

**МИНИСТЕРСТВО
ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

**Федеральное агентство
по образованию**

**ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ**

**НОВОСИБИРСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**

физический факультет

**Квалификационная работа на соискание
степени магистра**

Солдаткина Елена Ивановна

**ВЛИЯНИЕ ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЫ НА
МГД-УСТОЙЧИВОСТЬ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ**

**Научный руководитель:
Багрянский Петр Андреевич
доктор физ. - мат. наук
ИЯФ СО РАН**

Новосибирск – 2005 год

Содержание

Введение	3
1 МГД-устойчивость плазмы в ГДЛ: краткий обзор теоретических и экспериментальных работ	5
1.1 МГД-стабилизация истекающей плазмой	5
1.2 Плещущиеся ионы	7
1.3 Эффекты КЛР	8
1.4 Антипробкотрон в «газодинамическом режиме»	9
1.5 Влияние радиального электрического поля на МГД - устойчивость плазмы в ГДЛ	10
2 Измерение сопротивления дебаевского слоя вблизи лимитера	13
2.1 Методика измерений и аппаратура, описание эксперимента	13
2.2 Оценки и полученный результат	15
2.3 Вывод	18
3 Влияние дифференциального вращения на МГД-устойчивость	19
3.1 Описание эксперимента	19
3.2 Полученные результаты	22
4 Основные выводы работы	25
Благодарности	25
Список литературы	26

Введение

На установке ГДЛ (газодинамическая ловушка) в течение ряда лет, начиная с 1986 года, ведется экспериментальное исследование предложенной в работах [1] и [2] концепции удержания плазмы в открытой ловушке с большим пробочным отношением и длиной, превышающей среднюю длину рассеяния ионов в конус потерь. Главной частью установки является осесимметричный пробкотрон дли-

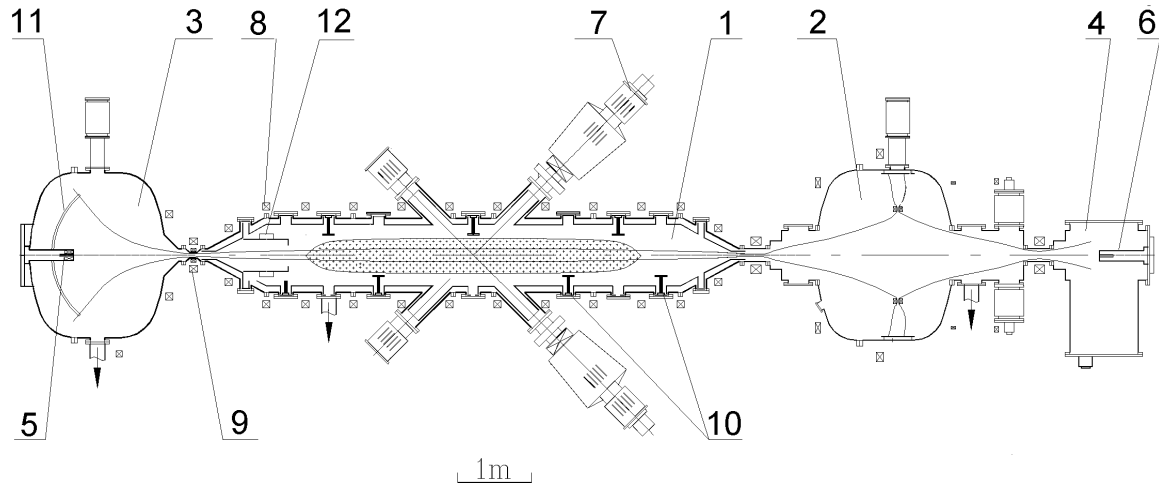


Рис. 1. Установка ГДЛ: 1—центральная ячейка; 2—МГД-якорь; 3—расширитель; 4—торцевой бак; 5—плазменная пушка; 6—дополнительная плазменная пушка; 7—атомарные инжекторы; 8—катушки магнитной системы; 9—магнитные пробки; 10—электродуговые испарители титана; 11—приемник плазмы; 12—инжектор холодного газа.

ной около 10 метров с пробочным отношением $R = 25$, предназначенный для удержания двухкомпонентной плазмы. Одна из компонент — столкновительная мишенная плазма с изотропной в пространстве скоростей максвелловской функцией распределения частиц — имеет температуру электронов и ионов ~ 60 эВ и плотность $(2 - 5) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Для этой компоненты характерен газодинамический режим удержания, так как длина пробега ионов относительно рассеяния в конус потерь не превышает длину ловушки. Другая компонента — быстрые ионы с энергиями, лежащими в термоядерном диапазоне, — образуется в результате мощной атомарной инжекции. Бесстолкновительный, адиабатический режим удержания характерен для данной компоненты. Энергия атомарной инжекции при этом составляет 15–17 кэВ при мощности 2.0–2.5 МВт.

Название системы связано с тем, что продольное течение плазмы в таких условиях описывается по существу уравнениями газовой динамики. Стационарное состояние плазмы в ловушке поддерживается за счет баланса двух эффектов: инъекции нейтралов на участке однородного магнитного поля и потерь плазмы через пробки. Если длина свободного пробега ионов мала по сравнению с длиной участка однородного магнитного поля, то истечение плазмы из установки происходит аналогично истечению газа в вакуум из сосуда с маленьким отверстием: поток плазмы через сечение оценивается как SnV_{T_i} , где S – площадь сечения плазмы в пробке; n – плотность плазмы в объеме; V_{T_i} – тепловая скорость ионов. Деля полное число ионов в установке S_0Ln (где S_0 – площадь сечения плазмы в центральной части) на поток, получаем оценку времени жизни ионов в установке

$$\tau \sim \frac{S_0L}{SV_{T_i}} \sim R \frac{L}{V_{T_i}} \quad (1)$$

где R – пробочное отношение. Видно, что в отличие от классического пробкотрона с $\lambda \gg L$ время жизни зависит от R линейно (а не логарифмически). Соответственно в случае газодинамической ловушки увеличение пробочного отношения до предельно допустимых с точки зрения технических возможностей значений дает много больший эффект, чем для «классического» пробкотрона. Из оценки (1) можно сделать вывод о замечательной особенности ГДЛ: продольное время жизни абсолютно нечувствительно к возможности возникновения в системе микрофлуктуаций (τ вообще не зависит от λ), т.е. по отношению к эффектам, представляющим серьезную опасность для многих других типов ловушек.

Одним из наиболее важных вопросов программы исследований на установке ГДЛ является вопрос об МГД - устойчивости двухкомпонентной плазмы высокого давления в осесимметричном пробкотроне, стабилизированном при помощи дополнительной ячейки – МГД-якоря.

1 МГД-устойчивость плазмы в ГДЛ: краткий обзор теоретических и экспериментальных работ

1.1 МГД-стабилизация истекающей плазмой

Особенность ГДЛ состоит также в том ([2], [4]), что МГД-устойчивость плазмы в ней может быть обеспечена в рамках аксиально-симметричной плазменной конфигурации, которая является весьма привлекательной с инженерно-технической точки зрения. Эта возможность обусловлена тем, что в ГДЛ относительно велика плотность запробочной плазмы, находящейся в области благоприятной кривизны силовых линий и оказывающей стабилизирующее влияние на систему в целом. Более подробно влияние течения плазмы на желобковую неустойчивость рассмотрено в работе [5], где в рамках уравнений идеальной магнитной гидродинамики найден полный спектр желобковых колебаний и получен достаточный критерий устойчивости. В работе [6] показано, что наличие истечения плазмы в расширитель приводит к появлению затухания колебаний, вызываемого «выносом» поперечного колебательного импульса из системы. Это не вызывает полной стабилизации колебаний, но может иметь следствием значительное снижение инкремента. Также существенное влияние на время развития МГД-неустойчивости может оказать дополнительная эффективная масса плазмы в расширителе, где ее плотность ненулевая. Оценим вклад этих эффектов в инкремент развития желобковой неустойчивости.

Следуя логике рассуждений работы [6], запишем уравнение мелкомасштабных желобковых колебаний без учета эффектов конечного ларморовского радиуса и граничных условий:

$$\left[H_0 r_0 \int_{-L}^L \frac{\rho}{H^3 r^2} dl \right] \ddot{\xi}_0 + \left[H_0 r_0 \int_{-L}^L dl \frac{\partial}{\partial l} \frac{\rho V}{H^3 r^2} \right] \dot{\xi}_0 + \left[\int_{-L}^L \frac{dl}{H^2 r} \frac{d}{dr_0} \varkappa(p_{\parallel} + p_{\perp}) \right] \xi_0 = 0. \quad (2)$$

Здесь коэффициент при $\ddot{\xi}_0$ – эффективная масса (инерция) желобка, коэффициент при $\dot{\xi}_0$ описывает затухание колебаний вследствие выноса поперечного импульса при истечении плазмы в расширитель, последнее слагаемое – выталкивающая сила, действующая на желобок вследствие кривизны силовых линий магнитного поля. В уравнении приняты следующие обозначения: H_0 , r_0 , ξ_0 – магнитное

поле, радиус и смещение желобка в центральной плоскости соответственно, ρ – массовая плотность плазмы, V – потоковая скорость плазмы в расширитель, \varkappa – кривизна силовых линий. Уравнение (2) можно переписать в виде уравнения линейного осциллятора с затуханием:

$$\ddot{\xi}_0 + \nu \dot{\xi}_0 + \Omega^2 \xi_0 = 0. \quad (3)$$

Оценим значения ν и Ω , а также вклад эффективной массы в расширителе для параметров и конфигурации магнитного поля ГДЛ (рис. 2).

