

# ПОПЕРЕЧНОЕ УДЕРЖАНИЕ ПЛАЗМЫ ПРИ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОМ ВРАЩЕНИИ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ

Солдаткина Елена Ивановна

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ .....	2
ГЛАВА 1. МГД УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЫ В ГДЛ: ОБЗОР ПРЕДШЕСТВУЮЩИХ РЕЗУЛЬТАТОВ .....	7
1.1 МГД СТАБИЛИЗАЦИЯ ТЕЧЕНИЕМ ПЛАЗМЫ .....	7
1.2 Плещущиеся ионы .....	11
1.3 Эффекты КЛР .....	11
1.4 РАСШИРИТЕЛЬ И АНТИПРОБКОТРОН .....	12
1.5 Влияние радиального электрического поля на МГД устойчивость плазмы в ГДЛ .....	16
ГЛАВА 2. ВЛИЯНИЕ КОНТАКТА ПЛАЗМЫ С РАДИАЛЬНЫМИ И ТОРЦЕВЫМИ ЛИМИТЕРАМИ НА МГД УСТОЙЧИВОСТЬ .....	18
2.1 ОБЗОР РАБОТ ПО ВЛИЯНИЮ НЕИДЕАЛЬНОЙ ВМОРОЖЕННОСТИ .....	18
2.2 РАДИАЛЬНЫЙ ЛИМИТЕР .....	19
Измерение сопротивления дебаевского слоя вблизи радиального лимитера .....	23
2.3 ПЛАЗМОПРИЕМНИК .....	30
2.4 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ КРИТЕРИИ ЧАСТИЧНОЙ ВМОРОЖЕННОСТИ .....	31
ГЛАВА 3. ВЛИЯНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ВРАЩЕНИЯ НА МГД УСТОЙЧИВОСТЬ .....	34
3.1. ОБЗОР РАБОТ И ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ .....	34
Описание эксперимента .....	36
Большие скачки потенциала .....	42
3.2. ИЗМЕРЕНИЕ ПОПЕРЕЧНЫХ ПОТЕРЬ В РЕЖИМАХ С ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫМ ВРАЩЕНИЕМ .....	46
3.3. СТАБИЛИЗАЦИЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫМ ВРАЩЕНИЕМ В СТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ УДЕРЖАНИЯ .....	54
3.4. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВИХРЕВОГО УДЕРЖАНИЯ .....	65
ГЛАВА 4. СТАБИЛИЗАЦИЯ ПРИ ПОМОЩИ РАСШИРИТЕЛЯ И АНТИПРОБКОТРОНА .....	74
4.1. РАСШИРИТЕЛЬ .....	75
4.2. АНТИПРОБКОТРОН .....	79
ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....	89
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ .....	91

## Введение

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

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 инъекции атомарных пучков газа на участке однородного магнитного поля, которые уравниваются потерями плазмы через пробки. Если длина свободного пробега ионов мала по сравнению с длиной центрального соленоида, то вытекание плазмы из установки происходит аналогично вытеканию газа в вакуум из сосуда с маленьким отверстием. А именно, поток плазмы через сечение оценивается как  $S_m n V_{Ti}$ , где  $S_m$  – площадь сечения плазмы в пробке;  $n$  – плотность плазмы в объеме;  $V_{Ti}$  – тепловая скорость ионов. Деля полное число ионов  $S_0 L n$  (где  $S_0$  – площадь сечения плазмы в центральном сечении) на поток, получаем оценку времени жизни ионов в установке

$$\tau \sim \frac{S_0 L}{S_m V_{Ti}} \sim R \frac{L}{V_{Ti}}, \quad (1)$$

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 ( $\tau$  вообще не зависит от  $\lambda$ ), т.е. по отношению к эффектам, представляющим серьезную опасность для многих других типов ловушек.

Физика продольного удержания плазмы в ГДЛ довольно проста, поэтому для получения нужного для реакторных приложений времени удержания достаточно увеличить пробочное отношение, насколько это возможно, и увеличить длину ловушки до нужной величины. Здесь же кроется и главный недостаток ГДЛ с точки зрения реакторных приложений. Даже при

использовании максимально достижимых на сегодняшний день величин магнитного поля в пробках минимальная длина термоядерного реактора на основе газодинамической ловушки должна превышать несколько километров [2]. Такая длина сегодня кажется слишком большой, однако принципиально не закрывает перспективы развития термоядерных реакторов на основе ГДЛ в будущем. Более того, вероятные прорывы в области создания сверхсильных магнитных полей мегагауссных напряженностей могли бы вывести газодинамическую ловушку в лидирующее положение с точки зрения перспектив использования в качестве термоядерного реактора.

Помимо возможности создания термоядерного реактора, на основе ГДЛ может быть построен относительно дешевый и компактный источник нейтронов D-T реакции с энергией 14 МэВ и плотностью потока  $\sim 1 - 4 \text{ МВт/м}^2$ . Создание такого источника для ускоренного испытания материалов и узлов будущего термоядерного реактора необходимо для решения задачи поиска материалов, обладающих адекватной нейтронной стойкостью для создания первой стенки D-T реакторов [3, 4, 5, 6]. Существенное достоинство нейтронного генератора на основе ГДЛ состоит том, что в нем в принципе достижимы  $\beta \sim 1$ , что позволяет создать относительно компактную установку с малой потребляемой мощностью и расходом трития [5].

Помимо применений в фундаментальных исследованиях в области физики твердого тела и термоядерного материаловедения, источник нейтронов имеет также перспективы в качестве устройства для «дожигания» радиоактивных отходов, получения радиоизотопов, а также в качестве гибридной энергетической установки с высокой степенью внутренней безопасности [7, 8].

МГД устойчивость двухкомпонентной плазмы высокого давления в осесимметричном пробкотроне является одним из наиболее важных вопросов программы исследований на установке ГДЛ.

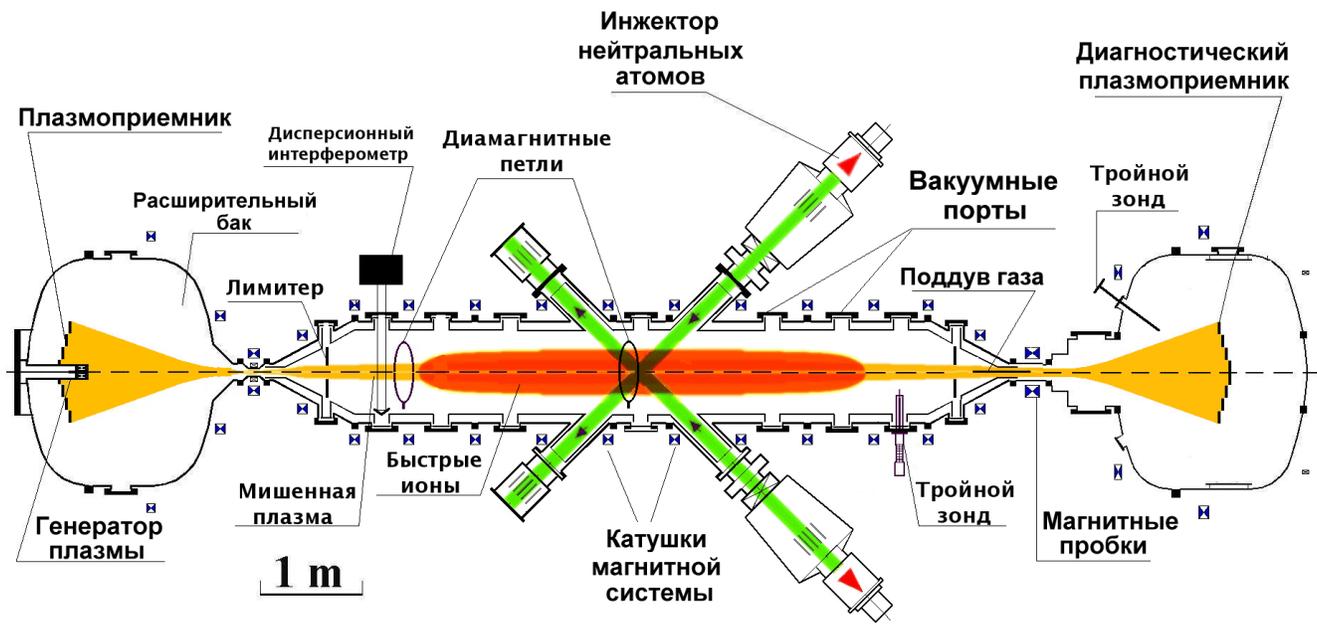


Рис. 0.1. Схема установки ГДЛ

Установка представляет собой осесимметричный пробкотрон длиной 7 метров с пробочным отношением  $R=33$ , предназначенный для удержания двухкомпонентной плазмы (рис. 0.1). Одна из компонент – столкновительная мишеньная плазма с изотропной в пространстве скоростей максвелловской функцией распределения частиц — имеет температуру электронов и ионов до  $150 \text{ эВ}$  и плотность  $\sim 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . 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 со средней энергией  $\sim 10 \text{ кэВ}$  и плотностью до  $4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  — образуется в результате мощной атомарной инжекции. Для данной компоненты характерен бесстолкновительный режим удержания, который определяется сохранением адиабатического инварианта — магнитного момента. Энергия инжектируемых частиц при этом составляет  $18 - 25 \text{ кэВ}$  при мощности до  $4.2 \text{ МВт}$ . Относительное давление плазмы в пробкотроне достигает  $\beta = 8\pi n \langle E_{\perp} \rangle / B^2 \approx 0.4$  [9], где  $n$  и  $\langle E_{\perp} \rangle$  — плотность и средняя поперечная энергия быстрых ионов, соответственно, а  $B$  — магнитная индукция, величина которой в экспериментах составляла  $0.27 \text{ Т}$  в центральной плоскости установки.

Плотность и температура мишеньной плазмы, а также энергия атомарной инжекции таковы, что время торможения быстрых ионов меньше, чем время рассеяния на угол порядка единицы.

Атомарная инжекция ведётся в центре установки под углом  $45^\circ$  по отношению к оси. При этом быстрые ионы, совершая продольные колебания между магнитными пробками, сохраняют относительно малый угловой разброс. В этих условиях вблизи областей отражения частиц (магнитных пробок) продольный профиль плотности быстрых ионов, а следовательно и профиль плотности потока нейтронов, образующихся за счёт термоядерных реакций, оказываются пикированными. Плотность ионов и поток нейтронов в этой области во много раз превышают соответствующие параметры в центральной плоскости ловушки. Таким образом, наклонная инжекция атомов позволяет разнести в пространстве область захвата пучков и зону испытаний нейтронного генератора.

Роль мишенной плазмы заключается в том, что она, во-первых, обеспечивает захват пучков. Во-вторых, она осуществляет МГД стабилизацию двухкомпонентной плазмы. Кроме того, наличие тёплых ионов с изотропным в пространстве скоростей распределением позволяет стабилизировать микронеустойчивости, вызванные неравномерностью распределения быстрых ионов [10].

На установке ГДЛ моделируются физические процессы в генераторе нейтронов при меньшем уровне параметров плазмы, а также проводится ряд исследований, направленных на изучение физики удержания плазмы как в газодинамической ловушке, так и в открытых магнитных системах других типов.

Настоящая работа связана с проблемой МГД устойчивости плазмы с высоким значением параметра  $\beta$  в ГДЛ. Особое внимание уделено изучению влияния радиального профиля электрического потенциала. Радиальное электрическое поле определяет радиальный профиль скорости азимутального дрейфа плазмы, что может существенно повлиять на МГД устойчивость.

В главе 1 приведен обзор предшествующих работ, посвященных этой тематике. Обсуждаются различные эффекты, влияющие на устойчивость плазмы в ГДЛ. В их число входят: стабилизация течением плазмы, плещущимися ионами, дополнительными торцевыми ячейками, эффекты конечного ларморовского радиуса, дестабилизирующее влияние радиального электрического поля. Далее приведены оценки влияния этих эффектов на устойчивость в ГДЛ с учетом нынешней конфигурации магнитного поля и параметров плазмы.

В главе 2 обсуждается возможность влияния контакта плазмы с проводящими радиальным и торцевыми лимитерами на ее МГД устойчивость, приводятся результаты серии экспериментов, из которых можно сделать выводы о роли этого эффекта в ГДЛ.

Глава 3 содержит описание экспериментов по проверке влияния ширового вращения

плазмы. Такое вращение реализуется при формировании специального радиального профиля электрического потенциала в ловушке и влияет на подавление поперечных потерь, возникающих при развитии желобковой неустойчивости. Здесь же приводится теоретическое описание механизма улучшения удержания, а также результаты исследования применимости такого метода подавления потерь к режиму стационарного удержания плазмы. Описаны результаты измерений поперечного конвективного переноса частиц в режимах с шировым вращением.

В главе 4 описаны эксперименты по обеспечению стабилизации желобковой неустойчивости в ГДЛ благоприятной средней кривизной магнитных силовых линий в ловушке, которая задавалась с помощью дополнительных торцевых ячеек – расширителя и антипробкотрона. Приводится сравнение эффективности такой стабилизации в стационарных условиях с методом стабилизации шировым вращением.

# Глава 1. МГД устойчивость плазмы в ГДЛ: обзор предшествующих результатов

## 1.1 МГД стабилизация течением плазмы

Одна из особенностей ГДЛ состоит в том ([2], [14]), что МГД-устойчивость плазмы в ней может быть обеспечена в рамках аксиально-симметричной плазменной конфигурации. Это обстоятельство является весьма привлекательным с инженерно-технической точки зрения. Эта возможность обусловлена тем, что в ГДЛ относительно велика плотность заправочной плазмы, находящейся в области благоприятной кривизны силовых линий и оказывающей стабилизирующее влияние на систему в целом. Влияние течения плазмы на желобковую неустойчивость рассмотрено в работе [12], где в рамках уравнений идеальной магнитной гидродинамики найден спектр желобковых колебаний и получен достаточный критерий устойчивости. В работе [15] показано, что наличие течения плазмы в расширителе приводит к появлению затухания колебаний, вызываемого «выносом» поперечного колебательного импульса из системы. Это не вызывает полной стабилизации колебаний, но может приводить к значительному снижению инкремента. Также существенное влияние на время развития МГД неустойчивости может оказать дополнительная эффективная масса плазмы в расширителе, где ее плотность достаточно велика. Оценим вклад этих эффектов в инкремент развития желобковой неустойчивости для сегодняшних параметров плазмы и магнитной конфигурации с прямыми силовыми линиями в расширителе.

Следуя работе [15], запишем уравнение мелкомасштабных желобковых колебаний без учета эффектов конечного ларморовского радиуса:

$$\left[ H_0 r_0 \int_{-L}^L \frac{\rho}{H^3 r^2} dl \right] \ddot{\xi}_0 + \left[ H_0 r_0 \int_{-L}^L dl \frac{\partial}{\partial l} \frac{\rho v}{H^3 r^2} \right] \dot{\xi}_0 + \left[ \int_{-L}^L \frac{dl}{H^2 r} \frac{d}{dr_0} \kappa (p_{\parallel} + p_{\perp}) \right] \xi_0 = 0. \quad (1.1)$$

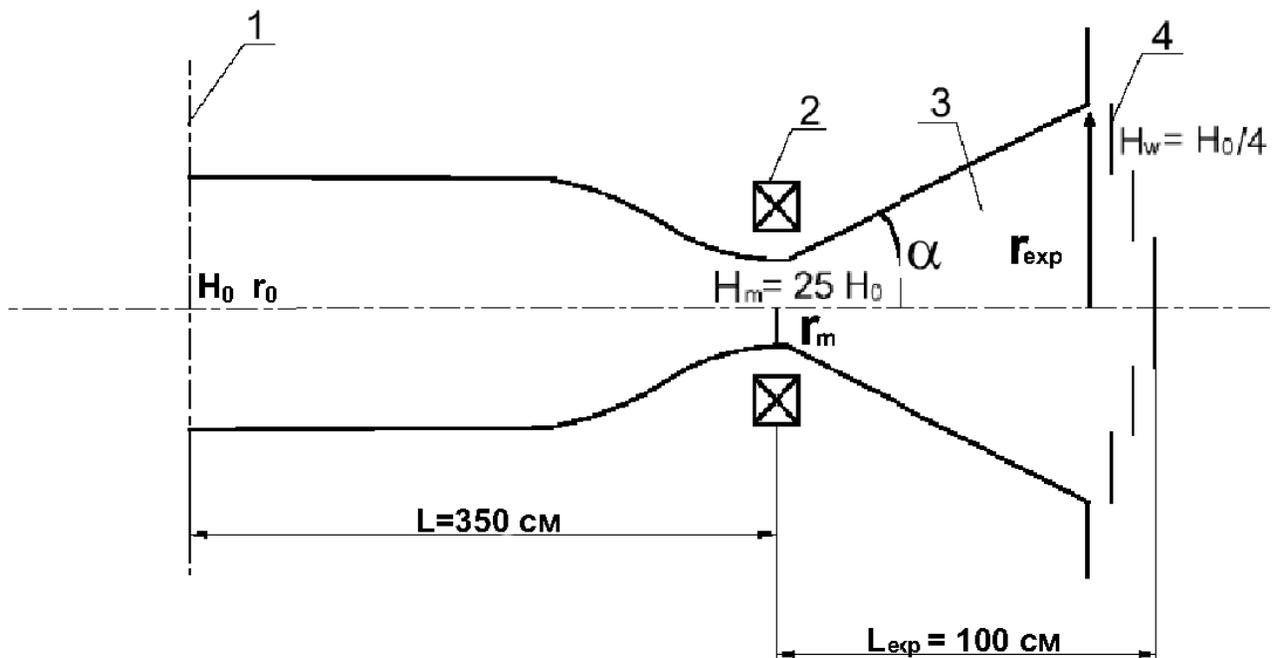
Здесь коэффициент при  $\ddot{\xi}_0$  - эффективная масса (инерция) желобка, коэффициент при  $\dot{\xi}_0$  описывает затухание колебаний вследствие выноса поперечного импульса при истечении

плазмы в расширитель, последнее слагаемое - выталкивающая сила, действующая на желобок вследствие кривизны силовых линий магнитного поля. В уравнении приняты следующие обозначения:  $H_0, r_0, \xi_0$  - магнитное поле, радиус и смещение желобка в центральной плоскости соответственно,  $\rho_0$  - массовая плотность плазмы,  $V$  - потоковая скорость плазмы в расширитель,  $\kappa$  - кривизна силовых линий.

Уравнение (1.1) можно переписать в виде уравнения линейного осциллятора с затуханием:

$$\ddot{\xi}_0 + \nu \dot{\xi}_0 + \Omega^2 \xi_0 = 0. \quad (1.2)$$

Оценим значения  $\nu$  и  $\Omega$ , а также вклад эффективной массы в расширителе для параметров и конфигурации магнитного поля ГДЛ (рис. 1.1).



Схематическое изображение половины центральной ячейки, пробки и расширителя установки ГДЛ: 1 - центральная плоскость, 2 - пробка, 3 - расширитель, 4 - приемник плазмы. (К вычислению коэффициентов уравнения (1.1))

Эффективная масса — это интеграл при  $\xi_0$  в уравнении 1.1. Сравним значения этого интеграла по областям расширителя и пробкотрона. Из законов сохранения магнитного потока ( $H_0 r_0^2 = H(l) r^2(l) = const$ ) и потока плазмы ( $\rho V r^2 = const$ ) можно записать, считая, что силовые линии в расширителе — прямые ( $r(l) = r_m + l \sin \alpha$ , где  $\alpha$ - угол конуса расширителя,  $r_m$ — радиус плазмы в пробке. Однако, в большинстве случаев  $r_m \ll l \operatorname{tg} \alpha$ .)  $H(l)$  в виде:

$$H(l) = \frac{H_m r_m^2}{(l \operatorname{tg} \alpha)^2}, \quad (1.3)$$

где  $H_m$ - магнитное поле в пробке. Считая, что течение плазмы в расширителе происходит с постоянной скоростью, запишем также инвариант

$$\frac{\rho}{H(l)} = \frac{\rho_0}{H_m} = const.$$

Таким образом получим выражение для эффективной массы желобка:

$$m_{eff} = \frac{1}{r_0} \int \frac{\rho dl}{H^2(l)}. \quad (1.4)$$

Интеграл (1.4) по области расширителя дает результат для эффективной массы в нем:

$$m_{eff}^{exp} = \frac{1}{r_0} \frac{\rho_0}{H_m} \int_0^{\tilde{L}} \frac{dl}{H(l)} = \frac{\rho_0}{r_0 H_m} \int_0^{\tilde{L}} \frac{\sin^2 \alpha l^2 dl}{H_m r_m^2} = \frac{\rho_0 \tilde{L}^3 \sin^2 \alpha}{3 r_0 H_m^2 r_m^2} = \frac{\rho_0 L_{exp}^3 \sin^2 \alpha}{3 r_0 H_m^2 r_m^2 \cos^3 \alpha}, \quad (1.5)$$

при том, что  $\tilde{L} \cdot \cos \alpha = L_{exp}$ . Выражение для угла  $\alpha$  можно записать из закона сохранения магнитного потока:

$$\frac{H_{exp}}{H_m} = \frac{r_m^2}{L_{exp}^2 \operatorname{tg}^2 \alpha} \Rightarrow \operatorname{tg} \alpha = \sqrt{\frac{H_m}{H_{exp}}} \frac{r_m}{L_{exp}}, \quad (1.6)$$

что для условий ГДЛ оказывается равным 0.3 и соответствует  $\alpha \approx 15^\circ$ .

Из расчета по центральному пробкотрону следует формула для  $m_{eff}^{center}$ :

$$m_{eff}^{center} \frac{1}{r_0} \int_0^L \frac{\rho dl}{H_0^2} = \frac{\rho_0 L_{center}}{r_0 H_0^2}, \quad (1.7)$$

где  $H_0$ — магнитное поле в центре ловушки,  $L_{center}$ - половина длины пробкотрона.

В результате получим отношение эффективной массы желобка по расширителю к массе по

центральной части:

$$\frac{m_{eff}^{exp}}{m_{eff}^{center}} = \frac{L_{exp}^3 H_0^2 \sin^2 \alpha}{3 H_m^2 r_m^2 L_{center} \cos^3 \alpha} = \frac{L_{exp}^3}{r_m^2 L_{center}} \frac{1}{3 R^2} \frac{\sin^2 \alpha}{\cos^3 \alpha} \quad (1.8)$$

здесь  $R = H_m/H_0 = 25$ – пробочное отношение ловушки.

В результате при подстановке параметров ГДЛ:

$$\frac{m_{exp}}{m_{center}} \simeq 0.012,$$

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

Однако, не представляет труда такая постановка эксперимента, при которой эффективная масса в расширителе будет играть существенную роль и уменьшать инкремент желобковой неустойчивости (например, при увеличении длины расширителя).

Оценка  $\Omega^2$  получается следующим образом:

$$\Omega^2 = \frac{\int_{-L}^L \frac{dl}{H^2} r^\kappa \frac{d}{dr_0} (p_{||} + p_{\perp})}{H_0 r_0 \int_{-L}^L \frac{\rho}{H^3 r^2} dl} = \frac{\int_{-L}^L \frac{dl}{H^{3/2}} \kappa \frac{d}{dr_0} (2p)}{\sqrt{H_0} \int_{-L}^L \frac{\rho dl}{H^2}}. \quad (1.9)$$

Приняв  $\kappa \simeq a/L^2$  и  $2p = \rho V_i^2$ , где  $V_i$ - тепловая скорость ионов, получим

$$\Omega^2 = \frac{V_i^2}{L^2}. \quad (1.10)$$

Для оценки коэффициента  $\nu$  возьмем интеграл при  $\xi_0$  из уравнения 1.1 по области расширителя (где потоковая скорость  $V \neq 0$ ) и поделим значение этого интеграла на эффективную массу желобка в центральной части:

$$\nu = \frac{\int_0^{\tilde{L}} \frac{dl}{H^3} \frac{\partial}{\partial l} \frac{\rho V}{r^2}}{\int_0^L \frac{\rho}{H^3 r^2} dl} = \frac{V \frac{\rho_0}{H_m} \int_0^{\tilde{L}} \frac{dl}{\partial l H(l)}}{\frac{\rho_0 L_{center}}{H_0^2}} = \frac{V}{L_{center}} \frac{H_0^2}{H_m H_{exp}} \approx \Omega \frac{1}{R} \frac{H_0}{H_{exp}}, \quad (1.11)$$

что совпадает с оценкой, данной в [15], и для параметров ГДЛ составляет

$$\nu = 0.16 \Omega.$$

То есть эффективная вязкость может влиять на время развития неустойчивости, но на

уровне оценок по порядку величины этим эффектом можно пренебречь, считая, что  $\nu$  и время развития желобковой неустойчивости определяется лишь значением  $\Omega$ .

## 1.2 Плещущиеся ионы

Еще одна возможность стабилизации центральной части ГДЛ, имеющая определенные перспективы при использовании ГДЛ в качестве нейтронного источника, - это наклонная инжекция атомарных пучков с целью создания популяции плещущихся ионов с точками остановки в области благоприятной кривизны силовых линий. При этом, если угловой разброс плещущихся ионов достаточно мал, 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]:

$$\int \frac{p_{\parallel} + p_{\perp}}{rH^2} \kappa > 0. \quad (1.12)$$

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 [17] 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  $\rho_{eff} L/a^2$ , где  $\rho_{eff}$  - эффективный ларморовский радиус,  $L$  - половина длины ловушки,  $a$  - радиус плазмы [18]. Для расчета эффективного ларморовского радиуса для двухкомпонентной плазмы ГДЛ примем обозначения:

$p_c, n_c, W_c$ - давление, плотность и энергосодержание "холодной" мишенной плазмы,  $p_h, n_h, W_h$ - давление, плотность и энергосодержание быстрых ионов,  $p_0, W_0$  - суммарное давление и энергосодержание двух компонент плазмы,  $\Omega_i$  – ионная циклотронная частота, причем  $n_c \gg n_h, p_h \gg p_c$ .

Значит,  $\rho_{eff} = \sqrt{\frac{p_0/n_0}{M}}/\Omega_i = \sqrt{\frac{p_0/n_0 p_c}{M p_c}}/\Omega_i = \sqrt{\frac{p_0}{p_c}} \rho_{Li} = \sqrt{\frac{W_0}{W_c}} \rho_{Li}$ , где  $\rho_{Li}$  – ларморовский

радиус мишенных ионов.

При  $\rho_{eff} L/a^2 > 1$ , согласно предсказаниям теории [18], неустойчивой остается только «глобальная» мода  $m = 1$ , соответствующая смещению плазмы как целого, а более высокие моды стабилизируются. Для параметров ГДЛ ( $T_e = 100\text{эВ}$ ,  $H_0 = 2.5\text{кГс}$ ,  $L = 350\text{см}$ ,  $a = 10\text{см}$ ,  $W_h = 500\text{Дж}$ ,  $W_c = 50\text{Дж}$ ) этот критерий принимает значение  $\approx 4.4$ , что говорит о стабилизирующем влиянии эффектов конечного ларморовского радиуса в наших экспериментах.

Более строгое описание эффектов КЛР требует решения уравнений идеальной одножидкостной магнитной гидродинамики [18, 19]. Вывод уравнения для частот желобковых колебаний в ГДЛ с учетом действия эффектов КЛР изложен в работах [19,20]. В работе [20] 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 Расширитель и антипробкотрон

Проведенные на ГДЛ эксперименты [3], [11] показали, что плазма в аксиально симметричной газодинамической ловушке может быть стабилизирована с помощью торцевых ячеек — расширителей с благоприятной кривизной силовых линий. Как было сказано в главе 1.2, критерий устойчивости Розенблюта-Лонгмайра для мелкомасштабных желобковых мод (1.12) имеет следующий вид [12]:

$$\int \frac{\kappa(p_{\perp} + p_{\parallel} + \rho v^2) ds}{H^2 r} \geq 0$$

и может быть выполнен для ловушки в целом с учетом вклада расширителя. Условие применимости критерия в такой форме сводится к требованию, чтобы время пролета плазмы через расширитель было мало по сравнению с характерным обратным инкрементом желобковой неустойчивости. В условиях экспериментов на установке ГДЛ это требование заведомо выполнялось.

Для крупномасштабных мод локальный критерий 1.13 должен быть модифицирован с учетом пространственной структуры возмущений. Так для наиболее опасной моды жесткого смещения  $m = 1$  условие стабилизации в параксиальном приближении имеет вид [12]:

$$I = \int \psi d\psi \int \kappa \frac{\partial(p_{\perp} + p_{\parallel} + \rho v^2)}{\partial \psi} \frac{ds}{H^2 r} \geq 0, \quad (1.14)$$

где  $\psi$  – магнитный поток.

Разобьем входящий в 1.14 интеграл по силовой линии на две части: интеграл по пробкотрону и по расширителю.

$$I = I_{cc} + I_{exp}$$

Как показано в работе [13], в длинном пробкотроне с изотропной плазмой  $I_{cc} < 0$ . Критерий 1.14 выполняется при  $I_{exp} > |I_{cc}|$ . Стабилизирующие свойства расширителя можно характеризовать параметром  $Q$ , который в рамках данной работы будем называть «запасом устойчивости», определяемым как модуль отношения интеграла по стабилизатору к интегралу по центральной части:

$$Q = \left| \frac{I_{exp}}{I_{cc}} \right| \quad (1.15)$$

Таким образом, в терминах  $Q$  критерий устойчивости желобковых колебаний запишется как

$$Q > 1.$$

При расчете интегралов 1.13 и 1.14 по запробочной области, важным механизмом ограничения применимости критерия является нарушение адиабатичности движения ионов в слабом магнитном поле [3]. В этом случае пределом интегрирования можно приближенно считать точку на силовой линии, где нарушается хотя бы одно из неравенств [21]:

$$\rho_i < a,$$

$$\beta < 1,$$

$$\kappa\rho_i = \kappa\rho_{crit} < 0.3,$$

здесь  $\rho_i$  – ионный ларморовский радиус, рассчитанный по скорости направленного движения иона,  $a$  – радиус плазмы,  $\beta$  – относительное давление плазмы. Измеренный в эксперименте [3] «запас устойчивости» оказался не слишком большим –  $Q_s \sim 1$ . Вопрос о максимально достижимом «запасе устойчивости» при стабилизации расширителем рассматривался в работе [22]. 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 [13], ранее использовавшегося для оценок «запаса устойчивости». Также по результатам работ [6], [24] выяснилось, что энергосодержание быстрых ионов за 100-200 мкс 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 [25] было предложено использовать в качестве стабилизатора для ГДЛ торцевую ячейку – касп (антипробкотрон), в котором вытекающая через пробку плазма в адиабатической области удерживается в газодинамическом режиме, что и было успешно реализовано [26].

