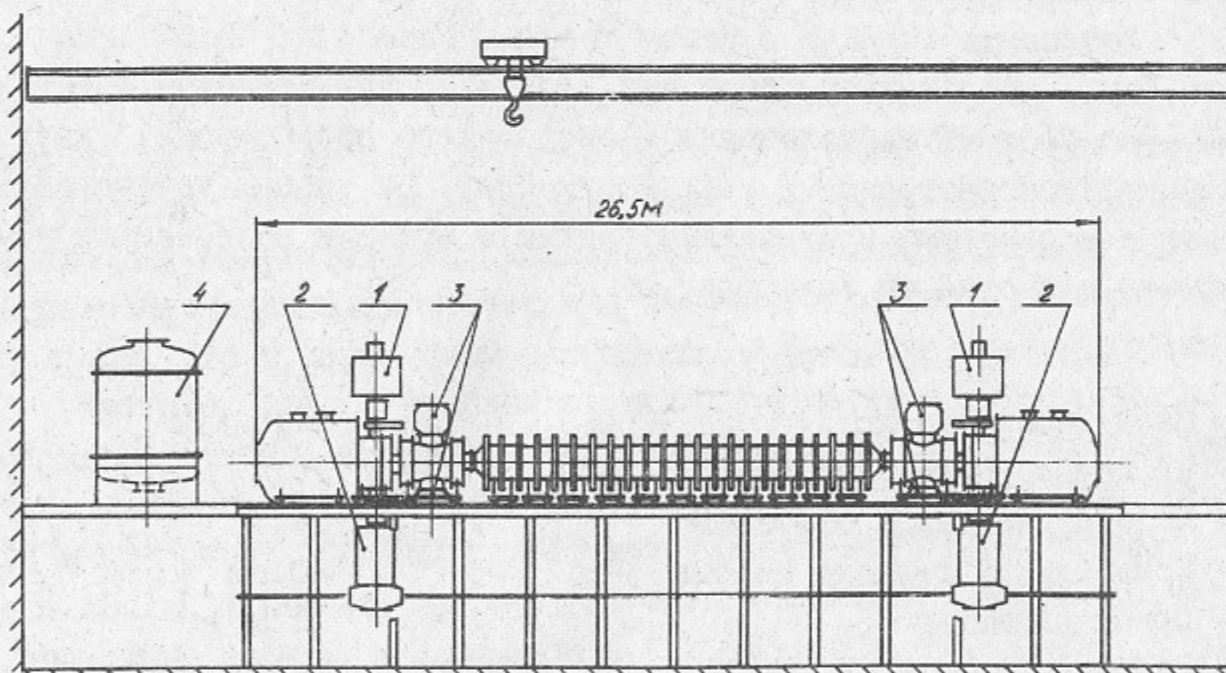


Рис.6. Установка АМБАЛ-М (вид сбоку):
 1 - вертикальные атомарные инжекторы; 2 - приемники
 пучков, 3 - насосы для откачки пробкотронов; 4 - прог-
 ревная печь.

катушках около 18 т. Питание магнитной системы производится от четырех генераторов ГП-9500 с маховиками импульсами с плато 0,5 сек. Общая номинальная мощность магнитной системы на плато составляет 78 МВт. Предусматривается возможность изменять соотношения магнитных полей в соленоиде, пробкотронах и полукаспах.

Полный объем основной вакуумной системы 46 м^3 , в том числе объем торцевых баков $2 \times 16 \text{ м}^2$. Внутренняя поверхность секционированной камеры соленоида диаметром 1 м, камер пробкотронов диаметром 1,12 м и камер полукаспов диаметром 1,52 м покрыта прогретым лайнером из ниобия толщиной 0,3 мм. Основная часть быстрых атомов из плазмы должна поглощаться в ниобии, поток теплых частиц водорода из лайнера ограничивается $5+10\%$ от падающего на лайнер потока [57]. Для отраживания лайнер будет периодически прогреваться около 100 сек до 800°C . В торцевых баках размещены напыляемые титаном откачивающие ребренные панели с жидким азотом с откачивающей поверхностью $2 \times 50 \text{ м}^2$. Внешняя откачка газа из камер осуществляется гелиевыми крионасосами и турбовакuumными насосами. Предусмотрен длительный прогрев основной вакуумной системы до 250°C , планируется все вакуумные камеры перед окончательной сборкой прогревать в специальной вакуумной печи до 400°C .