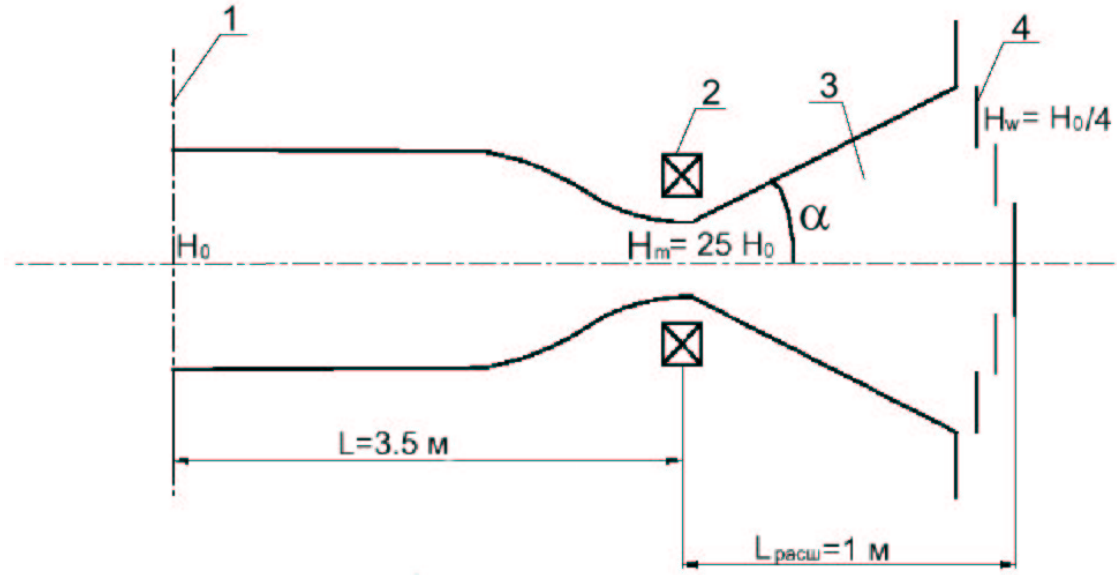


Рис. 2. Схематическое изображение половины центральной ячейки, пробки и расширителя установки ГДЛ: 1–центральная плоскость, 2–пробка, 3–расширитель, 4–приемник плазмы. (К вычислению коэффициентов уравнения (2))

Эффективная масса – это интеграл при $\ddot{\xi}_0$. Сравним значения этого интеграла по областям расширителя и пробкотрона. Из законов сохранения магнитного потока и потока плазмы можно записать $H(l)$ и $\rho(l)$ в виде:

$$H(l) = \frac{H_m r_m^2}{l^2 \operatorname{tg}^2 \alpha}; \quad \rho(l) = \frac{n_0 m r_m^2}{l^2 \operatorname{tg}^2 \alpha}, \quad (4)$$

где H_m и r_m – магнитное поле и радиус в пробке, α – угол конуса расширителя, n_0 – плотность в центре, m – масса иона. В результате при подстановке численных

значений:

$$\frac{m_{\text{expander}}}{m_{\text{center}}} \simeq 0.015,$$

то есть эффективную массу в расширителе можно не учитывать при расчете времени развития МГД-неустойчивости.

Оценка Ω^2 получается следующим образом:

$$\Omega^2 = \frac{\int_{-L}^L \frac{dl}{H^2 r} \frac{d}{dr_0} \kappa(p_{\parallel} + p_{\perp})}{H_0 r_0 \int_{-L}^L \frac{\rho}{H^3 r^2} dl} = \frac{\int_{-L}^L \frac{dl}{H^{3/2}} \kappa \frac{d}{dr_0} (2p)}{\sqrt{H_0} \int_{-L}^L \frac{\rho dl}{H^2}}. \quad (5)$$

Приняв $\kappa \simeq a/L^2$ и $2p = nmV_i^2$, получим

$$\Omega^2 = \frac{V_i^2}{L^2}. \quad (6)$$

Для оценки коэффициента ν возьмем интеграл при $\dot{\xi}_0$ по области расширителя, где магнитное поле в 4 раза слабее, чем в центре, поэтому областью пробкотрона можно пренебречь, учитывая зависимость от поля как H^{-3} . Поделив значение этого интеграла на эффективную массу, получим оценку для $\nu \simeq 0.15 \frac{V_i}{L} = 0.15 \Omega$. Решение уравнения (2) будем искать в виде $\xi_0 \sim e^{-i\omega t}$. При $\Omega^2 < 0$ (что соответствует случаю неблагоприятной кривизны) одно из решений запишется в виде

$$\omega = -i\frac{\nu}{2} - \sqrt{-\frac{\nu^2}{4} + \Omega^2},$$

откуда можно сделать вывод, учитывая проделанные выше оценки, что при $\nu \ll \Omega$ влияние выноса импульса на устойчивость является несущественным и время развития желобковой неустойчивости определяется лишь значением Ω .

1.2 Плещущиеся ионы

Еще одна возможность стабилизации центральной части ГДЛ, имеющая определенные перспективы при использовании ГДЛ в качестве нейтронного источника, – это наклонная инжекция нейтралов с целью создания популяции плещущихся ионов с точками остановки в области благоприятной кривизны силовых линий. При этом, если угловой разброс плещущихся ионов достаточно мал, то вблизи точек остановки полное давление плазмы $p_{\parallel} + p_{\perp}$ имеет острый пик, и эта область вносит преобладающий вклад в интеграл устойчивости Розенблюта-Лонгмайра [16]

$$\int \frac{\pi_{\parallel} + \pi_{\perp}}{r B^2} \kappa > 0. \quad (7)$$

Здесь π_{\parallel} и π_{\perp} – продольная и поперечная по отношению к магнитному полю компоненты тензора плотности потока импульса, $r(l)$ – расстояние от оси системы до силовой линии, $\kappa(l)$ – кривизна силовой линии. Наличие течения плазмы проявляется в выражении для π_{\parallel} :

$$\pi_{\parallel} = p_{\parallel} + \rho V^2, \quad \pi_{\perp} = p_{\perp}, \quad (8)$$

где ρ – плотность, V – скорость течения. На этот метод стабилизации было указано в работе [16], но более поздние расчеты Розенблюта и Хинтона показали, что требования к угловому разбросу плещущихся ионов весьма жесткие – чтобы удовлетворить им, нужно взять энергию инжектируемых атомов в сотни раз выше электронной температуры. Этот результат дал основания для пессимистической оценки всего метода стабилизации. Однако в статье [23] было замечено, что некоторая оптимизация формы силовых линий позволяет в несколько раз снизить энергию инжекции по отношению к температуре электронов.

1.3 Эффекты КЛР

Обстоятельство, которое должно быть упомянуто в связи с проблемой МГД-стабилизации плазмы в ГДЛ – это важная роль эффектов конечного ларморовского радиуса (КЛР) ионов. Мерой значимости этих эффектов, является параметр $\rho_{L_i} L / a^2$, где ρ_{L_i} – ионный ларморовский радиус, L – половина длины ловушки, a – радиус плазмы [17]. При $\rho_{L_i} L / a^2 > 1$, согласно предсказаниям теории [17], неустойчивой остается только «глобальная» мода $m = 1$, соответствующая смещению плазмы как целого, а более высокие моды стабилизируются. Для параметров ГДЛ этот критерий принимает значение ~ 2 , что говорит о существенном стабилизирующем влиянии эффектов конечного ларморовского радиуса в наших экспериментах.

Более строгое описание эффектов КЛР требует решения уравнений идеальной одножидкостной магнитной гидродинамики [17, 24]. Вывод уравнения для частот желобковых колебаний в ГДЛ с учетом действия эффектов КЛР изложен в работах [8, 24]. В работе [8] приведены также экспериментальные результаты, подтверждающие стабилизирующую роль эффектов КЛР. Авторам этой работы удалось проследить, изменяя среднюю кривизну силовых линий, переход от

режима, в котором происходит развитие относительно широкого спектра азимутальных гармоник (до $m = 5$), к режиму, в котором остается неустойчивой практически только мода $m = 1$.

