

**МИНИСТЕРСТВО
ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

**Федеральное агентство
по образованию**

**ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ**

**НОВОСИБИРСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**

физический факультет

**Квалификационная работа на соискание
степени бакалавра
Кафедра физики плазмы**

Коржавина Мария Сергеевна

**Изучение микронеустойчивостей в плазмоеде анизотропных ионов с
термоядерными энергиями**

**Научный руководитель:
д.ф.-м.н. Багрянский Петр Андреевич**

Новосибирск – 2008 год

Содержание

1. Введение
2. Компактный пробкотрон на установке ГДЛ
3. Микронеустойчивости анизотропной плазмы
 - 3.1 Общие сведения и оценки
 - 3.2 Эксперимент по определению типа микронеустойчивости на установке ТМХ
4. Экспериментальное определение типа микронеустойчивости в компактном пробкотроне ГДЛ
5. Результаты измерений
6. Заключение
7. Список литературы
8. Приложение. Взаимный корреляционный анализ.

1. Введение

В физике открытых ловушек одной из ключевых проблем является проблема продольного удержания плазмы. Эффективное ее решение – создание амбиполярного барьера в так называемых дополнительных пробкотронах или плагах [1]. Амбиполярный потенциал создается быстрыми анизотропными ионами, которые образуются в результате, например, инъекции атомарных пучков поперек магнитного поля. В ранее проводимых исследованиях по созданию амбиполярного барьера, экспериментаторы столкнулись с проблемой развития различных микронеустойчивостей, которые были связаны с сильной анизотропией плазмы [2,3,4,5]. Эти неустойчивости приводили к быстрому рассеянию частиц в конус потерь и тем самым уменьшали эффект амбиполярного запираения. Поэтому изучение микронеустойчивостей является важной фундаментальной задачей физики плазмы и УТС.

В частности, на установке Газодинамическая ловушка (ГДЛ) [6,7] в Институте ядерной физики имени Г. И. Будкера СО РАН решение вопроса о стабилизации микронеустойчивостей открывает возможность создания более эффективного источника нейтронов D-T реакции с энергией 14 МэВ на основе ГДЛ [8]. Такой источник планируется использовать для поиска и исследования материалов, обладающих достаточной нейтронной стойкостью, для создания первой стенки будущих термоядерных реакторов. Также нейтронный источник может использоваться для дожигания радиоактивных отходов и для управления подкритическими реакторами деления. Из-за особенности конструкции установки ГДЛ, в обычном эксперименте невозможно достичь некоторых характерных для источника нейтронов параметров плазмы. К таким параметрам можно отнести отношение плотности быстрых ионов к плотности мишенной плазмы и анизотропию плазмы (отношение средней поперечной кинетической энергии частиц к средней продольной). Они влияют на границы областей стабильности относительно развития двух наиболее опасных микронеустойчивостей: дрейфово-конусной и альфвеновской ионно-циклотронной. Для изучения плазмы с такими параметрами в 2004 году на ГДЛ были начаты специальные эксперименты по формированию и исследованию синтезированного сгустка быстрых ионов (Synthesised Hot Ion Plasmoid - SHIP). Плазмод горячих анизотропных ионов со средней энергией 10 кэВ и плотностью $\sim 4 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ создавался в дополнительном (компактном) пробкотроне с магнитным полем 24 кГс в центре и пробочным отношением 2, присоединенном к одной из сторон ГДЛ. Для создания плотного сгустка сильно

анизотропных ионов в компактный пробкотрон (КП), заполненный из центральной части ГДЛ теплой проточной плазмой с температурой 70 эВ и плотностью $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ на оси КП, перпендикулярно магнитному полю производилась инжекция сфокусированных атомарных пучков с энергией 21-23 кэВ и суммарной мощностью около 1 МВт. В результате экспериментов с КП удалось получить плотность быстрых ионов на оси пробкотрона на порядок выше, чем плотность теплых ионов. Ее значение составило $3.7 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Также экспериментально был продемонстрирован эффект амбиполярного запираения потока частиц и энергии в запробочную область ГДЛ. Плотность потока ионов из центральной ячейки уменьшалась в 4 раза вблизи оси установки при инжекции атомарных пучков в КП. При достижении некоторых критических параметров было зафиксировано появление колебаний потенциала плазмы на частотах, близких к ионно-циклотронной частоте, соответствующей магнитному полю в экваториальной плоскости КП. Это могло свидетельствовать о развитии микронеустойчивости, вызванной сильной анизотропией функции распределения быстрых ионов в фазовом пространстве.

Данная работа посвящена изучению микронеустойчивости, развивающейся в плазмоиде анизотропных ионов с термоядерными энергиями, удерживаемых в КП ГДЛ. Целью работы было экспериментальное установление типа микронеустойчивости и определение порога ее возникновения.

2. