

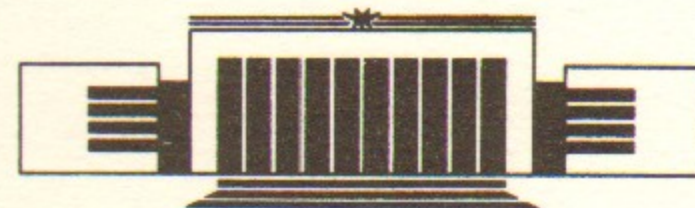


61
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

В.И. Давыденко, А.А. Иванов, Ю.Л. Козьминых
Э.П. Коллеров, И.А. Котельников, В.В. Мишагин,
А.А. Подыминогин, А.И. Рогозин, В.А. Роечко,
Г.В. Росляков, Д.Д. Рютов, К.К. Шрайнер

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ
ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКИ**

ПРЕПРИНТ 86-104



НОВОСИБИРСК

1986

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКИ

В.И.Давыденко, А.А.Иванов, Ю.Л.Козьминых, Э.П.Коллеров, И.А. Котельников, В.В.Мишагин, А.А.Подыминогин, А.И.Рогозин, В.А. Роеенко, Г.В.Росляков, Д.Д.Рютов, К.К.Шрайнер

1. ВВЕДЕНИЕ

Газодинамическая ловушка (ГДЛ) [1,2] представляет собой аксиально-симметричный пробкотрон с большим пробочным отношением $R \gg I$ и с длиной L , удовлетворяющей условию

$$L \approx \frac{\lambda_{ii} \ln R}{R} \quad (1)$$

где λ_{ii} - кулоновская длина свободного пробега ионов. При условии (1) время жизни плазмы в ГДЛ определяется простой газодинамической оценкой (соответствующей времени истечения газа из сосуда с маленьким отверстием):

$$\tau \sim \frac{RL}{2V_{Ti}}, \quad (2)$$

где V_{Ti} - тепловая скорость ионов (рассчитываемая по температуре ионов при $T_i \approx T_e$ и по температуре электронов при $T_e > T_i$).

Важным достоинством ГДЛ является полная нечувствительность оценки (2) к возможности развития в плазме микрофлуктуаций. В этом отношении ГДЛ выгодно отличается от многих других типов открытых ловушек.

Еще одно достоинство ГДЛ состоит в том, что МГД устойчивость плазмы в ней может быть обеспечена в рамках аксиально-симметричной магнитной конфигурации [1,2]. Дело в том, что при выполнении условия (1) относительно велика плотность запробочной плазмы*, находящейся в области благоприятной кривизны силовых линий и оказывающей стабилизирующее влияние на систему в целом (подробные расчеты см. в [3]).

* В нашем случае это плазма, истекающая из установки.

Перспективы ГДЛ в качестве термоядерного реактора обсуждались в работах [1,2,4,5]. Ключевым и наиболее сложным элементом такого реактора является пробочная катушка, которая должна создавать магнитное поле с напряженностью в сотни килогаусс. Обстоятельство, до некоторой степени облегчающее решение этой задачи, состоит в том, что столь сильное поле нужно иметь в объеме с диаметром лишь 10 см и длиной 10+20 см. Если допустить, что в таком объеме возможно создание поля с напряженностью 450 кГс, то параметры реактора - ГДЛ с $Q = 3$ оказываются следующими: длина 5 км, диаметр плазмы 0,7 м, плотность плазмы $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, напряженность магнитного поля на однородном участке 15 кГс, $\beta = 0,7$, мощность инжекции 5 ГВт. Улучшить характеристики реактора (уменьшить длину и мощность при данном Q) можно при помощи включения нескольких (3-5) дополнительных пробочек на каждом конце установки [5]. Таким способом можно снизить длину системы до 1 км и мощность инжекции до 1 ГВт. Длина все еще кажется несколько устрашающей, но следует иметь в виду, что почти вся она занята простым аксиально-симметричным соленоидом на поле всего лишь 15 кГс.

Интересные возможности имеются у ГДЛ в качестве источника нейтронов для материаловедческих исследований [6]: при инжекции в относительно холодную дейтериевую плазму десяти-двадцати мегаватт быстрых тритонов можно обеспечить нейтронный поток $2,6+3,9 \text{ МВт/м}^{2*}$ на двух участках общей длиной 0,5+1 м. Полная длина установки при этом будет составлять 10+15 м.

Упомянутые перспективы ГДЛ делают целесообразным сооружение экспериментальной модели этой установки, которая позволила бы получить ответы на ключевые вопросы физики ГДЛ. Как будет видно из дальнейшего, многие из этих вопросов существенны (а в ряде случаев жизненно важны) и для других типов открытых ловушек. Это обстоятельство делает тем более актуальной постановку задачи сооружения экспериментальной модели ГДЛ.

II. ОСНОВНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ

В этом разделе мы перечислим основные физические проблемы, которые было бы желательно изучить на экспериментальной модели

* На поверхности плазмы.

ГДЛ. Эти проблемы можно разбить на пять больших групп: А) МГД-устойчивость; Б) Поперечный перенос; В) Микронеустойчивости быстрых частиц; Г) Процессы в расширителе; Д) Роль вакуумных условий и эффект гало. Приведенное разбиение во многом условно, поскольку в ряде случаев имеется очень тесное переплетение явлений, относящихся к различным группам. Тем не менее, в классификационных целях оно полезно.

А. МГД - у с т о й ч и в о с т ь

А1. Устойчивость по отношению к желобковым возмущениям в аксиально-симметричной системе

Желобковая устойчивость в ГДЛ будет обеспечиваться при помощи расширителей с благоприятной кривизной силовых линий (см. [3]). Хотя соображения о возможности стабилизации системы истекающей из нее плазмой достаточно очевидны, важность этого вывода диктует необходимость его экспериментального доказательства.

А2. Возможная стабилизирующая роль торцов

Поскольку в ГДЛ поток пробочной плазмы будет оканчиваться на поглощающей поверхности, возможно существование дополнительного стабилизирующего эффекта, связанного с вмороженностью магнитного поля в эту поверхность. Отделить эффект стабилизации, упомянутый в разд. А1, от эффекта вмороженности можно путем намеренной деформации поля в расширителе - такой, чтобы вклад расширителя в МГД-устойчивость стал неблагоприятным. Тогда, если система станет неустойчивой, это будет означать отсутствие вмороженности; если же она сохранит устойчивость, это будет указывать на преобладающую роль вмороженности. Если выявится последнее обстоятельство, то можно будет принять дополнительные меры, чтобы исключить эффект вмороженности и выяснить роль стабилизации расширителем "в чистом виде". В частности, как показано в работе [3], если на некоторой поверхности (до поглотителя) магнитное поле становится настолько малым, что на ней выполняется условие

$$\rho v^2 > \frac{H^2}{4\pi}, \quad (3)$$

то эффект вмороженности в торец исчезает. Добиться выполнения условия (3) можно путем увеличения степени расширения.

А3. Предельные значения

Теория предсказывает, что в аксиально-симметричной ГДЛ достижимо $\beta \sim 1$ (без возбуждения баллонных мод). Ввиду важности этого вывода, требуется проверить его, доводя β в модели до предельных значений, допускаемых энергетикой системы.

А4. МГД-неустойчивость, связанная с вращением плазмы

Обычно в плазме открытых ловушек имеется радиальное электрическое поле

$$E_r \sim \frac{T}{ea}, \quad (4)$$

где a — радиус плазмы. Оно приводит плазму во вращение с угловой скоростью

$$\omega \sim \frac{cT}{eNa^2}. \quad (5)$$

При спадающей наружу плотности плазмы вращение является дополнительным источником свободной энергии для МГД-неустойчивостей. Однако при наличии стабилизирующих расширителей желобковая неустойчивость развиваться не может, и потенциально опасными остаются только изгибные возмущения. Условие неустойчивости для них по порядку величины есть

$$\frac{r_{Li} L}{a^2} > \frac{1}{\sqrt{\beta}}. \quad (6)$$

Условие (6) можно записать и несколько иначе. Для этого введем в рассмотрение величину $\Delta\psi$ — угол, на который смещается по азимуту (под действием дрейфа в радиальном электрическом поле) ведущий центр "теплового" иона при одном пролете вдоль ловушки: $\Delta\psi = \omega L / v_{Ti}$. Легко проверить, что условие (6) можно представить как

$$\Delta\psi > \frac{1}{\sqrt{\beta}}. \quad (7)$$

Как видно из условий (6) и (7), центробежная неустойчивость особенно опасна для длинных систем. Чтобы изучить возможности управления радиальным распределением потенциала, в модели ГДЛ должна быть предусмотрена возможность секционирования торцевых приемников плазмы.