1.4 Антипробкотрон в «газодинамическом режиме»

Проведенные эксперименты [18], [19] показали, что плазма в аксиально-симметричной газодинамической ловушке может быть достаточно эффективно стабилизирована с помощью торцевых ячеек – расширителей с благоприятной кривизной силовых линий. В этих экспериментах количественной мерой «качества» работы расширителей служил «запас устойчивости» Q_s , который определялся как абсолютная величина отношения средней кривизны силовых линий в МГД-стабилизаторах и в центральной ячейке (где кривизна неблагоприятна для устойчивости).

$$Q_s = |\delta W_{anch}| / |\delta W_{fi} + \delta W_{cc}|, \quad (9)$$

где δW_{cc} и δW_{anch} – возмущения энергии для теплой мишенной плазмы в центральной ячейке и МГД-якоре соответственно; δW_{fi} – возмущение энергии для популяции быстрых ионов в центральной ячейке. Измеренный в эксперименте [19] «запас устойчивости» оказался не слишком большим – $Q_s \sim 3$. «Запас устойчивости» не может быть сделан произвольно большим при наложении ограничений на величину наклона силовых линий к оси в расширителе, допустимую величину радиуса кривизны ($\kappa \rho_i \leq 1$) и максимальный радиус расширителя (он должен быть больше ρ_i). Вопрос о максимально достижимом «запасе устойчивости» при стабилизации расширителем рассматривался в работе [10]. Из результатов этой работы следует, что при наложении указанных ограничений существует некоторая оптимальная форма силовых линий, для которой вклад расширителя максимален. Благоприятный вклад «оптимального» расширителя всего в 1.5 – 2 раза больше расчетного для степенного профиля силовых линий [9], ранее использовавшегося для оценок «запаса устойчивости». Также по результатам экспериментов [14], [15] выяснилось, что энергосодержание быстрых ионов за 100–200 μs начинает превышать энергосодержание мишенной плазмы. Так как быстрые ионы удерживаются в центральной ячейке, где конфигурация силовых линий неблагоприятна для

устойчивости, требуется большой «запас устойчивости» по теплой плазме, чтобы добиться в целом устойчивой конфигурации поля. Поэтому в работе [21] было предложено использовать в качестве стабилизатора для ГДЛ торцевую ячейку – касп (антипробкотрон), в котором истекающая через пробку плазма в адиабатической бласти удерживается в газодинамическом режиме, что и было успешно реализовано [22]. В этом эксперименте состояния с $Q_s \leq 1$ получались при выключенных катушках каспа и пробочном отношении в пробке между центральной ячейкой и каспом $R_m = 80$. $Q_s \sim 1 - 2$ получены при включенной магнитной системе каспа и пробочном отношении $R_m = 50$. Данные с $Q_s = 2.5$ были сняты при $R_m = 27$, а состояния с $Q_s \geq 2.5$ получались при включении дополнительной плазменной пушки, заполнявшей приосевую область каспа. В процессе нагрева плазмы быстрыми инжектированными ионами «запас устойчивости» уменьшался, так что для указанных выше значений $Q \geq 1$, начальная величина «запаса устойчивости» доходила до 100 и более. Переход через границу устойчивости наблюдался при $Q_s \leq 1 - 2$.

1.5 Влияние радиального электрического поля на МГД - устойчивость плазмы в ГДЛ

Из физических явлений, способных существенно повлиять на устойчивость плазмы в ГДЛ (помимо эффективного «гравитационного поля», возникающего при движении ионов плазмы в магнитном поле, силовые линии которого имеют неблагоприятную кривизну), наиболее весомым, по-видимому, является вращение плазмы в скрещенных полях: продольном магнитном и радиальном электрическом. Радиальное электрическое поле, как известно, возникает благодаря наличию радиального градиента температуры, который влечет за собой возникновение градиента амбиполярного потенциала.

Сделаем оценку влияния вращения плазмы на МГД-устойчивость относительно желобковых возмущений с учетом того, что рассматриваемая плазма состоит из двух сортов частиц – теплых мишенных ионов и горячих инжектированных частиц. Для этого сравним силы, действующие в разных направлениях

на всплывающий желобок:

$$f_{\parallel} \simeq m_i V^2 \varkappa n \cdot \pi a^2 L \sim (p_{\perp} + p_{\parallel}) \varkappa \mathbb{V} \simeq p_h \varkappa \mathbb{V},$$

$$f_{\perp} \simeq m_i (\omega_E a)^2 \frac{1}{a} n \cdot \pi a^2 L,$$

где \varkappa – кривизна силовых линий магнитного поля, L – половина длины пробкотрона, a – характерный радиус плазмы, n – её плотность, $\mathbb{V} = \pi a^2 L$ – объём плазмы. Также необходимо заметить, что $\Delta\varphi \simeq T_e/e$, $\omega_E a = c \frac{T_e/e}{aB}$ – скорость дрейфа в скрещенных полях, $p_e = nT_e$ – давление теплой плазмы, p_h – давление горячих частиц.

$$f_{\perp} \simeq m_i \frac{c^2}{B^2} \frac{T_e^2}{e^2 a^2} \frac{1}{a} \cdot n \mathbb{V} \sim p_e \rho_L^2 \frac{1}{a^3} \mathbb{V}.$$

Здесь $\rho_L = \frac{\sqrt{T_e/m_i}}{\Omega_i}$ – ларморовский радиус, посчитанный по ионной массе и электронной температуре.

$$\frac{f_{\parallel}}{f_{\perp}} \sim \frac{p_h}{p_e} \frac{\varkappa a}{\left(\frac{\rho_L^2}{a^2}\right)} \gg 1. \quad (10)$$

Соотношение (10) можно переписать иначе, учитывая, что кривизна $\varkappa \simeq a/L^2$:

$$\frac{\rho_L L}{a^2} \ll \sqrt{\frac{p_h}{p_e}}, \quad (11)$$

Такой критерий говорит о том, что влияние радиального электрического поля несущественно. Для оценки сравним критерий (11) для разных параметров плазмы, изучаемой в разные годы на ГДЛ. Так, на 1988 год $T_e \simeq 4$ эВ, и $\rho_L L/a^2 \sim 0.7 < 1$, а на 2000 год – $T_e \simeq 60$ эВ, $\rho_L L/a^2 \sim 2.1$, а $\sqrt{p_h/p_e} \sim 2.2$.

Таким образом, оценка (11) позволяет заключить, что в условиях экспериментов на установке ГДЛ эффект вращения плазмы оказывает значительное негативное влияние на её МГД-устойчивость.

С целью ослабления радиального электрического поля на лимитеры, представляющие собой сплошные кольца из нержавеющей стали и расположенные вблизи магнитных пробок, был подан постоянный положительный потенциал [12], [20]. При подаче на лимитеры потенциала в диапазоне $U_{lim} = 0 - 260$ В также наблюдалась неустойчивость аналогично экспериментам с $U_{lim} = 0$. При подаче потенциала ≈ 300 В неустойчивость исчезала. И даже в режиме без использования МГД-якоря было обнаружено устойчивое удержание плазмы при подаче потенциала на лимитеры $U_{lim} \approx 260$ В. В качестве рабочей гипотезы, объясняющей

механизм МГД – стабилизации в этих условиях, было выдвинуто предположение о возможности стабилизации за счет взаимодействия плазмы с проводящими лимитерами. Одной из целей данной работы является проверка этой гипотезы.

Необходимо отметить, что на установке ТМХ-У (LLNL) наблюдалась аналогичная ситуация, описанная в работе [7]. Авторы этой работы получали в эксперименте устойчивую плазму со временем удержания порядка 80 энергетических времен жизни посредством только подачи газа и нагрева центральной плазмы пучками нейтральных атомов, в отсутствие каких-либо специальных мер по стабилизации плазмы. Такие результаты авторы объясняют взаимодействием двух механизмов – КЛР-эффекта, обеспечивающего стабилизацию всех азимутальных мод, кроме $m = 1$ и вмороженности силовых линий, стабилизирующей моду жесткого смещения.

Чтобы судить об МГД-устойчивости плазмы, обусловленной ее вмороженностью в торцы ловушки (либо в лимитеры), можно сделать следующую оценку. Если представить поляризованный плазменный столб как конденсатор емкости C , разряжающийся через сопротивление R дебаевского слоя, то можно сравнить время разрядки такого условного «конденсатора» со временем развития неустойчивости:

$$RC \ll \tau_{MHD}. \quad (12)$$

Такое неравенство говорит о том, что желобок успевает разрядиться на торец (лимитер) за времена много меньшие времени развития МГД-неустойчивости, и значит он вморожен в торец (либо лимитер).

Как было сказано в главе 1.1, время развития МГД-неустойчивости оценивается как

$$\tau_{MHD} \approx \frac{l}{V_i}. \quad (13)$$

Но здесь необходимо учесть, что скорость ионов определяется как теплыми ионами мишенной плазмы так и быстрыми инжектируемыми частицами, поэтому формула (13) примет вид

$$\tau_{MHD} \approx \frac{l}{V_i} \sqrt{\frac{W_{target}}{W_{fast}}}, \quad (14)$$

где $W_{fast} = 300$ Дж и $W_{target} = 60$ Дж – энергосодержание в быстрых частицах и в мишенной плазме соответственно. С учетом этих поправок $\tau_{MHD} \approx 16 \mu s$.

2 Измерение сопротивления дебаевского слоя вблизи лимитера

2.1 Методика измерений и аппаратура, описание эксперимента

Для реализации эксперимента по измерению сопротивления дебаевского слоя плазмы вблизи лимитера был изготовлен зонд, представляющий собой титановый диск диаметром 5 мм и толщиной 1.2 мм. Зонд был установлен в сечении ловушки $z = 292$ см, на расстоянии 33 см от лимитера (рис. 3). Зонд и лимитер находились вне области движения быстрых ионов. Также была собрана электрическая схема для регистрации сигналов (рис. 4).

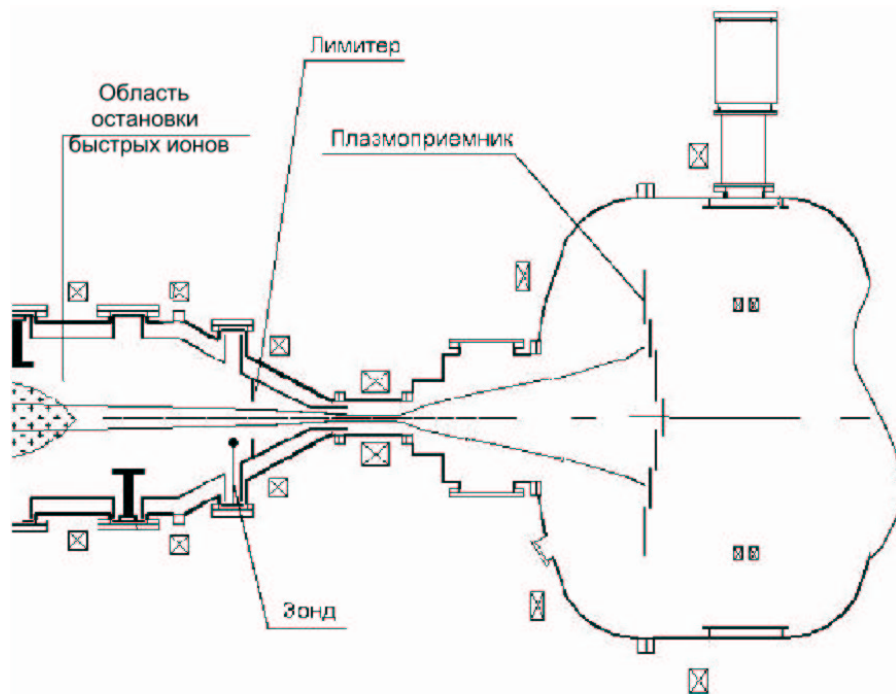


Рис. 3. Пробочный узел установки ГДЛ

Между лимитером и зондом подавалось переменное напряжение от звукового генератора с частотой 20 кГц и амплитудой 1.5 В, а текущий по каналу «зонд – лимитер» ток измерялся через шунт сопротивлением 1 Ω . Регистрация тока и напряжения производилась при помощи двух каналов АЦП (рис. 5, 6). Для кон-

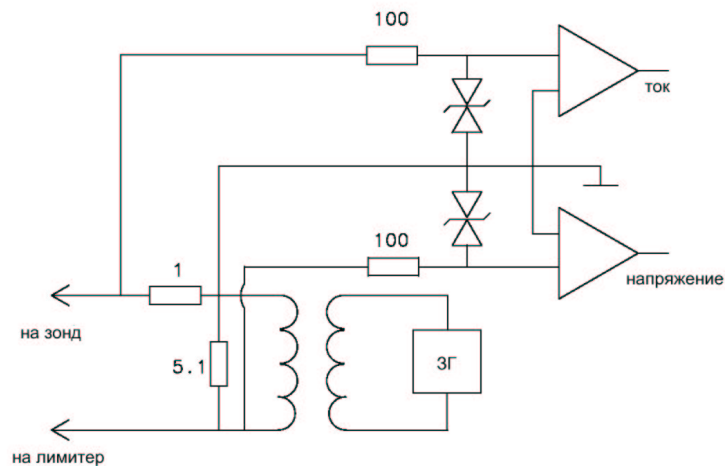


Рис. 4. Электрическая схема для измерения сопротивления дебаевского слоя лимитера

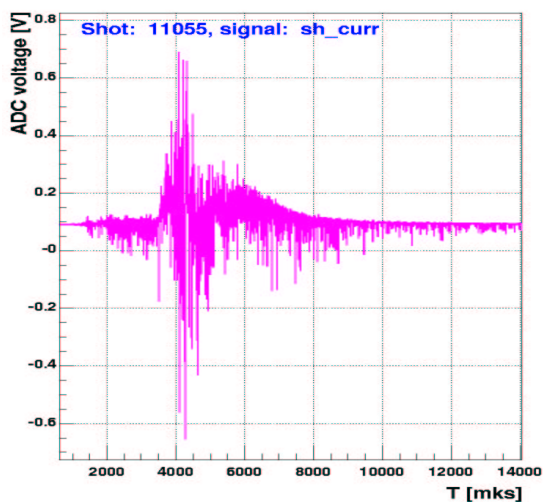


Рис. 5. Осциллограмма сигнала тока

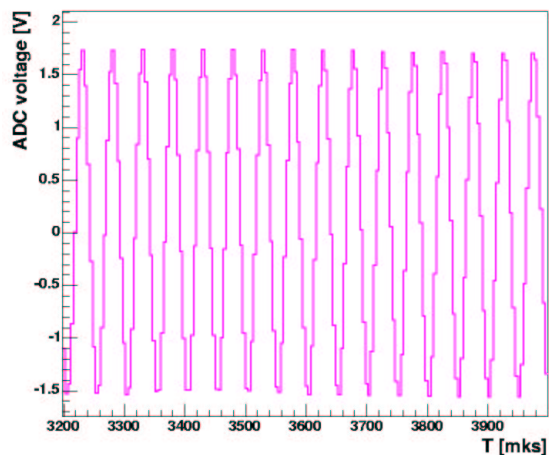


Рис. 6. Осциллограмма сигнала напряжения

троля параметров плазмы вблизи титанового зонда в одном сечении с ним был установлен тройной ленгмюровский зонд, данные которого использовались для нижеследующих оценок.

Для извлечения из такой осциллограммы (рис. 5) информации о периодической структуре тока и его амплитуде была написана программа, производящая Фурье-преобразование сигнала и усредняющая его по серии выстрелов (рис. 7,

амплитуда напряжения на рисунке уменьшена в 500 раз). В результате была получена амплитуда тока и посчитано реальное сопротивление дебаевского слоя плазмы как $R = U/I$.

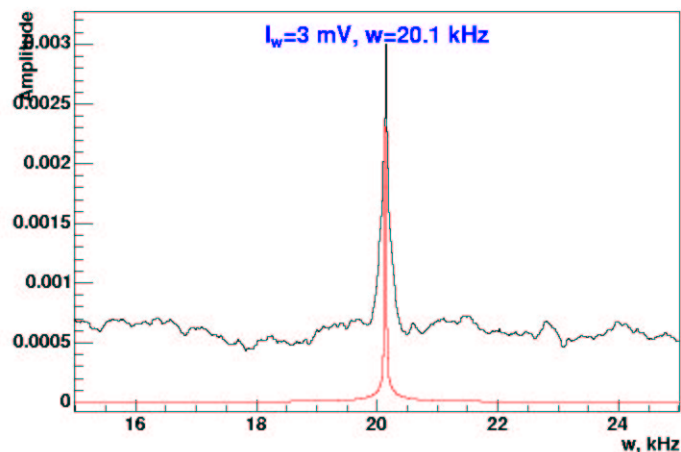


Рис. 7. Извлечение амплитуды сигнала тока при помощи Фурье-фильтра

Эксперимент проводился следующим образом: титановый зонд изначально выставлялся в такое положение по радиусу, чтобы он находился в тени лимитера по силовым линиям (это положение определялось при помощи программы расчета силовых линий магнитного поля в ГДЛ), тройной зонд выставлялся в то же положение (рассчитанное отдельно для его характеристик), далее эти зонды синхронно перемещались по радиусу от центра с шагом 5 мм, в каждом положении регистрировались значения тока и напряжения, а также параметры плазмы – плотность и температура.