При вычислении запаса устойчивости плазмы в ГДЛ при нагреве атомарной инжекцией следует учитывать наличие быстрых ионов в центральной части ловушки. Популяция высокоэнергетичных ионов локализована в области неблагоприятной кривизны и, следовательно, вносит дестабилизирующий вклад в устойчивость системы в целом. Для расчета запаса устойчивости в этом случае удобно использовать энергетический принцип [27], при котором запас устойчивости определялся как отношение

$$Q = \frac{|\delta W_{anch}|}{|\delta W_{fi} + \delta W_{cc}|}, \quad (1.16)$$

где  $\delta W_{cc}$  и  $\delta W_{anch}$  – возмущения энергии для теплой мишенной плазмы в центральной ячейке и МГД-якоря, соответственно;  $\delta W_{fi}$  – возмущение энергии для популяции быстрых ионов в центральной ячейке. Стоит отметить, что для МГД-якоря расширителя энергетический принцип расчета неприменим, так как время жизни энергии в расширителе ( $\sim$  времени пролета) много меньше времени развития желобковой неустойчивости. При применении энергетического принципа расчета запаса устойчивости снимается ограничение на параксиальность МГД-якоря,

что делает его удобным для для расчета «запаса устойчивости» таких непараксиальных систем, как касп, непараксиальный пробкотрон и др.

В терминах введенного таким образом «запаса устойчивости» граница устойчивости соответствует, как и прежде  $Q = 1$ .

В расчете возмущения энергии при желобковом смещении для мишенной плазмы с изотропным давлением можно использовать результаты работы [28]. Для изотропной мишенной плазмы предполагается:  $p_{\parallel} = p_{\perp} = p(\psi)$ ,  $\hat{p} = 2p(\psi)$ , а распределение магнитного поля вдоль оси ГДЛ для центральной части задается формулой [13]:

$$H(z) = \frac{H_0}{1 - 2 \frac{R-1}{R} \frac{|z|}{L}}$$

где  $L$  – расстояние между пробками,  $H_0$ - магнитное поле в центре ловушки,  $R$  - пробочное отношение.

Выражение для возмущенной энергии глобальной моды для мишенной плазмы в центральной части имеет вид:

$$\delta W_{cc} = -2\pi \frac{L}{H_0} \left(\frac{R-1}{R}\right)^2 \left(\frac{\xi_0}{L}\right)^2 \int d\psi p(\psi), \quad (1.17)$$

где  $\xi_0$ – смещение плазмы в центральной плоскости.

В выражении для возмущения энергии глобальной моды в МГД-якоре с изотропной плазмой (например в каспе) необходимо учесть непараксиальность стабилизатора:

$$\delta W_{anch} = \pi H_{min} \xi_0^2 \int \psi d\psi \left[ \frac{\partial p}{\partial \psi} \frac{\partial U}{\partial \psi} + \alpha \frac{p}{U} \frac{\partial U^2}{\partial \psi} \right], \quad (1.18)$$

где  $U = \int dl/H$  - удельный объем силовой трубки,  $\alpha = 5/3$  - показатель адиабаты,  $H_{min}$  – минимальное магнитное поле в каспе.

Возмущение энергии для быстрых ионов вычисляется в приближении Крускала и Обермана [29] с учетом параксиальности магнитного поля в центральной части ловушки:

$$\delta W_{fi} = -\frac{\pi}{H_0} \frac{R-1^2}{R} \frac{\xi_0^2}{L} \int dz \int d\psi p_{fi}(z, \psi). \quad (1.19)$$

В эксперименте [26] состояния с  $Q \leq 1$  получались при выключенных катушках каспа и пробочном отношении в пробке между центральной ячейкой и каспом  $R = 80$ .

$Q \sim 1 - 2$  получены при включенной магнитной системе каспа и пробочном отношении  $R = 50$ . Данные с  $Q = 2.5$  были сняты при  $R = 27$ , а состояния с  $Q \geq 2.5$  получались при включении дополнительной плазменной пушки, заполнявшей приосевую область каспа.

## 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 центробежную силу, действующую на частицы в единице объема плазмы  $f_\omega$ , с силой, обусловленной кривизной магнитного поля  $f_\kappa$ :

$$f_\omega \sim m_i \frac{(\omega_E a)^2}{a} n,$$

$$f_\kappa \sim m_i V_h^2 \kappa n \sim p_h \kappa,$$

где  $\kappa$  - кривизна силовых линий магнитного поля,  $a$  - характерный радиус плазмы,  $V_h$  - скорость горячих ионов,  $n$  - плотность плазмы.

Также необходимо заметить, что  $\Delta\phi \simeq T_e/e$ , а значит  $\omega_E a = c \frac{T_e/e}{aB}$  - скорость дрейфа в скрещенных полях,  $p_e = nT_e$  - давление теплой плазмы,  $p_h$  - давление горячих частиц.

Таким образом, выражение для центробежной силы примет вид:

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

Здесь  $\rho_L = \frac{\sqrt{T_e/m_i}}{\Omega_i}$  - ларморовский радиус, посчитанный по ионной массе и электронной температуре. Для того, чтобы вклад вращения плазмы был мал, должно выполняться условие

$$\frac{f_k}{f_\omega} \sim \frac{p_h}{p_e} \kappa a \frac{\rho_L^2}{a^2} \gg 1. \quad (1.20)$$

Соотношение (1.20) можно переписать иначе, учитывая, что кривизна  $\kappa \simeq a/L^2$ :

$$\frac{\rho_L L}{a^2} \ll \sqrt{\frac{p_h}{p_e}}. \quad (1.21)$$

Такое неравенство говорит о том, что влияние радиального электрического поля несущественно.

Для оценки сравним между собой части неравенства (1.21) для параметров плазмы, изучаемой в разные годы на ГДЛ. Так, на 1988 год  $T_e \simeq 4\text{эВ}$ , и  $\rho_L L/a^2 \sim 0.7 < 1$ , а на 2000 год –  $T_e \simeq 60\text{эВ}$ ,  $\rho_L L/a^2 \sim 2.1$ , а  $\sqrt{p_h/p_e} \sim 2.2$ . Это значит, что при сегодняшних параметрах неравенство (1.21) уже не выполняется. Таким образом, такая оценка позволяет заключить, что в условиях экспериментов на установке ГДЛ эффект вращения плазмы оказывает значительное влияние на её МГД устойчивость. С целью ослабления радиального электрического поля на лимитеры, представляющие собой кольца из нержавеющей стали и расположенные вблизи магнитных пробок, был подан постоянный положительный потенциал [30], [31]. При подаче на лимитеры потенциала в диапазоне  $U_{limiter} = 0 - 100\text{В}$  также наблюдалась неустойчивость аналогично экспериментам с  $U_{limiter} = 0$ . При подаче потенциала  $\approx 150\text{В}$  амплитуда неустойчивости ограничивалась. Даже в режиме без использования МГД - якоря не было обнаружено больших поперечных потерь плазмы при подаче потенциала на лимитеры  $U_{limiter} \approx 150\text{В}$ . В качестве рабочей гипотезы, объясняющей подавление МГД - активности в этих условиях, на тот момент было выдвинуто предположение о возможности стабилизации за счет взаимодействия плазмы с проводящими лимитерами.

## **Глава 2. Влияние контакта плазмы с радиальными и торцевыми лимитерами на МГД устойчивость**

### **2.1 Обзор работ по влиянию неидеальной вмороженности плазмы на ее МГД устойчивость**

Как известно, желобковая неустойчивость в ловушках открытого типа может быть в некоторой степени подавлена, если силовые линии «вморожены» в идеально проводящие металлические поверхности, то есть имеется контакт между плазмой и проводящей поверхностью. Теория этого эффекта для идеальной вмороженности, когда основную роль играет индуктивное сопротивление плазменного столба, изложена в работе [32], где показано, что для вмороженности необходимо наличие холодной редкой периферийной плазмы. Также показано, что эффект вмороженности может быть усилен в случае сильной электронной эмиссии с торцов. Автор работы [33] развивает теорию стабилизации желобковых мод при вмороженности в проводящий торец, когда необходимо учитывать сопротивление дебаевского пристеночного слоя. В работе [34] авторы сравнивают два критерия вмороженности плазмы - [32] и [33] – применительно к параметрам установки Phaedrus.

В работе [35] выведено уравнение МГД-колебаний, получен аналитический критерий устойчивости с учетом стабилизации плазмы при помощи холодного гало, идеально вмороженного в лимитер. При этом внутренняя горячая плазма стабилизируется за счет эффекта КЛР. В работе [36] теория, развитая в [35], применяется к эксперименту на Q-машине с  $\beta \approx 0.05$ , в котором наблюдается подавление МГД колебаний при образовании гало, создающемся термоэмиссией электронов с накаливаемого кольцевого электрода. Серия экспериментов, хорошо согласующихся с теоретическими оценками по устойчивости в Q-машине, представлена в работах [37], [38].

Спокойная, долгоживущая плазма наблюдалась на установке TMX-U (LLNL) [39]. 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. Интересно отметить, что параметры установки ТМХ-У близки по значениям к параметрам ГДЛ, что позволяет предположить важность указанных эффектов в экспериментах на газодинамической ловушке.

## 2.2 Радиальный лимитер

Чтобы судить об МГД-устойчивости плазмы в ГДЛ, обусловленной ее вмороженностью в лимитеры либо торцы, сделаем простую оценку, следуя работе [32] и принимая резистивную модель дебаевского слоя (то есть пренебрегая емкостной составляющей слоя). Пусть плазма длиной  $L$  опирается на проводящую стенку и по оси  $x$  имеет градиент плотности  $\frac{dn}{dx}$  (рис. 2.1). Пусть по оси  $y$  возбуждаются желобковые колебания с амплитудой  $E_y$  и волновым вектором  $k_y$ . Также введем условный вектор кривизны магнитного поля  $g$  вдоль оси  $x$ . Будем также пренебрегать сопротивлением соединительной холодной плазмы в расширителе.

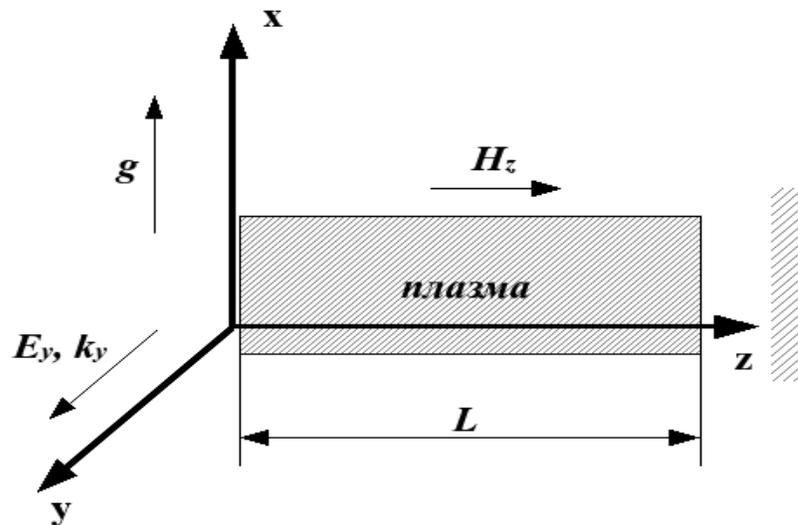


Рис. 2.1. К выводу уравнения желобковых колебаний с учетом частичной вмороженности

Запишем уравнение непрерывности для токов электронов и ионов плазмы с учетом того, что частицы плазмы стекают на проводящий торец, заряжающийся до плавающего потенциала. Также возьмем интеграл по длине плазмы, который, учитывая однородность задачи вдоль оси  $z$ , даст длину плазмы в знаменателе правой части уравнения:

$$\frac{dn_e}{dt} + d \frac{j_{e\perp}}{e} = \frac{j_e}{eL} e^{-\frac{e(\phi_0 - \phi')}{T_e}}, \quad (2.1)$$

где  $\phi_0$  – плавающий потенциал,  $\phi'$  – малое возмущение потенциала,  $n_e, T_e$  – плотность и температура плазмы соответственно. Экспонента в правой части 2.1 может быть разложена по малости  $\phi'$  вблизи плавающего потенциала. Ток электронов равен току ионов; отсюда получим:

$$\frac{dn_e}{dt} + d \frac{j_{e\perp}}{e} = \frac{-j_i e \phi'}{eL T_e}. \quad (2.2)$$

Для дальнейшего преобразования уравнения 2.2 определим компоненты скоростей. По оси  $x$  имеет место дрейф в скрещенных полях:  $V_x = c \frac{E_y}{H}$ . По оси  $y$  возникает два вида дрейфов: дрейф, обусловленный кривизной магнитного поля  $V^g = c \frac{mg}{eH}$ , и дрейф, связанный с зависимостью  $E_y$  от времени  $V_y = c \frac{m \dot{V}_x}{eH} = \frac{mc^2}{eH^2} \dot{E}_y$ . Плотность плазмы представим, как обычно, в виде  $n = n_0 + n'$ , где  $n_0$  – невозмущенная плотность,  $n'$  – ее возмущение. Далее возьмем Фурье-образ уравнения 2.2 для электронов, ограничиваясь первым порядком малости и учитывая, что  $\phi' = \frac{iE_y}{k_y}$ , получим

$$-i\omega n'_e + \frac{\partial n_0}{\partial x} \frac{cE_y}{H} - ik_y n'_e V_e^g - ik_y n_0 \frac{mc^2}{eH^2} (-i\omega) E_y = \frac{-ij_i E_y}{k_y T_e L}. \quad (2.3)$$

Отсюда найдем

$$n'_e = \frac{\frac{\partial n_0}{\partial x} \frac{cE_y}{H} - k_y n_0 \frac{mc^2}{eH^2} \omega E_y + \frac{ij_i E_y}{k_y T_e L}}{i(\omega + k_y V_e^g)} \quad (2.4)$$

и аналогичное выражение для возмущения плотности ионов, считая, что все ионы текут на торец вне зависимости от наличия возмущения потенциала, порожденного желобковой неустойчивостью:

$$n'_i = \frac{\frac{\partial n_0}{\partial x} \frac{cE_y}{H} + k_y n_0 \frac{mc^2}{eH^2} \omega E_y}{i(\omega - k_y V_i^g)}. \quad (2.5)$$

Далее запишем уравнение для дивергенции электрического поля  $dE_y = 4\pi\rho$ , где  $\rho = e(n'_i - n'_e)$ :

$$ik_y E_y = \frac{4\pi en_0 E_y}{i} \left[ \frac{c\chi}{H} \frac{1}{\omega - k_y V_i^g} - \frac{1}{\omega + k_y V_e^g} + k_y \omega \frac{c^2}{eH^2} \frac{M}{\omega - k_y V_i^g} + \frac{m}{\omega + k_y V_e^g} - \frac{1}{n_0} \frac{j_i}{k_y T_e L (\omega + k_y V_e^g)} \right],$$

где введено обозначение  $\chi = \frac{1}{n_0} \frac{\partial n_0}{\partial x}$ . Правую часть уравнения 2.6 разложим, считая скорость дрейфа малой величиной. В результате получим уравнение:

$$\omega^2 + i \frac{j_i M \omega_{ci}^2}{n_0 k_y^2 T_e L} \omega - \chi (V_i^g + V_e^g) \omega_{ci} = 0, \quad (2.7)$$

где  $\omega_{ci} = eH/Mc$ - ионная циклотронная частота. Введем обозначения:  $A = \frac{j_i M \omega_{ci}^2}{n_0 k_y^2 T_e L}$  – параметр вмерзженности, обуславливающий уменьшение инкремента желобковой неустойчивости, и  $\gamma_0 = \chi (V_i^g + V_e^g) \omega_{ci}$  – собственно инкремент неустойчивости в отсутствие стабилизации торцом. Принимая  $g = \frac{V_{\parallel}^2 + V_{\perp}^2/2}{R} = \kappa (V_{\parallel}^2 + V_{\perp}^2)$ , где  $V_{\parallel}$  и  $V_{\perp}$  – продольная и поперечная скорости частиц,  $R$  – радиус кривизны, а кривизна силовой линии магнитного поля  $\kappa = \frac{1}{R}$ , таким образом получим выражение для  $\gamma_0$ :

$$\gamma_0 = \sqrt{\frac{1}{n_0} \frac{dn_0}{dx} \frac{1}{M} \kappa 2T_i + 2T_e + M V_{\parallel}^2}. \quad (2.8)$$

Грубая оценка для  $\gamma_0$  дает величину  $\gamma_0 \approx \frac{V_i}{L}$  (см. 1.10).

Решение уравнения 2.7 имеет вид

$$\omega = -iA \pm i\sqrt{A^2 + \gamma_0^2}.$$

Так как  $E_y \sim e^{-i\omega t}$ , неустойчивость развивается при условии  $\Im\omega > 0$ , а значит

$$\omega = i(\sqrt{A^2 + \gamma_0^2} - A). \quad (2.9)$$

Модифицированный с учетом вмерзженности инкремент неустойчивости таким образом равен  $\gamma = \Im\omega$ , а время развития неустойчивости есть

$$\tau_{MHD} = 1/\gamma = 1/(\sqrt{\gamma_0^2 + A^2} - A). \quad (2.10)$$

Параметр замороженности можно переписать непосредственно через сопротивление дебаевского слоя пристеночной плазмы, которое легко оценить по теории плоского зонда, как будет показано далее, то есть

$$A = \frac{\omega_{ci}^2 a^2 M}{e^2 R n_0 L S'} \quad (2.11)$$

где приняты обозначения  $a$  – радиус плазмы,  $S$  - площадь, на которую опирается плазма,  $R = S j_i e / T_e$  – сопротивление дебаевского слоя плазмы.

Решение 2.9 позволяет получить критерий замороженности в торец. На рис. 2.2 приведена зависимость инкремента желобковой неустойчивости от параметра замороженности  $A$ .

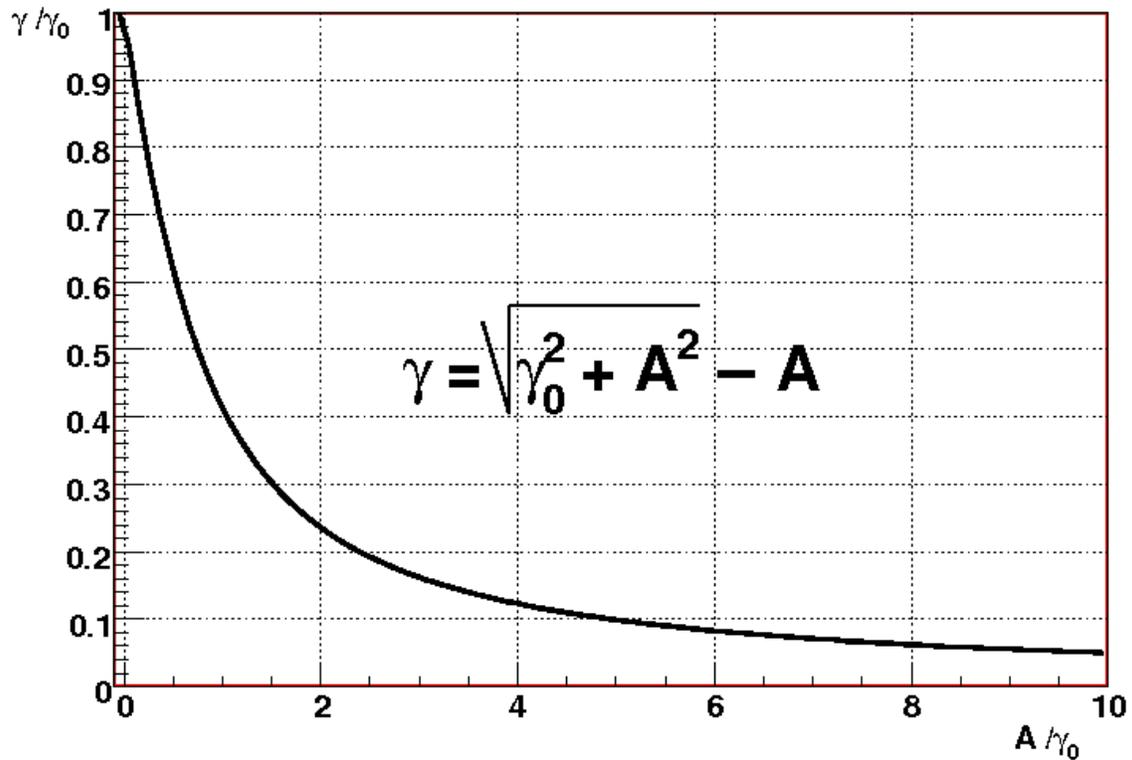


Рис. 2.2. Вид зависимости инкремента МГД неустойчивости от параметра замороженности (см. формулу 2.9)

Видно, что при  $A/\gamma_0 > 1$  контакт с торцом сильно влияет на инкремент развития желобковой неустойчивости. Подставив значения  $A$  из уравнения 2.7 и  $\gamma_0$  как  $\frac{V_i}{L}$ , получим

следующий критерий замороженности плазмы в торец:

$$\frac{\omega_{ci}^2 a^2}{v_i^2} > 1. \quad (2.12)$$

Таким образом, пользуясь формулой 2.11, можно оценить влияние замороженности в ГДЛ, измерив сопротивления дебаевских слоев вблизи радиальных электродов (лимитеров и плазмоприемников) в соответствующей области частот.

## **Измерение сопротивления дебаевского слоя вблизи радиального лимитера**

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. 2.3). Зонд и лимитер находились вне области движения быстрых ионов. Также была собрана электрическая схема для регистрации сигналов (рис. 2.4).

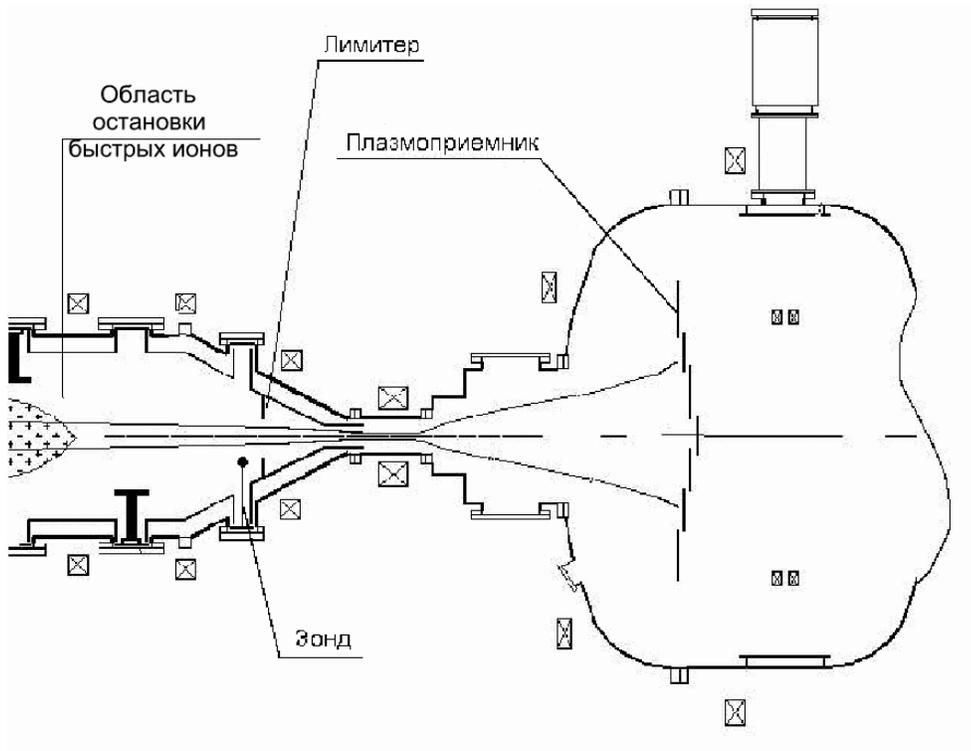


Рис. 2.3. Пробочный узел установки ГДЛ

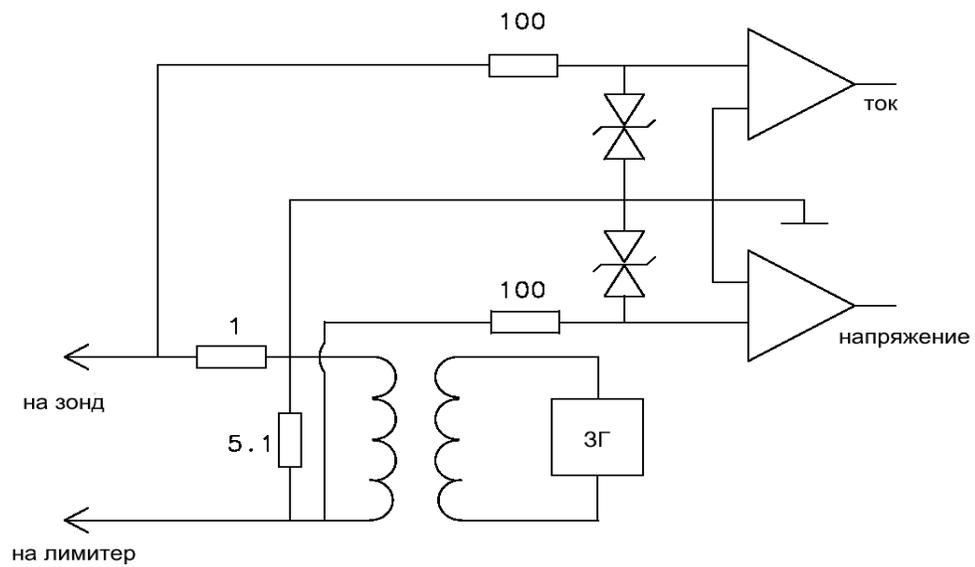


Рис. 2.4. Электрическая схема для измерения сопротивления дебаевского слоя лимитера

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  $\Omega$ . Регистрация тока и напряжения производилась при помощи двух каналов АЦП (рис.2.5, 2.6).

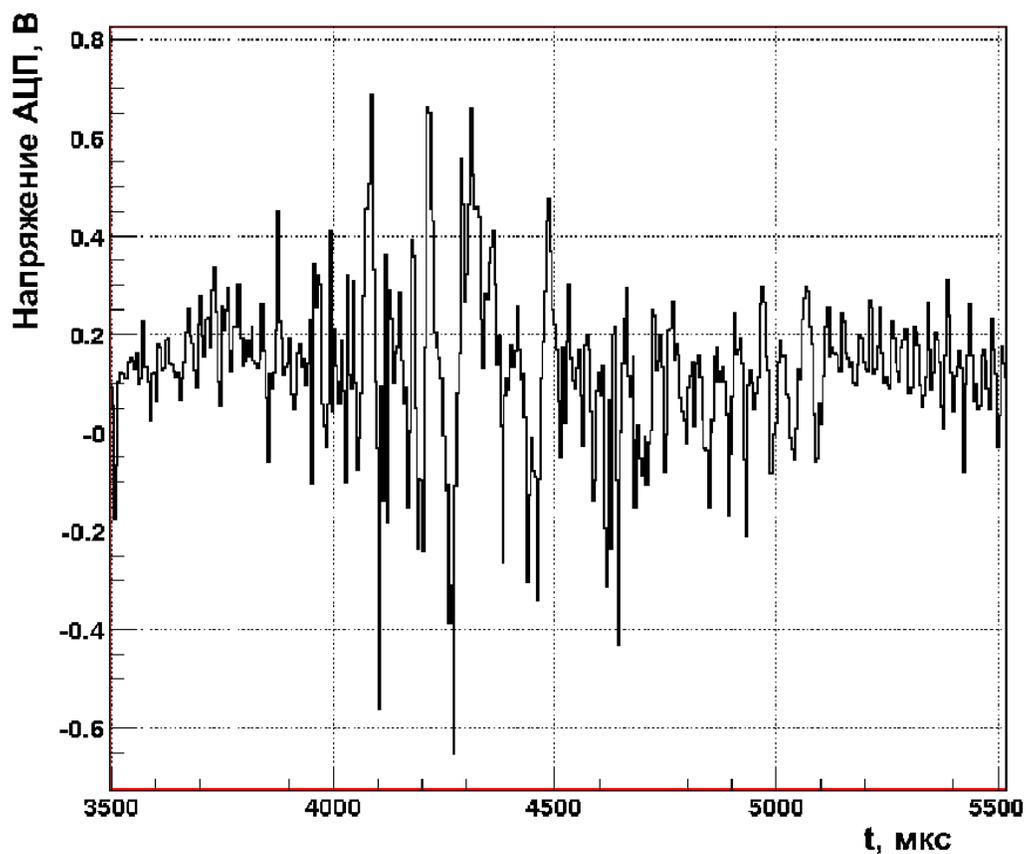


Рис. 2.5. Осциллограмма сигнала тока

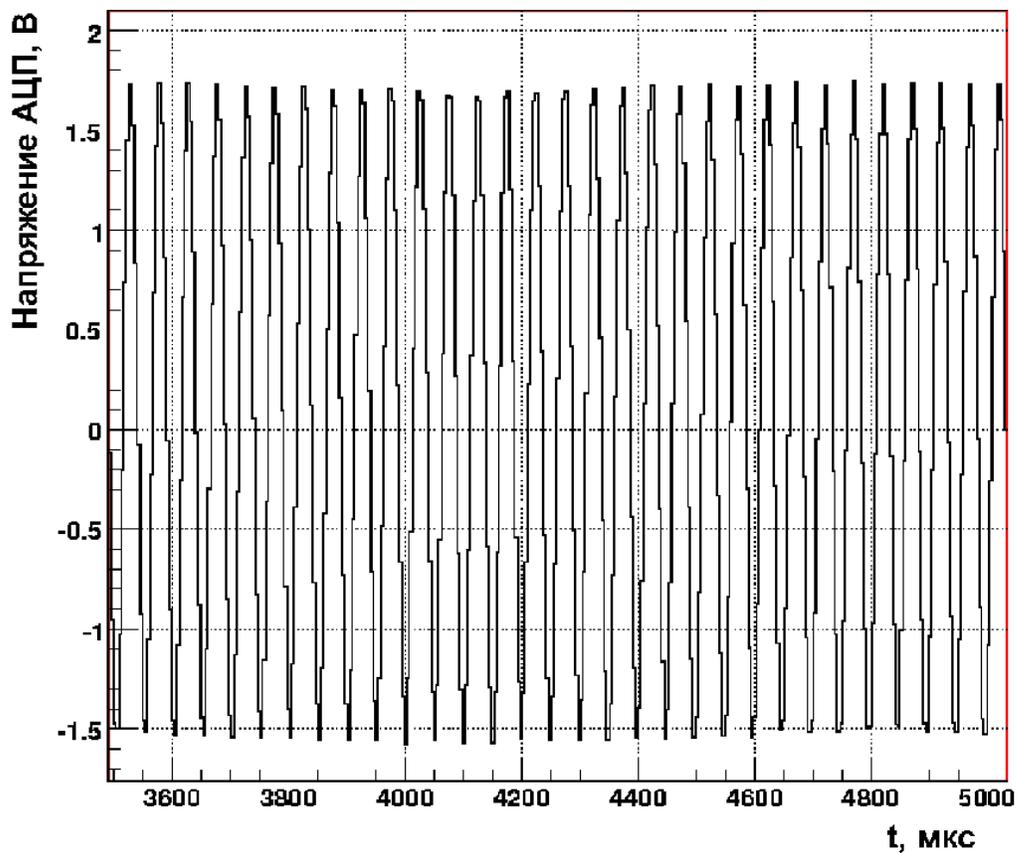


Рис. 2.6. Осциллограмма сигнала напряжения

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

Для извлечения информации о периодической структуре тока и его амплитуде из такой осциллограммы (рис. 2.5) производилось Фурье-пре-образование сигнала, усредненного по серии выстрелов (рис. 2.7, амплитуда напряжения на рисунке уменьшена в 250 раз). В результате была получена амплитуда тока и посчитано сопротивление дебаевского слоя плазмы как  $R = U/I$ .