А5. Эффекты конечного ларморовского радиуса (КЛР)

В длинных системах значительную стабилизирующую роль (по крайней мере, по отношению к высоким азимутальным модам) могут играть эффекты КЛР. Безразмерный параметр, характеризующий их роль, есть также $\Delta\psi$ ($\Delta\psi \ll 1$ соответствует отсутствию эффектов КЛР), хотя здесь этот параметр появляется совсем по другим причинам, чем в критерии центробежной неустойчивости. Роль эффекта КЛР можно будет изучить путем сравнения отклика плазмы на "порчу" магнитного поля в области расширителя в двух случаях: при относительно низкой температуре, когда $\Delta\psi \ll 1$, и при высокой температуре, когда $\Delta\psi \approx 1$.

Б. Аномальный поперечный перенос

Открытые ловушки (в т.ч. и газодинамическая) отличаются от других систем с магнитным удержанием относительно небольшим значением числа $N \equiv a/r_{Li}$ (в реакторе — открытой ловушки $N = 10 \div 30$, в реакторе — токамаке $N = 150 \div 200$); кроме того, большинство схем открытых ловушек включает в себя длинный ($L \sim (100 \div 500)a$) участок однородного магнитного поля. Вследствие того, что оба указанных обстоятельства могут сильно влиять на возбуждение дрейфовых неустойчивостей (вызывающих аномальный поперечный перенос плазмы), желательно экспериментальное исследование аномального переноса в системе с $N \sim 15$ и $L/a > 30$ в условиях, не "замутненных" влиянием осложняющих факторов, связанных с аксиальной асимметрией магнитной системы. В этом отношении модель ГДЛ предоставляет очень благоприятные возможности.

Б1. Влияние параметра \mathcal{N} на возбуждение высокочастотных дрейфовых неустойчивостей

Критическое значение \mathcal{N} , определяющее возможность развития таких неустойчивостей, лежит около 20 [7]. Экспериментальная модель позволяет легко менять \mathcal{N} в диапазоне 10-30.

Б2. Низкочастотные неустойчивости в длинной системе

В рассматриваемой модели отношение L/a составляет 40-60, что вполне достаточно для полного проявления (и исследования!) низкочастотных дрейфовых неустойчивостей [7].

Б3. Роль столкновений

В типичных условиях рассматриваемой ниже модели столкновения не влияют существенным образом на развитие дрейфовой неустойчивости. Если снизить температуру до 50-60 эВ и увеличить \mathcal{N} до 30-40, то можно изучить влияние столкновений на низкочастотные дрейфовые неустойчивости.

Б4. Роль конечного давления плазмы

Модель позволяет легко пройти диапазон значений β от 0 до 0,3-0,4, что вполне достаточно для выявления возможной роли конечного давления плазмы в стабилизации дрейфовых неустойчивостей.

В. Микронеустойчивости быстрых частиц

Анизотропия функции распределения инжектируемых в плазму ионов может служить источником различных кинетических микронеустойчивостей, приводящих к потерям быстрых частиц как в пробки, так и поперек магнитного поля. Теория, учитывающая роль радиальной неоднородности плазмы, дает в целом благоприятный ответ на вопрос о микронеустойчивостях. Имеются и определенные экспериментальные указания на то, что в условиях, напоминающих ситуацию в предлагаемой модели (относительно холодная основная плазма и малая группа быстрых частиц), микрофлуктуаций не

возникает [8]. Вместе с тем, важность этого вопроса делает желательной более тщательную проверку его на модели ГДЛ.

Г. Процессы в расширителе

Г1. Распределение потенциала

Было бы очень важно непосредственно измерить распределение потенциала в расширителе: именно большой перепад потенциала между пробкой и поглотителем плазмы приводит к сильному торможению электронов и исключает неприятный эффект электронной теплопроводности на торец. Этот эффект важен и для других типов открытых ловушек.

Г2. Влияние вакуумных условий в расширителе на его работу

Плотность плазмы в расширителе у приемника плазмы должна быть на 3-4 порядка ниже, чем в центре ловушки. Поэтому ионизация остаточного газа может повлиять на работу расширителя. Хотя предварительные оценки указывают на незначительность соответствующих эффектов в стандартных условиях работы модели, важно экспериментально проверить ограничения на предельно допустимое давление остаточного газа в расширителе.

Д. Роль вакуумных условий в основном объеме ловушки; эффект гало

Энергия ионов, возникающих при ионизации первичного пучка быстрых нейтралов, намного превышает среднюю энергию ионов основной плазмы. Поэтому ларморовский радиус быстрых ионов в некоторых случаях может быть сравним с радиусом плазмы. Если бы плазма имела резкую границу, то те из быстрых ионов, которые проводят часть своего ларморовского периода вне плазмы, подвергались бы воздействию окружающей плазмы остаточного газа. При этом имела бы значительная вероятность перезарядки ионов (и, соответственно, их потерь из системы). Возникающее из такого рассмотрения ограничение на допустимую плотность нейтрального газа обычно очень жесткое. Если, однако, граница плазмы размыта, т.е. вокруг основной плазмы имеется так называемый эффект гало,

ваемое гало, и если это гало непрозрачно для медленных атомов, то требования на вакуум могут быть резко снижены. Условия обсуждаемой ниже модели допускают проверку этого эффекта.

III. ОБЩАЯ СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ МОДЕЛИ

При выборе схемы эксперимента мы исходили из условия, чтобы экспериментальная модель, с одной стороны, допускала получение ответов на поставленные в разд. II вопросы и, с другой стороны, была по возможности простой в изготовлении. В связи с этим условием предлагаемая ниже модель ориентирована не на получение квазистационарной плазмы, а на проведение "распадного" эксперимента, что позволяет существенно снизить требования к вакуумной системе (мало количество газа, поступающего в камеру за импульс), к системе создания магнитного поля (в качестве источников энергии можно использовать конденсаторные батареи; нет нужды в принудительном охлаждении катушек) и к системе инъекции. Схематически установка изображена на рис. I.

Сценарий эксперимента состоит в следующей последовательности процессов приготовления, нагрева и распада плазмы. Относительно холодная (~10 эВ) исходная плазма будет инжектироваться в установку из плазменных пушек, помещенных в расширителях (рис. I). Магнитное поле в пробках во время работы пушек несколько ослаблено. После того, как плотность плазмы в ловушке достигнет необходимой величины $n \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$, пушки выключаются, а поле в пробках увеличивается (пробки "закрываются"). На рис. 2 приведено магнитное поле на оси ловушки на стадии заполнения ее плазмой и на стадии распада плазмы. После выключения пушек плазма, находившаяся в области расширителей, быстро, за время

$$\tau_{\text{расш}} \sim L_{\text{расш}} \sqrt{\frac{M_i}{T_e}}$$

вытекает на торец. Время вытекания холодной плазмы из ловушки значительно больше:

$$\tau_{\text{на}} = \frac{V \cdot R}{a^2} \sqrt{\frac{M}{2\pi T}} \gg \tau_{\text{расш}}.$$

После того, как плазма из расширителей вытечет на торцы, в ловушку инжектируются импульсные водородные атомарные пучки из шести инжекторов СТАРТ [9]. Для увеличения захватываемой в плазму мощности пучки инжектируются под углом 45° к оси установки. При этом в плазму в течение импульса инъекции длительностью 0,25 мс может быть вложена энергия 1,5 кДж в виде быстрых протонов с энергией 20 кэВ. Быстрые протоны тормозятся в плазме, передавая, в основном, свою энергию электронам, за время [10]:

$$\tau_b^E = \frac{3MT^{3/2}}{8\sqrt{2}\pi e^4 \lambda \sqrt{m} n}.$$

В свою очередь электроны нагревают ионы плазмы за счет столкновений. Оценка времени выравнивания температур T_{ei}^E электронов и ионов показывает, что оно совпадает с τ_b^E . Для плазмы, имеющей концентрацию $n \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и температуру $T_i = T_e = 100 \text{ эВ}$, $\tau_b^E \approx \tau_{ei}^E = 2 \cdot 10^{-4}$ сек. Время вытекания из ловушки плазмы, нагретой до 100 эВ, значительно больше и составляет несколько миллисекунд.

В таблице I приведены основные параметры установки.

Таблица I

Параметры установки

Расстояние между пробками	7 м
Длина расширителя	1,8 м
Максимальное магнитное поле в пробках	160 кГс
Максимальное магнитное поле в соленоиде	2,2 кГс
Длительность импульса магнитного поля в пробках	10 мсек
Длительность импульса магнитного поля в соленоидах	100 мсек
Энергия инжектируемых атомов	20 кэВ
Эквивалентный ток 6-ти атомарных пучков	350 А
Длительность инъекции	0,25 мсек

В таблице 2 в качестве примера, иллюстрирующего возможные достижимые параметры плазмы в ловушке, приведен ряд вариантов, соответствующих параметрам системы инъекции, приведенным в таб-

лице I и отличающихся, в основном, плотностью плазмы и пробочным отношением.

Таблица 2

Ожидаемые параметры плазмы

Вариант	1	2	3	4
T , эВ	100	100	100	100
$n \cdot 10^{13}$, см ⁻³	4	4	10	10
H_{min} , кЭ	2,2	1,1	2,2	1,1
$R_{вак}$	72	120	72	120
N	14	9	13	4
a , см	11	15	11	10
$V_{на}$, л	140	280	140	140
τ_{ei} , мсек	0,8	0,8	0,3	0,3
$\tau_{на}$, мсек	3,2	6,2	3,5	7,5
β	0,07	0,26	0,15	0,5
τ_B , мсек	0,425	0,4	0,425	0,176

Помимо введенных ранее обозначений в таблице 2 приведено время жизни плазмы при ее аномальной диффузии поперек магнитного поля на расстояние порядка радиуса плазмы a с коэффициентом диффузии равном боровскому. Это время определяется следующим соотношением:

$$\tau_B = \frac{16eNa^2}{cT}$$

Пробочное отношение можно изменять, варьируя величину магнитного поля в основной части ловушки, а плотность плазмы — изменяя энергию, вкладываемую в газовый разряд в плазменных пушках. Предлагается также, что радиус плазмы в ловушке будет соответствовать магнитному потоку, пронизывающему разрядные камеры плазменных пушек. Управление радиусом плазмы можно осуществлять путем изменения тока в импульсных соленоидах, создающих магнитное поле в пушках на стадии заполнения ловушки плазмой.

Следует отметить, что минимальная величина магнитного поля в центральной части ловушки выбирается из условия адиабатичности движения быстрых ионов, инжектируемых в ловушку. Как следует

из расчетов, при энергии пучков $E_b = 20$ кэВ и угле инжекции 45° граница адиабатичности соответствует минимальному магнитному полю $B_{min} \approx 2$ кГс. Однако, даже в случае, если условие адиабатичности не будет выполнено, или вследствие какой-либо неустойчивости будет происходить аномально быстрая изотропизация функции распределения быстрых ионов, то, тем не менее, значительная доля энергии быстрых ионов может быть передана плазме. Это связано с тем, что при выбранных параметрах эксперимента время торможения быстрых ионов τ_b^E близко к минимально возможному времени продольного удержания быстрых ионов при их газодинамическом истечении из ловушки:

$$\tau_{min} = RL \sqrt{\frac{2M_i}{E_b}}$$

Так в наиболее неблагоприятном случае, соответствующем варианту I в таблице 2, отношение τ_b^E / τ_{min} близко к единице.

На стадии распада нагретой плазмы, вследствие ее вытекания через пробки, меняются плотность, температура и "физический радиус" — N плазмы в ловушке. Это дает возможность исследовать плазму в широком диапазоне параметров в течение одного импульса. Несмотря на нестационарность эксперимента, характерные временные масштабы изменения основных параметров плазмы значительно различаются между собой. Так, времена вытекания и остывания плазмы почти на порядок превосходят времена установления температуры и аномальной боровской диффузии и много меньше времени классической диффузии: $\tau_{кл} = \frac{3\tau_{ei}a^2}{\beta^2}$.

Магнитная система

МГД-устойчивость ГДЛ обеспечивается наличием плазмы достаточно высокой плотности в области благоприятной кривизны силовых линий в расширителе. Система устойчива относительно желобковых колебаний, если интеграл

$$W = \int (2p + \rho v^2) r^3 \frac{d^2 r}{dz^2} dz \quad (8)$$

положителен. Здесь использованы следующие обозначения: p — давление, $\rho = m;n$ — массовая плотность, v — скорость истече-

ния плазмы, $r(z)$ – уравнение силовой линии в параксиальном приближении.

Интеграл (8) по центральной части ловушки (между точками максимумов магнитного поля) отрицателен. Его максимальное (минимальное по абсолютной величине) значение W_* , вычисленное в работе [11] в приближении, когда весовая функция $2\rho + \rho v^2$ постоянна в области между пробками $|z| < L/2$, достигается в случае магнитного поля, имеющего форму силовых линий следующего вида:

$$r(z) = a \sqrt{1 - 2 \frac{R - |z|}{R} \frac{|z|}{L}}$$

Интеграл (8) по области расширителя положителен, и для обеспечения устойчивости всей системы в целом необходимо, чтобы он был больше, чем абсолютная величина W_* . В принципе, интеграл по расширителю можно сделать сколь угодно большим, если, уменьшая поле на поглотителе, увеличивать радиус силовых линий $r(z)$ и их кривизну $\frac{d^2 r}{dz^2}$. Однако, имеются факторы, ограничивающие уменьшение поля на приемнике плазмы:

- I) радиус расширителя ограничен техническими возможностями;
- II) значение $\beta = 4\pi(\rho + \rho v^2)/H^2$ на приемнике плазмы должно быть меньше единицы;
- III) ларморовский радиус, рассчитанный по полной энергии частицы (с учетом ускорения ионов в расширителе электрическим полем), не должен быть больше радиуса расширителя и радиуса кривизны крайней силовой линии.

В экспериментальной модели ГДЛ наиболее жестким оказывается третье условие. Параметры обмоток в расширителе выбирались с таким расчетом, чтобы обеспечить его выполнение.

Вычисление весовой функции $2\rho + \rho v^2$ в расширителе проводилось численно по формулам (15), (16) из работы [2]. Эти формулы получены в предположении, что электроны в расширителе находятся в тепловом равновесии с плазмой в центральной части ловушки, а ионы дополнительно ускоряются под действием амбиполярного электрического поля.

В приведенной ниже Таблице 3 указаны выбранные параметры обмоток: количество витков – N , сечение – S , средний диаметр – D и расстояние центра обмотки от центра ловушки – Z .

Таблица 3

№	N	$S = \Delta z \times \Delta r, \text{ см}^2$	$D, \text{ см}$	$Z, \text{ см}$
1	6	4 x 3,5	117,7	30
2	8	4 x 4,7	118,9	90
3	10	8 x 8,9	123,1	150
4	16	16,2 x 7,1	121,3	210
5	22	16,2 x 9,8	124	264
6	26	16,2 x 11,6	65	309
7	84	12,8 x 10,9	32,2	350
8	54	6,8 x 3,4	11,4	350
9	3	8 x 2,6	116,8	390
10	200	6,5 x 8,5	240	478,5

Магнитная система симметрична относительно экваториальной плоскости ловушки $Z = 0$, поэтому в таблице приведены параметры обмоток, расположенных только на одной половине ($Z > 0$) ГДЛ. Ток в катушке большого диаметра (№ 10) по направлению противоположен току во всех остальных катушках. Следует отметить, что МГД – устойчивость плазмы весьма чувствительна к току в катушках № 8–10, установленных в расширителе, и их расположению относительно поглотителя. Расчеты запаса устойчивости были выполнены для случая, когда поглотитель пересекает ось ловушки в точке $Z = 520$ см. Для выбранных параметров обмоток и систем питания максимальная величина магнитного поля в центре ловушки – 2,2 кЭ, в пробках – 160 кЭ. В этом случае стабилизирующий положительный вклад в интеграл устойчивости (8) от области расширителей в ~3 раза превышает отрицательный вклад от центральной части ловушки. Катушки магнитной системы, установленные на вакуумной камере, схематически показаны на рис. 1. Все они определенным образом разбиты на группы, имеющие независимые источники питания. Это разбиение соответствует наличию в системе трех областей с существенно отличающимися магнитными полями: центральная часть ловушки, магнитные пробки и область расширителей. Независимое изменение полей в каждой из этих областей позволит менять величину пробочного отношения и форму силовых линий в