2.2 Оценки и полученный результат

В эффективное сопротивление вносит вклад, в основном, дифференциальное сопротивление дебаевского слоя вблизи поверхности лимитеров. Это сопротивление было найдено методом дифференцирования электронной ветви вольт - амперной характеристики плавающего плоского электрода, помещенного в плазму. Полный ток, идущий на зонд записывается в виде

$$I = I_{i0} - I_{e0} e^{-\frac{e|U|}{T_e}} = I_{i0} \left(1 - \sqrt{\frac{M}{m}} \cdot e^{-\frac{e|U|}{T_e}} \right). \quad (15)$$

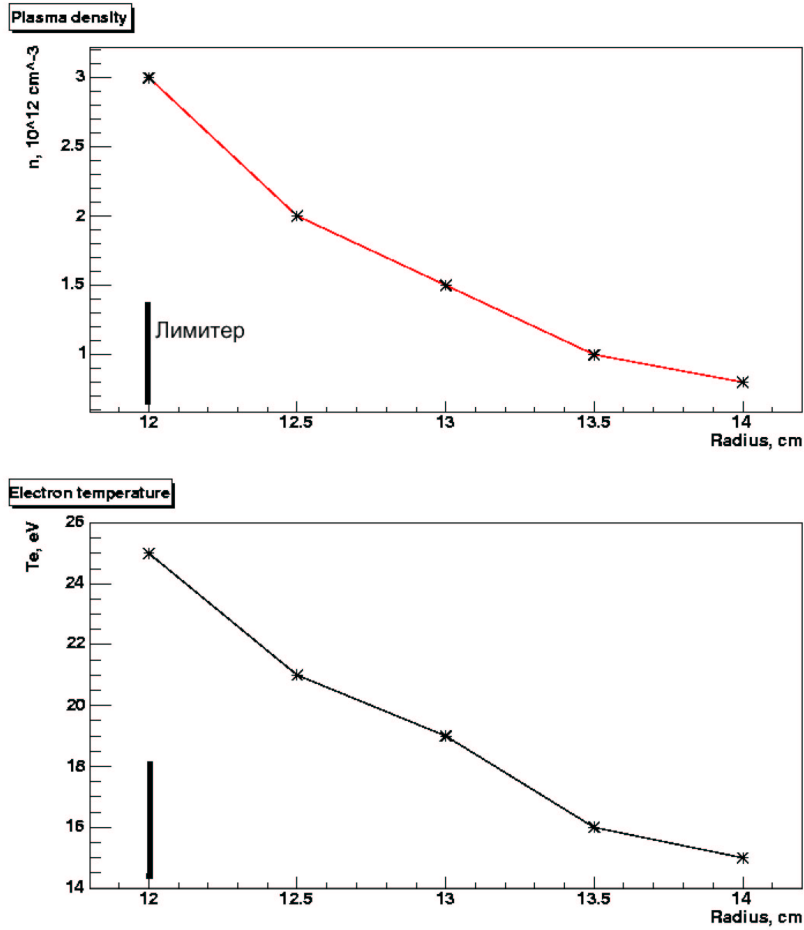


Рис. 8. Данные о плотности и электронной температуре окололимитерной плазмы

В нашем случае $U = U_{fl} + \delta U$, где U_{fl} – плавающий потенциал, δU – подаваемое от генератора напряжение. Тогда эффективное сопротивление запишется как $R_{eff} = 1 / \left(\frac{dI}{dU} \right)$, взятое в точке $U = U_{fl}$, то есть

$$R_{eff} = \frac{T_e}{e \cdot I_{i0}} \sqrt{\frac{M}{m}} \cdot e^{\frac{e|U_{fl}|}{T_e}}. \quad (16)$$

Значение ионного тока рассчитывалось по формуле $I_{i0} = \frac{enV_i}{4} S$. При численных расчетах использовались данные об электронной температуре и плотности окололимитерной плазмы, полученные при помощи тройного ленгмюровского зонда для разных положений титанового зонда (рис. 8). Таким образом, лимитер оказался «разбитым» на кольца толщиной 5 мм.

Оцененная таким способом величина эффективного сопротивления сильно зависит от механизма взаимодействия плазмы с лимитерами. В случае отсутствия

эмиссии электронов с поверхности лимитеров $U_{fl} \approx 3.8T_e$, в случае бесконечной эмиссионной способности поверхности лимитеров $U_{fl} \approx T_e$ [11]. Поэтому эффективное сопротивление, а вместе с ним и время релаксации заряда, при взаимодействии плазмы с лимитерами резко уменьшается при переходе от безэмиссионного режима к режиму с эмиссией. При этом $R_{eff}(3.8T_e)/R_{eff}(T_e) \approx 17$.

Таким образом формула (16) в режиме отсутствия эмиссии примет вид

$$R_{eff} = \frac{4\sqrt{T_e m}}{\sqrt{2}enS},$$

а в режиме с эмиссией электронов с лимитеров

$$R_{eff} \simeq 7.7\sqrt{\frac{T_e}{M}} \frac{m}{enS},$$

где m – масса электрона, M – масса иона. Здесь n , T и S – различные для каждого кольца. Конечное значение R_{eff} рассчитывалось как сопротивление системы параллельно включенных сопротивлений дебаевских слоев колец лимитера. Эффективное оценочное значение сопротивления дебаевского слоя лимитера в случае отсутствия эмиссии оказалось $R_{eff} \approx 2.5 \Omega$. В случае же бесконечной эмиссионной способности лимитеров $R_{eff} \approx 0.15 \Omega$.

Тогда время релаксации заряда оценивается как $\tau_{rel} \approx 15 \mu s$ в безэмиссионном режиме и $\tau_{rel} \approx 1 \mu s$ – в режиме с эмиссией. Поэтому условие (12) может выполняться только во втором случае.

В описанном же выше эксперименте было измерено сопротивление дебаевского слоя вблизи зонда, который полностью идентичен лимитеру за исключением размера взаимодействующей с плазмой поверхности. Поэтому полученное из эксперимента значение сопротивления было пересчитано с учетом отношения площадей зонда и текущей кольцевой области лимитера:

$$R_{eff} = (S_{probe}/S_{ring})R_{exper}.$$

Итоговое сопротивление также как и в случае оценки считалось сопротивлением системы параллельных резисторов и составило $\approx 8.5 \Omega$.

Время релаксации заряда с использованием экспериментально найденного R_{eff} оказывается $\tau_{rel} = R_{eff}C \approx 50 \mu s$ (если оценить $C \approx 6 \mu F$), то есть

$\tau_{rel} > \tau_{MHD}$. Такое неравенство говорит о невозможности вмороженности плазмы в лимитер. Также, исходя из вышеприведенных соображений, можно сделать вывод о том, что эмиссия с лимитера отсутствует.

В данной работе рассматривается возможность вмороженности лишь в лимитер, влияние торцевого плазмоприемника принимается несущественным. Для обоснования такого утверждения можно оценить эффективное сопротивление торца. Как и в вышеприведенных рассуждениях, будем считать плазмоприемник плоским зондом, помещенным в плазму, для которого справедлива формула (16), за исключением той особенности, что только часть электронов, рожденных в центре ловушки, попадет в конус потерь и достигнет плазмоприемника, преодолевая разность потенциалов $U_{amb} \approx 5T_e$ [12]. Итак, угол конуса потерь определяется формулой $\sin \theta_0 = 1/\sqrt{R} \approx \theta_0$ (при $R \gg 1$, в нашем случае $R = 25$), а вероятность попадания частицы в конус потерь определяется отношением удвоенной площади основания конуса к площади сферы в пространстве скоростей, т.е.

$$w = \frac{2\pi(V\theta_0)^2}{4\pi V^2} = \frac{\theta_0^2}{2} = \frac{1}{2R}.$$

Таким образом, формула (16) переписется для данного случая в виде

$$R_{eff} = \frac{T_e}{e \cdot I_{i0} \cdot w} \sqrt{\frac{M}{m}} \cdot e^{\frac{e|U_{amb}|}{T_e}}, \quad (17)$$

где I_{i0} посчитан по площади сечения плазмы в центре ловушки. Такая оценка дает значение $R_{eff} \approx 6 \Omega$ и, соответственно, время релаксации заряда на торец $\tau_{rel} \approx 36 \mu s > \tau_{MHD}$.

При этом по результатам работ [12] и [25] можно сделать вывод, что при больших перепадах магнитного поля между пробкой и стенкой (более чем в 40–50 раз) эмиссионные свойства стенки не влияют на перепад амбиполярного потенциала. В нашем случае $H_m/H_w \sim 100$ (см. рис. 2), значит плазма не может быть вморожена в торец при любой его эмиссионной способности.

2.3 Вывод

Как показал эксперимент, оценка (12), говорящая о вмороженности плазмы в лимитер, не выполняется, а значит необходимо искать другую причину МГД-стабилизации, связанную с подачей потенциала на лимитеры.

3 Влияние дифференциального вращения на МГД-устойчивость

В некоторых теоретических работах (например [26]) была рассмотрена возможность МГД-стабилизации в газодинамической ловушке посредством влияния дифференциального вращения плазмы, обусловленного наличием градиента радиального электрического поля. Достаточно очевидным представляется тот факт, что уже небольшие скачки радиального электрического поля будут существенно влиять на устойчивость плазмы. Это предположение можно обосновать следующим образом. Природа МГД-неустойчивости такова, что при всплывании желобка происходит поляризация плазменного столба, поэтому вращение слоев плазмы относительно друг друга может модифицировать возникающее распределение зарядов, «замазать» желобок, что может привести к эффекту стабилизации. Оценим, при каком $E = \delta\varphi/\delta r$ за время τ_{rot} один слой плазмы повернется относительно другого на один оборот. Воспользовавшись формулой для скорости дрейфа в скрещенных полях $V_{dr} = c \frac{\delta\varphi}{\delta r} \frac{1}{B}$ и поставив ограничение, что время проворота не будет превышать времени развития МГД-неустойчивости, получим формулу:

$$\tau_{rot} = \frac{\delta l}{V_{dr}} = \frac{2\pi(\delta r)^2 B}{c \cdot \delta\varphi} \leq \tau_{MHD}, \quad (18)$$

где δr – толщина слоя плазмы, $\delta\varphi$ – прикладываемая к слою разность потенциалов, B – магнитное поле. Приняв для наших условий $\delta r \approx 1$ см, $B \approx 2000$ Гс, $\tau_{MHD} \approx 20\mu s$, получим оценку для разности потенциалов $\delta\varphi \geq 10$ В. Видно, что радиального электрического поля порядка $10V/cm$ должно быть достаточно для оказания существенного влияния на устойчивость плазменного столба.

Таким образом идея эксперимента состояла в том, чтобы к естественному профилю потенциала искусственно добавить небольшой скачок на периферии (рис. 9) и тем самым создать вращение внешнего слоя плазмы относительно внутреннего.

3.1 Описание эксперимента

Для реализации эксперимента были изготовлены новые секционированные лимитеры, каждый из которых представлял собой систему четырех концентриче-

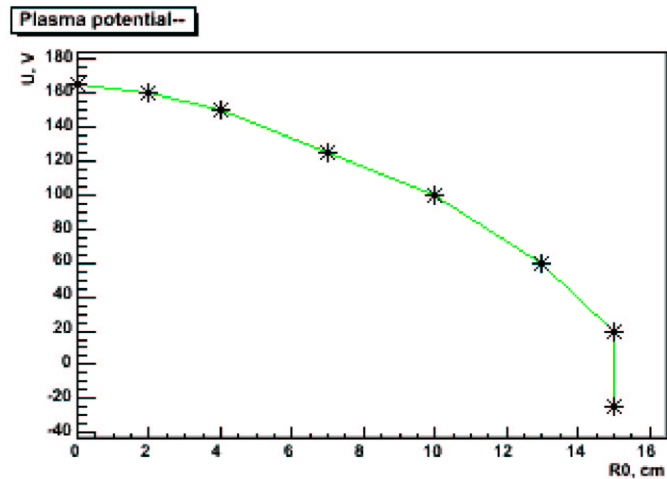
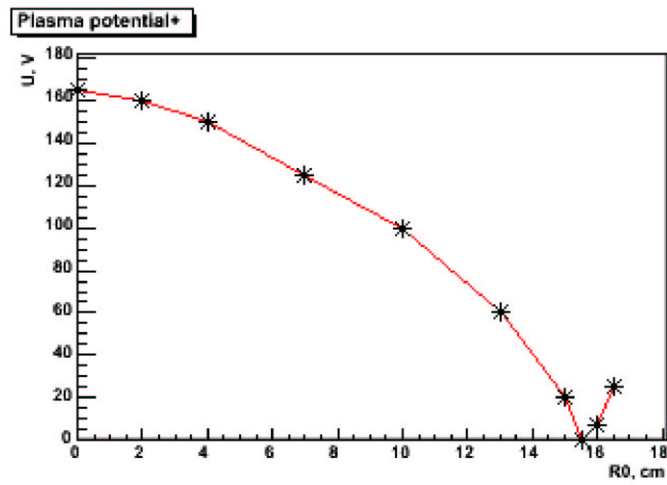


Рис. 9. Условные профили потенциала для проведения эксперимента по изучению дифференциального вращения

ских колец с различными внутренними диаметрами (рис. 10), посредством которых в пристеночном слое плазмы создавались необходимые скачки потенциала. Потенциал измерялся в эксперименте при помощи ленгмюровского зонда.

На рисунках 11 и 12 представлены радиальные профили потенциала плазмы вблизи лимитера при положительном и отрицательном смещении на последнем. На рисунке 12 видно, что при измерении потенциала при отрицательном смещении на лимитере в плазме наблюдались довольно сильные колебания, природа которых должна быть исследована в отдельных экспериментах.

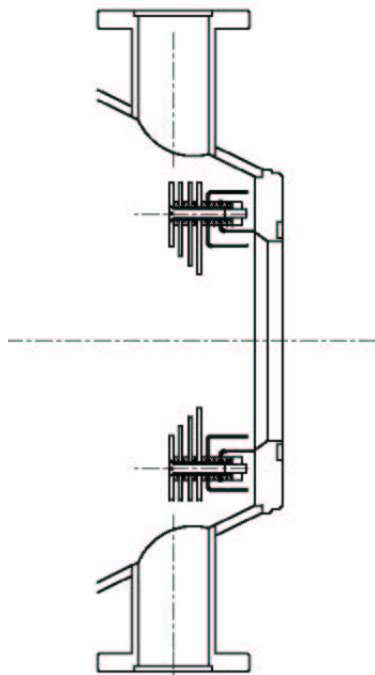


Рис. 10. Вид новых секционированных лимитеров

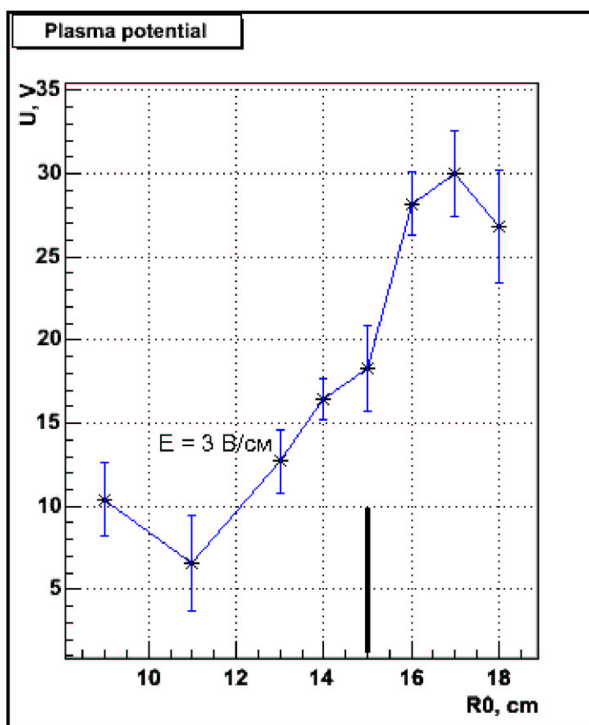


Рис. 11. Профиль потенциала плазмы при положительном смещении на лимитере (+25 В)

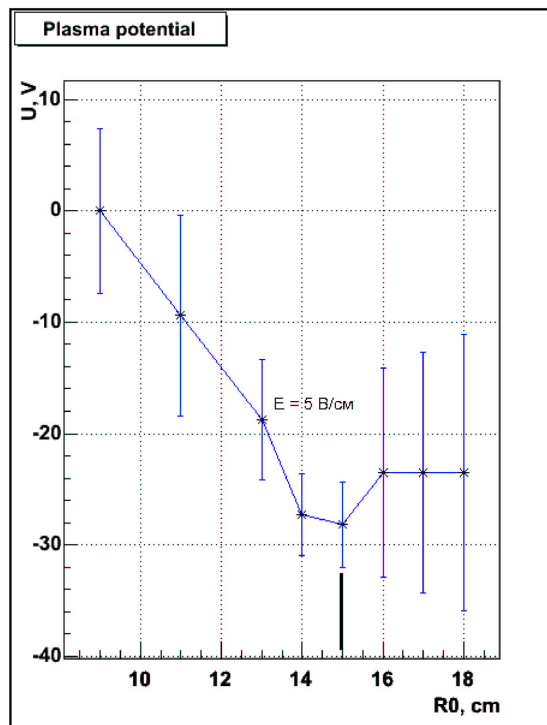


Рис. 12. Профиль потенциала плазмы при отрицательном смещении на лимитере (-25 В)

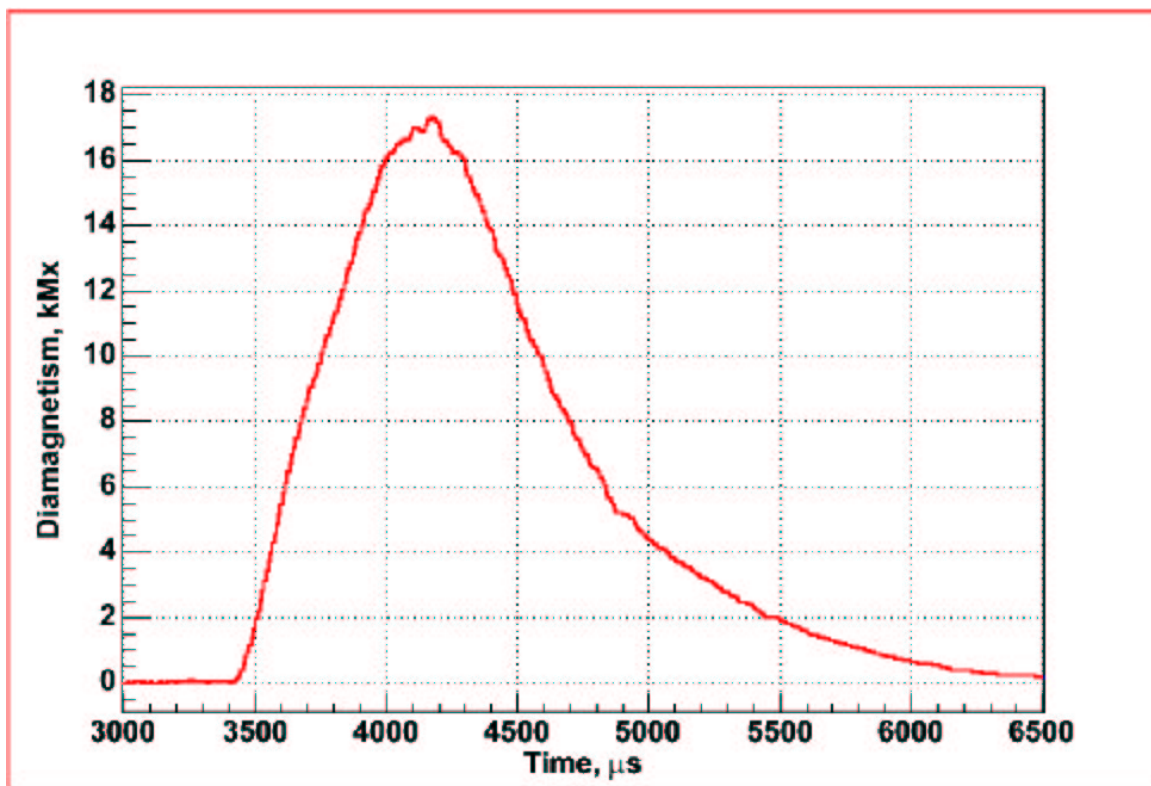


Рис. 13. Диамагнитный сигнал быстрых частиц

3.2 Полученные результаты

Влияние радиального электрического поля на устойчивость наблюдалось по осциллограммам сигналов диамагнетизма быстрых частиц, имеющих точку остановки вблизи пробочного отношения $R = 2$, где и располагалась регистрирующая диамагнитная петля. На рисунке 13 приведен диамагнитный сигнал быстрых частиц, показывающий сценарий выстрела: сначала установка заполнялась теплой плазмой при помощи плазменного генератора, затем в 3.5 мс начиналась атомарная инжекция, в 4.3 мс она заканчивалась и далее наблюдался спокойный распад плазмы, время которого регистрировалось.

Диамагнитный сигнал на промежутке от 4.4 мс до 5.5 мс усреднялся по серии выстрелов и аппроксимировался экспонентой. На рисунке 14 показано, что характерное время распада горячих частиц в случае подачи оптимального потенциала на лимитеры $\approx 550\mu s$. Это время обусловлено процессом торможения горячих ионов на электронах мишенной плазмы, время которого можно оценить

как

$$\tau_{ei} = \frac{3}{4\sqrt{2\pi}} \frac{m_i}{\sqrt{m_e}} \frac{T_e^{3/2}}{\Lambda e^4 n} \approx 540 \mu s, \quad (19)$$

где Λ – кулоновский логарифм, для параметров ГДЛ примерно равный 14. Это выражение оказывается верным лишь в случае, когда скорость инжектированных ионов удовлетворяет условию

$$V_{cr} \ll V_i \ll V_e, \quad (20)$$

где

$$V_{cr} = \left(\frac{3\sqrt{\pi} m_e}{4m_i} \right)^{1/3} \left(\frac{2T_e}{m_e} \right)^{1/2} -$$

критическая скорость, при которой скорости торможения на ионах и на электронах сравниваются [23]. В случае, когда выполняется условие (20), реализуется торможение горячих ионов на холодных электронах и характерное время торможения определяется формулой (19). В нашем случае условие (20) можно считать выполненным, так как $V_{cr} \approx 3.8 \cdot 10^7$ см/с, $V_i \approx 1.4 \cdot 10^8$ см/с, $V_e \approx 4.2 \cdot 10^8$ см/с. Видно, что сделанная таким образом оценка (при $T_e = 50$ eV и $n = 3 \cdot 10^{13}$ см⁻³) хорошо согласуется с экспериментальными результатами.

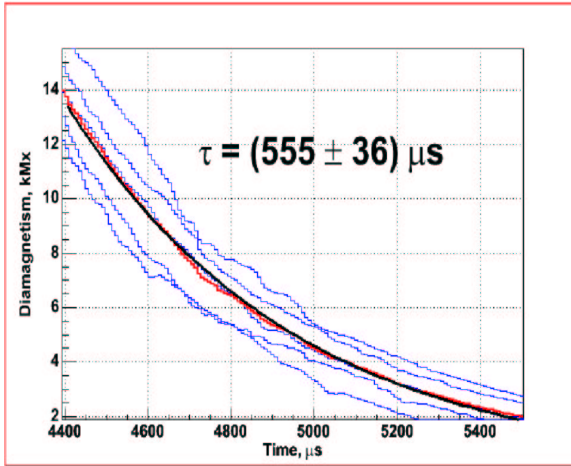


Рис. 14. Оптимальное напряжение на лимитерах (+120 В)

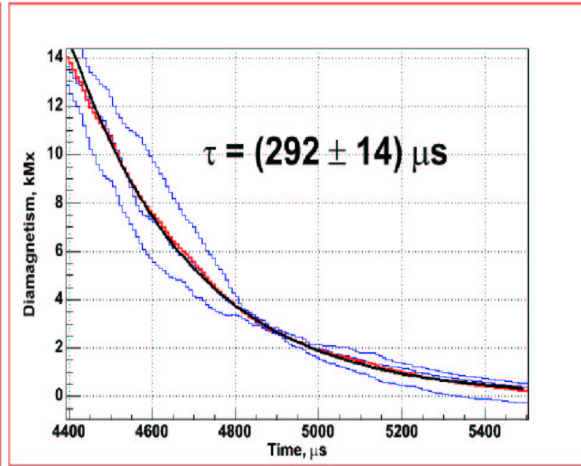


Рис. 15. Лимитеры заземлены

Рисунок 15 иллюстрирует случай заземленных лимитеров, в котором время распада составляет $\approx 300 \mu s$. Далее приведены сигналы диамагнетизма и характерное время распада быстрых ионов в режиме создания скачка электрического поля на периферии плазмы (рис.16, 17). Видно, что эти созданные искус-

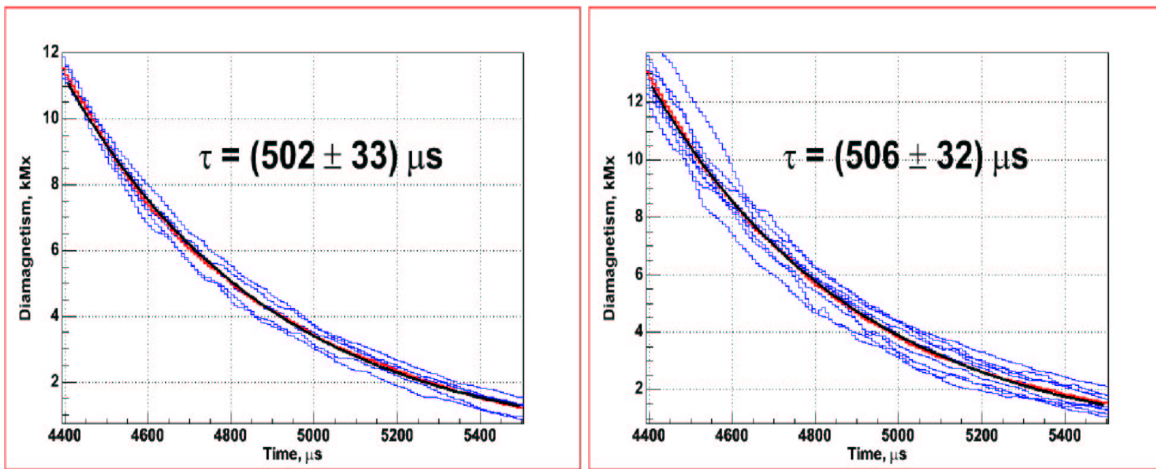


Рис. 16. Напряжение на лимитерах +25 В **Рис. 17.** Напряжение на лимитерах -25 В

ственно перепады радиального поля на границе, составляющие всего несколько вольт на сантиметр, способны увеличить время жизни плазмы и позволить приблизиться к наилучшему режиму удержания, достигнутому при минимизации радиального электрического поля, как было показано в работе [20].

Необходимо отметить, что не исключена возможность того, что дифференциальное вращение увеличивает время развития МГД-неустойчивости настолько, что становится существенным эффект вмороженности плазмы в лимитеры и наблюдаемый устойчивый режим удержания в итоге обусловлен взаимодействием этих двух эффектов.

4 Основные выводы работы

- В данной работе рассмотрены различные физические механизмы и эффекты, способные модифицировать время развития МГД-неустойчивости в газодинамической ловушке, такие как эффект конечного ларморовского радиуса, влияние истечения плазмы в расширитель, возможность вмороженности плазмы в радиальные лимитеры, влияние радиального электрического поля, а также эффекты, связанные с наличием дифференциального вращения плазмы.
- Экспериментально измерено сопротивление дебаевского слоя вблизи радиальных лимитеров на установке ГДЛ.
- Показано, что наблюдаемая МГД-устойчивость не может быть обеспечена вмороженностью плазмы в радиальные лимитеры, а сопротивление дебаевского слоя вблизи лимитера соответствует случаю отсутствия эмиссии электронов с его поверхности.
- Установлено, что слабое радиальное электрическое поле, сосредоточенное вблизи поверхности плазменного столба, способно существенно увеличить характерное время жизни плазмы по сравнению со временами жизни в условиях неблагоприятной конфигурации магнитного поля.
- Результаты, полученные в работе, могут быть основой для дальнейшего изучения влияния электрического поля, сосредоточенного в узком радиальном слое, на поперечный перенос в открытых системах для магнитного удержания плазмы.

Благодарности

Выражаю благодарность П.А. Багрянскому за руководство и неоценимую помощь в проведении и написании работы, Ю.А. Цидулко, А.Д. Беклемишеву и М.С. Чащину за полезные и плодотворные дискуссии, В.Н. Бородкину и А. Бурцеву за помощь в подготовке эксперимента, В.В. Приходько и А.Л. Соломахину за помощь и терпение при обработке экспериментальных результатов.

Список литературы

- [1] *Мирнов В.В., Рютов Д.Д.* Газодинамическая линейная ловушка для удержания плазмы. // Письма в ЖТФ — 1979 — т.5. — С.678.
- [2] *Мирнов В.В. Рютов Д.Д.* Газодинамическая ловушка. // Вопросы Атомной Науки и Техники. Сер. Термоядерный синтез. — 1980. — вып.1(5). — С.57.
- [3] *Мирнов В.В., Рютов Д.Д.* Газодинамическая ловушка. — Новосибирск, // Итоги науки и техники. Серия Физика плазмы. — 1988. — Т.8. — С.77.
- [4] *Мирнов В.В., Нагорный В.П., Рютов Д.Д.* Газодинамическая ловушка с двухкомпонентной плазмой. — Новосибирск, 1984. — (Препринт Ин-т ядер. физики СО АН СССР; 84-40)
- [5] *Нагорный В.П., Рютов Д.Д., Ступаков Г.В.* Влияние течения плазмы на желобковую неустойчивость. — Новосибирск, 1983. — (Препринт Ин-т ядер. физики СО АН СССР; 83-74)
- [6] *Нагорный В.П., Рютов Д.Д., Ступаков Г.В.* Желобковая неустойчивость плазмы в газодинамической ловушке. — Новосибирск, 1983. — (Препринт Ин-т ядер. физики СО АН СССР; 83-73)
- [7] *Molvik A.W., Barter J.D., et. al.* Stable operation of an effectively axisymmetric neutral beam driven tandem mirror. // Nuclear Fusion — 1990. — Vol.30,— P.815.
- [8] *Anikeev A.V., Vagryansky P.A., Ivanov A.A., Kuzmin S.V., Salikova T.V.* Experimental observation of non-MHD effects in the curvature driven flute instability.// Plasma Physics and Controlled Fusion — Vol.34 — p.1185 — 1992.
- [9] *Бушкова О.А., Мирнов В.В.* Влияние конфигурации магнитного поля на МГД-устойчивость газодинамической ловушки. // Вопросы Атомной Науки и Техники. Сер. Термоядерный синтез. — 1986 — вып.2 — С.19.
- [10] *Котельников И.А.* Оптимизация расширителя газодинамической ловушки. — Новосибирск, 1994.(Препринт / Ин-т ядер. физики СО АН СССР, 94-63.)

- [11] *Hobbs G.D., Wesson J.A.* Heat flow through a Langmuir sheath in the presence of electron emission. // *Plasma Physics*, Vol.9, p.85, (1967)
- [12] *Багрянский П.А.* Удержание двухкомпонентной плазмы с высоким β в газодинамической ловушке: Дисс. докт. физ.-мат. наук, — Новосибирск, 2000.
- [13] *Аникеев А.В., Багрянский П.А., Кузнецов Г.И., Ступишин Н.В.* продольное удержание вещества и энергии в газодинамической ловушке. // *Физика плазмы*. — 1999. — Т.25, N 10. — С.842–850.
- [14] *Иванов А.А., Карпушов А.Н.* Моделирование динамического перехода плазмы в ГДЛ через границу МГД-устойчивости при инъекции атомарных пучков. — Новосибирск, 1996. — (Препринт Ин-т ядер. физики СО РАН; 96-2)
- [15] *A. V. Anikeev, P. A. Bagryansky, P. P. Deichuli, A. A. Ivanov, A. N. Karpushov, V. V. Maximov, A. A. Pod'minogin, N. V. Stupishin, Yu. A. Tsidulko* Observation of magnetohydrodynamic stability limit in a cusp-anchored gas-dynamic trap. // *Physics of Plasmas* – 1997 – Vol. 4, Issue 2, pp. 347-354.
- [16] *Rosenbluth M.N. and Longmire C.L.* Stability of plasmas confined by magnetic fields. // *Annals of Physics* — 1957. — Vol.1,— P.120.
- [17] *Rosenbluth M.N., Krall N.A., Rostoker N.* Finite Larmor Radius Stabilization of "Weakly"Unstable Confined Plasmas. // *Nuclear Fusion: Supplement, Part 1.*— 1962 — P.143.
- [18] *Bagryansky P.A., Ivanov A.A., Klesov V.V., et. al.* Storage and decay of warm plasma in the GDT. // *Proc. of the XIX Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases*, Belgrade, 1989, — vol.4, —P.832.
- [19] *Bagryansky P.A., Ivanov A.A., Karpushov A.N., et. al.* Experimental MHD stability limit in the gas-dynamic trap.// *Proc. of XIII Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, Washington, 1990. — Vienna, IAEA,1991. — Vol.2. — P.655.

- [20] *P.A. Bagryansky, A.A. Lizunov et al.* Experiments with controllable application of radial electric field in GDT central cell, *Fus. Sci. and Techn.*, Vol. 43, pp. 152-156.
- [21] *Иванов А.А., Мишагин В.В., Росляков Г.В., Цидулко Ю.А.* Проект МГД стабилизатора-каска для газодинамической ловушки. // Труды Всесоюзного совещания по открытым ловушкам, Москва, 1989. — М. ИАЭ им. Курчатова, 1990. — С.15.
- [22] *Аникеев А.В., Багрянский П.А., Дейчули П.П., Иванов А.А., Карпушов А.Н., Максимов В.В., Подыминогин А.А., Ступишин Н.В.* МГД-устойчивость плазмы в газодинамической ловушке, стабилизированной антипробкотроном. / — Новосибирск, 1994. (Препринт / Ин-т ядер. физики СО АН СССР, 94-90)
- [23] *Котельников И.А., Росляков Г.В., Рютов Д.Д.* Стабилизация желобковых возмущений в осесимметричной открытой ловушке с плещущимися ионами. // *Физика плазмы* —1987 — т.13, вып.4 — С.403.
- [24] *Кузьмин С.В.* МГД устойчивость плазмы в системе аксиально-симметричных пробкотронов. // *Физика плазмы* —1990 — т.16, вып.8 — С.1010.
- [25] *Аникеев А.В.* Равновесие, устойчивость и продольное удержание плазмы в газодинамической ловушке: Дисс. канд. физ.-мат. наук, — Новосибирск, 1996.
- [26] *Beklemishev A.D., Chaschin M.S.* Effect of differential rotation on plasma stability in the GDT // *Proc. of Fifth International Conference on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement — Novosibirsk, July 5-9 (2004), Transactions of Fusion Science and Technology Vol.47, 1T, P.279 (2004)*