В соответствии с расчетами в [57] с учетом конечного гирорадиуса ионов снаружи плазмы в концевых пробкотронах давление водорода должно быть ограничено величиной $\sim 3 \cdot 10^{-7} \text{ Тор}$. Вокруг горячей плазмы в соленоиде образуется бланкет из низкотемпературной плазмы, которая удерживается амбиполяльными барьерами. Поэтому в камере соленоида допускается более высокое давление водорода.

Как это видно на рис.5, каждый концевой пробкотрон снабжен двумя горизонтальными инжекторными трактами. Каждый полукасп (см.рис.6) снабжен одним вертикальным инжекторным трактом. Каждый тракт состоит из камеры инжектора, сепаратора, проходных гелиевых крионасосов на входах в камеру пробкотрона и поглотителя пучка в конце тракта. На время прогрева основной вакуумной системы инжекторные тракты отключаются от нее прогретыми шиберами Ду-450.

Каждая камера инжектора имеет встроенный гелиевый крионасос и газозаградительную парамагнитную струю. На камерах гори-

горизонтальных инжекторов устанавливается по два ионных источника типа ИК-50 [58]. Источник ИК-50 позволяет получать пучок ионов D^+ с энергией 25 ± 30 кэВ и током 50 А длительностью 0,1 сек. На камерах вертикальных инжекторов устанавливается по 4 ионных источника типа ИФ-6 [59]. Источник ИФ-6 позволяет получать сфокусированный на плазму в полукаспе пучок ионов H^+ с энергией 6 кэВ и током 20 А.

Затравочную мишенную плазму для концевых пробкотронов и полукаспов планируется генерировать в соленоиде с помощью ВЧ-полей или радиально вводить плазменную струю от охватывающей рабочую область соленоида кольцевой пушки с быстрой перекоммутацией магнитного поля.

Предусматривается испытать встроенный в соленоид МГД-стабилизатор с популяцией анизотропных ионов в проводящем кожухе. На рис.7 приведена схема такого встроенного стабилизатора. В одной из секций соленоида три его катушки заменяются четырьмя с другими размерами и меньшими токами. В результате в этой секции формируется локальный пробкотрон с пробочным отношением 2,2 с полем в пробках, равным соленоидальному полю. Произведение радиуса кривизны на радиус $\frac{r}{\rho} = 4 \cdot 10^3 \text{ см}^2$. Радиус плазмы в минимуме поля около 30 см, радиус проводящего кожуха около 35 см. Рядом с кожухом устанавливается антенна для ввода в плазму ВЧ поля на основной ионноциклотронной частоте локального пробкотрона (~ 2 МГц).

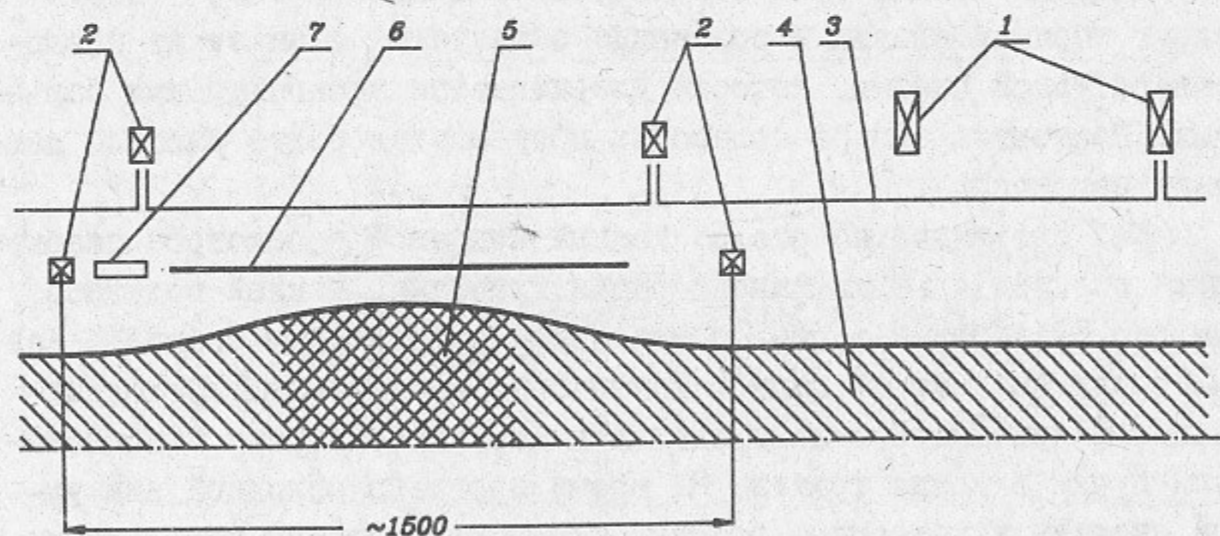


Рис.7. МГД-стабилизатор в соленоиде:
1 - катушки соленоида, 2 - катушки локального пробкотрона, 3 - вакуумная камера, 4 - плазма, 5 - популяция горячих ионов, 6 - проводящий кожух; 7 - ВЧ-антенна.

Для анизотропной популяции горячих ионов принято $\beta_{\perp h} = 0,75$; $n_{ih} \sim 7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $T_{ih} = 10 \pm 15$ кэВ. Гирорадиус горячих ионов $\rho_i \sim 10$ см. Примем $\Delta r_h \sim 10$ см. Градиентная длина популяции горячих ионов $L_h \sim 30$ см. Частоты: $\omega_{VB}^h \sim 2 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$, $\omega_{ci} \sim 10^7 \text{ сек}^{-1}$, $\omega_B^h \sim 2 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$ и $\omega_D^h \sim 5 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$, условия (4) удовлетворяются. При выше указанных параметрах выполняется условие "прочной" стабилизации (5): $S_w^{ii} \approx 1,5$; $S_w^{i2i} \approx 3,7$; $S_w^{i3i} \approx 6,4$; $S_{FLR}^{i2i} \approx 1,75$; $S_{FLR}^{i3i} \approx 4,7$.

Объем горячей плазмы около 150 л. Энергосодержание популяции горячих ионов составляет около 2 кДж. При плотности фоновых электронов $n_e \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ с температурой $T_e \approx 100$ эВ время жизни горячих ионов $\tau_{dr} \approx 4$ мсек. Время накопления энергии в горячих ионах может составлять 10 ± 50 мсек. Таким образом, необходимая ВЧ-мощность при низкой температуре электронов определяется потерями энергии горячих ионов на электронах. Поглощаемая ВЧ-мощность должна составлять 500 кВт.

В заключение выражаю искреннюю благодарность моим коллегам по разработке описанной части установки АМБАЛ-М Бендеру Е.Д., Давиденко В.И., Драничникову А.Н., Дудникову В.Г., Кузьмину С.В., Кабанцеву А.А., Лысянскому П.Б., Лившицу А.А., Морозову И.И., Рачкову В.В., Савкину В.Я., Сборщикову Е.А., Тимошину И.Я., Шрайнеру К.К., Шульженко Г.И. и другим. Мне приятно выразить благодарность сотрудникам ИПФ АН СССР Курбатову В.И., Суворову Е.В., Токману М.Д. и Флягину В.А. за совместную работу по ЭПРН; Рютову Д.Д., Чирикову Б.А., Арсенину В.В., Головину И.Н., Иоффе М.С., Панову Д.А., Пастухову В.П., Тимофееву А.В., Юшманову Е.Е. и другим сотрудникам ИЯФ СО АН СССР и ИАЭ им.И.В.Курчатова, принимавшим участие в обсуждении проекта АМБАЛ-М.

I. ЛИТЕРАТУРА

1. Correll D.L. et al. Experimental results from "TMX-U". - In Proc. Int. school of plasma physics (Varena, 1987). - Vol.2, p.679.
2. Casper T.A. et al. Microstability of the "TMX" tandem mirror experiments. - In: Proc. Int. school of plasma physics (Varena, 1987). - Vol.2, p.771.
3. Yatsu K. et al. "Gamma-10" experimental results. - In: Proc. Int. school of plasma physics (Varena, 1987). - Vol.2, p.659.
4. Cho T. et al. Termal barrier potential and plasma confinement in "Gamma-10". - In: Proc. XIIth Int. Conf. on plasma phys. and fusion research (Nice 1988).
5. Ishii K. et al. Potential measurement and radial transport in "Gamma-10". - In: Conf. papers XVI European conf. on control. fusion and plasma. Phys. (Venice, 1989) - Vol.2, p.811.
6. Панов Д.А. Амбиполярные открытые ловушки. - Итоги науки и техники. Москва, 1988, т.8, с.5-48.
7. Головин И.Н. Малорадиоактивный управляемый термоядерный синтез: Препринт ИАЭ им. И.В.Курчатова № 4885/8, Москва, 1989.
8. Rosenbluth M.N., Longmire C.L. - Stability of Plasmas confined by Magnetic Fields. - Ann. Phys. (USA), 1957, 1, p.120.
9. Hinton F.L., Rosenbluth M.N. Stabilization of axisymmetric plasmas by energetic ion injection. - Nucl. Fusion, 1982, 22, p.1547.
10. Котельников И.А., Росляков Г.В., Рютов Д.Д. Стабилизация желобковых возмущений в осесимметричной открытой ловушке с плещущимися ионами. - Физика плазмы, 1987, 13, с.403.
11. Арсенин В.В. Кольцевая аксиально-симметричная ловушка с плещущимися частицами. - Физика плазмы, 1986, 12, с.500.
12. Adreoletti J. - Comptes rendus Acad. Sci., 1963, 257, p.1235.
13. Furth H.P. Existence of mirror machines stable against interchange modes. - Phys. Rev. Lett., 1963, 11, p.308.
14. Арсенин В.В. Минимум В в непараксиальных осесимметричных открытых ловушках. - Физика плазмы, 1988, 14, с.612.
15. Logan B.G. An axisymmetric high-beta tandem-mirror reactor. - Comments plasma Phys. Contr. Fusion, 1989, 5, p.271.
16. Димов Г.И. Аксиально-симметричная амбиполярная ловушка: Препринт ИЯФ 82-150, Новосибирск, 1982.
17. Арсенин В.В. и др. О возможности экспериментального исследования МГД-устойчивого удержания плазмы в аксиально-симметричной открытой ловушке. - ВАНТ. Сер.Термоядерный синтез, 1986, вып.4, с.17.
18. Сковорода А.А. Осесимметричный стабилизирующий элемент амбиполярной ловушки. - Физика плазмы, 1985, 11, с.1319.
19. Арсенин В.В. Стабилизация первой моды желобковых колебаний в длинной аксиально-симметричной открытой ловушке. - Физика плазмы, 1982, 8, с.484.
20. Димов Г.И., Лысянский П.Б. Амбиполярная ловушка АМБАЛ-М. Физическое обоснование I-ой очереди: Препринт ИЯФ 86-102. Новосибирск, 1986.
21. Нагорный В.П., Ступаков Г.В. Желобковая неустойчивость плазмы в антипробкотроне. - Физика плазмы, 1984, 10, с.476.
22. Рютов Д.Д., Ступаков Г.В. О стабилизации крупномасштабных неустойчивостей плазмы в осесимметричных амбиполярных ловушках. - Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, с.29.
23. Кузьмин С.В., Лысянский П.Б. Запас МГД-устойчивости каспа и непараксиального пробкотрона относительно жесткой моды: Препринт ИЯФ 89-78, Новосибирск, 1989.
24. Arsenin V.V. Plasma stabilization in axisymmetric mirrors. - In: Proc. Int. Conf. on Plasma Phys., Losanna, 1984, v.1, p.206.
25. Ступаков Г.В. О возможности МГД-устойчивого удержания плазмы в осесимметричном пробкотроне. - Письма в ЖЭТФ, 1987, 5, с.213.

26. Арсенин В.В., Михайловская Л.Б. МГД-устойчивость плазмы в осесимметричной открытой системе из непараксиальных ловушек. - Физика плазмы, 1988, 14, с.1015.
27. Arsenin V.V. Average minimum B in an axisymmetric steeply-curved mirror -In: XV Europ. Conf. Fusion and Plasma Heating, Dubrovnik, 1988, v.2, p.597.
28. Арсенин В.В. Возможность МГД-устойчивого удержания плазмы в полой аксиально-симметричной зеркальной ловушке. - Физика плазмы, 1979, 5, с.1293.
29. Logan B.G. Improved Axisymmetric-Cusp Plugs for Tandem Mirror Reactor - Comments Plasma Phys. Control. Fusion, 1981, 8, p.199.
30. Arsenin V.V. Plasma stability in the axisymmetric open-ended systems -Physica Scripta, 1982, T 2/2, p.580.
31. Devoto R.S. et al. A small, octopole-stabilized tandem mirror reactor. - Nuclear Fusion, 1986, 26, p.275.
32. Dandl R.A. et al. High-beta relativistic electron plasmas in axisymmetric and non-axisymmetric mirrors - In: Proc. IVth Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nuclear Fusion (Madison, 1971). - Vienna, 1971, v.2, p.607.
33. Kesner J. Axisymmetric, wall-stabilized tandem mirrors. - Nuclear Fusion, 1985, 25, p.275.
34. Berk H.L. et al. Stabilization of a axisymmetric tandem mirror cell by a hot plasma component. - Phys. Fluids, 1984, 27, p.2705.
35. Berk H.L., Wong H.V. Stability of high-energy particle plasmas to magnetohydrodynamic-like modes. - Phys. Fluids, 1985, 28, p.1881.
36. Dobrot D. et al. Magnitohydrodynamic stability of hot-electron stabilized. - Phys. Fluids, 1987, 30, p.2149.
37. Berk H.L., Wong H.V., Tsang K.T. Theory of hot particle stability. - Phys. Fluids, 1987, 30, p.2681.
38. Close R.A. et al. Experimental observation of stabilization of an axisymmetric mirror at high beta with a nearly wall. - Phys. Fluids, 1986, 29, p.3892.

39. Bagryanskii P.A. et al. The gas-dynamic trap experiment. - In: Proc. Int. school of plasma Phys. (Varena) - 1987, v.2, p.635.
40. Lane B.G. Equilibrium and stability of the TARA experiment. - IBIT, p.733.
41. Dandl R.A. et al. Off-resonance effects on electrons in mirror-contained plasmas. - Nuclear Fusion, 1971, 11, p.411.
42. Quon B.N. et al. Impact of multiple-frequency heating on the formation and control of diamagnetic electron rings in on axisymmetric mirror. - Phys. Fluids, 1985, 28, p.1503.
43. Bochmer H.Goede H., Talmadge S. Lifetime measurement of electron-cyclotron-resonanced-heated electrons. - Phys. Fluids, 1985, 28, p.3099.
44. Cho T. et al. Observation of hot electrons produced by second harmonic electron cyclotron heating in the axisymmetric tandem mirror "GAMMA-10". - Nuclear Fusion, 1987, 27, p.1421.
45. Saito T. et al. Enhanced velocity diffusion along Electron-Cyclotron-Resonance-Heating characteristics observed in hot-electron energy spectra in the plasma con. - Phys. Rev. Lett., 1987, 59, p.2748.
46. Saito T. et al. Localised heating and enhanced velocity diffusion by ECRH in GAMMA-10. - In: Contr. Papers XVIth Europ. conf. on contr. Fusion and Plasma Phys., Venice, 1983, v.3, p.1127.
47. Rognlien T.D. Frequency splitting and collisional DE-correlation for removing superadiabatic barriers in ECRH experiments. - Nuclear Fusion, 1983, 23, p.163.
48. Dimov G.I., Lysyansky P.B. Fluite MGD-stability of an axisymmetrical system mirror-halfcusp. - In: Proc. Int. conf. on Plasma Phys., Kiev, 1987, v.3, p.43.
49. Кузьмин С.В., Лысянский П.Б. Численное исследование устойчивости движения заряженных частиц в каспе. - Физика плазмы, 1989, 15, с.778-784.

50. Кузьмин С.В. МГД-устойчивость плазмы в системе аксиально-симметричных пробкотронов.: Препринт ИЯФ 89-5, Новосибирск, 1989.
51. Hall J.H. et al. Observations of High-Beta Toroidal Plasmas. - Phys. Rev. Lett., 1981, 46, p.1394.
52. Kuz'min S.V., Lysyansky P.B. Numerical studies of charge particle motion stability in a cusp. - In: Proc. Int. conf. on Plasma Phys., Kiev, 1987, v.3, p.257.
53. Димов Г.И., Иванов А.А., Росляков Г.В. Получение и исследование струи мишенной плазмы для открытой ловушки. - Физика плазмы, 1982, 8, с.970.
54. Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю. Стабилизация баллонных возмущений плазменной струи радиальными токами. - Физика плазмы, 1989, 15, с.724.
55. Dimov G.I. Axisymmetric tandem mirror AMBAL-M - In: Proc. Int. school of Plasma Phys., Varenna, 1987, v.2, p.703.
56. Dimov G.I., Davidenko V.I., Lysyansky P.B. Axisymmetric tandem mirror AMBAL-M. - In: Contr. papers XVI Europ conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Venice, 1989, v.2, p.815.
57. Димов Г.И. Эксперимент АМБАЛ-Ю. - ВАНТ, сер. Термоядерный синтез, 1988, вып.3, с.13.
58. Dimov G.I., Morozov I.I. 50 A Ion source IK-50 for "AMBAL-M" device. - Int. conf. on ion sources, Berkeley, 1989.
59. Давыденко В.И. Источник интенсивного протонного пучка высокой яркости с геометрической фокусировкой. УП Всесоюзная конференция по плазменным ускорителям и ионным инжекторам. Харьков, 1989.

Г.И.Димов

ОСЕСИММЕТРИЧНАЯ АМБИПОЛЯРНАЯ ЛОВУШКА

Препринт
№ 89-151

Работа поступила - 5 октября 1989 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 15.XI.1989г. МН 12197
Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.2,2 печ.л., 1,8 учетно-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ №151.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90