расширителе. Соответственно будут изменяться и условия удержания плазмы в ловушке. Кроме того, выбранное разбиение обеспечивает требуемую последовательность включения групп обмоток в течение рабочего цикла установки. Выбор параметров источников питания каждой группы катушек определяется требуемой величиной и временной зависимостью магнитного поля, создаваемого ими. Катушки № 1+7 и № 9, а также симметричные им по отношению к центру установки, соединены последовательно и формируют магнитное поле в центральной части ловушки и в переходных областях к расширителям. В областях магнитных пробок эти катушки будут создавать поле до 50 кЭ, в центре ловушки — до 2,2 кЭ при использовании в качестве источника питания батареи из 970 конденсаторов типа ИМ2-150/5 с максимальной запасаемой энергией 1,75 МДж. Форма импульса тока в этой группе катушек будет близка к синусоидальной с полупериодом 100 мсек. Батарею предполагается разбить на II секций, подключаемых к нагрузке через диодные развязки.

Пробочные катушки (№ 8 в табл. 3) рассчитаны на получение полей на оси до 110 кЭ. Их включение после заполнения ловушки предварительной плазмой позволяет поднять поле в пробках с 50 кЭ до 160 кЭ. Эти катушки по конструкции подобны описанным в работе [12]. Выбрана следующая схема питания пробочных катушек. На каждую катушку, соединенную последовательно с балластной индуктивностью, тиристорным ключом коммутируется батарея из 40 конденсаторов ИМ-150/5 с запасаемой энергией 75 кДж. Благодаря тому, что параллельно катушке и балластной индуктивности включен диод-кросбар, ток в цепи имеет аperiodический характер с временем нарастания 1+2 мсек и временем спада десятки мсек. Балластная индуктивность помимо того, что увеличивает время спада тока в цепи, играет роль ограничителя тока при случайном пробое обмотки пробочной катушки.

Расчет показывает, что температура внутренних пробочных катушек после затухания тока повысится примерно на 30°C, так что между рабочими импульсами требуется их принудительное охлаждение водой с торцов обмоток. Включение всех конденсаторных батарей на нагрузку будет осуществляться специальными высоковольтными коммутаторами, собранными на базе тиристоров Т173-1250.

Катушка № 10, ближайшая к приемнику плазмы, имеет также независимое питание от конденсаторной батареи. Эта катушка хотя и

имеет относительно малое, по сравнению с другими катушками магнитной системы, количество ампер-витков, но существенно влияет на структуру магнитного поля ловушки вблизи приемника плазмы. Предполагается в ходе экспериментов изменять в широких пределах ток в этой катушке, что практически не окажет влияния на условия накопления плазмы в ловушке и ее истечения из нее. Однако, при этом существенно меняется стабилизирующий вклад в интегральный критерий (8) от плазмы в пробочной области и устойчивость плазмы в ловушке в целом. Чтобы установить какой механизм стабилизации плазмы является основным можно деформировать поле в расширителе так, чтобы вклад от него стал неблагоприятным. Для этого в катушке № 10 нужно изменить направление тока так, чтобы оно совпадало с направлением тока в остальных катушках. Другая возможность связана с отключением этой катушки. В этом случае силовые линии магнитного поля в расширителе станут почти прямыми и вклад расширителя в МГД устойчивость будет мал.

Для определения изменений токов в магнитной системе, возникающих при включении внутренней пробочной катушки, были выполнены расчеты взаимной индуктивности катушек пробочного узла. Расчеты показали, что взаимная индуктивность пробочной катушки № 8 и группы катушек 1+7 и 9 имеет малую величину, так что изменение тока в них при включении пробочной катушки составляет несколько процентов. Это обстоятельство позволяет независимо оперировать полями в пробках и центральной части ловушки.

В заключение остановимся на искажениях магнитного поля, вызванных индукционными токами в элементах конструкции установки, возбуждаемыми за счет изменения токов в катушках магнитной системы. Оценки показывают, что этими искажениями можно пренебречь. Так, например, для центральной камеры ловушки время проникновения магнитного поля при толщине стенки $d = 2$ см и радиусе камеры $b = 50$ см составляет $\tau_{ск} = \frac{2\pi db \sigma}{c^2} \approx 6 \cdot 10^{-3}$ с, что значительно меньше длительности поля (0,1 сек). Радиус и толщина стенок вакуумной камеры пробочного узла таковы, что в нем это условие также выполняется с большим запасом при нарастании тока во внутренней пробочной катушке за 1,5 мсек.

Вакуумные условия

Вакуумные требования к установке определялись из следующих соображений. В центральной камере поток газа на поверхность плазмы не вносит существенного вклада в баланс частиц и энергии, если он много меньше потока ионов в пробки

$$2\pi L a n V_0 \ll 2\pi a^2 n_i V_i / R = 2 I_{np} .$$

Для приведенных параметров эксперимента $I_{np} = 5 \cdot 10^{20} + 10^{21} \frac{\text{частиц}}{\text{сек}}$, откуда следует, что плотность газа n_0 должна быть меньше 10^{12} см^{-3} . Аналогичному ограничению должен удовлетворять поток медленных атомов из атомопроводов инжекторов.

Более жесткое требование к вакууму налагается условием малости перезарядных потерь быстрых ионов, захваченных в плазме в результате инъекции. Для выбранной энергии инъекции ларморовский радиус быстрых ионов сравним с радиусом плазмы, и значительная часть их траектории находится вне плазменного столба. Поэтому для того, чтобы ионы успели передать свою энергию плазме, необходимо, чтобы время торможения быстрых ионов $\tau_T \approx 0,5$ мсек было меньше времени перезарядки:

$$\tau_T < (n_0 \sigma_{ex} V_b)^{-1} . \quad (9)$$

Здесь n_0 — плотность газа, σ_{ex} — сечение перезарядки быстрых ионов, V_b — скорость ионов. В предположении, что окружающий плазму газ, в основном, состоит из рабочего вещества — водорода, из (9) следует, что $n_0 < 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Однако это ограничение значительно смягчается, если принять во внимание выгорание газа в гало, окружающем плазму, вследствие перезарядных и ионизирующих столкновений частиц газа с быстрыми ионами. Тогда, если полное количество инжектированных ионов $N_b = I_b \cdot \tau_{инж}$ много больше числа молекул газа $N_0 = n_0 V_{инж}$ в объеме $V_{инж}$, где двигаются быстрые ионы, и при этом поток окружающего газа в этот объем достаточно мал,

$$\frac{n_0 V_0}{4} S \tau_T \ll N_b , \quad (10)$$

то газ в гало выгорит, и перезарядными потерями быстрых ионов можно пренебречь. Для выбранных параметров эксперимента в предположении, что тепловая скорость молекул водорода соответствует температуре стенок вакуумной камеры (300° K), из (10) следует $n_0 \ll 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Приведенная оценка достаточно условна, так как не учтен, с одной стороны, неблагоприятный эффект отгаживания стенок вакуумной камеры под действием на них излучения плазмы, а, с другой стороны — благоприятный эффект, связанный с возможностью образования периферийного слоя плазмы низкой плотности — (гало), защищающего основную плазму от потоков медленных атомов.

Оценка допустимой плотности газа в камерах расширителей следует из условия малости энергетических потерь на ионизацию газа по сравнению с потоком энергии из ловушки. Ионизационные потери в расширителе приводят к остыванию электронов в ловушке, перезарядка ионов в расширителе не приводит к потерям энергии плазмы в ловушке. В предположении, что плазма прозрачна для газа и с учетом сохранения потока плазмы, ограничение на ионизационные потери имеет вид:

$$E_{ион} \langle \sigma_{ei} v_e \rangle n_0 L_p < V_{Ti} (2T_i + 5T_e) .$$

При цене ионизации $E_{ион} = 100$ эВ и максимальном значении $\langle \sigma_{ei} v_e \rangle = 2 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$ получим $n_0 \ll 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Следует отметить, что при столь высоких давлениях газа вследствие перезарядки может существенно возрасти плотность запробочной плазмы, что может оказать влияние на МГД-стабилизацию плазмы в ловушке. Чтобы исключить это влияние, достаточно ограничить плотность газа величиной $n_0 \leq 1/\sigma_{ex} L_p \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ ат/см}^{-3}$. Это условие нетрудно выполнить, не прибегая к импульсной откачке газа в камерах расширителей, выбрав их объем достаточно большим. Так при вытекании всей плазмы в баки расширителей и ее нейтрализации плотность газа там составит $5 \cdot 10^{11} \text{ ат/см}^3$, если суммарный объем камер расширителей равен 10 м^3 . Чтобы в ходе экспериментов исследовать влияние вакуумных условий на параметры плазмы, в конструкции камеры должна быть предусмотрена возможность установки прогреваемого лайнера, окружающего плазму, а также поверхностей, покрытых откачивающими геттерами.

Вакуумная система установки схематически изображена на рис.1. Она состоит из трех основных объемов: центральной камеры и двух камер расширителей. Объемы всех трех камер приблизительно одинаковы и близки к 5 м^3 . Центральная камера включает в себя инжекционную секцию и два цилиндрических участка с набором различных фланцев для подсоединения инжекторов атомарных пучков и средств диагностики плазмы. В местах установки магнитных пробок камеры разделяются шиберами и коническими патрубками с минимальным проходным отверстием диаметром 6 см. Эти патрубки обеспечивают в течение рабочего импульса перепады давления между камерами в 1000 раз, что практически исключает перетекание из камер расширителей в центральную камеру газа, выделяющегося из плазменных пушек и возникшего при рекомбинации вытекающей из ловушки плазмы. Камеры изготавливаются из нержавеющей стали и уплотняются непрогреваемыми резиновыми уплотнениями. Каждая камера имеет независимую систему откачки производительностью до $5 \text{ м}^3/\text{сек}$ (по воздуху), включающую в себя 2 насоса ТМН-1500 и два гелиевых криосорбционных насоса ОI-ОВК-600-ОIЗ. Предусмотрена возможность удвоения количества насосов. В инжекторных модулях не предусмотрено собственных откачных устройств, вакуум в них будет обеспечен откачкой через центральную камеру в промежутках между рабочими импульсами. Инжекторы сконструированы таким образом, чтобы поток сопутствующего атомарным пучкам рабочего газа не превышал $3 \cdot 10^{19}$ ат/сек (5 экв. А) на один модуль. Откачная система должна обеспечить перед началом рабочего импульса вакуум $10^{-6} - 10^{-7}$ тор. Для возможной установки прогреваемого лайнера и геттеров стенки центральной вакуумной камеры в основной ее части будут удалены от плазмы на расстояние большее 30 см.

Создание плазмы в ловушке

Заполнение газодинамической ловушки плазмой с плотностью $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и температурой 10-15 эВ будет осуществляться с помощью двух плазменных пушек, установленных в камерах расширителей. Конструкция плазменной пушки схематически представлена на рис.3. Рабочий газ (водород или дейтерий) электромагнитным клапаном (2) напускается через кольцевое отверстие в электроде (1). Стенки полости катода (3) закрыты молибденовыми вставками.

Для иницирования разряда между электродом (1) и катодом прикладывается высоковольтный импульс напряжения с амплитудой 4-6 кВ, длительностью 10-15 мксек. Канал основного разряда ограничен набором шайб из нержавеющей стали толщиной 1,5 мм, которые разделены изолирующими керамическими шайбами также толщиной 1,5 мм. Молибденовый анод (4) имеет внутренний диаметр 48 мм.

Оценки показывают, что в случае классической диффузии величина расплывания профиля плотности плазмы за время заполнения ловушки (3-5 мсек) много меньше радиуса плазменной струи. Таким образом, можно считать, что движение плазмы происходит строго вдоль силовых линий ведущего магнитного поля. Этот вывод подтверждается результатами ряда экспериментальных работ [13,14], выполненных с плазменными струями близких параметров.

Чтобы согласовать начальный диаметр плазменной струи (5 см) с требуемым поперечным размером плазмы в центре ловушки (25-30 см) каждая плазменная пушка установлена в импульсном соленоиде (5) с полем до 25 кЭ. Вспомогательный соленоид (6) создает в катодной полости поле обратного направления. Такая структура магнитного поля в разрядном канале должна обеспечить азимутальную однородность разряда и струи вытекающей плазмы.

Импульс тока основного разряда длительностью 4,5 мсек с амплитудой до 9,2 кА формируется шестизвенной LC линией, заряжаемой до напряжения 4,5 кВ. Коммутация линии на нагрузку осуществляется ртутными игнитронами. Питание соленоида пушки осуществляется также с использованием искусственной LC линии, формирующей близкий к прямоугольному импульс тока длительностью 7,5 мсек и амплитудой до 4 кА. Используемые нами пушки по конструкции и принципу действия во многом аналогичны разработанным ранее в ИЯФ СО АН СССР [13] и в Ливерморской лаборатории в США [14]. Предполагается, что плотность плазмы на выходе из пушки будет $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$, электронная температура не менее 10 эВ. На основании исследований плазменных струй, генерируемых пушками такого типа [8,13], можно также ожидать, что плазма будет иметь высокую степень ионизации ($\sim 99,9\%$), а доля примесных ионов не превысит нескольких процентов.

Заполнение ловушки плазмой желательно производить при возможно меньших полях в пробке. Выбранный нами способ заполнения предполагает, что во время работы плазменной пушки поле в проб-

ке будет составлять 50 кЭ (при номинальном значении 160 кЭ). Расстояние между пушкой и магнитной пробкой выбиралось из условия, чтобы давление магнитного поля в области струи при данном расположении обмоток было всюду существенно больше давления плазмы. В рассматриваемом варианте, когда анод находится на расстоянии 100 см от центра пробочной катушки, минимальное магнитное поле в струе 1025 Э, что соответствует $\beta \sim 0,1$. Объем запробочной плазмы на стадии заполнения в каждом из расширителей — $1,5 \cdot 10^4 \text{ см}^3$.

Рассмотрим простейшую модель заполнения ловушки плазмой, предполагая, что параметры плазмы (плотность и температура) на выходе пушки фиксированы, а скорость перетекания плазмы из запробочной области в ловушку и обратно равна $(T_e/M)^{1/2}$. Эти предположения не являются единственно возможными и оправданными, в частности, более реалистичным является предположение о постоянстве потока плазмы в выходном сечении пушки. Однако, это не существенно для оценки времени заполнения основного объема ловушки и количества плазмы в запробочной области.

Имея в виду высказанные замечания, запишем уравнение баланса частиц в объеме V_1 за пробкой и в ловушке (объем V_2):

$$\frac{d}{dt}(n_1 V_1) = n_0 s_0 v_0 - n_1 v_0 (s_1 + s_0) + n_2 v_0 s_1 \quad (11)$$

$$\frac{d}{dt}(n_2 V_2) = 2 n_1 v_0 s_1 - 2 n_2 v_0 s_1 \quad (12)$$

Здесь n_1, n_2 — плотность плазмы за пробкой и в ловушке соответственно, s_0 и s_1 — площади сечения струи плазмы на выходе из пушки и в пробке, $v_0 = (T_e/M)^{1/2}$, n_0 — плотность плазмы на выходе из пушки. При $V_1 \ll V_2$ система уравнений (11), (12) имеет очевидное приближенное решение:

$$n_1 = n_0 \left(1 - \frac{s_0}{s_0 + s_1} e^{-t/\tau_1} - \frac{s_1}{s_0 + s_1} e^{-t/\tau_2}\right)$$

$$n_2 = n_0 (1 - e^{-t/\tau_2}), \quad \text{где } \tau_1 = \frac{V_1}{v_0 (s_0 + s_1)}; \quad \tau_2 = \frac{V_2 (s_1 + s_0)}{2 v_0 s_1 s_0}.$$

При $v_0 = 2 \cdot 10^6 \text{ см/сек}$, $V_1 = 1,5 \cdot 10^4 \text{ см}^3$, $V_2 = 1,4 \cdot 10^5 \text{ см}^3$ и $n_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ время заполнения ловушки до требуемой плотности $4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ оказывается равным 3,5 мсек. Соответственно дли-

тельность стадии заполнения ловушки плазмой, определяемая параметрами искусственной линии, формирующей импульс тока разряда, выбрана равной 4,5 мсек. При этом следует отметить, что варьирование величины разрядного тока и режима напуска водорода в разряд позволит менять в широких пределах температуру и плотность плазмы в струе [13].