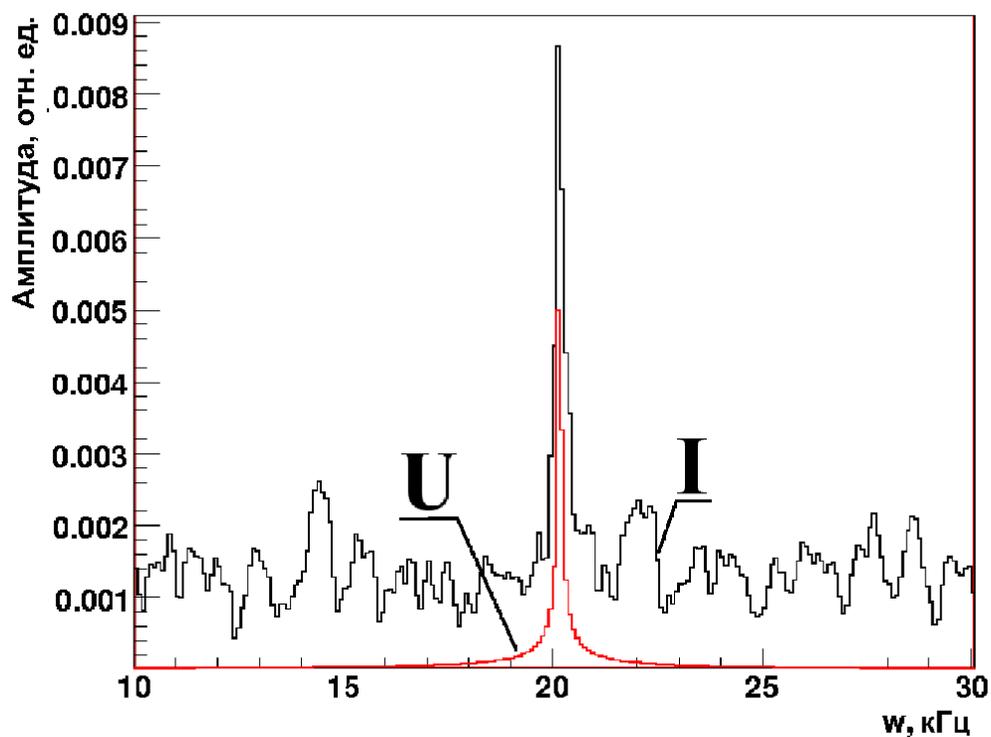


Рис. 2.7. Извлечение амплитуды сигнала тока при помощи Фурье-фильтра (амплитуда напряжения на рисунке уменьшена в 250 раз)

Эксперимент проводился следующим образом: титановый зонд изначально выставлялся в такое положение по радиусу, чтобы он находился в залимитерной области 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.

Согласно резистивной модели дебаевского слоя, в эффективное сопротивление вносит вклад дифференциальное сопротивление 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

$$I_{total} = I_{i_0} - I_{e_0} e^{\frac{-e|U|}{T_e}} = I_{i_0} \left( 1 - \sqrt{\frac{m}{M}} \cdot e^{\frac{-e|U|}{T_e}} \right). \quad (2.13)$$

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

$$R_{eff} = \frac{T_e}{e \cdot I_{i_0}} \sqrt{\frac{m}{M}} \cdot e^{\frac{e|U_{fl}|}{T_e}}. \quad (2.14)$$

Согласно теории одиночного ленгмюровского зонда,  $U_{fl} \approx 3.8T_e$ , поэтому в формуле 2.14 выражение  $\sqrt{\frac{m}{M}} \cdot e^{\frac{e|U_{fl}|}{T_e}}$  примерно равно единице, то есть

$$R_{eff} = \frac{T_e}{e \cdot I_{i_0}}. \quad (2.15)$$

Значение ионного тока рассчитывалось по формуле  $I_{i_0} = \frac{enV_i}{4} S$ . При численных расчетах использовались данные об электронной температуре и плотности околосимитерной плазмы, полученные при помощи тройного ленгмюровского зонда, установленного в одном сечении с титановым зондом (см. рис. 2.3), для разных положений последнего (рис. 2.8). Таким образом, лимитер оказался «разбитым» на кольца шириной 5 мм.

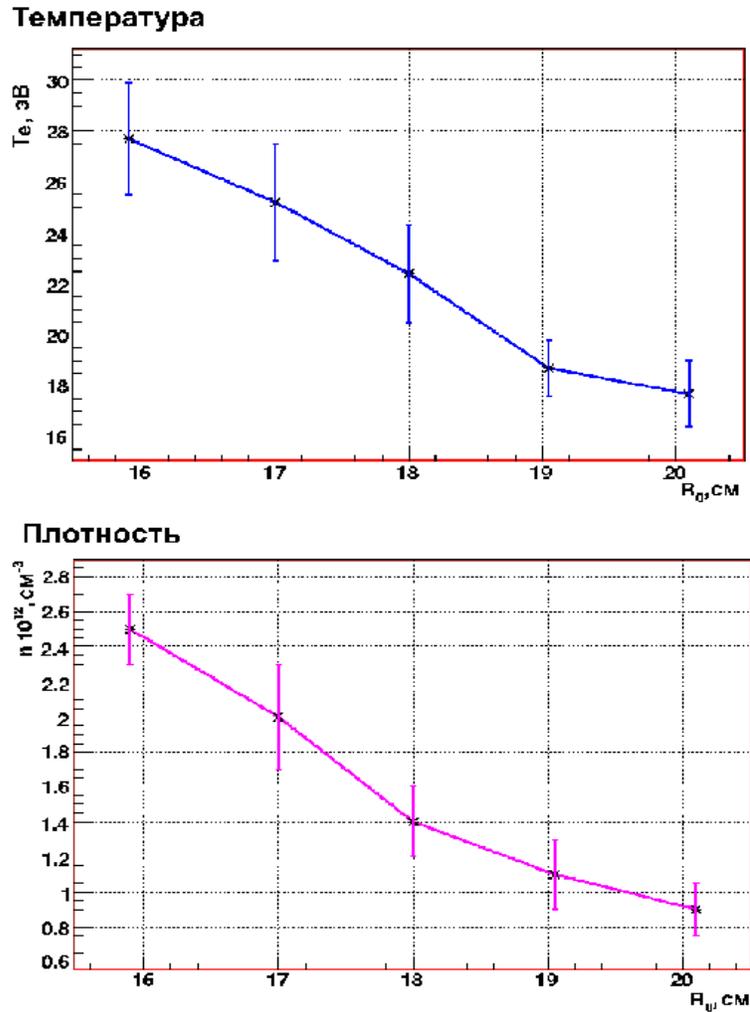


Рис. 2.8. Данные о плотности и электронной температуре околомимитерной плазмы

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  $U_{fl} \approx T_e$ [41]. 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 (2.14) в режиме отсутствия эмиссии примет вид

$$R_{eff} = \frac{4\sqrt{T_e m}}{\sqrt{2}ens'} \quad (2.16)$$

а в режиме с эмиссией электронов с лимитеров

$$R_{eff} \approx 7.7 \sqrt{\frac{T_e}{M}} \frac{m}{enS'} \quad (2.16)$$

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 значение сопротивления дебаевского слоя лимитера в случае отсутствия эмиссии, рассчитанное по формуле (2.17) оказалось  $R_{eff} \approx 2.50 \text{ м}$ . В случае же бесконечной эмиссионной способности лимитеров (см. 2.17)  $R_{eff} \approx 0.150 \text{ м}$ .

В описанном 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  $\approx 8.50 \text{ м}$ .

Время развития МГД неустойчивости по формуле 2.10 с использованием экспериментально найденного  $R_{eff}$  оказывается (для параметров  $a=10 \text{ см}$ ,  $H = 2 \cdot 10^3 \text{ Гс}$ ,  $L=700 \text{ см}$ ,  $S=314 \text{ см}^2$ )  $\tau_{MHD} \approx 20 \text{ мкс}$ , что близко к оценке времени развития неустойчивости без учета частичной вмороженности, а значит найденное экспериментально сопротивление слишком велико для реализации механизма вмороженности в лимитер.

## 2.3 Плазмоприемник

Исключив влияние лимитера на устойчивость плазмы, необходимо оценить аналогичную роль плазмоприемников (торцевых лимитеров).

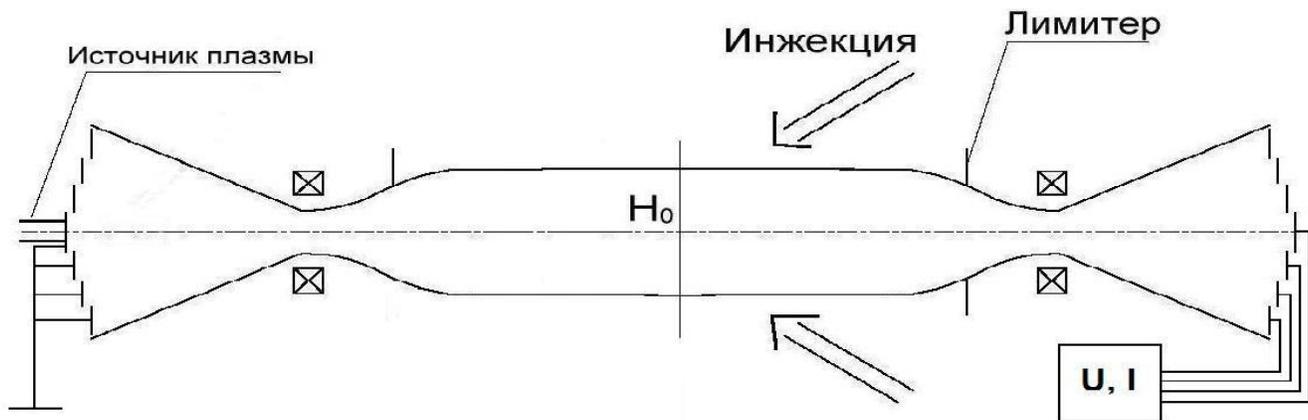


Рис. 2.9. Схема эксперимента по изучению влияния контакта плазмы с торцевым плазмодприемником

Схема эксперимента по оценке сопротивления дебаевского слоя вблизи торцов приведена на рис. 2.9.

Один из плазмодприемников был полностью заземлен, а на кольца второго подавалось различное напряжение, регистрировался текущий на них ток. Таким образом строилась вольт-амперная характеристика и находилось значение сопротивления, величина которого составила  $R \approx 0.260\text{м}$ . Подставив этот результат в формулу 2.10, получим время развития МГД неустойчивости  $\tau_{MHD} \approx 130\text{мкс}$ . Такой результат говорит о возможном существенном влиянии контакта плазмы с торцами на инкремент развития желобковой неустойчивости.

Итак, эксперименты по измерению сопротивления дебаевских слоев вблизи радиальных электродов показали, что влиять на систему могут только торцевые приемники плазмы, а роль радиальных лимитеров несущественна.

## **2.4 Экспериментальные и теоретические критерии частичной вмерзженности**

Критерий вмерзженности получен Кункелем и Гиллори [32] в приближении индуктивной природы сопротивления соединительной плазмы и Пратером [33] в предположении, что доминирующей является резистивная компонента проводимости слоя. В данном разделе рассмотрим эти критерии применительно к параметрам установки ГДЛ, а также сравним их с

полученным выше критерием вмерзности (2.12).

В работе [32] считается, что основную роль играет сопротивление переходной плазмы, связанное с инерцией электронов. Тогда эффективное удельное сопротивление столба соединительной плазмы длиной  $l_c$  определяется из уравнения

$$j = \frac{-i\omega_{pe}^2}{4\pi\omega} E = \frac{-i\omega_{pe}^2 \Delta\phi}{4\pi\omega l_c}$$

и равно  $\rho = \frac{i4\pi\omega l_c}{\omega_{pe}^2}$ .

Наличие этого сопротивления существенно сказывается на инкременте желобковых мод при условии

$$\frac{n_c}{n_h} > \frac{l_c V_i^2}{L_h a^2 \omega_{ci} \omega_{ce}}, \quad (2.18)$$

где  $n_c$  и  $l_c$  - плотность и длина холодной вытекающей из ловушки плазмы соответственно,  $n_h$  и  $L_c$  - плотность и длина горячей удерживаемой в центре ловушки плазмы,  $V_i$  - ионная скорость,  $a$  - радиус плазмы,  $\omega_{ci}$  и  $\omega_{ce}$  - ионная и электронная циклотронные частоты соответственно. Запишем этот критерий для параметров ГДЛ, считая, что горячая плазма удерживается за счет вмерзности в торец на промежутке от центра до точки остановки быстрых частиц, а холодная вытекающая плазма занимает пространство от этой точки до проводящего торца. При  $n_c = 9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ,  $l_c = 350 \text{ см}$ ,  $n_h = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $L_h = 200 \text{ см}$ ,  $T_e = 100 \text{ эВ}$ ,  $a = 10 \text{ см}$ ,  $H = 2 \cdot 10^3 \text{ Гс}$  критерий выглядит следующим образом:

$$\frac{n_c}{n_h} > 1.6 \cdot 10^{-6}, \quad (2.19)$$

а экспериментально для ГДЛ  $n_c/n_h \approx 2 \cdot 10^{-2}$ .

Критерий устойчивости, полученный в работе [33], выглядит следующим образом:

$$\frac{n_c}{n_h} > \frac{10c_s V_i}{a^2 \omega_{ci}^2}, \quad (2.20)$$

где  $c_s$  - ионная скорость звука. Численная оценка этого критерия дает:

$$\frac{n_c}{n_h} > 1.7 \cdot 10^{-2}. \quad (2.21)$$

Как видно из этих оценок, оба критерия выполняются для ГДЛ. Чтобы понять, какая из моделей применима к нашей ситуации, вспомним, что в ГДЛ велика плотность запорочной плазмы из-за вытекания туда газодинамического потока из пробки. Плотности порядка

$1 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$  принципиально не могут быть получены в этой области. Экспериментально было показано, что эффект замороженности существенно влияет на устойчивость, когда отношение плотности запробочной плазмы к плотности горячей плазмы находится примерно в диапазоне  $10^{-2} < n_c/n_h < 10^{-1}$ . Поэтому можно сказать, что модель Пратера (2.20) по-видимому более адекватно описывает эксперименты на ГДЛ. Критерий, полученный в главе 2.2 в приближении резистивной модели дебаевского слоя, также может быть записан численно для тех же параметров плазмы:

$$\frac{\omega_{ci}^2 a^2}{V_i^2} \approx 4 \cdot 10^4 > 1, \quad (2.22)$$

что также говорит о существенном влиянии замороженности на устойчивость в ГДЛ.

## Глава 3. Влияние дифференциального вращения на МГД устойчивость

### 3.1. Обзор работ и первые результаты

Влияние радиальных электрических полей на удержание плазмы в токамаках описано во многих работах [42], [43], [44]. Одна из общепринятых теорий, описывающих природу L-N переходов, говорит о возникновении транспортных барьеров в плазме токамаков за счет формирования определенных профилей электрического поля в узком радиальном слое. Такие профили задают скорость вращения плазмы в скрещенных полях, посредством чего происходит подавление турбулентного переноса.

Влияние радиального электрического поля на устойчивость плазмы отмечается также и в открытых ловушках различных типов. В работе [45] отмечена существенная зависимость уровня флуктуаций плотности от радиального профиля потенциала плазмы в амбиполярной ловушке GAMMA—10. В этой работе наблюдалось уменьшение уровня флуктуаций плотности при повышении электрического поля, контролируемого торцевыми электродами, вне зависимости от его знака. Также на установке GAMMA-10 проводились эксперименты по созданию внешнего транспортного барьера при помощи ЭЦР-нагрева периферийной плазмы [46]. Результатом такого нагрева был цилиндрический внешний слой плазмы с высокоэнергетичными электронами, который создавал вокруг себя неоднородный профиль потенциала и, следовательно, радиальное электрическое поле, порождающее азимутальный дрейф в скрещенных полях. В этих экспериментах наблюдалось подавление турбулентности и рост электронной и ионной температур в центральной ячейке. Авторы работы [47] наблюдали переход к улучшенному удержанию (аналогично L-N переходам в токамаках) в амбиполярной ловушке ННІ при подаче потенциала на радиальные лимитеры. Наблюдалось уменьшение уровня флуктуаций плотности плазмы и подавление турбулентного переноса на периферии. Положительное влияние радиальных электрических полей с определенным профилем на удержание плазмы в открытых ловушках рассматривалось в работах [48], [49], [50].

Стоит отметить, что во всех перечисленных экспериментах относительное давление плазмы было очень мало  $\beta \ll 1$ .

В работе [51] была показана возможность ограничения амплитуды МГД неустойчивости 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 могут существенно влиять на скорость развития желобковой неустойчивости. Это предположение можно обосновать следующим образом. Действие эффекта КЛР заключается в том, что при параметрах эксперимента на установке ГДЛ в спектре пространственных мод желобковых возмущений доминирует мода жесткого смещения (см. раздел 1.3). Природа неустойчивости такова, что при смещении плазменного столба происходит его поляризация, поэтому вращение слоев плазмы относительно друг друга может модифицировать возникающее распределение зарядов, «замазать» желобок, что может привести к эффекту стабилизации. Оценим, при каком  $E = -\delta\phi/\delta r$  за время  $\tau_{rot}$  один слой плазмы провернется относительно другого на один оборот. Воспользовавшись формулой для скорости дрейфа в скрещенных полях  $V_{dr} = -c \frac{\delta\phi}{\delta r} \frac{1}{B}$  и поставив ограничение, что время поворота не будет превышать времени развития МГД-неустойчивости, получим формулу:

$$\tau_{rot} = \frac{\delta l}{V_{dr}} = \frac{2\pi(\delta r)^2 B}{c \cdot \delta\phi} \leq \tau_{MHD}, \quad (2.22)$$

где  $\delta r$  – толщина слоя плазмы,  $\delta\phi$  – прикладываемая к слою разность потенциалов,  $B$  – магнитное поле. Приняв для наших условий  $\delta r \approx 1 \text{ см}$ ,  $B \approx 2000 \text{ Гс}$ ,  $\tau_{MHD} \approx 20 \text{ мкс}$ , получим оценку для разности потенциалов  $\delta\phi \geq 10 \text{ В}$ . Видно, что радиального электрического поля порядка  $10 \text{ В/см}$  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. 3.1) и тем самым создать вращение внешнего слоя плазмы относительно внутреннего.

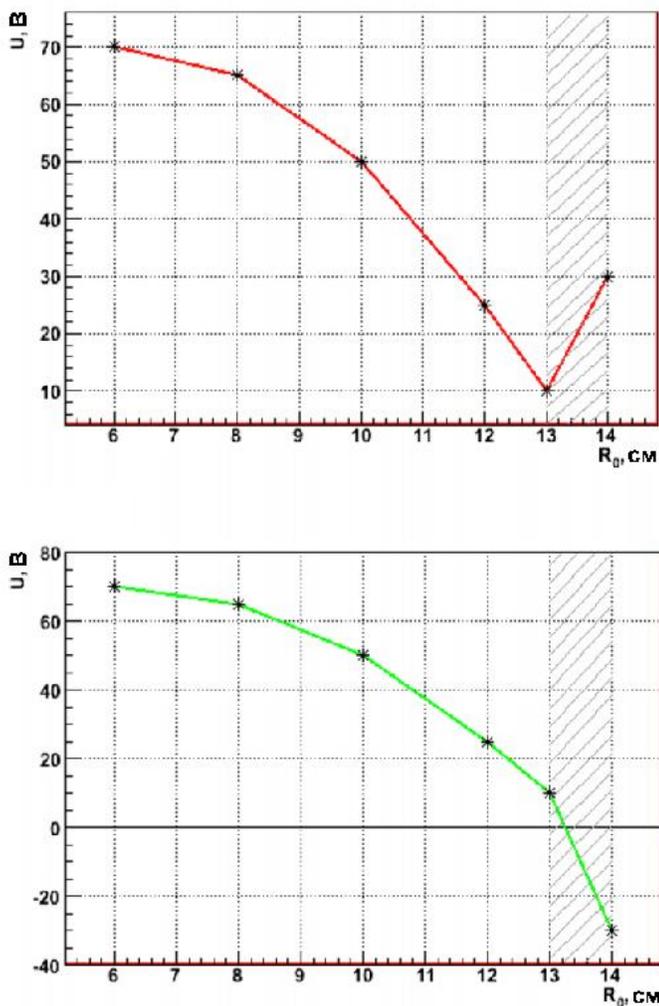


Рис. 3.1. Условные профили потенциала для проведения эксперимента по изучению дифференциального вращения

## Описание эксперимента

Первые эксперименты по изучению влияния дифференциального вращения проводились в магнитной конфигурации, отличной от описанной во Введении. Во-первых, к одному из пробочных узлов была пристыкована дополнительная вакуумная камера и магнитная катушка, идентичная пробочной. Образовавшийся дополнительный компактный пробкотроном (КП) имел поле в центральном сечении  $B_0 = 25 \text{кГс}$  и пробочное отношение  $R = 2$ . Для создания компоненты быстрых ионов в КП использовались два сфокусированных пучка атомарного

водорода с энергией  $17 \text{ кэВ}$ , суммарным эквивалентным током  $10\text{-}15 \text{ эквив. А}$  и длительностью  $0.9 \text{ мс}$ . Пучки имели небольшой угловой разброс ( $\sim 5^\circ$ ) и инжектировались перпендикулярно оси установки. Дополнительный пробкотрон на установке ГДЛ проектировался для изучения относительно плотных ( $\sim 10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) сгустков быстрых ионов (средняя энергия  $5\text{-}10 \text{ кэВ}$ ) с узким распределением по питч-углам. В таких условиях плазма близка к порогам возникновения различных микронеустойчивостей, связанных с распределением частиц в фазовом пространстве. Указанные параметры плазмы также близки к параметрам плазмы в тестовых зонах проектируемого нейтронного источника на основе ГДЛ.

Во-вторых, в связи с описанной конфигурацией эксперимента значение магнитного поля в центральном солениоде составляло  $B_0 = 2 \text{ кГс}$  (в отличие от  $2.5 \text{ кГс}$  во всех последующих экспериментах).

Для реализации эксперимента по изучению дифференциального вращения на лимитеры подавалось напряжение амплитудой  $+25 \text{ В}$  в одном случае и  $-25 \text{ В}$  в другом относительно торцевых плазмоприемников, которые были заземлены. Потенциал измерялся в эксперименте при помощи ленгмюровского зонда.

На рисунках 3.2 и 3.3 представлены радиальные профили потенциала плазмы вблизи лимитера при положительном и отрицательном смещении на последнем.

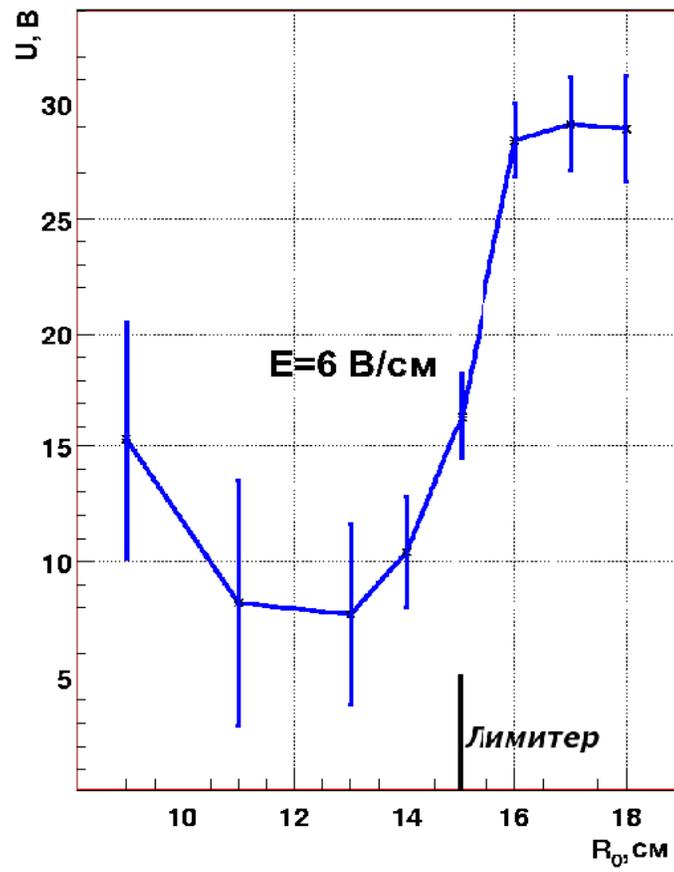


Рис. 3.2. Профиль потенциала плазмы при положительном смещении на лимитере (+25 В)

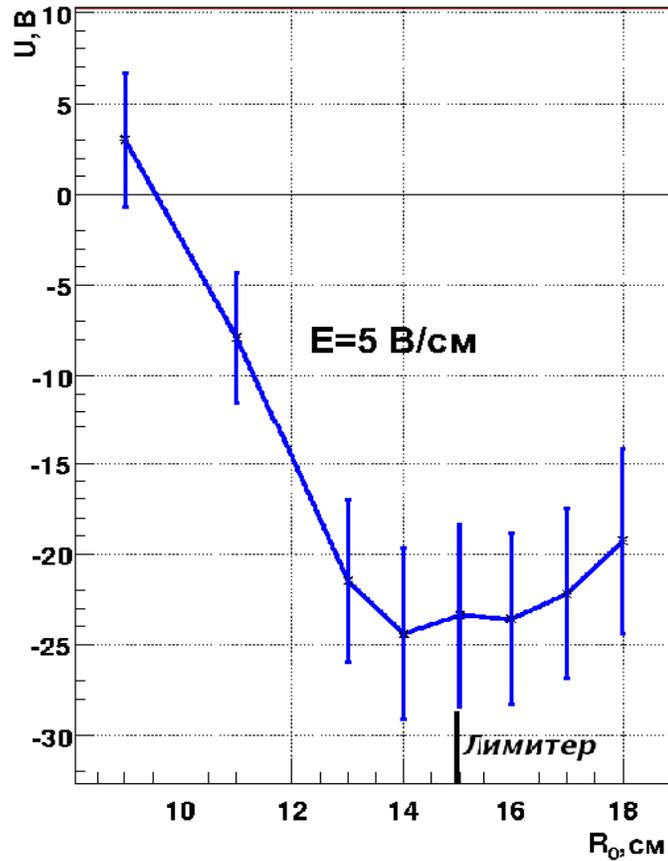


Рис. 3.3. Профиль потенциала плазмы при отрицательном смещении на лимитере (-25 В)

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. Сценарий выстрела: сначала установка заполнялась теплой плазмой при помощи плазменного генератора, затем в 3.5 мс начиналась атомарная инжекция, в 4.5 мс она заканчивалась и следовал спокойный распад плазмы. На рисунке 3.4 приведен диамагнитный сигнал быстрых частиц, полученный при помощи диамагнитной петли, установленной  $R=2$  (см. рис. 0.1).

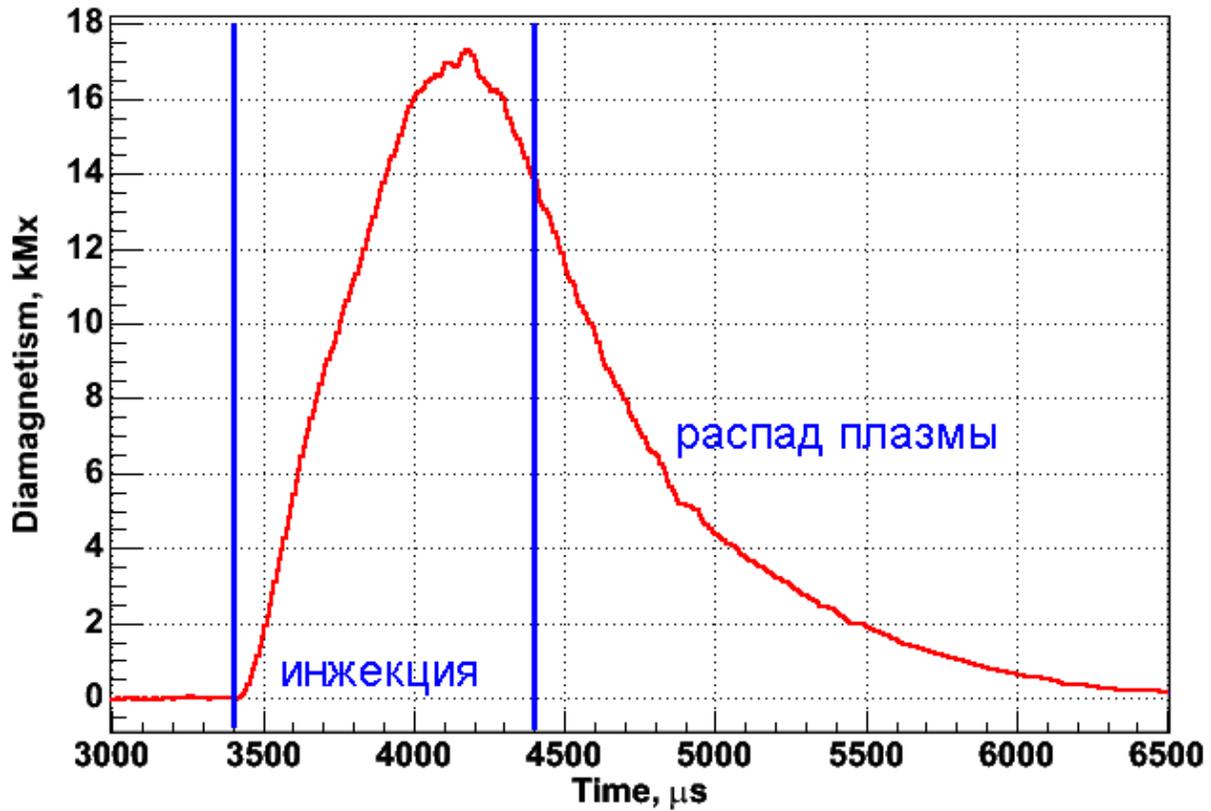


Рис. 3.4. Диамagnetный сигнал быстрых частиц

Диамagnetный сигнал на промежутке от 4.4 мс до 5.5 мс усреднялся по серии выстрелов и аппроксимировался экспонентой. На рисунке 3.5 показано, что характерное время распада горячих частиц в случае подачи оптимального потенциала на лимитеры  $\approx 550$  мкс. Это время обусловлено процессом торможения горячих ионов на электронах мишенной плазмы, время которого можно записать как

$$\tau_{ei} = \frac{3}{4\sqrt{2\pi}} \frac{m_i T_e^{3/2}}{\sqrt{m_e} \Lambda e^4 n'} \quad (3.2)$$

где  $\Lambda$  – кулоновский логарифм, для параметров ГДЛ примерно равный 14. Для параметров ГДЛ это время равно 540 мкс. Выражение 3.2 верно в случае, когда скорость инжектированных ионов удовлетворяет условию

$$V_{cr} \ll V_i \ll V_e, \quad (3.3)$$

где  $V_{cr} = \frac{3\sqrt{\pi}m_e}{4m_i}^{1/3} \frac{2T_e}{m_e}^{1/2}$  – критическая скорость, при которой скорости торможения на ионах и на электронах сравниваются [17]. В случае, когда выполняется условие (3.3), реализуется торможение горячих ионов на холодных электронах и характерное время торможения определяется формулой (3.2). В нашем случае условие (3.3) 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  $T_e = 50 \text{ эВ}$ ,  $n = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  в описанной выше конфигурации эксперимента) хорошо согласуется с экспериментальными результатами.