После заполнения ловушки плазмой ток в соленоидах пушек прекратится и величина магнитного поля в пробках будет доведена до номинального значения 160 кЭ. Перестройка структуры магнитного поля в расширителе ловушки приведет к сбросу плазмы, накопленной в запробочной области, на поверхность приемника плазмы. Полное количество атомов, выделившихся в вакуумной камере расширителя после рекомбинации этой плазмы составит $\sim 1,5 \cdot 10^{18}$ частиц. При этом в основном объеме ловушки полное количество частиц равно $5,6 \cdot 10^{18}$. Продольными потерями накопленной плазмы из центральной части ловушки за время перестройки магнитного поля (1 мсек) можно, по-видимому, пренебречь, т.к. это время существенно меньше времени вытекания плазмы при исходном значении поля в пробке (50 кЭ) и температуре плазмы 10±20 эВ.

В обсуждении схемы установки принимали участие Анашин В.В., Димов Г.И., Мирнов В.В., Цельник Ф.А. и многие другие сотрудники ИЯФ СО АН СССР, которым авторы приносят свою глубокую благодарность.

ПРИЛОЖЕНИЕ I

Численная модель нагрева и распада плазмы в ловушке

Динамика функции распределения быстрых ионов, захваченных в ловушку, заполненную относительно холодной и изотропной плазмой, определяется, прежде всего, их торможением на электронах. Поскольку скорость торможения не зависит отpitch-угла быстрых частиц, процесс их торможения можно описывать в терминах функции распределения по энергии $F(E, t)$ (нормированной так, что $dn_* = F(E, t) dE$), не интересуясь угловой зависимостью функции распределения [4]. Кинетическое уравнение для имеет в этом случае вид [10, 16]

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \gamma(E)F - \frac{1}{\tau} \frac{\partial}{\partial E} (b^*(E)F) = Q(E, t). \quad (I3)$$

Здесь $\tau = \frac{m^2 v_0^3}{4\pi e^4 n \lambda}$, $b^*(E) = \frac{4 E_0^{3/2}}{\sqrt{\pi E}} \frac{m}{m_e} \int_0^{m_e E / m T_e} \sqrt{y} e^{-y} dy$,

m - масса, v_0 - начальная скорость ионов ($E_0 = m v_0^2 / 2$), n - плотность холодной плазмы, $\gamma(E)$ - скорость перезарядки, Q - источник частиц, в случае моноэнергетической инжекции, равный $p(t) \delta(E - E_0)$, где $p(t)$ - число частиц, захватываемых в единицу объема в единицу времени.

Эволюция параметров электронной и ионной компонент основной плазмы описывалась системой уравнений, соответствующей модели удержания частиц и энергии в ГДМ, изложенной в [2]

$$\frac{d}{dt} nV = -\frac{na^2}{R} \left(\frac{2\pi T_i}{m}\right)^{1/2} (1 + U_{np}/T_i), \quad (I4)$$

$$\frac{3}{2} \frac{d}{dt} nVT_e = T_e \left(1 + \frac{U_{погл} - U_{np}}{T_e} + \frac{T_e}{U_{погл} - U_{np} + T_e}\right) \frac{d}{dt} nV + Q_{*e} + Q_{ei}, \quad (I5)$$

$$\frac{3}{2} \frac{d}{dt} nVT_i = T_i \left(1 + \frac{U_{np}}{T_i} + \frac{T_i}{U_{np} + T_i}\right) \frac{d}{dt} nV + Q_{ie}. \quad (I6)$$

В уравнениях (I4) - (I6) V - объем ловушки, $Q_{*e} = \int_0^\infty b^* F dE$ - мощность, передаваемая от инжектированных ионов электронам, $Q_{ei} = -Q_{ie}$ потоки энергии между компонентами основной плазмы, U_{np}/e и $U_{погл}/e$ - соответственно, потенциалы в пробке и на приемнике плазмы относительно центра установки. Величины потенциалов вычислялись в соответствии с [2] по формулам:

$$\frac{U_{np}}{T_e} = \frac{\ln 2}{1 + T_e/T_i} - \frac{\ln(1 - M(U_{np}/T_i))}{1 + T_e/T_i}, \quad (I7)$$

$$\frac{U_{погл}}{T_e} = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{m_i T_e}{m_e T_i}\right) + \ln\left(\frac{T_e + U_{погл} - U_{np}}{T_e + T_e U_{np}/T_i}\right), \quad (I8)$$

где $M(U_{np}/T_i)$ - интеграл Максвелла [10].

Уравнение (I3) интегрировалось численно при нулевых начальных условиях с помощью явной разностной схемы, имеющей второй порядок аппроксимации, совместно с системой уравнений (I4) - (I8). Начальные температуры ионов и электронов основной плазмы $T_e = T_i = 10$ эВ, плотность $4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, радиус плазмы 15 см, пробочное отношение 150, объем плазмы $V = 280$ литров. Источник частиц в правой части уравнения (I3) соответствовал полному захваченному току ионов 300 А при энергии ионов 20 кэВ, длительность инжекции 250 мксек.

На рис.4 приведена функция распределения быстрых ионов по энергии в различные моменты времени, до и после окончания инжекции. Эволюция параметров основной плазмы, а также мощность, передаваемая от инжектированных частиц электронам, представлены на рис.5. Временные зависимости амбиполярного потенциала плазмы в области пробки и в расширителе вблизи приемника плазмы по отношению к центру ловушки представлены на рис.6.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Мирнов В.В., Рютов Д.Д. Письма ЖТФ, 5, 678 (1978).
2. Мирнов В.В., Рютов Д.Д. В сб. "Вопросы атомной науки и техники" (серия "Термоядерный синтез"), вып. I(5), 57(1980).
3. Nagornyj V.P., Ryutov D.D., Stupakov G.V. Nucl. Fusion, 24, 1421 (1984).
4. Мирнов В.В., Нагорный В.П. В сб. "Вопросы атомной науки и техники" (серия "Термоядерный синтез"). Вып. 3(16), 40 (1984).
5. Ryutov D.D. Proc. Course on Mirror Based and Field Reversed Approached to Magnetic Fusion, Varenna, 1983, p.72.
6. Kotel'nikov I.A., Mirnov V.V., Nagornyj V.P., Ryutov D.D. Proceedings of Tenth Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, London, 1984, vol.2, p.309-319.
7. Михайловский А.Б. "Теория плазменных неустойчивостей". Атомиздат, т.2, 1977 г.
8. Ivanov A.A. Proc. Course on Mirror Based and Field Reversed Approaches to Magnetic Fusion, Varenna, 1983, p.193.
9. Давыденко В.И., Росляков Г.В., Савкин В.Я. В сб. "Вопросы атомной науки и техники" (серия "Термоядерный синтез"). Вып.2 (12), 67 (1983).
10. Трубников Б.А. Вопросы теории плазмы. Вып. I, М., 1963.
11. Бушкова О.А., Мирнов В.В. Препринт ИЯФ СО АН СССР, № 85-103, Новосибирск, (1985).
12. Воропаев С.Г., Горбовский А.И., Князев Б.А., Лебедев С.В., Николаев В.С., Щеглов М.А. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 85-146, Новосибирск, (1985).
13. Димов Г.И., Иванов А.А., Росляков Г.В. Физика плазмы, 8, 970 (1982).
14. Osher J.E. Rev. Sci. Instr. 53, 1685 (1982).
15. Гришанов Н.В., Днестровский Ю.Н., Кареткина Н.В., Костомаров Д.П. Физика плазмы, 2, 260 (1976).

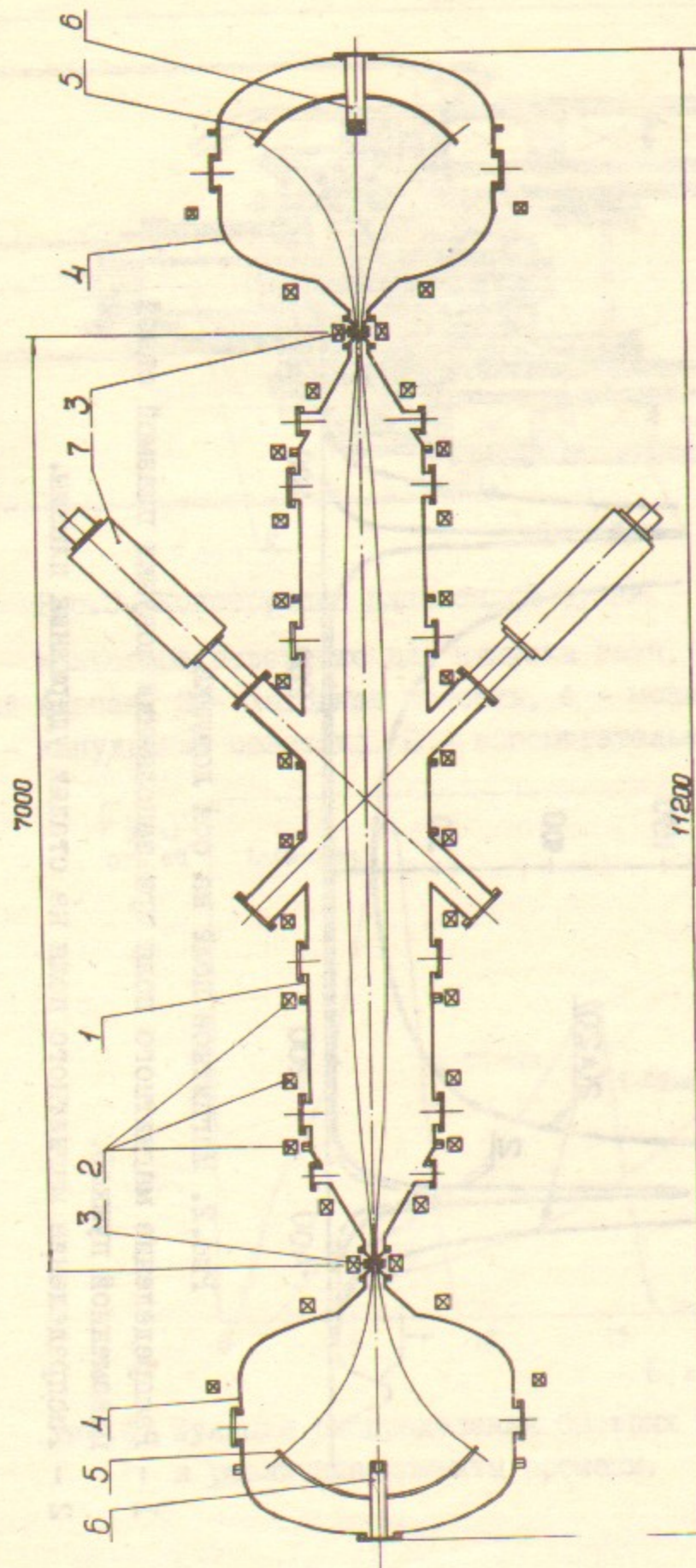


Рис.1. Схема конструкции установки.

1 - центральная вакуумная камера, 2 - катушки соленоидальной части магнитной системы, 3 - внутренние пробочные катушки на 110 кГс, 4 - вакуумные камеры расширителей, 5 - приемники плазмы, 6 - плазменная пушка, 7 - инжекторы атомарных пучков.

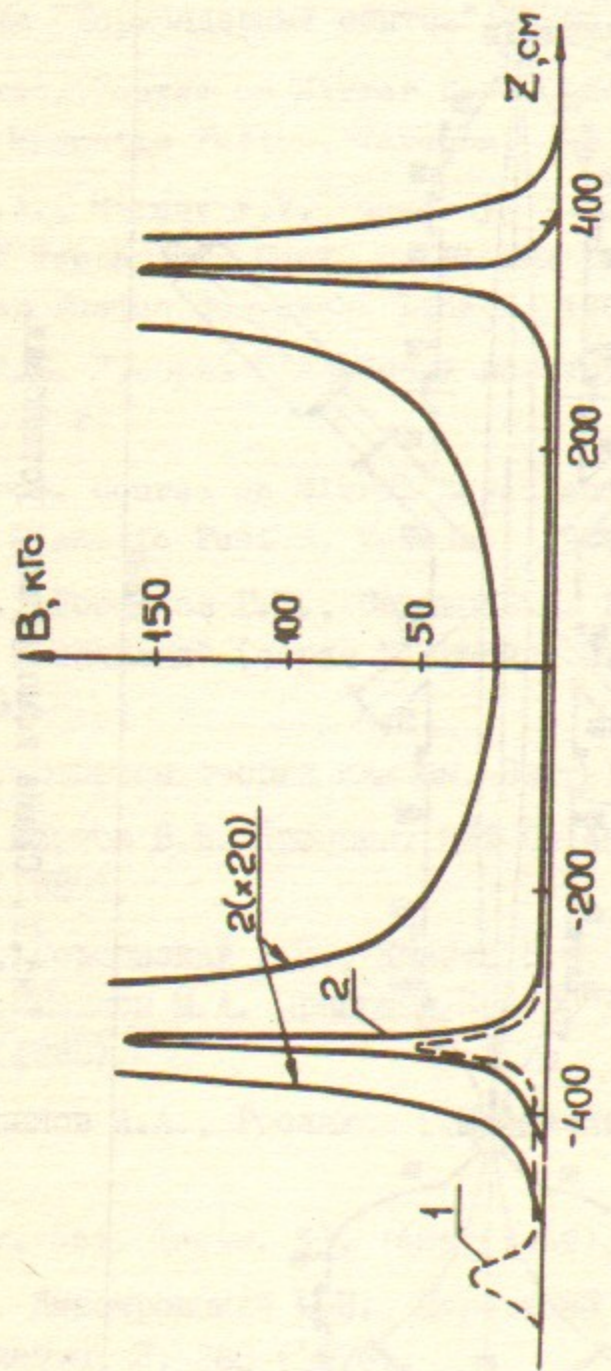


Рис.2. Магнитное поле на оси ловушки.

- 1 - Распределение магнитного поля при заполнении ловушки плазмой одной плазменной пушкой.
 2 - Распределение магнитного поля на стадии удержания плазмы.

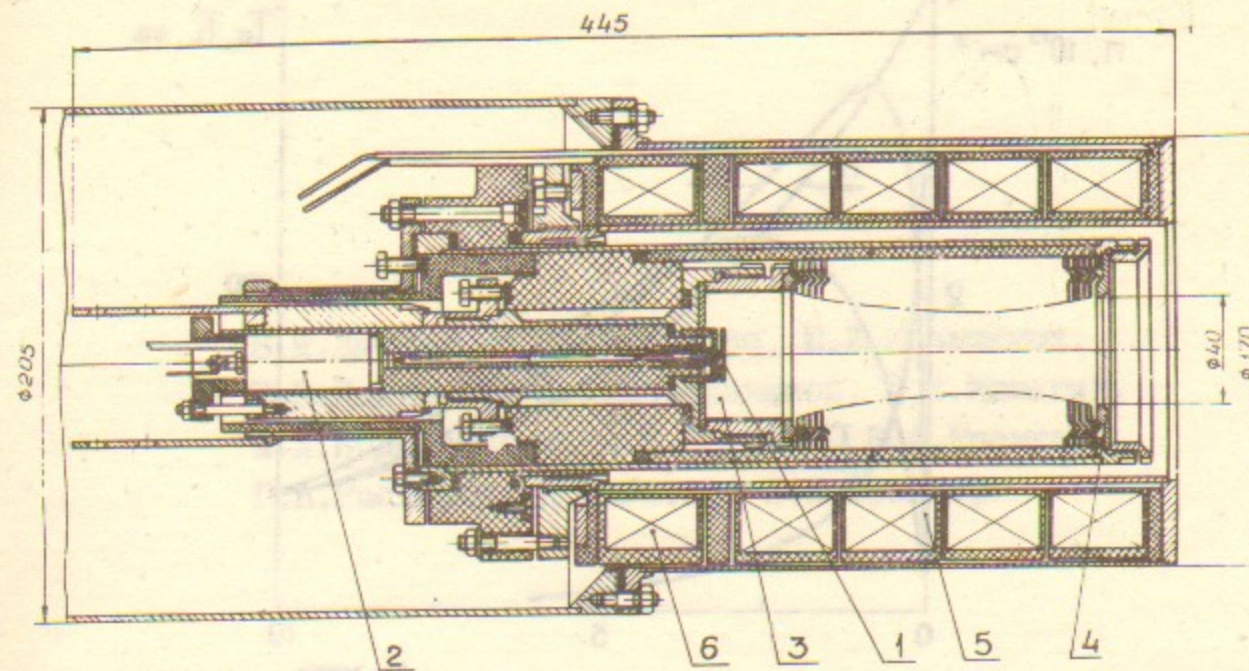


Рис.3. Конструкция плазменной пушки.

- 1 - кольцевое отверстие для напуска газа, 2 - электромагнитный клапан, 3 - катодная полость, 4 - молибденовый анод, 5 - импульсный соленоид, 6 - вспомогательный соленоид.

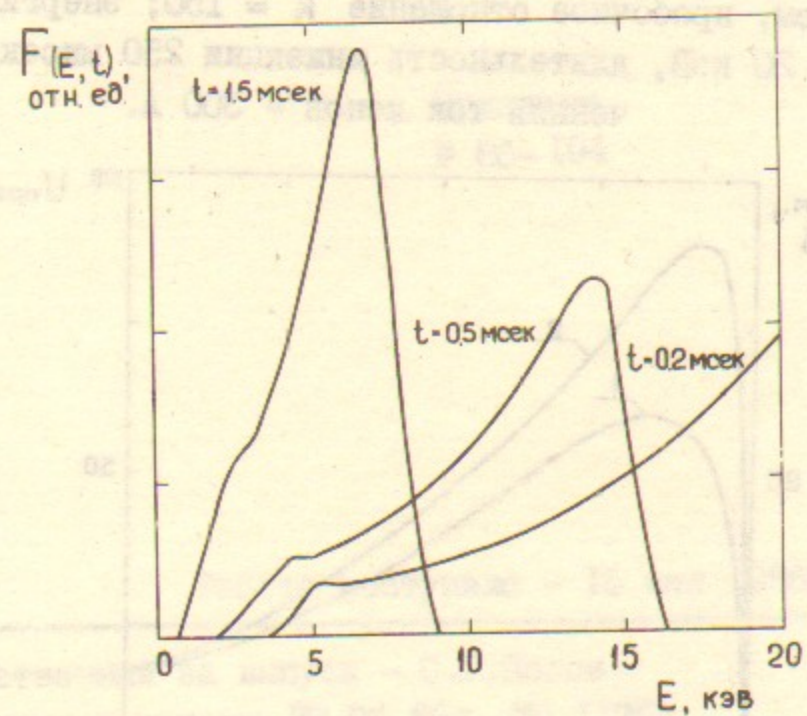


Рис.4. Функция распределения быстрых ионов по энергиям в различные моменты времени.

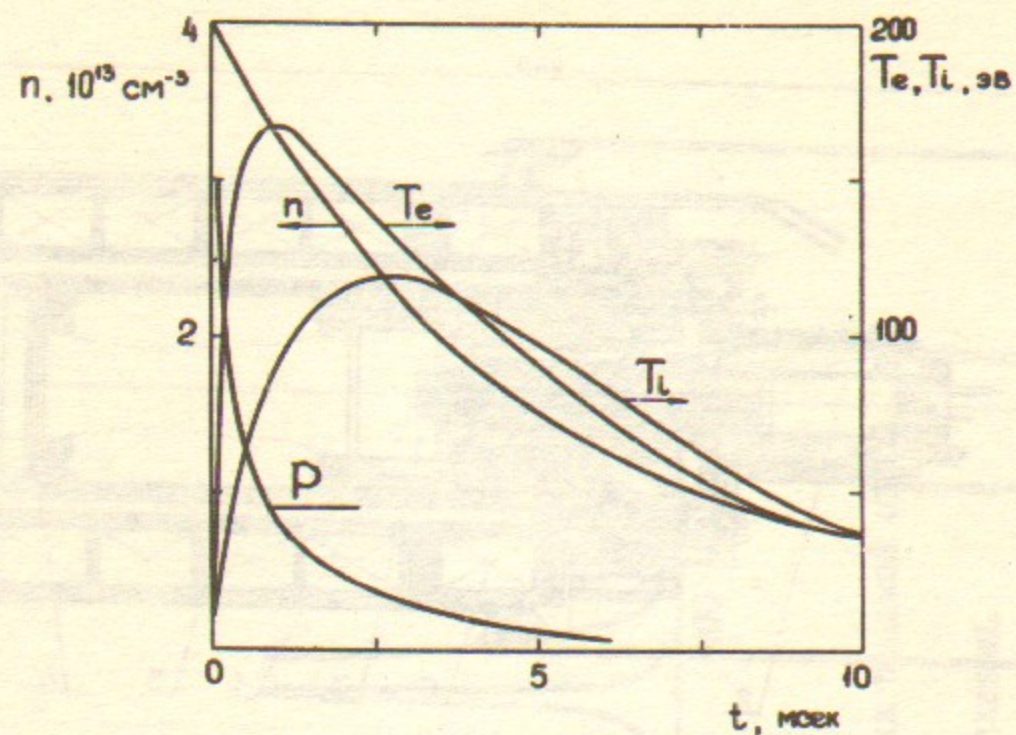


Рис.5. Зависимость от времени параметров плазмы, а также мощности, передаваемой от инжектированных частиц. Начальная температура электронов и ионов $T_i = T_e = 10$ эВ, плотность $- 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, радиус плазмы 15 см, пробочное отношение $R = 150$; энергия инжекции 20 кэВ, длительность инжекции 250 мксек, захваченный ток ионов $- 300$ А.

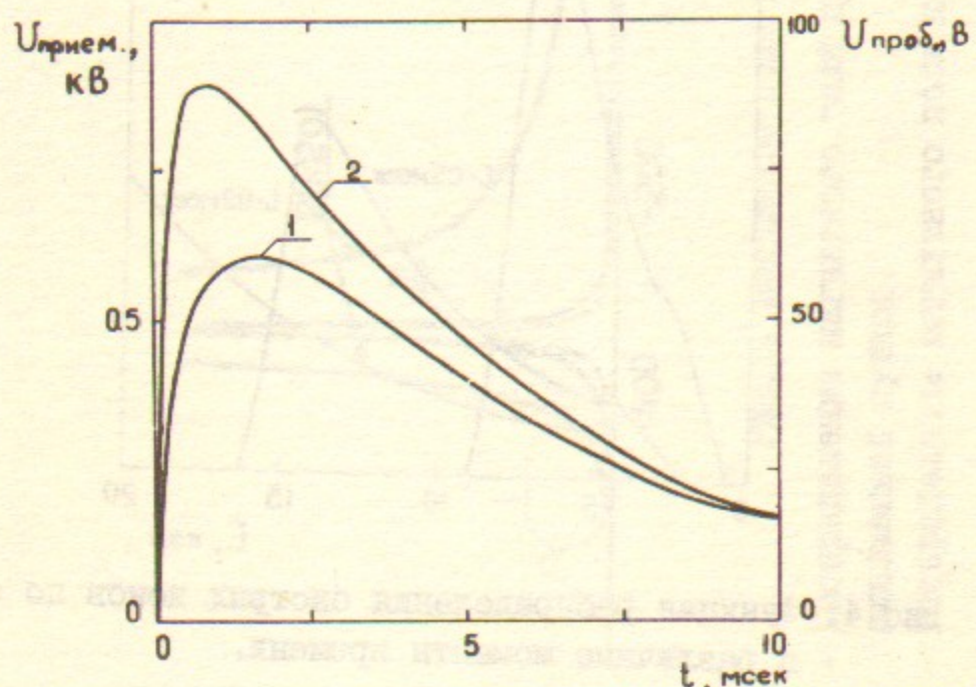


Рис.6. Зависимость от времени амбиполярного потенциала плазмы в области пробки (1) и в расширителе вблизи приемника плазмы (2).

В.И.Давыденко, А.А.Иванов, Ю.Л.Козьминых,
Э.П.Коллеров, И.А.Котельников, В.В.Мишагин,
А.А.Подыминогин, А.И.Рогозин, В.А.Роевко,
Г.В.Росляков, Д.Д.Рютов, К.К.Шрайнер

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ
ЛОВУШКИ

Препринт
№ 86-104

Работа поступила - 16 мая 1986г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 27.06.86г. МН П1763
Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.2,2 печ.л., 1,8 учетно-изд.л.
Тираж 250 экз. Бесплатно. Заказ № 104

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90