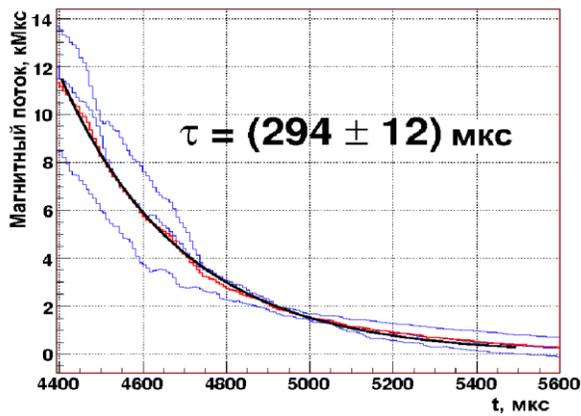


Рис. 3.5. Оптимальное напряжение на лимитерах (+120 В)

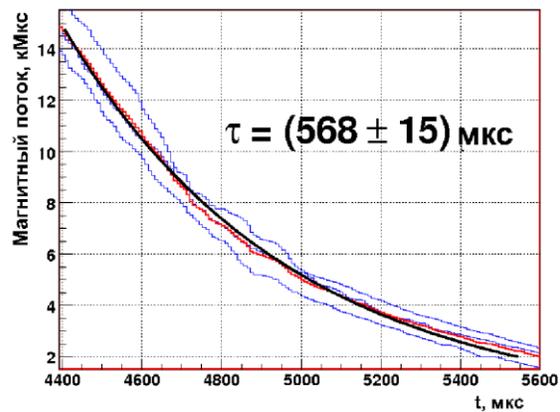


Рис. 3.6. Лимитеры заземлены

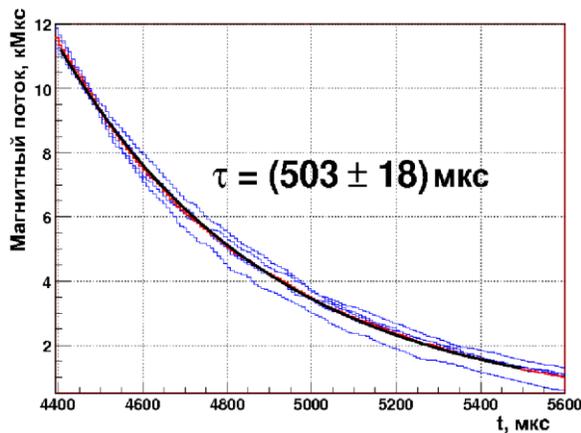


Рис. 3.7. Напряжение на лимитерах +25 В

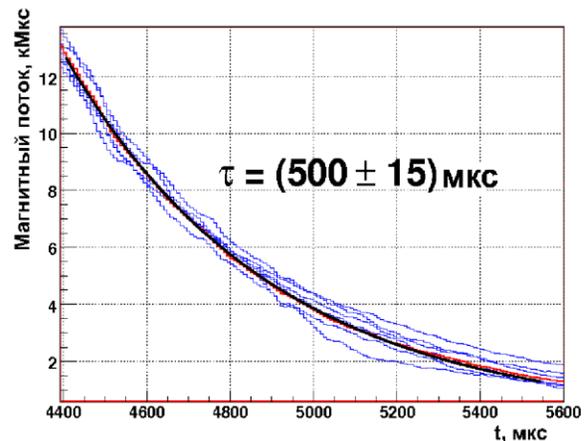


Рис. 3.8. Напряжение на лимитерах -25 В

Рисунок 3.6 иллюстрирует случай заземленных лимитеров, в котором время распада

составляет  $\approx 300$  мкс. Далее приведены сигналы диамагнетизма и характерное время распада быстрых ионов в режиме создания скачка электрического поля на периферии плазмы (рис. 3.7, 3.8). Видно, что эти созданные искусственно 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 [31].

## Большие скачки потенциала

Следующим этапом исследований дифференциального вращения в ГДЛ стали эксперименты по подавлению поперечных потерь посредством реализации больших скачков потенциала на периферии плазменного столба. В отличие от вышеописанных экспериментов, в которых на лимитер подавалось напряжение  $\sim 25$  В), в последующих экспериментах амплитуда скачка потенциала составляла 100-300 В, а конфигурация эксперимента была такой, как описано во Введении. При этом время удержания частиц мишенной плазмы соответствовало характерному времени ее газодинамического истечения через пробки ловушки, а время жизни быстрых частиц соответствовало времени их торможения за чет кулоновских столкновений с электронами мишенной плазмы [17].

Необходимо отметить, что дифференциальное вращение может увеличивать время развития МГД неустойчивости настолько, что становится существенным эффект в замороженности плазмы в лимитеры и наблюдаемый устойчивый режим удержания в итоге обусловлен взаимодействием этих двух эффектов.

Радиальный профиль плавающего потенциала в центральной плоскости ГДЛ при подаче потенциала на радиальные и торцевые лимитеры.

Изучались различные варианты режимов с перепадами потенциалов между электродами. Создавались перепады потенциала по радиусу, а также был реализован устойчивый режим удержания с несколькими перепадами потенциала. Во всех перечисленных режимах время удержания плазмы и ее параметры были близки по значениям. Для определения времени распада мишенной плазмы использовались диагностические торцевые плазмоприемники, позволяющие измерять полный ток на торец, а также данные дисперсионного интерферометра [52], расположенного в области с пробочным отношением  $R=3$ . Для наблюдения за быстрыми

частицами использовалась диамагнитная петля, установленная в точке их остановки. На рис.3.9 показан радиальный профиль плавающего потенциала, полученный при помощи ленгмюровского зонда при подаче на лимитер и внешнее кольцо плазмоприемника напряжения  $\approx 130$  В, внутренние электроды при этом были заземлены. Видно, что на периферии создается электрическое поле, величина которого составляет около  $30$  В/см.

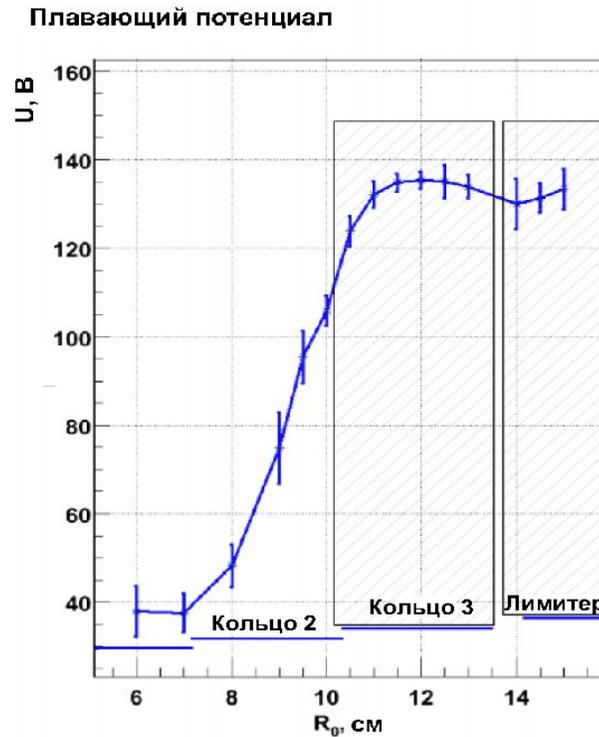


Рис.3.9. Радиальный профиль плавающего потенциала в центральной плоскости ГДЛ при подаче потенциала на радиальные и торцевые лимитеры

На рис. 3.10 приведены временные зависимости линейной плотности плазмы после отключения плазменного генератора и системы атомарной инжекции в указанном выше режиме и в случае заземления всех радиальных электродов. В первом случае фаза распада мишенной плазмы длится  $\sim 1.63$  мс (кривая а на рис. 2). По данным торцевых плазмоприемников это время оказывается близким по значению и составляет  $\sim 1.7$  мс. Время распада мишенной плазмы соответствует оценкам времени газодинамического истечения плазмы через пробки установки (то есть максимально возможного, оцененного по формуле  $\tau = R \frac{L}{v_{Ti}}$ )  $\tau_{\text{GDT}} = 1.3$  мс. Время жизни быстрых ионов составило в этом режиме  $\sim 0.8$  мс (оценка времени торможения быстрых ионов

на электронах мишенной плазмы дает значение  $\tau_{ei} \sim 0.75$  мс). Исходя из полученных результатов можно заключить, что при наличии перепада радиального потенциала в плазме реализуется механизм дифференциального вращения в образовавшихся скрещенных полях — аксиальном магнитном и радиальном электрическом. Можно оценить время половины оборота внешнего слоя плазмы относительно внутреннего при таком вращении. Разница скоростей дрейфа между  $R_0 \approx 7$  см и  $R_0 \approx 9$  см составляет  $\delta V_{dr} \approx 10^6$  см/с (см. рис.1). Внешний слой плазмы ( $R_0 \approx 9$  см) совершает половину оборота относительно внутреннего слоя ( $R_0 \approx 7$  см) за время порядка  $\tau_{shear} \approx 30$  мкс. Время развития МГД неустойчивости в ГДЛ оценивается как  $\tau_{MHD} \approx 15$  мкс. Из таких оценок следует вывод о том, что дифференциальное вращение может подавлять развитие МГД неустойчивости или существенно уменьшать инкремент ее развития, изменяя распределение зарядов, приводящее к развитию неустойчивости.

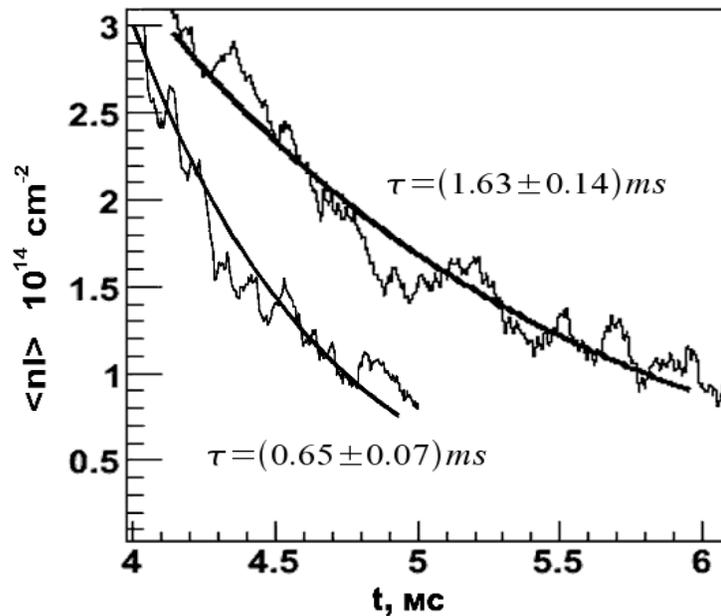


Рис. 3.10. Распад линейной плотности плазмы а - на лимитере и внешнем кольце плазмоприемника  $\approx 130$  В, б - радиальные и торцевые электроды заземлены

Для сравнения была проведена серия экспериментов, в которых все электроды были заземлены.

В этом случае плавающий потенциал зонда выглядел, как показано на рис. 3.11 и не имел перепадов по радиусу. Этот режим удержания характеризовался как неустойчивый, так как по

данным дисперсионного интерферометра (рис. 3.10, кривая б) время удержания теплой плазмы составляло в этом режиме  $\sim 650$  мкс, что в 2.5 раза меньше, чем при подаче потенциалов на лимитеры. Время жизни быстрых частиц оказалось равным  $\sim 230$  мкс, что более, чем в 3 раза меньше соответствующего значения в режиме с дифференциальным вращением. Это означает, что МГД-устойчивое удержание за счет контакта плазмы с торцевыми приемниками не достигается, несмотря на относительно малое электрическое сопротивление между плазмой в пробкотроне и торцевыми электродами, о чем было сказано в главе 2.3.

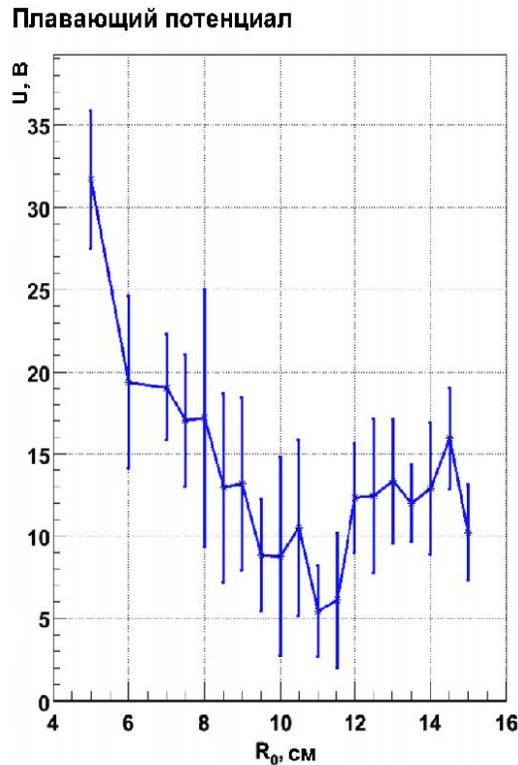


Рис.3.11. Радиальный профиль плавающего потенциала в центральной плоскости ГДЛ при заземлении радиальных и торцевых электродов

Также были проведены эксперименты, в которых на лимитер подавалось напряжение  $\approx 130$  В, а секции плазмодриемника оставались под плавающим потенциалом. При этом распределение потенциала по электродам было таким, как показано на рис. 3.12.

В такой ситуации режим удержания характеризовался как неустойчивый и практически не отличался от режима с полным заземлением электродов. Из рисунка 3.12 видно, что нигде по радиусу не реализуется достаточно большой перепад потенциала порядка 100 В, как это было в режиме с малыми поперечными потерями, который отличался от описываемого лишь тем, что

внутренние электроды заземлялись. Следовательно, в отсутствие достаточного скачка потенциала вдоль радиуса не реализуется механизм дифференциального вращения, подавляющий развитие желобковой неустойчивости.

Из описанных выше экспериментов можно с уверенностью заключить, что дифференциальное вращение периферийных слоев плазмы способно существенно улучшать её удержание.



Рис. 3.12. Распределение потенциала по радиальным электродам в выстреле.  
На лимитере  $\approx 130$  В, остальные электроды под плавающим потенциалом

### **3.2. Измерение поперечных потерь в режимах с дифференциальным вращением**

Известно, что дифференциальное вращение плазмы может оказывать как стабилизирующее действие на устойчивость системы, так и приводить к аномальному переносу частиц поперек поля в системах с магнитным удержанием плазмы (токамаки [53], стеллараторы [54]). Для измерения поперечного потока был сконструирован так называемый комбинированный зонд, принцип работы которого описан в ряде работ (например, [55]). Основной целью создания

такого зонда было стремление индикаторно подтвердить или опровергнуть наличие аномального переноса в режимах с широким вращением.

Рассмотрим радиальный поток частиц  $\Gamma_r = n v_r$ , где  $n$  – концентрация плазмы и  $v_r$  – радиальная скорость частиц в плазме. В турбулентной плазме каждая величина может быть записана в виде суммы усредненной по времени величины и флуктуирующей части:

$n = \langle n \rangle + \delta n$ ,  $v_r = \langle v_r \rangle + \delta v_r$ , где  $\langle \dots \rangle$  – усреднение по промежутку времени, большому по сравнению с характерным периодом флуктуаций, так что  $\langle \delta n \rangle = 0$ , а  $\langle n \rangle$  – есть средняя плотность плазмы. Тогда суммарный усредненный по времени поток можно записать в виде:

$$\Gamma_r = \langle n \rangle \langle v_r \rangle + \langle \delta n \delta v_r \rangle. \quad (3.4)$$

Второе слагаемое описывает поток, вызванный турбулентностью:  $\Gamma_r^{turb} = \langle \delta n \delta v_r \rangle$ . Как видно, этот поток зависит от корреляции между флуктуациями плотности и радиальной скорости.

Причиной возникновения флуктуаций радиальной скорости являются флуктуации азимутального электрического поля  $E_\varphi$ . Запишем общее выражение для скорости частиц при наличии электрических и магнитных полей. Пренебрегая центробежным и градиентным

дрейфами ввиду их малости, скорость частицы можно записать просто как  $\bar{v} = \bar{v}_0 + c \frac{[\bar{E} \times \bar{B}]}{B^2}$ , где  $\bar{v}_0$  – скорость частицы вдоль магнитного поля. Таким образом, формула для

поперечного потока имеет вид  $\Gamma_r = c \frac{\langle \delta n \cdot E_\varphi \rangle}{B}$ .

Для экспериментального определения турбулентного потока частиц необходимо проводить одновременные измерения флуктуаций плотности плазмы и азимутального электрического поля в одной точке. Такие измерения проводились с помощью так называемого комбинированного зонда, схема которого приведена на рис.3.13.

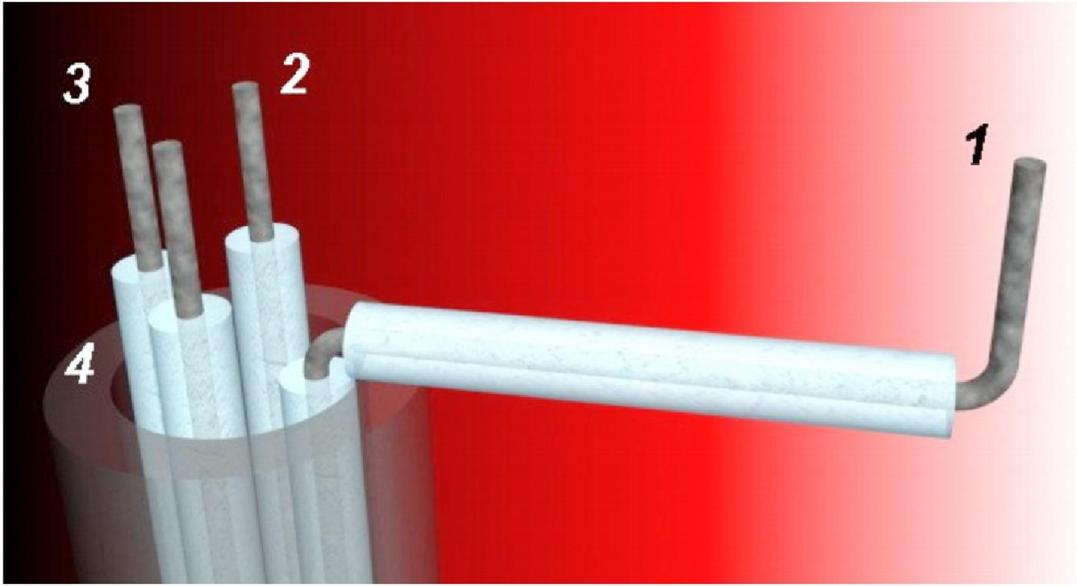


Рис.3.13. Схема комбинированного зонда

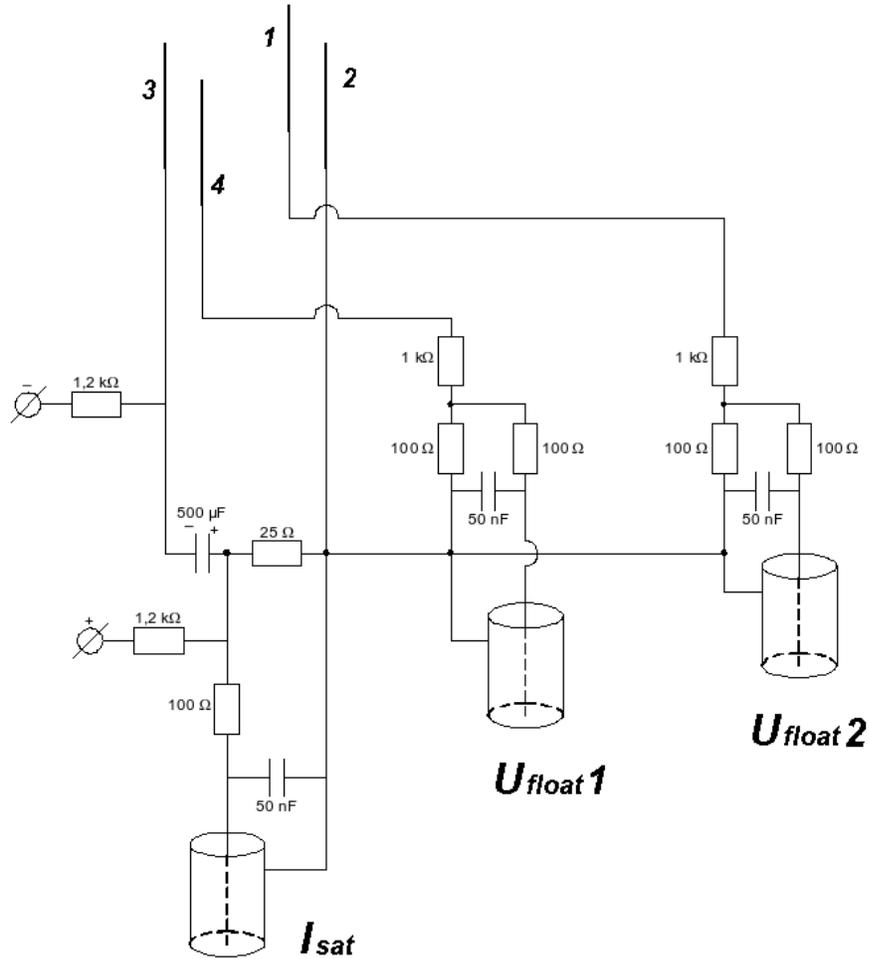


Рис. 3.14. Электрическая схема комбинированного зонда

Электроды 2, 3 и 4 включены по схеме тройного зонда (рис. 3.14), причем электрод 2 является общей «землей», находящейся под положительным потенциалом относительно плазмы. Таким образом, на электрод 4 идет ионный ток насыщения, регистрируемый полностью гальванически развязанным АЦП, а электроды 3 и 1 находятся под плавающим потенциалом относительно электрода 2, поэтому зонд регистрирует три сигнала – ток ионного насыщения ( $I_{sat}$ ) и два плавающих потенциала ( $U_{float1}$ ,  $U_{float2}$ ), измеряемых относительно электрода в двух разных точках по азимуту. Таким образом удастся фиксировать одновременно локальную плотность плазмы, ее температуру (по сигналам тройного зонда  $I_{sat}$  и  $U_{float1}$ ) и азимутальное электрическое поле между электродами 1 и 4 как  $E_{\varphi} = \frac{U_{float1} - U_{float2}}{d}$ , где  $d$  – расстояние между этими электродами.

Алгоритм вычисления поперечного потока заключался в следующем. Сигналы плотности и электрического поля в зависимости от времени ( $n(t)$  и  $E(t)$ ) раскладывались в Фурье-спектры ( $n(\nu)$  и  $E(\nu)$ ), производилось усреднение спектров по серии выстрелов и результат представлялся в виде спектра потока

$$\Gamma(\nu) \propto \int n(\nu') E(\nu - \nu') d\nu', \quad (3.5)$$

проинтегрировав который по  $\nu$ , можно получить значение полного поперечного потока частиц.

Представление потока в спектральном виде удобно тем, что позволяет получить информацию о частотах, на которых происходят основные потери плазмы. В потоке (3.5) можно выделить две составляющих — активную, приводящую к реальной потере частиц поперек магнитного поля, и реактивную, обуславливающую колебания плазмы поперек поля, но не приводящую к потере частиц. Активную часть потока можно выделить, воспользовавшись формулой (3.5), полагая в ней  $\nu = 0$ , то есть активные потери — это  $\Gamma(0)$ . Можно также анализировать спектр активного потока  $\frac{\partial \Gamma(0)}{\partial \nu'}$ , как это показано на рис. 3.15 (б) и 3.16 (б), и регистрировать частоты, на которых происходят потери частиц.

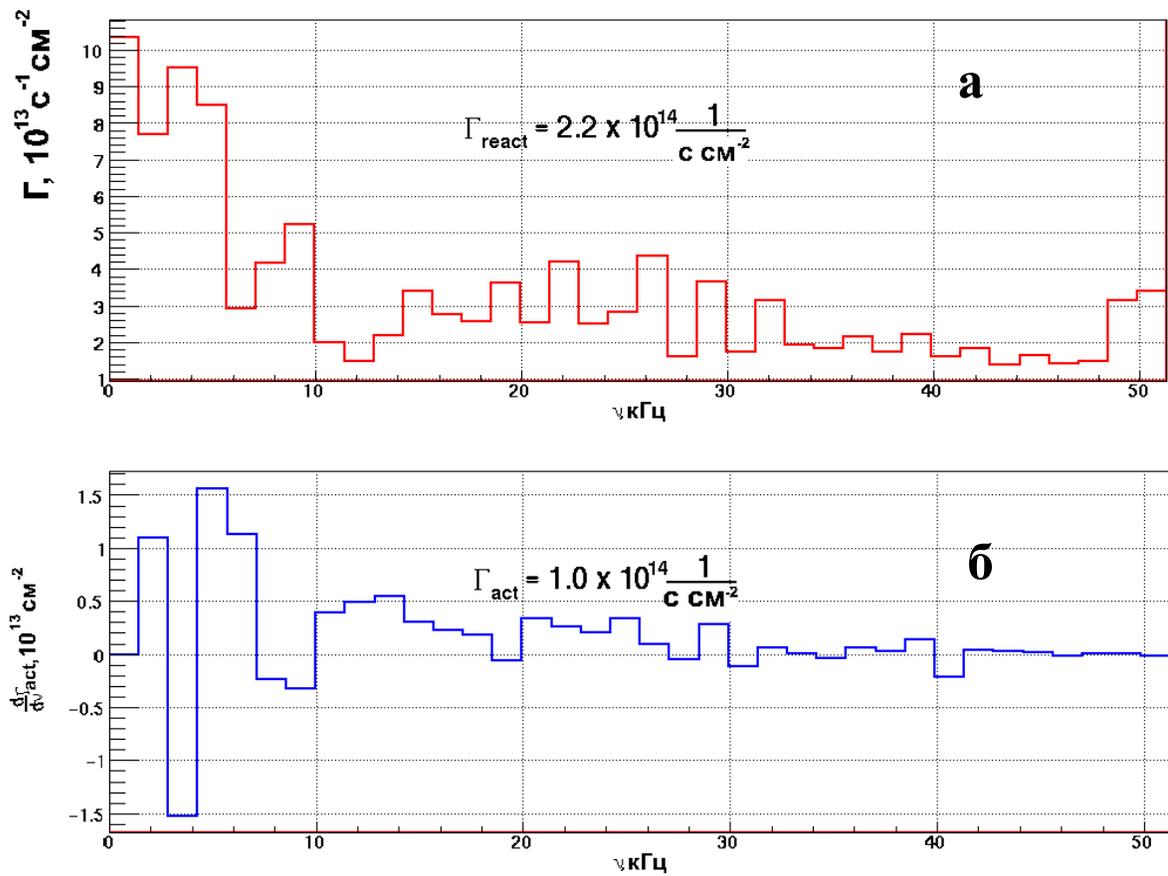


Рис. 3.15. Фурье-спектры поперечного потока частиц в режиме с дифференциальным вращением: **а** – спектр полного потока, рассчитанный по формуле  $\Gamma(\nu)$ , и значение величины его реактивной части; **б** – спектр активного потока и значение его полной величины.

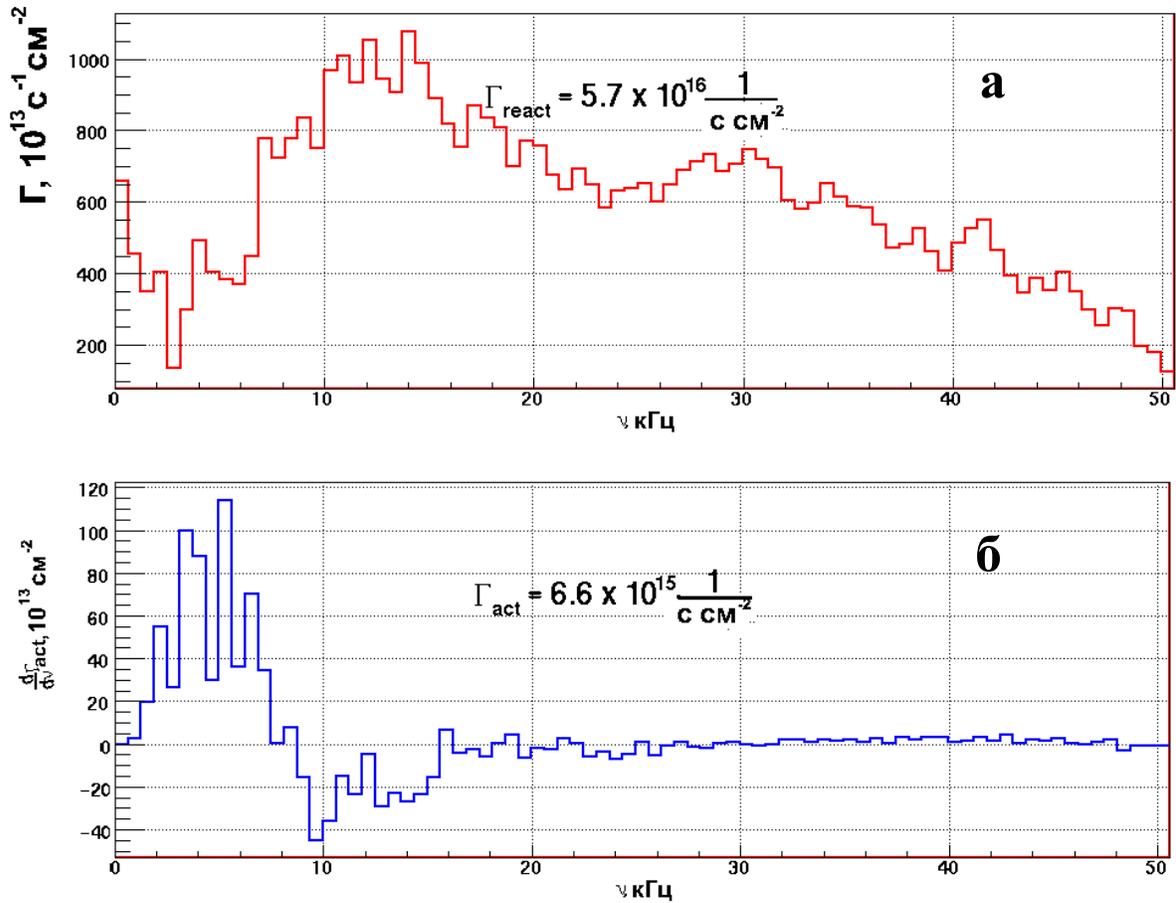


Рис. 3.16. Фурье-спектры поперечного потока частиц в режиме с заземлением радиальных электродов: **а** – спектр полного потока, рассчитанный по формуле  $\Gamma(\nu)$ , и значение величины его реактивной части; **б** – спектр активного потока и значение его полной величины.

Реактивная же часть потока – это вся оставшаяся часть потока, кроме активной, то есть это  $\Gamma(\nu \neq 0)$ . На рис. 3.15 (а) приведен полный спектр измеренного потока частиц, и значение реактивного потока рассчитано путем его интегрирования по всем частотам  $\nu \neq 0$ .

При вычислении спектров использовался интервал времени длительностью около 1 мс после окончания атомарной инжекции, в фазе распада плазмы. При этом зонд находился на расстоянии 10 см от оси ловушки в пересчете на центральную плоскость, где был локализован центр радиального градиента потенциала. Аналогичные спектры были получены для режима, в котором все радиальные электроды заземлялись и механизм дифференциального вращения не был реализован (рис. 3.16).

При анализе спектров необходимо помнить, что описываемая диагностика имеет

ограничения по частотам. Область спектра  $\nu < \frac{1}{\Delta t}$ , где  $\Delta t$  - выбранный для анализа промежутки времени, не несет в себе полезной информации в силу конечности рассматриваемого интервала времени. Сверху же частотный диапазон ограничен быстродействием используемого АЦП. В нашем случае эта предельная частота была равна 110 кГц. Поэтому корректно регистрировать спектры при помощи комбинированного зонда возможно в диапазоне частот 1 – 110 кГц, что соответствует частотам МГД неустойчивости.

На рис. 3.15 приведены спектры в режиме с дифференциальным вращением. Потери частиц в этом случае составляют  $1 \cdot 10^{14} 1/(\text{см}^2 \text{с})$ . Зная этот поток и полную поверхность плазмы, можно примерно оценить, за какое время плазма покинет ловушку поперек поля, это время оказывается порядка 100 мс, что в сотню раз превосходит время продольного газодинамического времени удержания в ГДЛ. Что же касается оценки времени поперечного удержания плазмы в режиме с заземлением радиальных электродов, как видно из рис. 3.16, оно более чем на порядок меньше соответствующего времени в режиме с вращением и составляет единицы миллисекунд. Это значение все-таки больше, чем наблюдаемые времена распада мишенной плазмы в неустойчивых режимах (~650 мкс), обусловленные одновременным развитием МГД неустойчивости и реализацией механизма частичной вмороженности.

Это противоречие объясняется тем, что МГД неустойчивость в ГДЛ проявляется только в виде глобальной моды  $m=1$ , которая являет собой перенос вещества как целого, а описываемый метод измерений базируется на корреляционном анализе и позволяет учитывать только потери, происходящие на частотах, больших  $\nu \geq \frac{1}{\Delta t}$ .

По сути, простота и примитивность используемого метода не позволяет корректно измерять потери частиц в отсутствие их модового состава. Видно, что в обоих приведенных спектрах активных потерь доминирующую роль играют частоты ~10 кГц, обусловленные, во всей видимости, наличием МГД неустойчивости, разница заключается лишь в абсолютном значении потока частиц.

Для сравнения оценим классический коэффициент поперечной диффузии электронов плазмы, которыми определяется скорость диффузии, как наиболее медленно диффундирующими частицами, что происходит благодаря амбиполярному эффекту. Этот эффект выражается формулой

$$D_{\perp}^{\text{classic}} = \rho_{Le}^2 \nu_{ei},$$

где  $\rho_{Le}$  - ларморовский радиус электрона,  $\nu_{ei}$  - частота электрон-ионных столкновений. Для

параметров ГДЛ на момент проведения описываемых измерений  $T_e = 80\text{эВ}$ ,  $B = 2.5\text{кГс}$ ,  $n = 3 \cdot 10^{13}\text{см}^{-3}$  значение коэффициента классической диффузии оказывается равным  $D_{\perp}^{classic} \approx 130\text{см}^2/\text{с}$ .

Экспериментальный коэффициент диффузии оценивается через измеренный поток частиц как  $D_{\perp}^{exper} = \Gamma/Vn$ . Для оценки градиента плотности предположим, что профиль плотности линейно спадает по радиусу, имея в максимуме  $n_{max} = 5 \cdot 10^{13}\text{см}^{-3}$  и достигая нуля на радиусе 15 см. Таким образом, оценка экспериментального коэффициента диффузии дает значение  $D_{\perp}^{exper} \approx 140\text{см}^2/\text{с}$ . Из этой простой оценки можно заключить, что в режимах с дифференциальным вращением аномальный поперечный перенос вероятно отсутствует.

### **3.3. Стабилизация дифференциальным вращением в стационарном режиме удержания**

В дальнейшем на ГДЛ была проведена модернизация системы атомарной инжекции, которая позволила увеличить ее длительность до 5 мс и тем самым достигнуть стационарного режима удержания плазмы. Употребляя выражение «стационарный режим», мы имеем ввиду то, что фаза устойчивого удержания в ГДЛ в этом режиме в несколько раз превышает характерные временные масштабы в плазме — время газодинамического удержания мишенной компоненты и время жизни популяции быстрых ионов.

Для поддержания материального баланса плазмы в систему производилась приосевая и периферийная инжекция холодного атомарного водорода. Приосевой поддув осуществлялся сначала посредством установленной на оси в области магнитной пробки газоподдувной трубки. Такой метод поддува не являлся оптимальным, потому как приводил к большим потерям плазмы на трубке и к распылению материала самой трубки. Поэтому в последующих экспериментах инжекция атомарного водорода в установку производилась при помощи двойных газовых коробок, установленных в пробках установки. Каждая коробка представляла собой два кольцевых объема, охватывающие пробку с обеих сторон и позволяющие поддувать газ как в центральную часть установки, так и в расширительные баки. Поддув газа в пробочную область выбран не случайно, а в связи с тем, что в этой области минимальна толщина плазмы и, следовательно, холодные атомы газа эффективно захватываются плазмой во всем сечении, что позволяет подавать газ не только на периферию, но и в центр плазменного столба. Это

утверждение можно обосновать оценкой длины пробега холодных ( $1-4$  эВ) молекул водорода в плазме с плотностью в пробочной области ловушки  $n = 1.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и температурой  $T_e \approx 100 \text{ эВ}$ .

Воспользуемся стандартной формулой для длины пробега холодного атома в горячей плазме:

$$\lambda = \frac{1}{\langle n \sigma_i V_e \rangle} \cdot V_a,$$

где  $\langle \sigma_i V_e \rangle$  - усредненное по максвелловскому распределению сечение процесса ионизации молекул водорода,  $V_a$  - скорость холодных атомов.

В работе [56] рассчитаны значения  $\langle \sigma_i V_e \rangle$  с учетом процессов ионизации молекул ( $e + H_2 \rightarrow H_2^+ + 2e$ ), ионизации атомов ( $e + H \rightarrow H^+ + 2e$ ), диссоциации молекул ( $e + H_2 \rightarrow H + H + e$ ) и диссоциативного возбуждения ( $e + H_2^+ \rightarrow H_+ + H + e$ ).

Для температур  $T_e \approx 100 \text{ эВ}$  усредненное сечение равно  $\langle \sigma_i V_e \rangle = 2.1 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$ . Таким образом получим оценку для длины пробега молекул водорода до ионизации  $\lambda \approx 1 \text{ см}$ .

Учитывая, что диаметр плазмы в пробочной области составляет 5 см, можно заключить, что молекулярный водород захватывается плазмой с высокой эффективностью и при таком поддуве осуществляется подпитка газом не только периферии, но и центральных областей плазмы. В стационарном режиме работы методика стабилизации приложенными потенциалами осталась настолько же эффективной, как и в предыдущих экспериментах. На рис. 3.17 показан диамагнитный сигнал быстрых частиц, полученный при подаче на лимитер потенциала в 180 В, кривая на рис. 3.18 показывает временную эволюцию сигнала линейной плотности плазмы при тех же условиях.

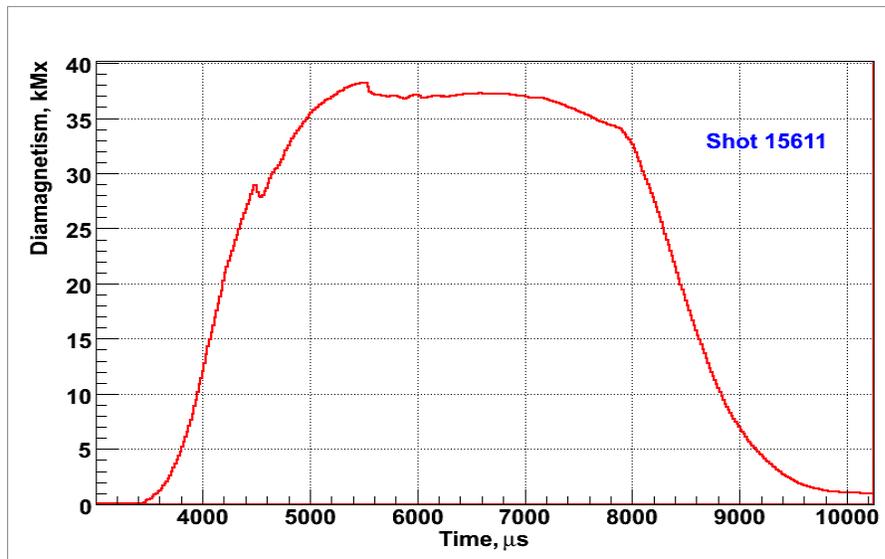


Рис. 3.17. Диамagnetный сигнал быстрых ионов при подаче на лимитер потенциала  $\approx 180\text{В}$ . Сигнал получен при инжекции дейтериевых пучков



Рис. 3.18. Линейная плотность плазмы при подаче на лимитер потенциала  $\approx 180\text{В}$

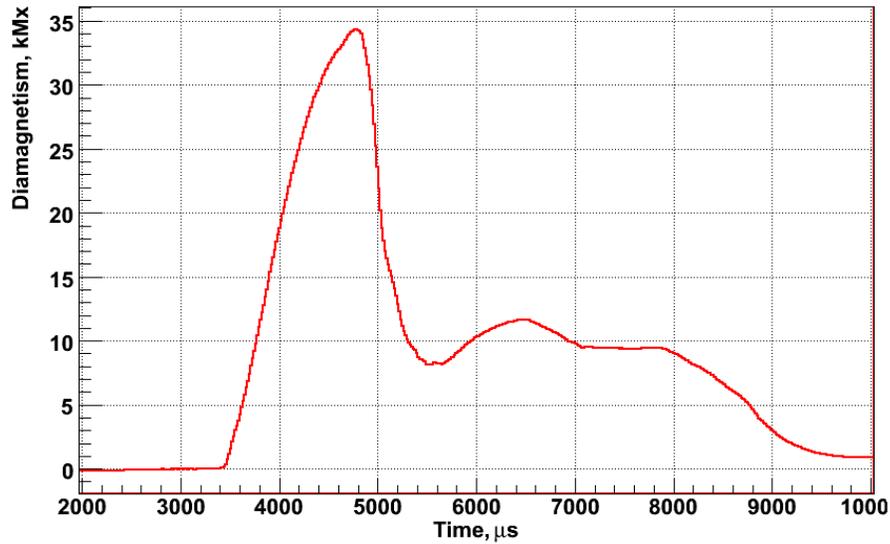


Рис. 3.19. Диамagnetный сигнал быстрых ионов при заземлении радиальных электродов. Сигнал получен при инжекции дейтериевых пучков



Рис. 3.20. Линейная плотность мишени плазмы при заземлении радиальных электродов

Для сравнения рисунки 3.19 и 3.20 показывают аналогичные величины в режиме с заземлением всех радиальных электродов. По обоим сигналам можно судить о высокой степени эффективности описываемого метода ограничения амплитуды неустойчивости: длительность

сигнала диамагнетизма быстрых ионов не превышает 1 мс при отсутствии потенциала на лимитере (в то время, как при наличии ширового вращения эта длительность составляет около 5 мс), плотность же мишенной плазмы резко падает уже через 1 мс после начала инжекции, при том, что в устойчивом режиме ее линейная плотность сохраняет свое значение вплоть до момента 10 мс, то есть плотность начинает уменьшаться только через 2 мс после окончания инжекции.

В стационарном режиме удержания были проведены эксперименты по изучению порога описываемого эффекта дифференциального вращения. Измерялось энергосодержание быстрых ионов, а также температура и плотность электронов в зависимости от подаваемого на радиальные электроды напряжения. Эти измерения проводились при инжекции в установку атомарных пучков дейтерия. Поддув газа подбирался таким образом, чтобы минимизировать влияние эффекта частичной вмороженности плазмы в проводящие торцы. Напряжение подавалось на лимитеры, торцевые плазмодриемники заземлялись. Электронная температура и плотность определялись по данным диагностики томсоновского рассеяния в момент максимального энергосодержания быстрых ионов на радиусе  $r_0 = 8$  см.

На рис. 3.21 — 3.23 приведены результаты этих измерений.

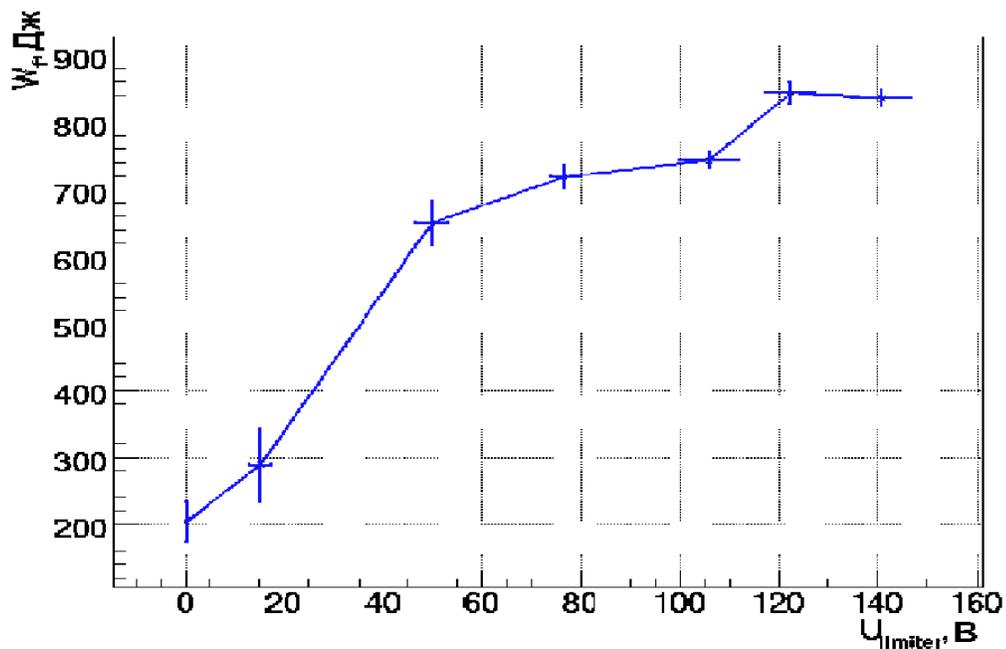


Рис. 3.21. Зависимость энергосодержания быстрых ионов от напряжения на лимитере

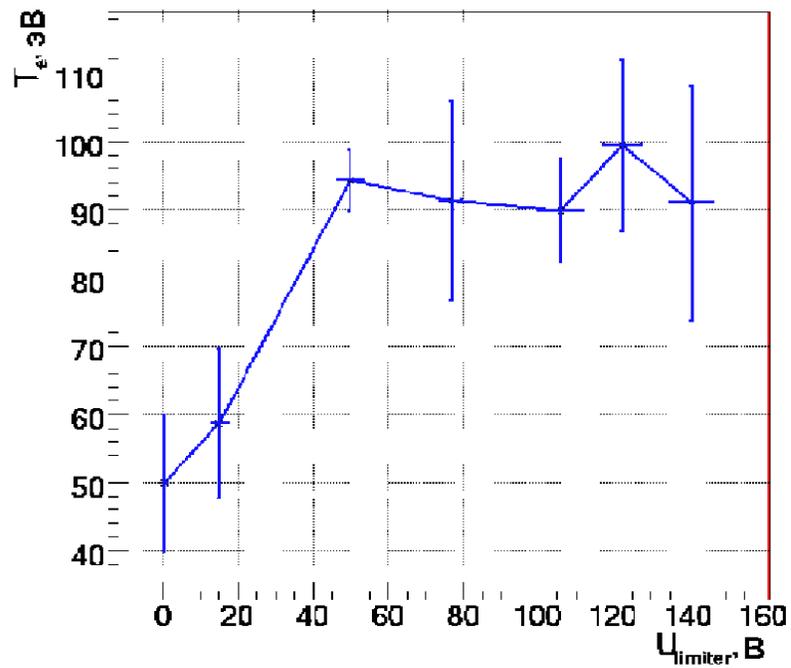


Рис. 3.22. Зависимость электронной температуры от напряжения на лимитере

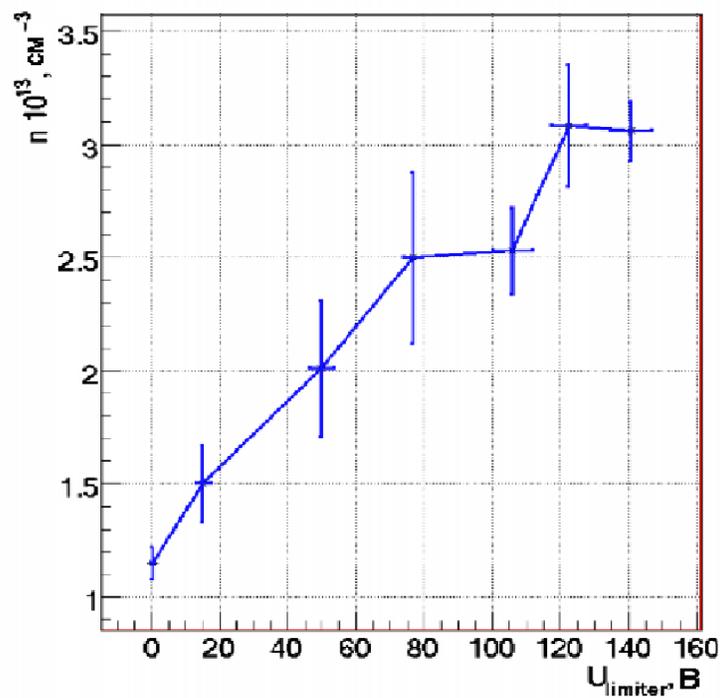


Рис. 3.23. Зависимость плотности электронов от напряжения на лимитере

Из зависимостей 3.21 и 3.22 видно, что характер удержания плазмы меняется уже заметно при напряжении на лимитере порядка  $30 \div 50$  В, хотя при больших напряжениях происходит заметное изменение параметров плазмы. Однако, только при 100 В в плазме отсутствуют колебания с частотами более 10 кГц. С увеличением  $U$  плотность плазмы на радиусе  $r_0 = 8$  см монотонно растет (рис. 3.23), что может указывать на радиальное перемешивание плазмы внутри области  $r_0 \leq 8$  см. Это заключение не противоречит данным о радиальных профилях температуры и плотности, которые при  $U \approx 140$  В практически постоянны в этой области (рис. 3.24 и 3.25).

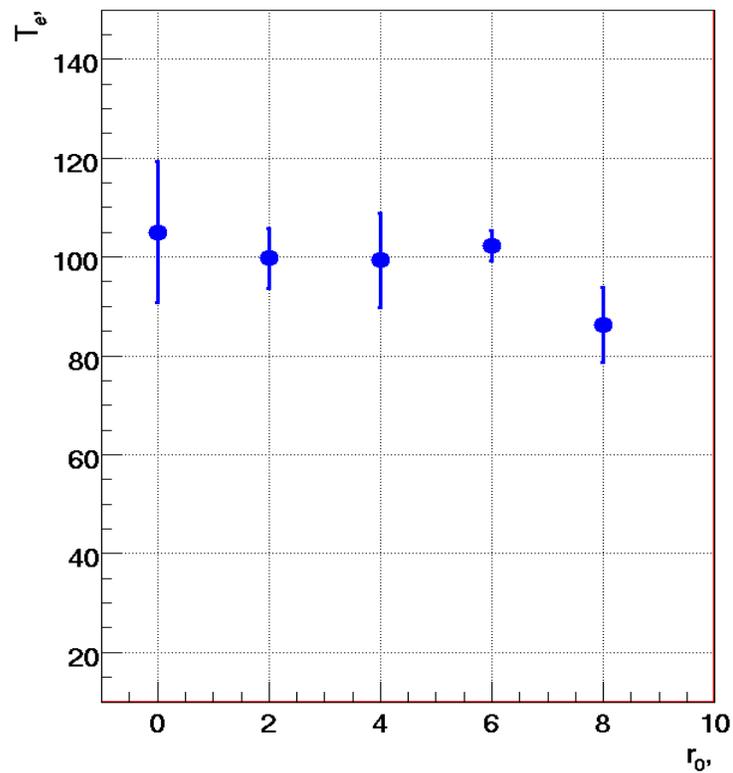


Рис. 3.24. Температура электронов в зависимости от радиуса по данным томсоновского рассеяния

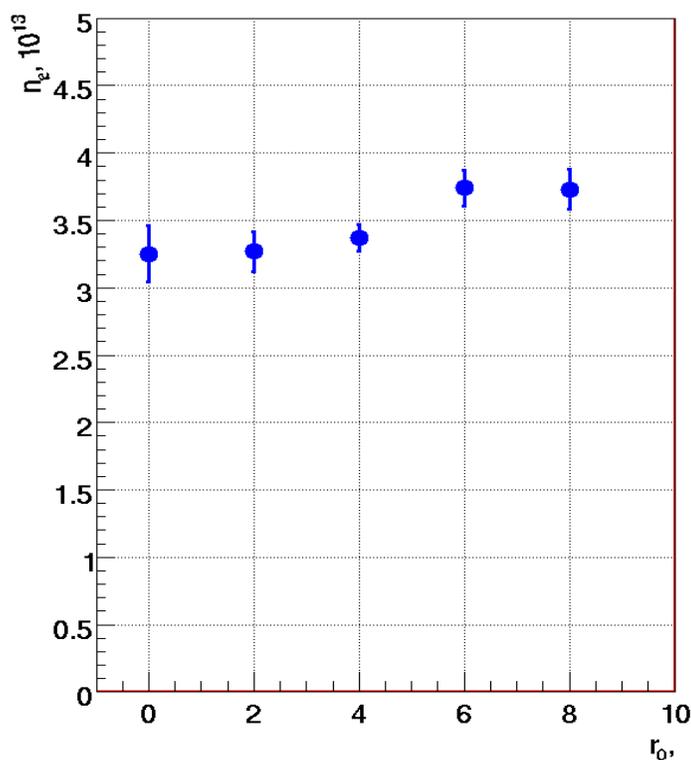


Рис.3.25. Плотность электронов в зависимости от радиуса по данным томсоновского рассеяния

Из рис. 3.24 и 3.25 видно, что и температура и плотность плазмы практически постоянны вдоль радиуса вплоть до 8 см, что говорит о существовании некой «застойной зоны», внутри которой плазма активно перемешивается и не теряется поперек магнитного поля. Объяснение этого эффекта может быть дано теоретически. Таким образом, возвращаясь к рис. 3.23, можно сказать, что при напряжении на лимитере более 100 В реализуется механизм образования «застойной зоны».

Также в режимах с использованием стабилизации широким вращением были получены максимальные значения температуры и относительного давления плазмы (~40%) (рис. 3.26 - при инжекции атомарных пучков водорода, 3.27 — при инжекции атомарных пучков дейтерия). На графике температуры черными точками показаны результаты измерений в режиме с поддувом газа, описанном в данной главе, белыми точками — результаты, полученные в так называемом «распадном» режиме, где плазма не подпитывалась нейтральным газом. Сплошными кривыми на графике показаны результаты численного моделирования температуры

при указанных мощностях инжекции, полученные при помощи специального интегрированного кода ITCS [57], использующего теорию парных кулоновских столкновений частиц и уравнения классической магнитной гидродинамики. Видно, что в режиме с поддувом газа удавалось стабильно иметь температуру 150 эВ, а в «распадном» режиме удалось преодолеть рубеж в 200 эВ.

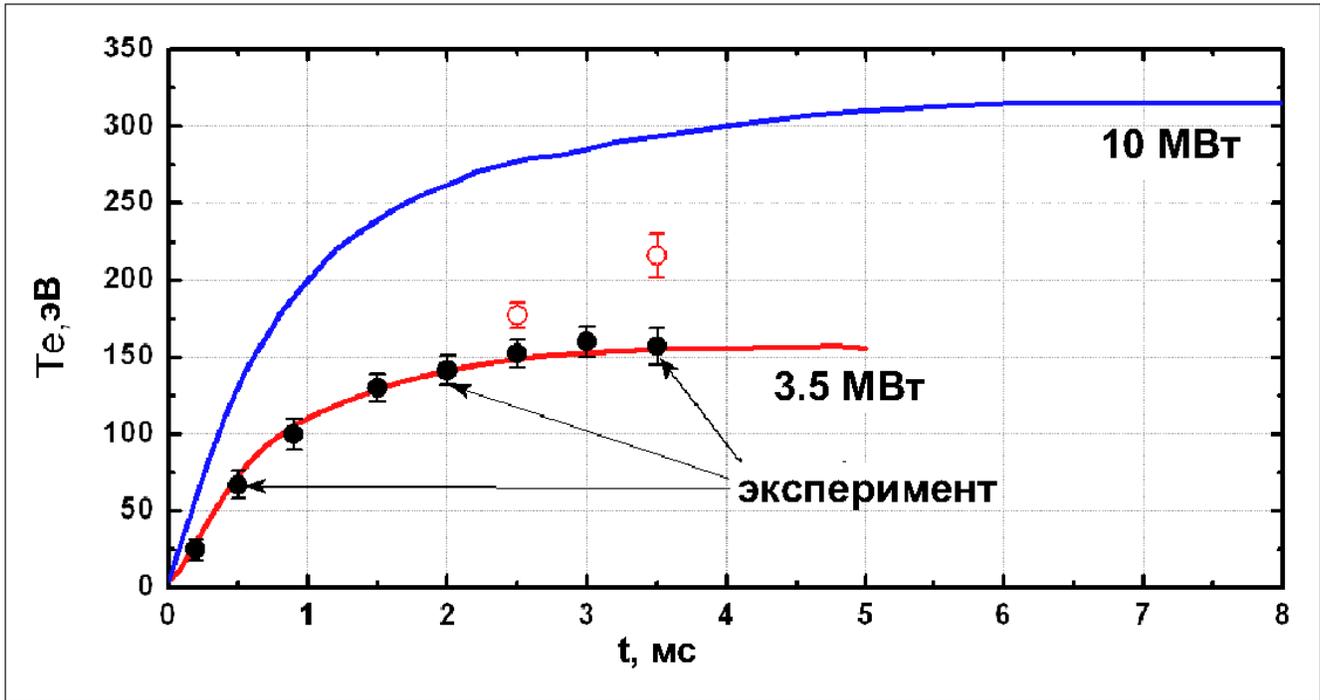


Рис. 3.26. Температура электронов плазмы по данным томсоновского рассеяния. За начало отсчета принят момент начала инжекции

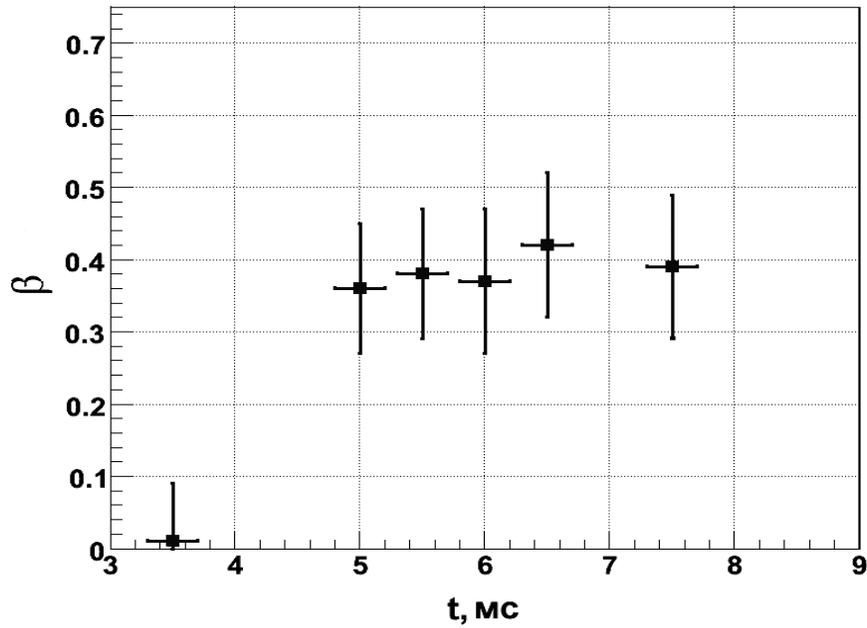


Рис. 3.27. Относительное давление плазмы по данным MSE-диагностики

В режиме с заземленными лимитерами и торцевыми приемниками был также проведен эксперимент по изучению характера наблюдаемых колебаний. Для этого был установлен дополнительный тройной зонд в пробочном отношении  $R=4.3$  со стороны плазменной пушки (рис. 3.28).

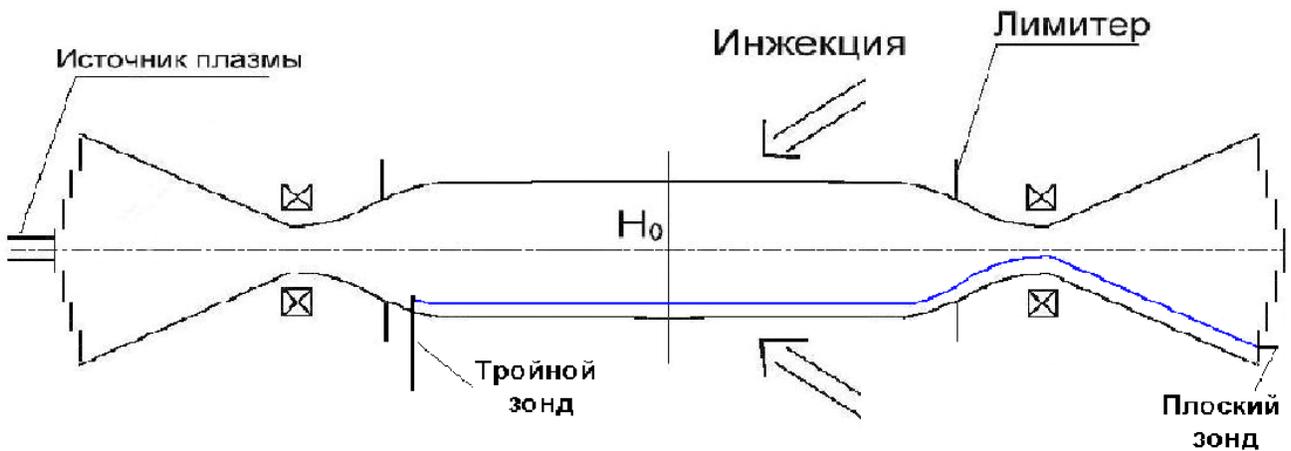


Рис. 3.28. Схема эксперимента по определению характера изучаемых колебаний

Зонд выставлялся в такое положение по радиусу, чтобы проецироваться по силовой линии на один из торцевых зондов в расширителе. Таким образом регистрировались два сигнала ионного тока насыщения, затем проводился их корреляционный анализ. На рис. 3.29 представлена эта корреляционная функция. Видно, что максимальное значение корреляционной функции примерно втрое меньше единицы (максимального значения автокорреляционной функции). При этом расстояние между зондами было около 8 метров. Отсюда можно сделать вывод, что длина когерентности колебаний также составляет не менее 8 метров, и можно считать, что возмущения плотности плазмы носят желобковый характер.

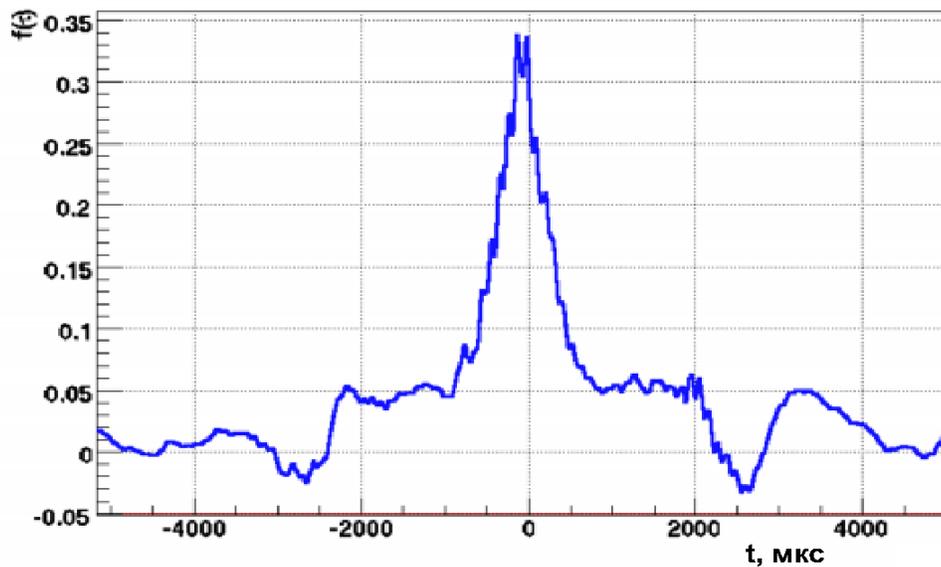


Рис. 3.29. Корреляционная функция сигналов ионного тока насыщения с двух зондов, разнесенных по силовым линиям на расстояние  $\approx 8$  метров

После очередного этапа модернизации системы атомарной инжекции при работе с дейтериевыми пучками удалось получить рекордно большие значения энергосодержания в быстрых ионах  $E = 1050$  Дж. При этом профиль плотности быстрых ионов незначительно отличался от того же профиля, полученного в режимах с энергосодержаниями  $E = 750$  Дж (рис. 3.30).

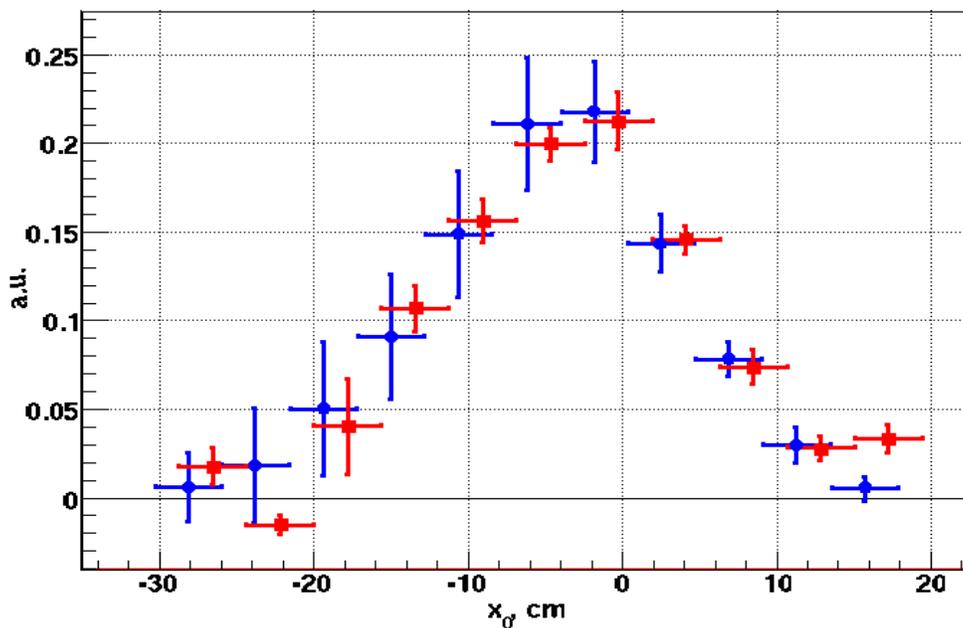


Рис. 3.30. Профили плотности быстрых ионов с энергией 14 кэВ, полученные методом искусственной мишени. Круглые точки - режим с энергосодержанием 750 Дж, квадратные точки - режим с энергосодержанием 1050 Дж

Отметим, что в описываемом режиме МГД стабилизация системы осуществлялась путем приложения к лимитерам напряжения  $\approx 250$  В.

Таким образом, метод стабилизации плазмы посредством дифференциального вращения экспериментально зарекомендовал себя, как весьма эффективный и получил название «вихревого удержания».

### 3.4. Теоретическая модель вихревого удержания

Возможное теоретическое описание механизма стабилизации, обсуждаемого в данной работе, было дано в работе [58]. Следуя логике этой работы, кратко изложим здесь ее основные положения.

В указанной работе найдено стационарно вращающееся распределение потенциала  $\phi(r)$  в системе, где первая желобковая мода насыщается и амплитуда смещения перестает

экспоненциально зависеть от времени, как это происходит на линейной стадии. То есть смещение плазменного столба относительно положения равновесия можно представить течением с постоянной скоростью поперек магнитного поля. Потенциал торцевого приемника плазмы задает граничное условие вдоль магнитного поля и имеет вид ступеньки, что соответствует реальному эксперименту. В работе также показано, что при создании достаточно большого потенциала в периферийном слое плазмы с толщиной, много меньшей её радиуса, линии потока плазмы образуют замкнутые контуры, препятствующие радиальному переносу частиц.

Чтобы получить уравнение, описывающее распределение потенциала в плазме с указанными граничными условиями, необходимо воспользоваться уравнениями двухжидкостной гидродинамики:

$$m_i n_i \frac{dv}{dt} = -\nabla p_i - e n_i \nabla \phi + \frac{1}{c} [j_i \times B], \quad (3.6)$$

$$0 = -\nabla p_e - e n_e \nabla \phi + \frac{1}{c} [j_e \times B], \quad (3.7)$$

складывая которые и используя условие квазинейтральности плазмы, можно получить выражение для поперечного тока:

$$j_{\perp} = c \left[ \frac{b}{B} \times m_i n_i \frac{dv}{dt} + \nabla p \right], \quad (3.8)$$

где  $p$  - суммарное давление электронов и ионов плазмы. В осесимметричной открытой ловушке в отсутствие неустойчивостей радиального тока быть не должно. В нашем же случае первое слагаемое в 3.8 описывает движение плазмы в направлении, перпендикулярном магнитному полю, вызванное именно насыщенной нелинейной первой модой желобковой неустойчивости. Второе слагаемое описывает диамагнитный ток в ловушке, вызванный неоднородностью давления плазмы. Поперечный ток должен замыкаться через продольный  $j_{\parallel}$ , который равен току, вытекающему из ловушки через ее торцы:

$$j_{\parallel} = j_{i0} \left[ 1 - \exp \left[ \frac{e\phi_w + e\phi_d - e\phi}{T_e} \right] \right], \quad (3.9)$$

где  $\phi_w$  - потенциал стенки, задаваемый извне,  $\phi_d = T_e/e \ln(V_{Te}/V_{Ti})$  - дебаевский скачок потенциала вблизи плазмоприемника. Используя уравнение замыкания токов  $\text{div} j = 0$ , можно связать продольный и поперечный токи:

$$\left\langle \frac{\text{div} j_{\perp}}{B} \right\rangle_L = \frac{-1}{L} \int_{-l_w}^{l_w} \frac{\partial j_{\parallel}}{\partial l} dl, \quad (3.10)$$

где  $L$  - расстояние между торцевыми плазмоприемниками, а интегрирование ведется вдоль силовой линии. В параксиальном приближении условие 3.10 примет вид:

$$\left\langle \frac{\text{div } j_{\perp}}{B} \right\rangle_L \approx -\frac{2j_{\parallel}(l_w)}{LB(l_w)}, \quad (3.11)$$

Выразив токи через потенциал и подставив их в 3.11, можно получить уравнение, описывающее распределение потенциала по радиусу ловушки. Опуская многочисленные преобразования, запишем общий вид искомого уравнения:

$$\xi(x) - \frac{\partial^3 \xi(x)}{\partial x^3} = \theta(x), \quad (3.12)$$

где  $\xi(x)$ - зависимость потенциала от радиуса,  $\theta(x)$ - функция, зависящая только от радиуса.

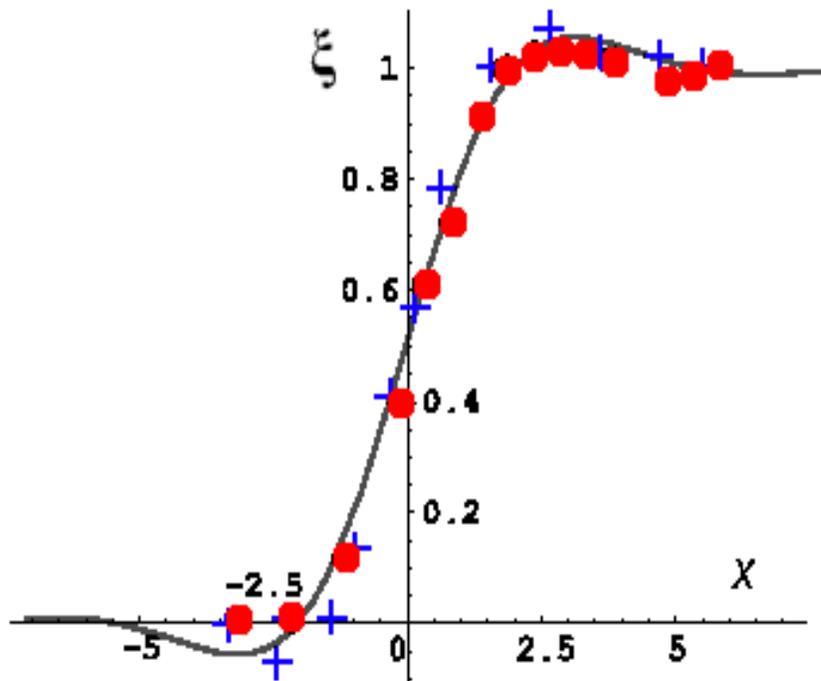


Рис. 3.31. Сравнение аналитического решения уравнения 3.12 с экспериментальными профилями потенциала

На рис. 3.31 сплошной кривой приведен графический вид решения уравнения 3.12. Точками на графике обозначен экспериментальный профиль потенциала, полученный при реализации скачка потенциала между внешним и внутренним кольцами плазмодриемника, крестиками - профиль с локализацией скачка между лимитером и внешним кольцом торцевого приемника. Все профили отнормированы по амплитуде, а за начало координат соответствует положению скачка потенциала на торцевом приемнике. Из этих данных можно сделать вывод о хорошем качественном согласии теории и эксперимента.

Ключевым критерием, говорящим об эффективности стабилизации, в теоретической работе

[16] является ширина слоя  $\Delta r$ , в котором реализуется скачок потенциала. Авторы дают оценку для этой величины относительно радиуса плазмы  $a$ :

$$\frac{\Delta r}{a} \propto \frac{T_e}{a^2 j_{i0}}, \quad (3.13)$$

где  $j_{i0}$  — ионный ток насыщения.

В случае насыщенной нелинейной фазы неустойчивости ширина слоя оценивается для ГДЛ как  $\Delta r \approx 10\rho_{Li} \approx 5$  см.

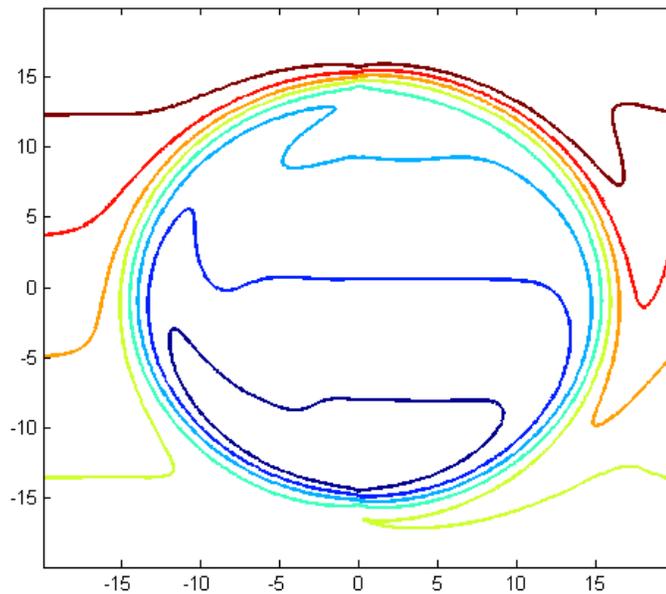


Рис. 3.32. Линии тока плазмы в сечении, перпендикулярном магнитному полю, при

$$\Delta\phi_w = T_e/e$$

Для обеспечения устойчивости описываемым механизмом необходимо, чтобы выполнялось условие  $\Delta r/a \ll 1$ . Тогда создание скачка потенциала в плазме модифицирует линии тока, создаваемые первой модой желобковой неустойчивости так, что они могут замыкаться, что приводит к уменьшению поперечного переноса в ловушке. Этот эффект носит пороговый характер и зависит от величины скачка потенциала. Когда он становится порядка электронной температуры, линии тока замыкаются (рис. 3.32). Этот факт также подтвержден в серии экспериментов на ГДЛ, где по данным дисперсионного интерферометра и по диамагнитным сигналам быстрых ионов можно было судить о режиме удержания плазмы при подаче

различного потенциала на лимитер. Как было сказано выше, существенное увеличение времени удержания при потенциале на лимитере +100 В.

Также, исходя из описываемой теории, можно сделать несколько полезных оценок, например оценить продольный ток, текущий в узком периферийном слое, чтобы сравнить его с реальным током в эксперименте. Воспользуемся формулой 3.9, переписав ее в виде

$$j_{\parallel} = j_{i0}(z_w) \left[ 1 - \exp\left[-\frac{e\Delta\phi}{T_e}\right] \right], \quad (3.14)$$

где  $\Delta\phi$ - перепад потенциала в узком слое,  $z_w$ - координата проводящего плазмодриемника, через который замыкается ток. Для плазмы с температурой  $T_e \approx 100\text{эВ}$ , как это было в режимах, где были получены радиальные профили потенциала вида 3.9, и плотностью в пробках, равной половине плотности в центральной ячейке, то есть  $n \approx 1.5 \cdot 10^{13}\text{см}^{-3}$ , ток ионного насыщения в пробке оценивается как  $j_{i0} = enV_i \approx 9.8\text{А/см}^2$ . Тогда продольный ток, согласно формуле 3.14 для  $\Delta\phi_w = T_e/e$ ,  $j_{\parallel} \approx 6.1\text{А/см}^2$ . Теперь учтем степень расширения магнитного поля в месте, где установлен торцевой приемник плазмы, которая равна  $B_w/B_m = 0.01$ . Значит плотность тока, текущего в периферийном слое, где реализуется радиальный перепад потенциала, и вытекающего через пробку на плазмодриемник, оказывается равной  $61\text{мА/см}^2$ . Диагностические плоские зонды на плазмодриемнике позволяют измерять ток, реально текущий в этом слое, график тока приведен на рис. 3.33.

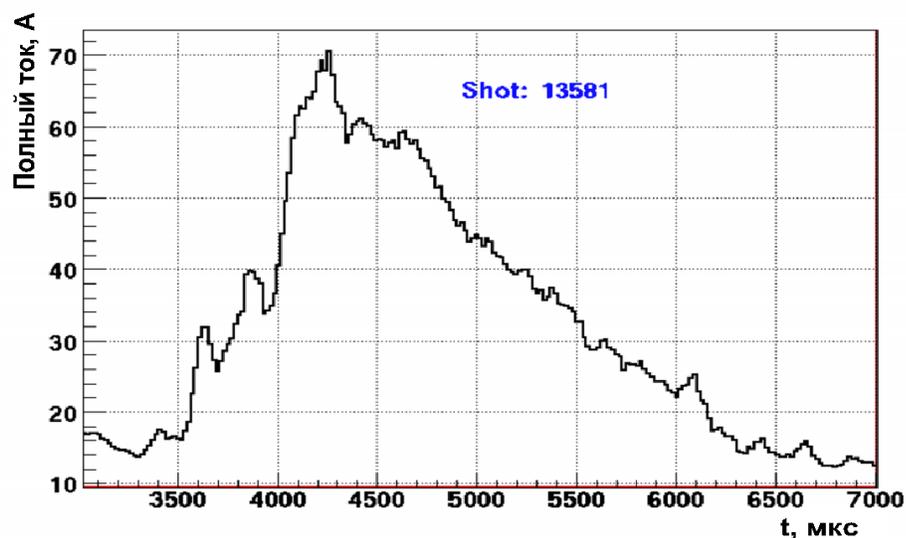


Рис. 3.33. Полный ток, текущий на кольцо плазмодриемника, проецирующееся на область перепада радиального потенциала в центральной ячейке

Поделив этот полный ток на площадь кольца, получим плотность тока  $j_{real} \approx 63 \text{ mA/cm}^2$ . Таким образом, теория с хорошей точностью позволяет предсказать значения продольного тока на торец.

Еще одним аргументом в пользу приведенной теории может служить радиальный профиль азимутальной скорости вращения плазмы, полученный по данным спектроскопической диагностики, измеряющей величину доплеровского сдвига спектральной линии излучения водорода  $H_\alpha$  (рис. 3.34).

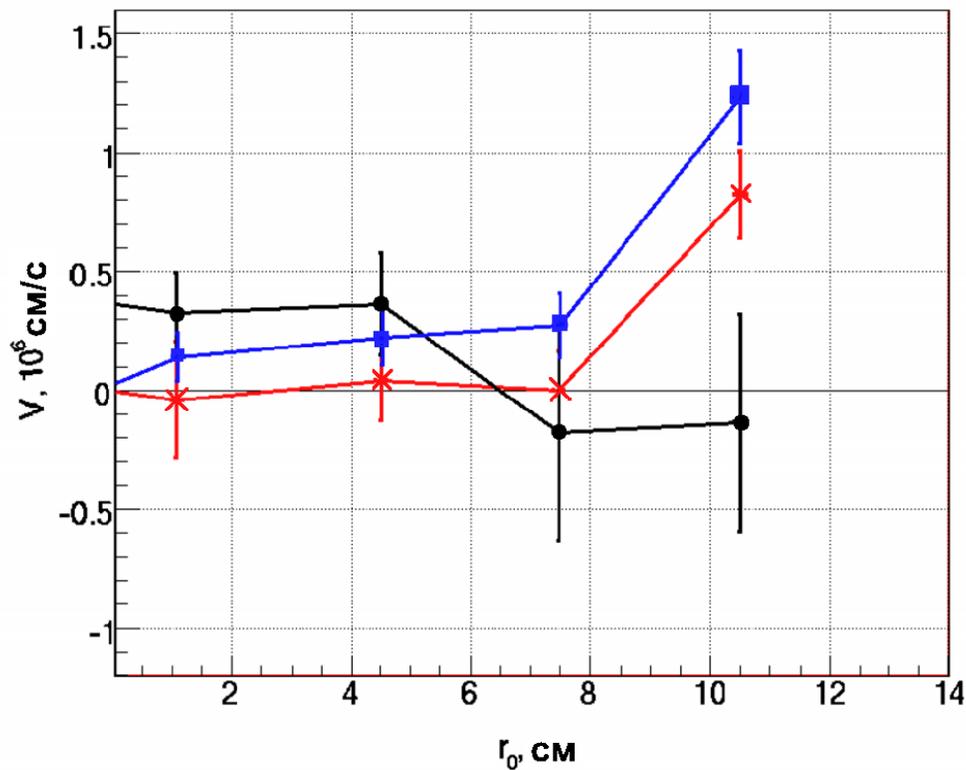


Рис. 3.34. Радиальные профили азимутальной скорости вращения плазмы. Круглые точки - режим с заземлением радиальных электродов; крестики - на лимитерах +180 В, усреднение по промежутку времени 6-6.4 мс; квадратные точки - на лимитерах +180 В, усреднение по промежутку времени 7.5-7.9 мс

Из этого рисунка видно, что в случае, когда на лимитер подано напряжение в 180 В в периферийной области плазмы, на радиусе  $\sim 10$  см, то есть вблизи места локализации скачка

потенциала (рис. 3.9), скорость вращения плазмы составляет  $\approx 10^6$  см/с. Таким образом, зная эту скорость и величину магнитного поля в месте измерения ( $B = 5.4$ кГс), можно оценить возникающее радиальное электрическое поле  $E = \frac{vB}{c} \approx 50$  В/см, что в пересчете на центральную плоскость оказывается порядка 35 В/см. Это значение с точностью до ошибок совпадает с измерениями потенциала «плавающим зондом».

Дополнительным подтверждением верности описываемой теории могут являться полученные экспериментально радиальные профили потенциала в плазме в зависимости от магнитного поля в системе. На рис. 3.35 и 3.36 представлены эти зависимости для двух различных значений магнитного поля в центральном сечении установки, при одинаковом пробочном отношении  $R = 33$ , одинаковых газовых условиях и напряжении на лимитере  $U_{limiter} \approx 180$ В.



Рис. 3.35. Зависимость потенциала в плазме от радиуса при магнитном поле в центре

установки  $B_0 = 2.73\text{кГс}$

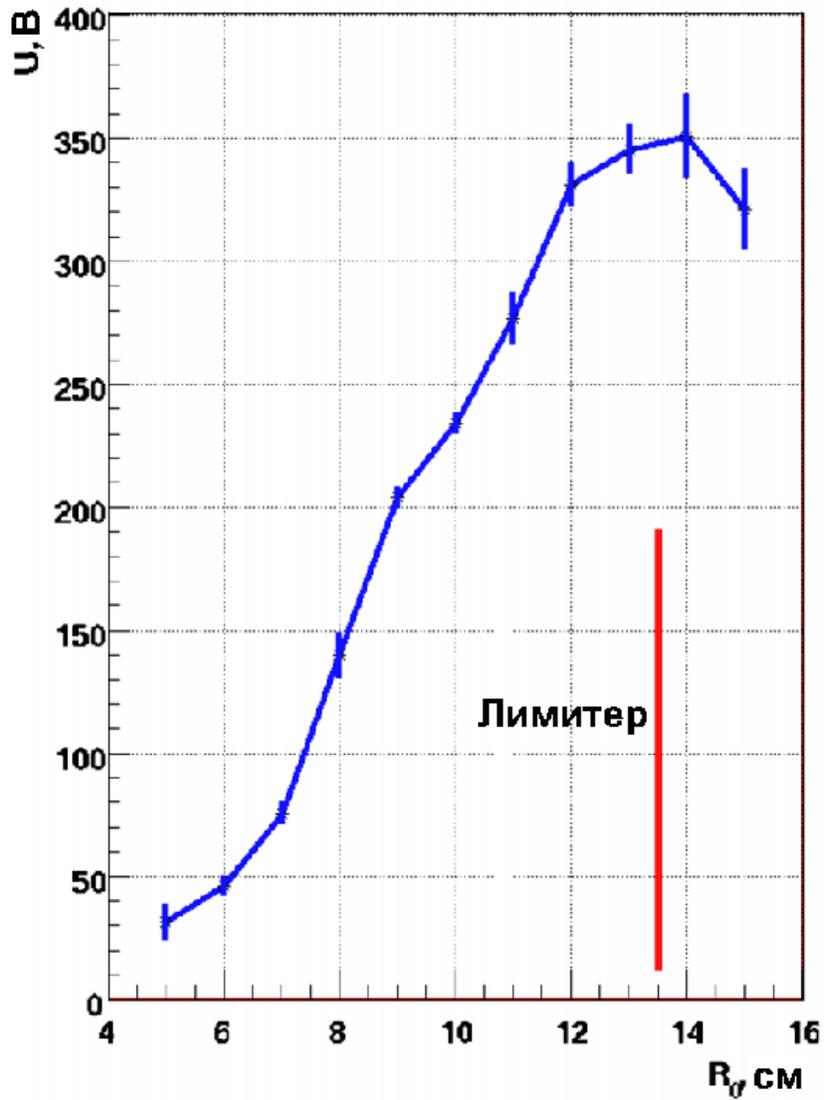


Рис. 3.36. Зависимость потенциала в плазме от радиуса при магнитном поле в центре установки  $B_0 = 2.5\text{кГс}$

Эти данные позволяют заключить, что зависимость ширины профиля от магнитного поля действительно сильная.

Описанная выше теоретическая модель, в силу хорошего качественного и количественного совпадения с экспериментами на ГДЛ, позволяет сделать некоторые оценки о применимости

метода стабилизации приложенными потенциалами для проекта нейтронного источника на основе ГДЛ. Для базового варианта такого источника определены следующие параметры [59]: электронная температура  $T_e = 1.1 \text{ кэВ}$ , плотность быстрых ионов  $1.2 \cdot 10^{14} \sim \text{см}^{-3}$ , радиус плазмы  $a = 8 \text{ см}$ , пробочное отношение  $R = 15$ .

Несколько упростив скейлинг (3.13), подставив  $j_{i0}$  в виде  $enV_i \propto n\sqrt{T_e}$  и зафиксировав плотность, можно записать критерий устойчивости как

$$\frac{\Delta r}{a} \propto \frac{\sqrt{T_e}}{a^2}. \quad (3.15)$$

Таким образом, если принять удовлетворительной ту степень эффективности стабилизации, какая она есть на сегодняшний день в ГДЛ, а электронную температуру увеличить примерно в 10 раз относительно сегодняшней, как того требует проект нейтронного источника, то радиус плазмы следует увеличить всего в 1.78 раза.

Можно также оценить, какую часть от полной мощности нагрева составляют затраты на описываемый метод стабилизации. Эта оценка позволит обосновать применимость метода для нейтронного источника на основе ГДЛ. Для простоты будем считать, что вся затрачиваемая в системе мощность расходуется на нагрев плазмы, а потери — только продольные, то есть плазма истекает через пробки ловушки и не теряется поперек магнитного поля. Мощность, выносимая из центральной ячейки электрон-ионной парой, составляет  $W_{total} \propto 8T_e \cdot I_{parallel}$  ([21]), где  $I_{\parallel}$  — полный продольный ток из ловушки. Мощность же, затрачиваемая на стабилизацию дифференциальным вращением, в случае  $\Delta\phi = T_e/e$  оказывается  $W_{stab} \propto T_e \cdot J_{\parallel}$ , где  $J_{\parallel}$  — полный ток, текущий в узком периферийном слое, где реализуется перепад потенциала.

Согласно данным торцевых зондов, ток в этом периферийном слое составляет  $0.25 I_{\parallel}$ . Также необходимо учесть, что продольный ток, обеспечивающий стабилизацию и определяемый теоретически, отличается в  $(1 - \exp[-\frac{e\Delta\phi}{T_e}]) = 0.63$  раз. Таким образом,  $J_{\parallel} = 0.25 \cdot 0.63 \cdot I_{\parallel}$ , а отношение мощностей оказывается равным

$$\frac{W_{stab}}{W_{total}} \propto \frac{T_e \cdot 0.16 I_{parallel}}{8T_e \cdot I_{\parallel}} = 0.02. \quad (3.16)$$

Оценка (3.16) позволяет заключить, что метод стабилизации, требующий затрат мощности, составляющих единицы процентов от полной мощности нагрева системы, может быть применен в термоядерных установках класса нейтронного источника на основе газодинамической ловушки.

## Глава 4. Стабилизация при помощи расширителя и антипробкотрона

Для оценки эффективности метода стабилизации радиальным электрическим полем, описываемого в данной работе, необходимо сравнить его с методом стабилизации дополнительными торцевыми ячейками: расширителем и антипробкотроном, которые, как было сказано в разделе 1.4, изначально предполагались основными МГД стабилизаторами плазмы в ГДЛ. Очень важным мотивом для проведения экспериментов с МГД якорями была также возможность осуществления моделирования метода увеличения их стабилизирующих свойств за счет инъекции газа в запробочную область ловушки. При этом предполагалось, что дополнительная плазма, образованная за счет ионизации газа, будет увеличивать газодинамический напор в расширителе или давление в антипробкотроне. Мощность, необходимая для ионизации газа и нагрева дополнительной плазмы, при этом должна поступать из центральной ячейки по каналу электронной теплопроводности. Такой метод был предложен в проекте нейтронного источника на основе ГДЛ [3].

Кроме того, очень важной с точки зрения экспериментального обоснования проекта источника нейтронов представляется демонстрация возможности обеспечения МГД устойчивости при помощи якорей в условиях, близких к стационарным. Это стало реализуемо после увеличения длительности атомарной инъекции до 5 мс, что примерно втрое превышает характерное время продольного удержания частиц при газодинамическом истечении столкновительной компоненты плазмы. Ещё одной важной задачей является экспериментальная проверка адекватности теоретической модели, которая использована для анализа устойчивости в проекте источника нейтронов на основе ГДЛ и описана в разделе 1.4. Проверка состоит в сравнении экспериментально наблюдаемого порога развития желобковой неустойчивости при увеличении параметра  $\beta$  с предсказаниями теории при различных величинах усредненного относительного давления плазмы в якорях. Такая задача уже решалась в рамках работы [24] для  $\beta$  в центральной ячейке ГДЛ около 5%. Представляется интересным и важным осуществить проверку правильности теоретических предсказаний для более высоких значений параметра  $\beta$ . Таким образом, эксперименты, описание которых представлено ниже, имели следующие основные цели:

- демонстрация возможности обеспечения МГД устойчивого удержания при помощи расширителей и антипробкотрона в стационарных условиях;
- экспериментальное обоснование метода увеличения стабилизирующих свойств

расширителей и антипробкотрона путём инъекции холодного газа в запробочную область ГДЛ;

- проверка адекватности теоретической модели, которая использована для анализа устойчивости в проекте источника нейтронов на основе ГДЛ, для значений параметра  $\beta \gg 0.05$ ;
- сравнение эффективности МГД стабилизации расширителями, антипробкотроном и профилированием радиального электрического поля.

#### **4.1. Расширитель**

В экспериментах с использованием расширителя в качестве МГД-якоря конфигурация магнитного поля в установке изменялась таким образом, чтобы кривизна силовых линий в запробочной области была благоприятной для МГД-устойчивости согласно критерию Розенблюта-Лонгмайра 1.12. Необходимая кривизна обеспечивалась катушками магнитного поля, охватывающими торцевые баки. Токи в этих катушках направлены противоположно токам катушек центрального соленоида. Конфигурация эксперимента по стабилизации расширителем приведена на рис. 4.1.

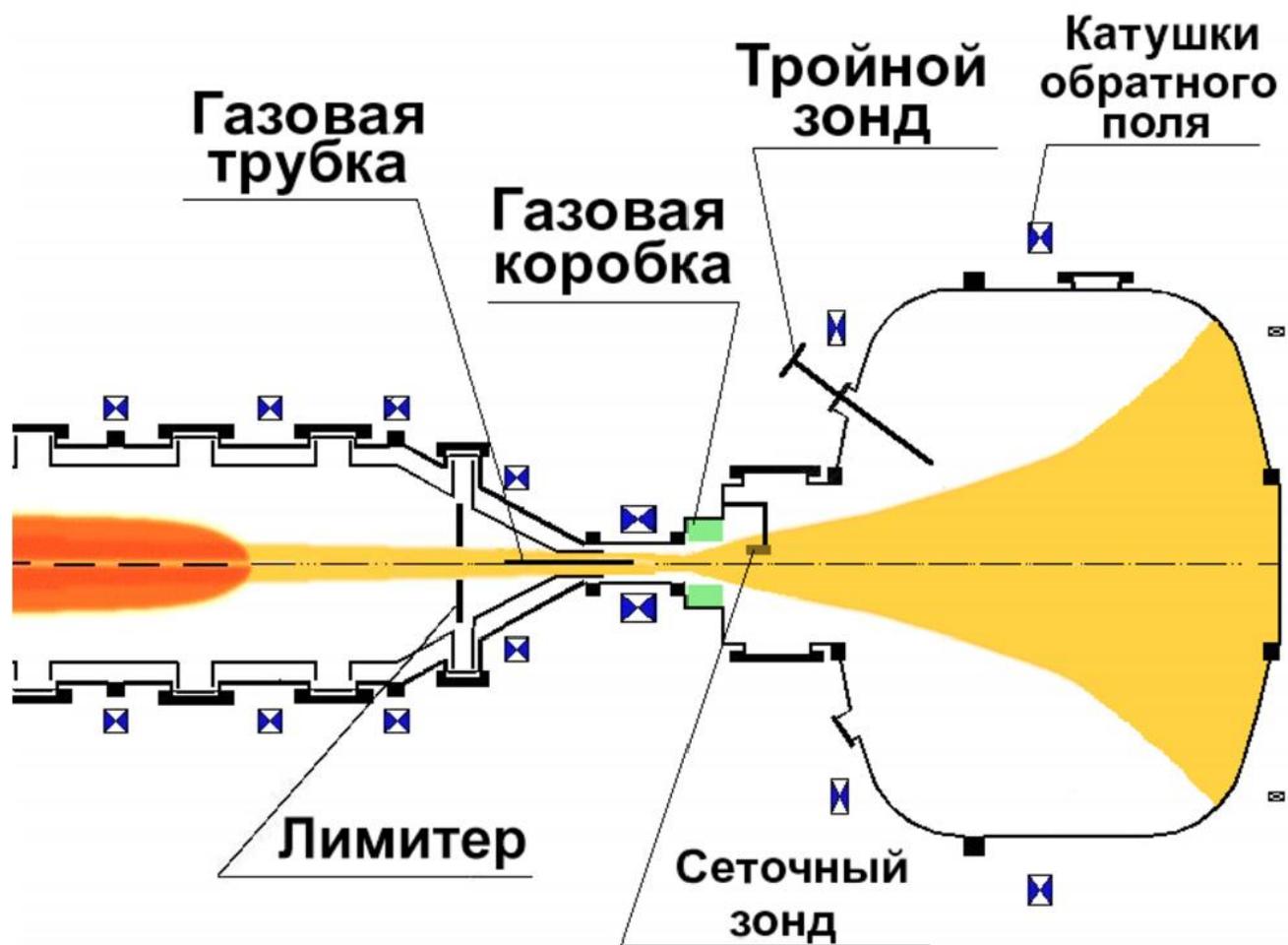


Рис. 4.1. Схема эксперимента с расширителем

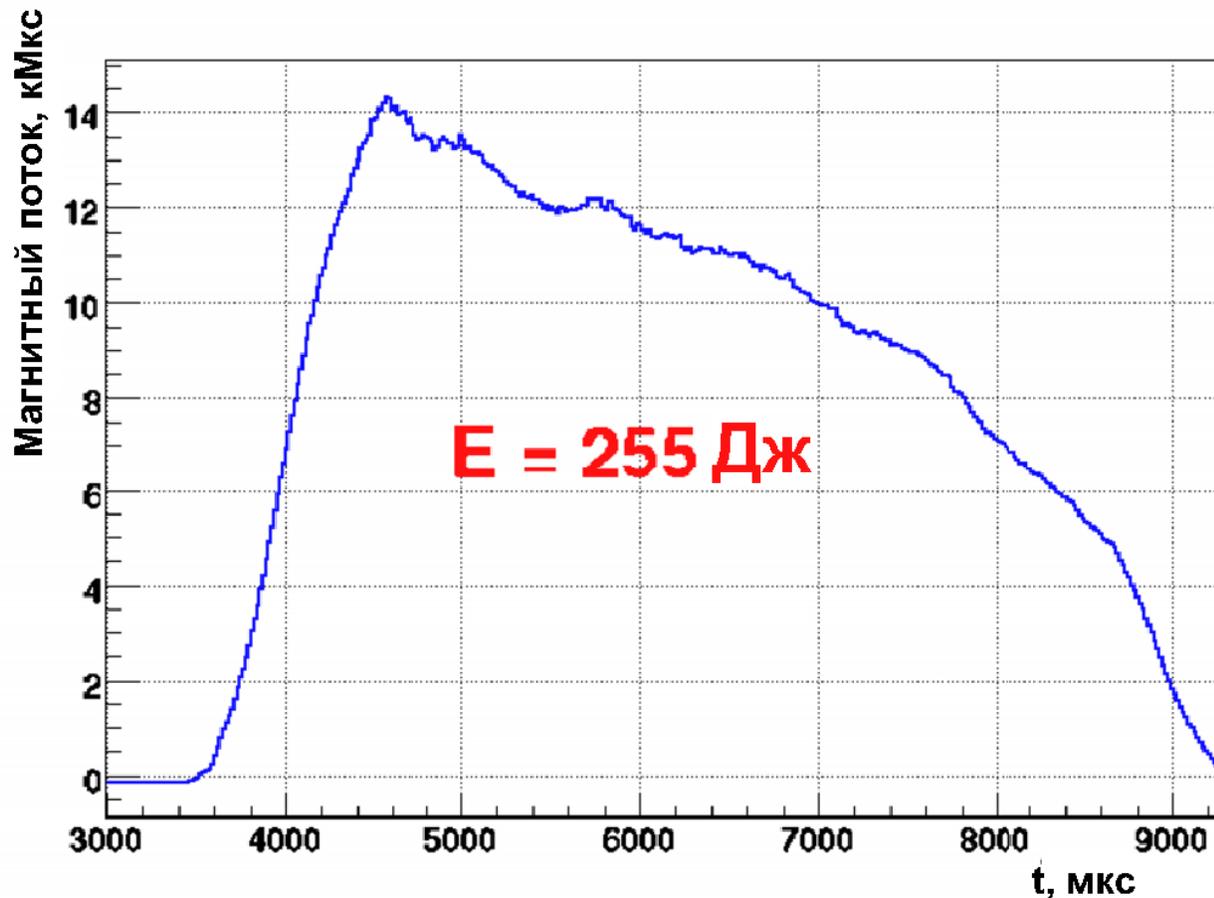


Рис. 4.2. Диамагнитный сигнал быстрых ионов при стабилизации расширителем

В режиме работы с расширителем использовался дополнительный газовый поддув, осуществляемый сначала посредством установленной на оси в области магнитной пробки газоподдувной трубки, которая затем была заменена газовой коробкой, как было сказано в главе 3.3.

Для оценки эффективности работы расширителя использовались данные измерений диамагнетизма плазмы, электронной температуры и других диагностик. Диамагнетизм быстрых ионов приведен на рис. 4.2, из которого можно увидеть, что даже при постоянном поддуве газа стационарного удержания достигнуть не удалось и энергосодержание в этом режиме было на 50% меньше, чем в режимах с дифференциальным вращением ( $E \approx 500$  Дж). Температура же не превышала 70 эВ (по сравнению со 150 эВ в лучших режимах с инъекцией атомарных пучков водорода). Перечисленные факты указывают на то, что устойчивого удержания таким методом достичь не удалось. Более того, специальные измерения показали, что амплитуда и форма

импульса сигнала диамагнитного зонда вообще не зависели от кривизны силовых линий магнитного поля в расширителе. Это означает, что достигнутое в этом режиме энергосодержание горячих ионов, получено за счет частичной вмороженности плазмы в торцевые лимитеры.

Достигнутый в эксперименте «запас устойчивости» можно численно оценить, воспользовавшись оценкой из [15] для устойчивости мелкомасштабных желобковых мод:

$$\int \frac{dl}{rH^2} \kappa \frac{d}{dr_0} (p_{\parallel} + p_{\perp}) > 0, \quad (4.1)$$

где все величины определены так же, как и в формуле 1.13, а  $p_{\parallel}$  включает в себя поток частиц из пробки, то есть  $p_{\parallel} = p_{\perp} + \rho v^2$ . Как говорилось ранее в главе 1.3, в ГДЛ единственную опасность для устойчивости представляет первая «глобальная» мода желобковой неустойчивости  $m=1$ . Можно сделать грубую оценку сверху для устойчивости первой моды в ГДЛ, проинтегрировав 4.1 по магнитному потоку:

$$\int \frac{dp_0}{d\psi} \psi d\psi \int \frac{dl}{rH^2} \kappa (p_{\parallel} + p_{\perp}) p_0 > 0. \quad (4.2)$$

В расширителе был установлен сеточный анализатор, измеряющий поток частиц, летящих из пробки. Измеряя этот поток и имея все данные о магнитной системе и параметрах плазмы в центральной ячейке, можно оценить интеграл устойчивости 4.2 отдельно по устойчивой (расширитель) и неустойчивой (центральный соленоид) областям. Знак суммарного интеграла будет говорить об устойчивости системы в целом, а отношение этих двух интегралов – о величине «запаса устойчивости», определяемого формулой 1.15. Параметры плазмы в центральной ячейке определялись по данным томсоновского рассеяния и «профилометра» [60]. В газовую коробку, установленную в запробочной области (см. рис. 4.1), подавался газообразный водород при помощи управляемого электромагнитного клапана. Поток газа подбирался таким образом, чтобы сделать максимальным поток ионов в расширителе и, соответственно, давление плазмы. Интегрирование вдоль силовых линий магнитного поля в 4.2 обрывалось при достижении условия  $\kappa \rho_i = \kappa \rho_{crit} \sim 0.3$  (см. раздел 1.4). Это условие получено в экспериментах по изучению равновесия плазменного столба в ГДЛ [21], и его учет приводит к наилучшему соответствию наблюдаемой границы устойчивости результатам расчетов. Таким образом были получены следующие значения интегралов устойчивости по расширителю и по центральной ячейке:  $I_{expander} = +2.6 \cdot 10^{-11} \text{ Гс} \cdot \text{см}$ ,  $I_{center} = -6.9 \cdot 10^{-11} \text{ Гс} \cdot \text{см}$ . Суммарный же интеграл оказался равным  $I = -4.3 \cdot 10^{-11} \text{ Гс} \cdot \text{см}$ , а «запас устойчивости»  $Q = 0.38 < 1$ , что говорит о недостаточности стабилизирующих свойств расширителя для устойчивого удержания

популяции быстрых ионов с энергосодержанием  $\sim 200$  Дж, что согласно грубой оценке соответствует максимальному значению параметра  $\beta$  в ловушке около 10%.

## **4.2. Антипробкотрон**

Далее были проведены эксперименты по изучению стабилизирующих свойств антипробкотрона (полукаспа). Для этого в магнитную систему установки были включены дополнительные катушки, установленные внутри и вне расширительного бака. В этих катушках токи текут в разных направлениях, создавая на оси «ноль поля». Таким образом достигается нужная положительная кривизна силовых линий. Лимитеры и торцевые плазмоприемники были заземлены во всех экспериментах. Поддув газа в касп осуществлялся при помощи двойной газовой коробки (рис. 4.3), параметры плазмы в антипробкотроне измерялись при помощи прогреваемого тройного зонда, результаты этих измерений приведены на рис. 4.4. В газовую коробку инжестировался атомарный водород. Поток газа подбирался оптимальным для получения максимального значения давления плазмы в антипробкотроне, которое вычислялось по результатам измерений при помощи тройного зонда.

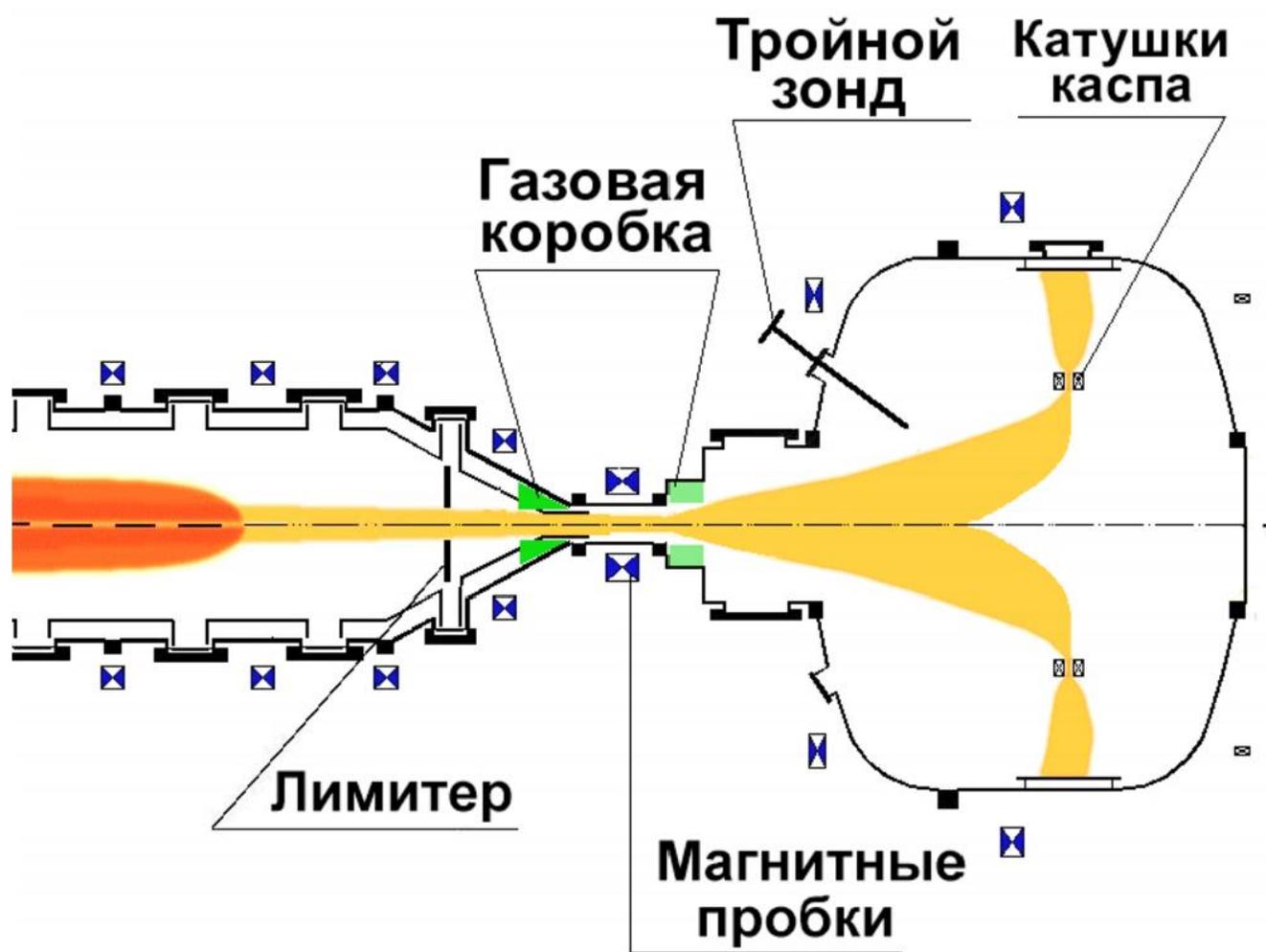
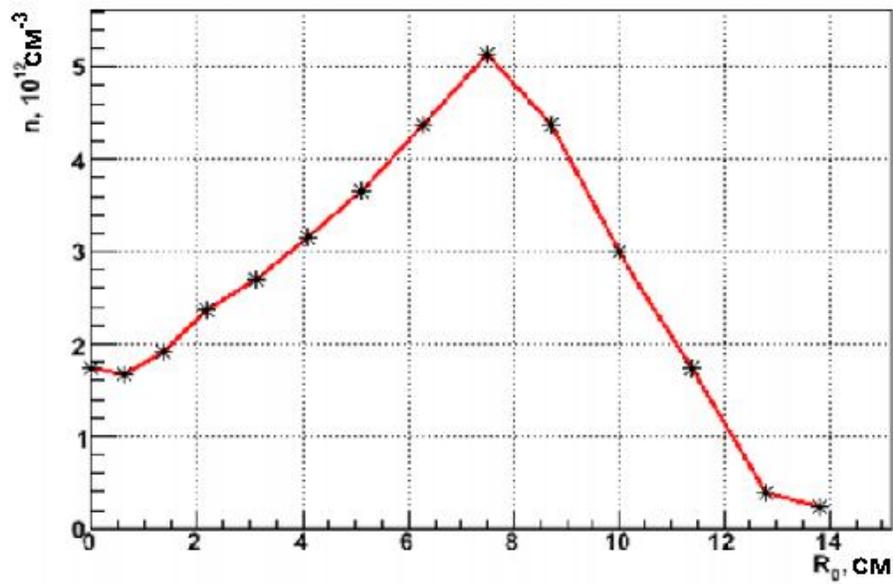


Рис. 4.3. Схема эксперимента с антипробкотроном

### Плотность



### Температура

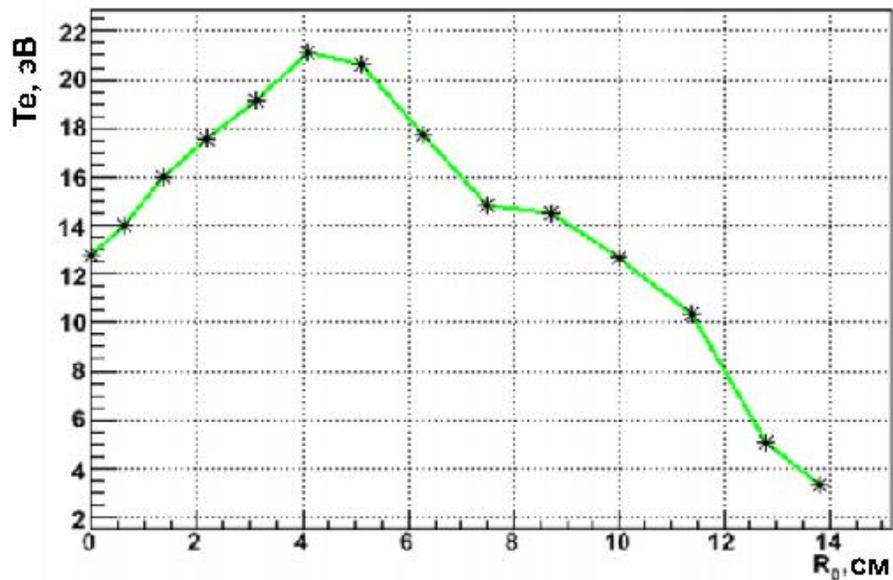


Рис. 4.4. Температура и плотность плазмы в расширительном баке при стабилизации каспом

Температура в центральной ячейке в режимах с каспом и инъекцией водородных пучков не превышала 110 эВ, из сигнала диамагнетизма быстрых частиц, приведенного на рис. 4.5, видно, что режим удержания является квазистационарным, а энергосодержание на 30% меньше, чем

при реализации широкого вращения.

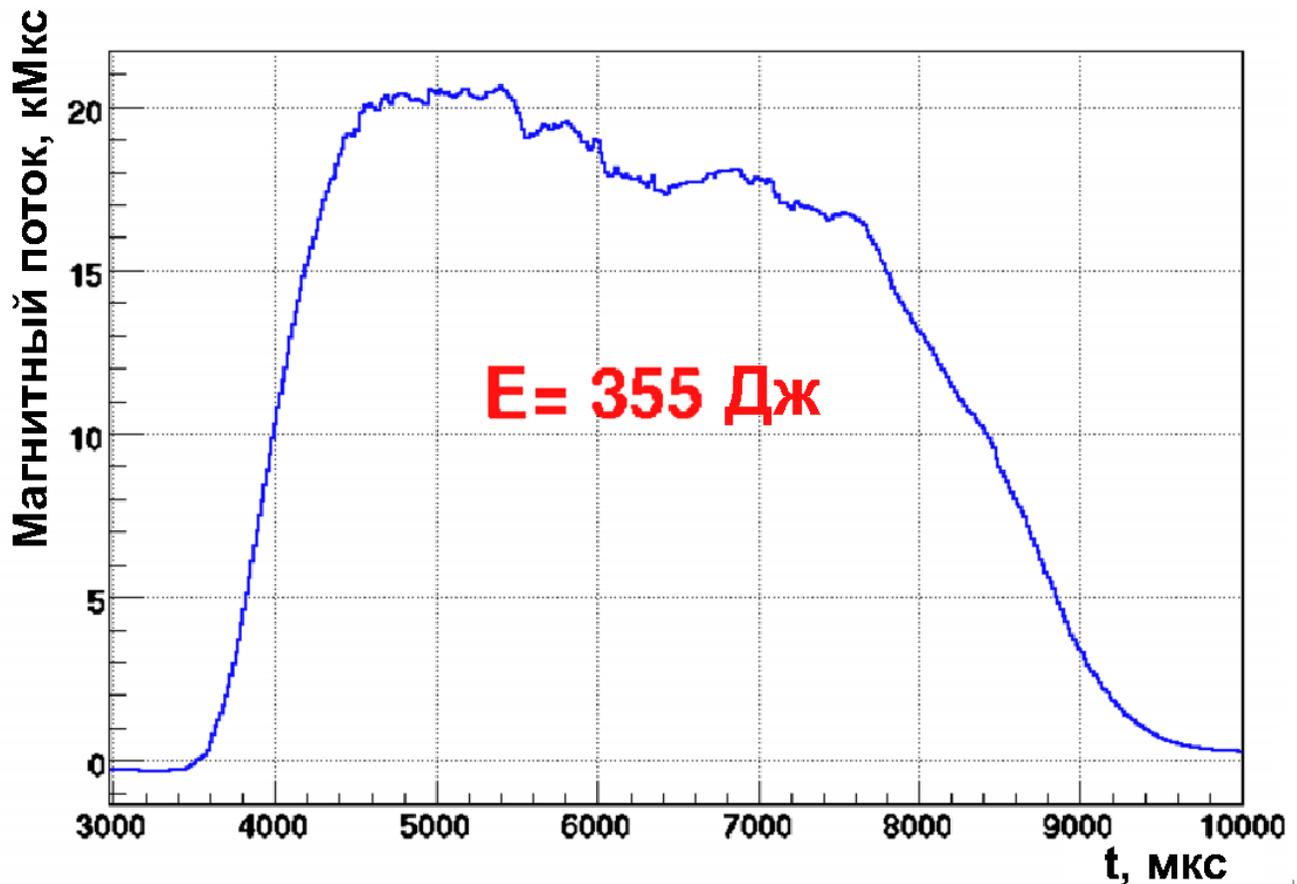


Рис. 4.5. Диаманитный сигнал быстрых частиц в режиме стабилизации каспом при водородной инжекции

Накопление и удержание плазмы в антипробкотроне было изучено, следуя методике, подробно изложенной в [24]. В этой работе показано, что в широком диапазоне параметров плазмы в центральной ячейке режим течения плазмы в каспе дозвуковой, а время удержания частиц в большей части объема определяется газодинамическим истечением через щель каспа. Исключение составляет область, где величина магнитного поля приближается к нулевому значению, и ионы способны теряться за счет потери адиабатичности движения. Детальное сравнение результатов измерений параметров плазмы, удерживаемой в каспе, с результатами работы [24] показывает, что и в описываемых экспериментах удержание частиц в антипробкотроне определяется газодинамическим истечением. Наглядными иллюстрациями

того, что существенные поперечные потери частиц в каспе отсутствуют, являются осциллограмма сигнала плотности от времени, полученная при помощи тройного зонда (рис. 4.6), и профиль тока ионного насыщения в узкой щели между катушками каспа, полученный посредством одиночного зонда, способного перемещаться по ширине щели (рис. 4.7). Из этого графика видно, что профиль плазмы в щели каспа имеет форму, близкую к гауссовой, не касается стенок щели и обращается в ноль примерно в середине щели, что указывает на отсутствие аномального поперечного переноса в антипробкотроне.

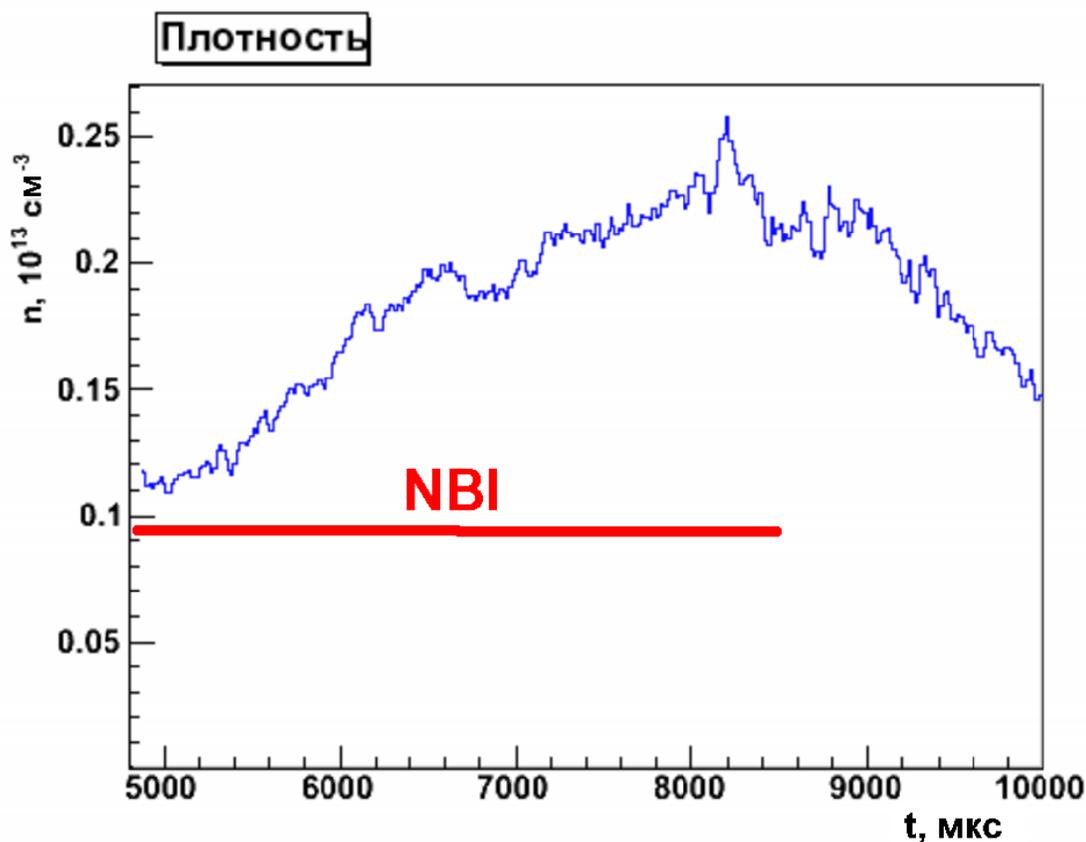


Рис. 4.6. Плотность плазмы в каспе в зависимости от времени

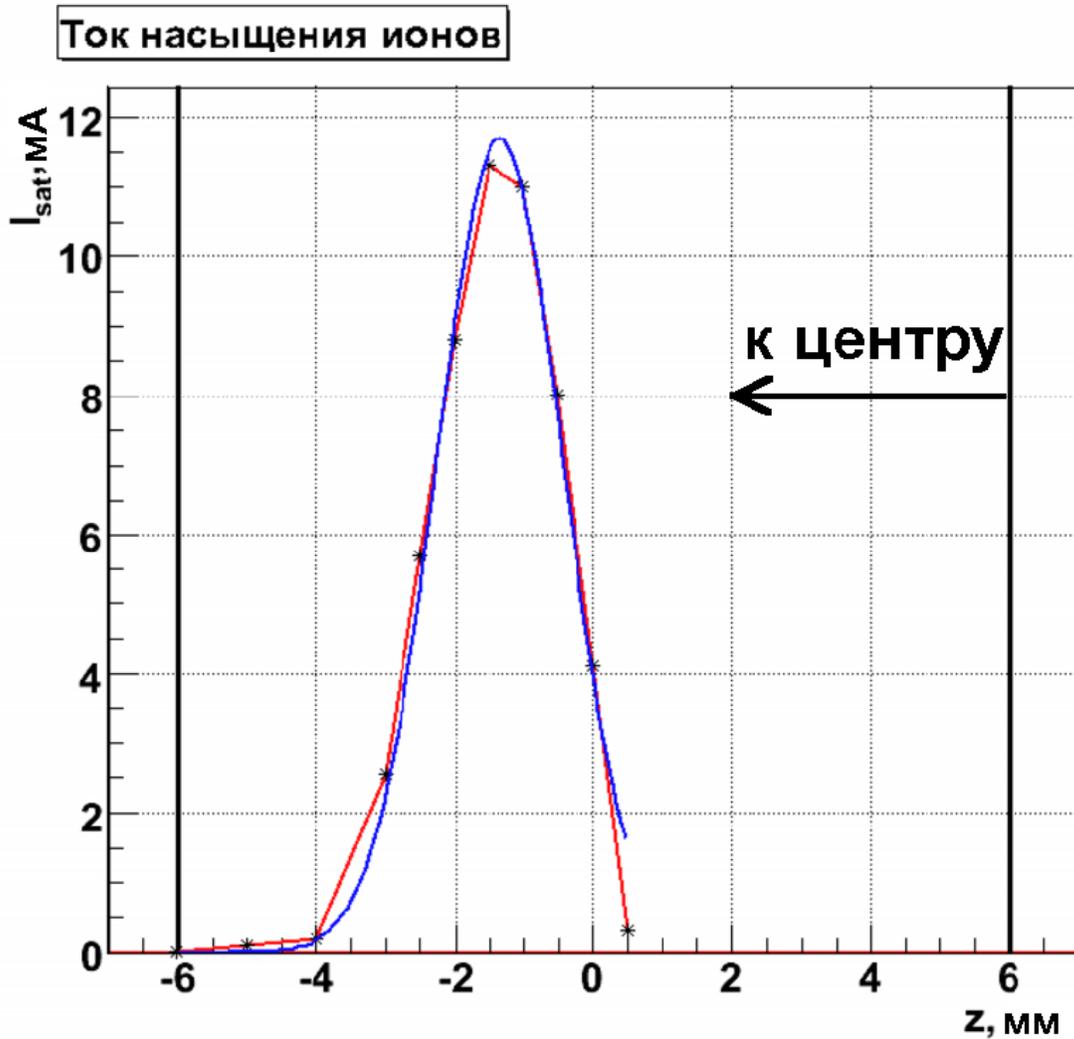


Рис. 4.7. Ток ионного насыщения в щели каспа. Точки, соединенные прямыми, - результат эксперимента, кривая – аппроксимация гауссовым профилем

Для режимов с водородной инжекцией были рассчитаны интегралы устойчивости по центральной ячейке и по каспу по формулам 1.18 и 1.19, а «запас устойчивости» – по формуле 1.16. В формуле 1.19 вместо интеграла можно записать напрямую энергосодержание в соответствующей компоненте плазмы. Для этих расчетов использовались данные диамагнитных петель об энергосодержании быстрых ионов и мишенной плазмы, данные тройного зонда, установленного в каспе, о температуре и плотности истекающей плазмы, а также данные о магнитной конфигурации системы.

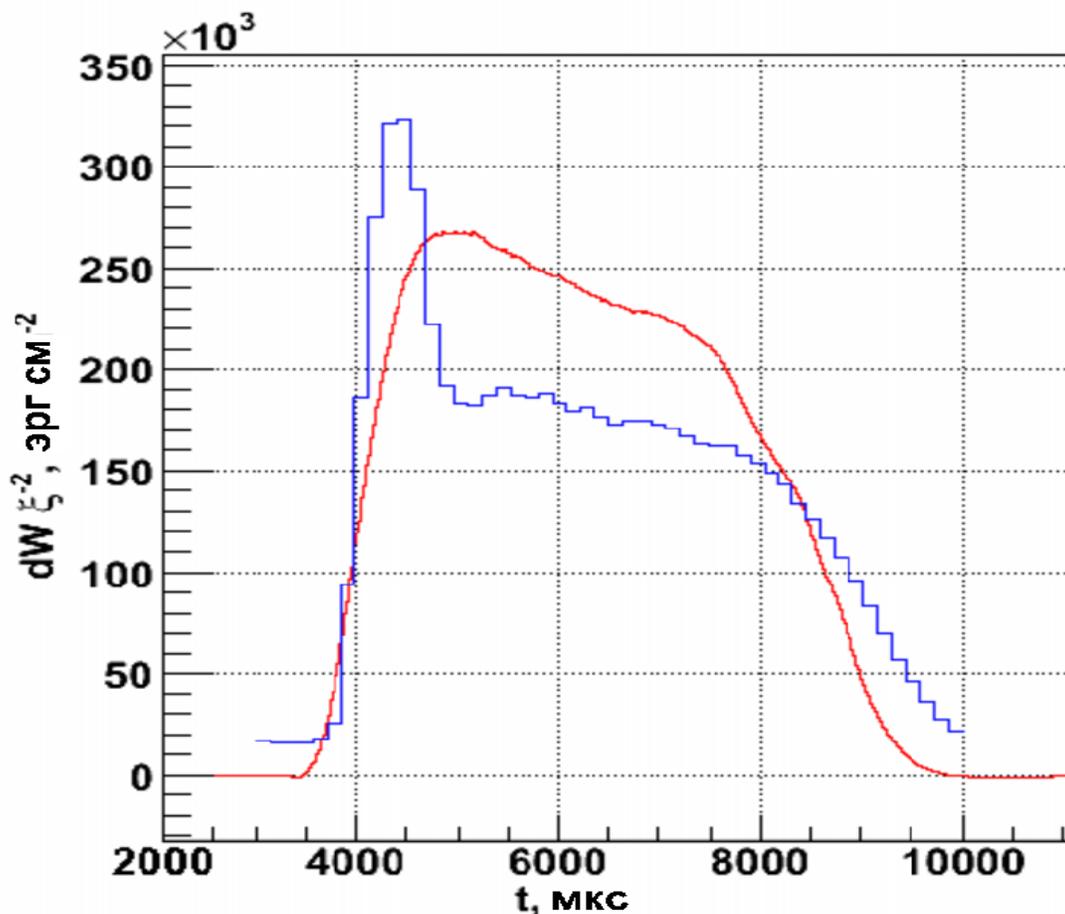


Рис. 4.8. Интегралы устойчивости, рассчитанные по формулам 1.18 и 1.19, для центральной ячейки и антипробкотрона

На рис. 4.8 приведены интегралы устойчивости, нормированные на квадрат смещения желобка в центральной плоскости, рассчитанные для центральной ячейки, где кривизна магнитных силовых линий неблагоприятна для устойчивости, и для антипробкотрона, формирующего благоприятную для устойчивости кривизну. При делении одного интеграла на другой получается искомый «запас устойчивости». Как видно из рисунка, практически на всем интервале импульса значения этих интегралов близки по значению, а значит антипробкотрон обеспечивает «запас устойчивости» близкий к единице.

Аналогичным образом были рассчитаны интегралы устойчивости для так называемого «распадного режима», в котором не велась инжекция газа в центральный пробкотрон и условия эксперимента нельзя было назвать стационарными (рис. 4.9).

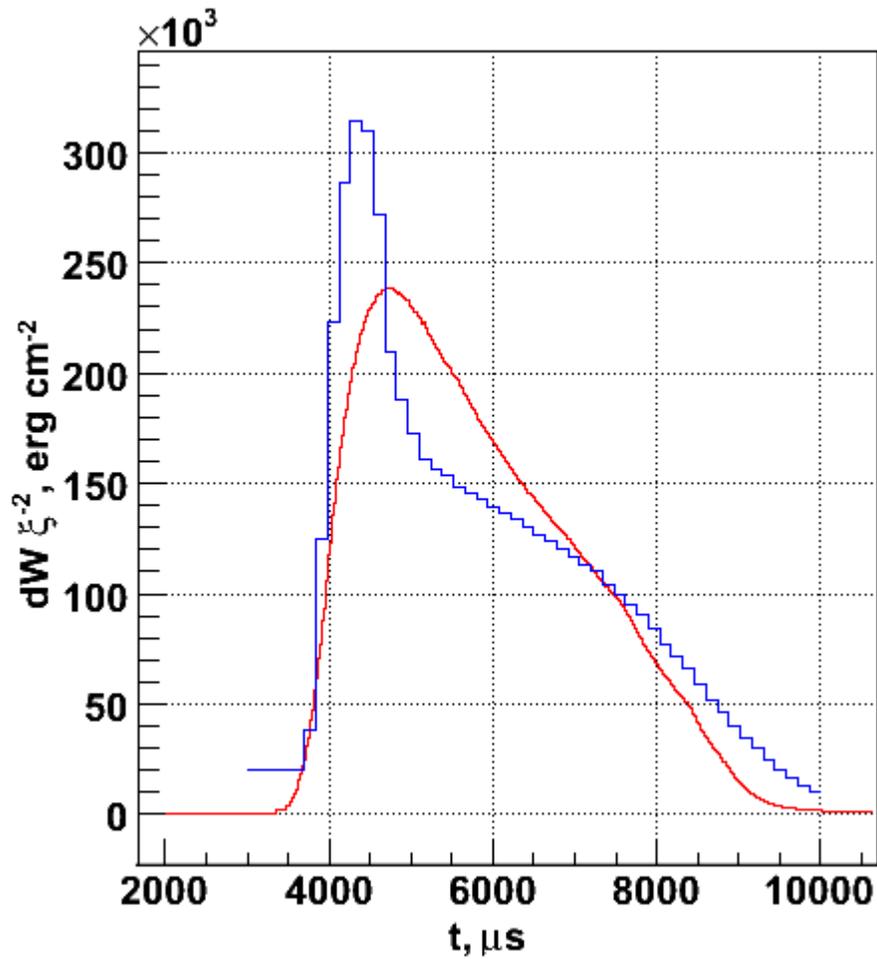


Рис. 4.9. Интегралы устойчивости, рассчитанные по формулам 1.18 и 1.19, для центральной ячейки и антипробкотрона в «распадном режиме»

Пользуясь тем, что в таком режиме энергосодержание быстрых ионов меняется в широких пределах, можно привести зависимость «запаса устойчивости» от  $W_{fast}$ . Для этого достаточно знать, что в максимуме диамагнитного сигнала быстрых ионов их энергосодержание было равно 355 Дж. Таким образом была построена зависимость 4.10, из которой видно, что «запас устойчивости» близок к единице в широком диапазоне энергосодержаний.

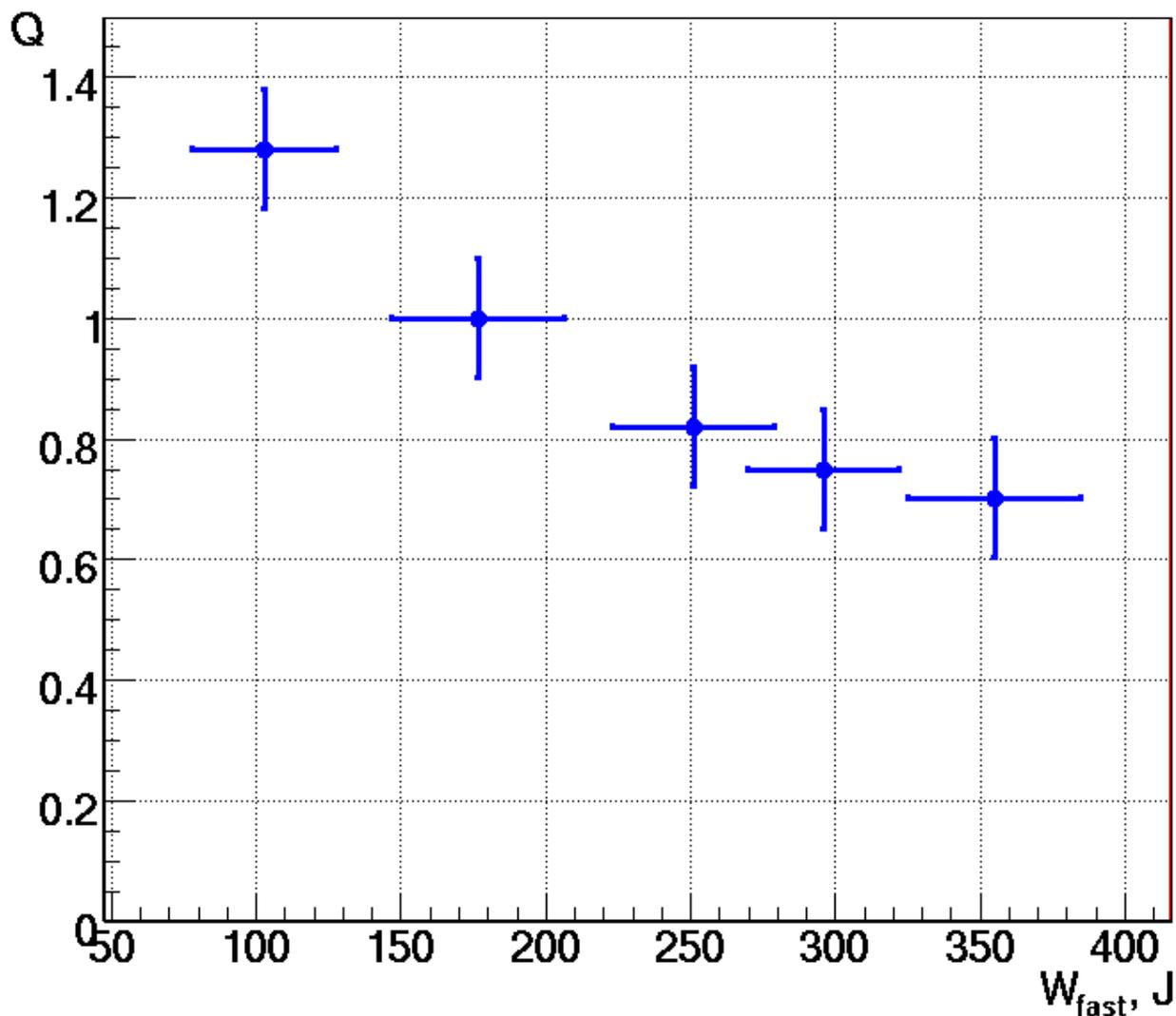


Рис. 4.10. «Запас устойчивости» в зависимости от энергосодержания быстрых ионов в «распадном режиме»

Оценить достигнутое при стабилизации антипробкотроном максимальное значение  $\beta$  в области остановки быстрых ионов можно методом экстраполяции результатов эксперимента [24] на результаты описываемого эксперимента. Достигнутая в работе [24] величина относительного давления составляет  $\beta=5\%$  при энергосодержании в популяции быстрых ионов менее 150 Дж. В описываемом эксперименте удалось получить энергосодержание быстрых ионов в 2.5 раза больше (355 Дж). Таким образом, максимальное значение относительного давления в данных экспериментах оценивается как  $\beta \approx 13\%$ . Более высокого значения  $\beta$  можно было бы ожидать в

случае реализации эффекта формирования узкого профиля плотности быстрых ионов [63]. Однако результаты измерения радиального профиля потока атомов перезарядки в этом режиме не указывают на наличие данного эффекта.

Подводя итоги эксперимента с антипробкотроном в качестве МГД-якоря, можно сделать следующие выводы:

- Продемонстрирована возможность обеспечения МГД-устойчивого удержания плазмы в центральной ячейке ГДЛ в стационарных условиях при помощи антипробкотрона;
- Инжекция холодного газа в область магнитной пробки и переход к экспериментам с длительностью атомарной инжекции в 5 мс позволили значительно увеличить относительное давление плазмы в антипробкотроне и его МГД-стабилизирующее действие. Достигнутое энергосодержание быстрых ионов в три раза превышает результат, полученный ранее в режиме с миллисекундной длительностью нагрева плазмы и без инжекции холодного газа;
- Показано, что энергетический принцип, использованный в работе [24] является адекватным средством анализа МГД-устойчивости системы, состоящей из ГДЛ и присоединенного антипробкотрона вплоть до значений параметра  $\beta \approx 13\%$ . Это обстоятельство позволяет со значительной долей уверенности утверждать, что данный метод позволил правильно рассчитать параметры МГД-якорей в проекте источника нейтронов на основе ГДЛ для условия  $\beta \approx 50\%$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты и выводы работы:

- Показано, что при неблагоприятной относительно МГД-устойчивости конфигурации магнитного поля в запробочной области ГДЛ вынос импульса в расширитель и наличие в нем плазмы с ненулевой плотностью играют существенную роль, однако эти эффекты не приводят к качественному изменению процесса развития желобковой неустойчивости. Экспериментально доказано также, что в условиях экспериментов на установке ГДЛ эта неустойчивость не может быть подавлена за счет контакта плазмы с радиальными и торцевыми лимитерами.
- Обосновано предположение о возможности подавления поперечных потерь при развитии желобковой неустойчивости в ГДЛ путем создания внутри плазмы области с дифференциальным вращением, которая образуется при формировании перепада электрических потенциалов на коаксиальных секциях радиальных и торцевых лимитеров.
- Проведено экспериментальное обоснование теоретической модели, описывающей механизм подавления радиальных потерь при дифференциальном вращении плазмы в ГДЛ. Обнаружено удовлетворительное совпадение экспериментальных результатов с предсказаниями теории. Результаты теоретического рассмотрения позволяют рекомендовать указанный метод для снижения поперечных потерь плазмы в проектируемом источнике нейтронов на основе газодинамической ловушки.
- Реализовано удержание плазмы в стационарных режимах с дифференциальным вращением. В этих условиях достигнуты максимальные на сегодняшний день для ГДЛ параметры: температура электронов  $T_e \approx 150 \text{ эВ}$  (при инжекции водородных пучков), относительное давление  $\beta \approx 40 \%$  (при инжекции дейтериевых пучков), плотность быстрых ионов  $n_f \approx 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Сравнение результатов измерений и численного моделирования в этом режиме показывает, что в приосевой области плазмы потери энергии и частиц определяются продольным газодинамическим истечением.
- Изучена эффективность стабилизации при помощи МГД-якоря - антипробкотрона в режиме стационарного удержания. Для увеличения «запаса устойчивости» реализован метод инжекции газа в антипробкотрон, предложенный ранее в рамках проекта источника нейтронов на основе ГДЛ. Указанная мера позволила удвоить энергосодержание быстрых ионов по сравнению с соответствующей величиной, полученной ранее в аналогичном режиме. Согласно

результатам оценки, относительное давление достигло  $\beta \approx 13\%$ , при величине «запаса устойчивости»  $Q \approx 1$ .

В заключение автор выражает благодарность П.А.Багрянскому за общее руководство и помощь в работе, а также А.А.Иванову за очень ценные замечания. Автор признателен всем сотрудникам группы ГДЛ – за плодотворное сотрудничество и поддержку на всех этапах работы; В.Н.Бородкину, Н.И.Лиске, Ю.М.Молявину — за помощь в решении технических вопросов. А также автор выражает свою признательность И.А.Котельникову, Ю.А.Цидулко, А.Д.Беклемишеву и М.С.Чашину за полезные обсуждения и консультации.

## Список литературы

1. Мирнов В.В., Рютов Д.Д., Газодинамическая линейная ловушка для удержания плазмы. // Письма в ЖЭТФ. – 1979 – т.5 – С.678.
2. Мирнов В.В., Рютов Д.Д., Газодинамическая ловушка. // В сб. Вопросы атомной науки и техники, сер. Термоядерный синтез. – М.:ЦНИИАТОМИНФОРМ – 1980 – Вып.1(5) – С.57–66.
3. Bagryansky P.A., Ivanov A.A., Kruglyakov E.P. et al. Gas Dynamic Trap as High Power 14 MeV Neutron Source. // Fusion Engineering and Design – 2004 – V.70 – PP.13–33.
4. Котельников И.А., Рютов Д.Д., Цидулко Ю.А., Катышев В.В., Комин А.В., Кривошеев В.М., Математическая модель источника нейтронов на основе газодинамической ловушки. – Новосибирск, 1990 – 43 с. – (Препринт ИЯФ СО АН СССР; 90-105).
5. Ivanov A.A., Ryutov D.D., Mirror-based neutron sources for fusion technology studies. // Nucl. Science and Engineering – 1990 – Vol.106 – P.235.
6. Ivanov A.A., Kotel'nikov I.A., Kruglyakov E.P., et. al. A plasma-type neutron source for fusion materials irradiation testing. // Proc. of the 17th Symposium on Fusion Technology, ed. C.Ferro, M.Gasparotto, H.Knoepfel, – 1992 – Vol.2. – P.1394.
7. Кривошеев М.В., Катышев В.В. Параметрические исследования термоядерной энергетической установки на основе газодинамической ловушки. // Вопросы Атомной Науки и Техники, сер. Термоядерный синтез. – 1988 г. – No.2 – с.12.
8. Post R.F., Fowler T.K., Kileen J., Mirin A.A. Concept for a high-power-density mirror fusion reactor. // Phys. Rev. Lett., – 1973 – v.31, p.280.
9. Ivanov A.A., Bagryansky P.A., Anikeev A.V. et al. Experimental Evidence of High-Beta Plasma Confinement in an Axially Symmetric Gas Dynamic Trap. // Phys. Rev. Lett. – 2003 – V.90. N10 – PP.105002-1 –105002-4.
10. Post R.F., The Magnetic Mirror Approach to fusion. // Nuclear Fusion. – 1987 – Vol.27, No.10 – PP.1579–1739.
11. 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.
12. Нагорный В.П., Рютов Д.Д., Ступаков Г.В. Влияние течения плазмы на желобковую неустойчивость. //Новосибирск, 1983. – (Препринт ИЯФ СО АН СССР; 83-74)
13. 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.
14. 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)
  15. Nagornyi V.P., Ryutov D.D., Stupakov G.V. Flute Instability of Plasma in a Gas-Dynamic Trap // Nuclear Fusion – 1984 – v.24, No.11 – P.1421.
  16. Rosenbluth M.N. and Longmire C.L. Stability of plasmas confined by magnetic fields. // Annals of Physics – 1957 – Vol.1– P.120.
  17. 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.
  18. 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.
  19. Кузьмин С.В. МГД устойчивость плазмы в системе аксиально-симметричных пробкотронов. // Физика плазмы – 1990 – т.16, вып.8 – С.1010.
  20. Anikeev A.V., Bagryansky 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 1992 – Vol.34 – P.1185.
  21. Аникеев А.В. Равновесие, устойчивость и продольное удержание плазмы в газодинамической ловушке: Дисс. канд. физ.-мат. наук, – Новосибирск, 1996.
  22. Котельников И.А. Оптимизация расширителя газодинамической ловушки. // Новосибирск, – 1994.(Препринт ИЯФ СО АН СССР, 94-63)
  23. Иванов А.А., Карпушов А.Н. Моделирование динамического перехода плазмы в ГДЛ через границу МГД-устойчивости при инжекции атомарных пучков. // Новосибирск, – 1996. (Препринт ИЯФ СО РАН; 96-2)
  24. 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.
  25. Иванов А.А., Мишагин В.В., Росляков Г.В., Цидулко Ю.А. Проект МГД стабилизатора-каспа для газодинамической ловушки. // Труды Всесоюзного совещания по открытым ловушкам, Москва, 1989. – М. ИАЭ им. Курчатова, 1990. – С.15.

26. 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 ИЯФ СО АН СССР, 94-90)
27. Кадомцев Б.Б. Гидромагнитная устойчивость плазмы// Вопросы Теории Плазмы, – вып. 2 – С.132.
28. Рютов Д.Д., Ступаков Г.В. О возможности стабилизации желобковой неустойчивости в аксиально-симметричном пробкотроне. // Физика плазмы – 1986 – Т.12, вып.12 – С.1411.
29. Kruskal M.D. and Oberman C.R. On the Stability of Plasma in Static Equilibrium. // Phys. Fluids – 1958 – v.1, No.4 – P.265.
30. Багрянский П.А. Удержание двухкомпонентной плазмы с высоким  $\beta$  в газодинамической ловушке: Дисс. докт. физ.-мат. наук, – Новосибирск, 2000.
31. P.A.Bagryansky, A.A. Lizunov et.al. Experiments with controllable application of radial electric field in GDT central cell, Fus. Sci. and Techn., – 2002 – Vol. 43, – PP. 152–156.
32. Kunkel W.B., Guillory J.U. Interchange stabilization by incomplete line-tying // Proc. of the 7th International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Belgrade, – 1965 – v.II – PP.702–706, Gradjevinska Knjiga Publ. House, Belgrade, Yugoslavia (1966)
33. Prater R. Interchange destabilization by incomplete line-tying // Phys. Fluids – 1974 – v.17 (1) – PP.193-197.
34. Molvik A.W., Breun R.A., et. al. Modification of the macroscopic stability of a tandem mirror by partial line-tying, // Phys. Fluids – 1984 – v.27 (11) – PP.2711-2722.
35. Cohen B.I., Freis R.P. and Newcomb W.A. Interchange, rotational, and ballooning stability of long-thin axisymmetric systems with finite-orbit effects, // Phys. Fluids – 1986 – v.29 (5) – pp.1558–1577.
36. Caponi M.Z., Cohen B.I., Freis R.P. Stabilization of flute modes by finite-Larmor-radius and surface effects, // Phys. Fluids – 1987 – v.30 (5) – PP.1410-1415.
37. Segal D., Wickham M. and Rynn N. Stabilization of flute modes by finite-Larmor-radius and surface effects, // Phys. Fluids – 1982 – v.25 (9) – PP.1485-1487.
38. Wickham M. and Vandegift G. Curvature-induced interchange mode in an axisymmetric plasma, // Phys. Fluids – 1982 – v.25 (1) – pp.52-58.
39. 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.

40. Чашин М.С., Беклемишев А.Д., Влияние вращения на устойчивость плазмы в ГДЛ //Препринт ИЯФ 2006-19, – Новосибирск 2006.
41. Hobbs G.D., Wesson J.A. Heat flow through a Langmuir sheath in the presence of electron emission // Plasma Physics – 1967 – Vol.9 – P.85.
42. Gohil P., Burrell K.H. and Carlstorm T.N. Parametric Dependence of the Edge Radial Electric Field in the DIII-D Tokamak. //Nuclear Fusion – 1998 – Vol.38 – PP.93–102.
43. Garbet X et al. Physics of Transport in Tokamaks. //Plasma Phys. Control. Fusion – 2004 – Vol.46 – B557–B574.
44. Synyakowsky E.J. et al. Comparative Studies of Core and Edge Transport Barriers Dynamics in DIII-D and TFTR Tokamak Plasmas. //Nuclear Fusion – 1999 – Vol.39, No. 11Y – PP.1733–1741.
45. Mase A., Jeong J.H., Itakura A. et al. Ambipolar Potential Effect on a Drift–Wave Mode in a Tandem–Mirror Plasma. //Phys. Rev. Letters – 1990 – Vol.64, No. 19 – PP.2281–2284.
46. T.Cho, J.Kohagura et al. Observation and Control of Transverse Energy-Transport Barrier due to the formation of an Energetic-Electron Layer with Sheared ExB Flow //Phys. Rev. Letters – 2006 – v.97 – P.055001.
47. Sakai O., Yasaka Y., Itani R. High Radial Confinement Mode Induced by dc Limiter Biasing in the NIEI Tandem Mirror //Phys. Rev. Letters – 1993 – vol. 70, number 26 – PP. 4071–4074.
48. Богданов Г.Ф., Головин И.Н., Кучеряев Ю.А., Панов Д.А. Свойства плазмы, образующейся в "Огре" при инжекции пучка молекулярных ионов водорода //Nuclear Fusion – 1962 – Supplement: part 1 – PP. 215–225.
49. Тимофеев А.В. Резонансные явления в колебаниях плазмы //М.: Физматлит – 2000.
50. Бехтенов А.А., Волосов В.И. О некоторых особенностях желобковых колебаний в открытой ловушке с радиальным электрическим полем //ЖТФ – 1977 – том 47, вып. 7 – С.1450–1460.
51. 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 – 2004 – Vol.47, 1T – P.279.
52. Соломахин А.Л., Багрянский П.А., Воскобойников Р.В. и др. Дисперсионный интерферометр на основе CO<sub>2</sub>-лазера // ПТЭ – 2005 – вып. 5 – С.96-106.
53. R.Kumar and S.K.Saha Temperature fluctuations and turbulent transport at the edge of the SINP tokamak // Nuclear Fusion – 2003 – Vol.43 – PP.622–628.

54. E.Calderon, C.Hidalgo and M.A.Pedrosa On the interpretation of fluctuation and ExB turbulent transport measured by Langmuir probes in fusion plasmas // *Rew. of Sci. Instrum.* – 2004 – v.75, number 10 – PP.4293–4295.
55. T.L.Rodes, Ch.P.Ritz, R.D.Bengston, K.R.Carter Fast reciprocating probe system used to study edge turbulence on TEXT // *Rew. of Sci. Instrum.* – 1990 – v.61, No.10 – PP.3001–3003.
56. Лесняков Г.Г. Скорости реакций образования атомов и ионов в водороде и дейтерии // *Вопросы Атомной Науки и Техники. Сер. Термоядерный синтез.* – 1980 – вып.1(5) – С.118.
57. A.V.Anikeev, A.N.Karpushov, S. Collatz, K.Noack, G.Otto, S.L.Strogalov An Integrated Transport Code System for the Calculation of Multi-component, High-beta Plasmas in the Gas Dynamic Trap, // *Proc. of The 3rd International Conference on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement, 3-6 July 2000, Tsukuba, Japan. Transaction of Fusion Technology* – 2001 – v.39, No.1T, FUSTE8(1) – PP.183-186.
58. A.D. Beklemishev Shear Flow Effects in Open Traps // *Theory of Fusion Plasmas, AIP Conference Proceedings* – 2008 – 1069 – PP.3–14.
59. И.А.Котельников, Д.Д.Рютов, Ю.А.Цидулко и др. Математическая модель источника нейтронов на основе газодинамической ловушки // *Препринт ИЯФ 90-105*, – Новосибирск 1990.
60. S.V.Murakhtin, V.V.Prikhodko Energy analyser for hot ion density profile measurements in GDT, // *Transactions of Fusion Science and Technology* – 2005 – Vol.47, No1T – pp.315-317. *Proc. of the Fifth International Conference on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement, Novosibirsk, Russia, 5-9 July, 2004.*
61. Багрянский П.А. МГД-устойчивость теплой плазмы в газодинамической ловушке: Дисс. канд. физ.-мат. наук, – Новосибирск, 1990.
62. Чен Ф., // *Диагностика плазмы под ред. Р.Хаддлстоуна и С.Леонарда* – 1965 – С.94 – 164.
63. Приходько В.В., Аникеев А.В., Багрянский П.А., Лизунов А.А., Максимов В.В., Мурахтин С.В., Цидулко Ю.А. Эффект формирования узкого радиального распределения плотности быстрых ионов в установке ГДЛ // *Физика Плазмы* – 2005 – т.31, вып.11 – С.969 – 977.
64. Солдаткина Е.И., Багрянский П.А., Соломахин А.Л. Влияние радиального профиля электрического потенциала на удержание двухкомпонентной плазмы с высоким бета в газодинамической ловушке. // *Физика Плазмы*, 2008, т.34, вып.4, С.291 – 296.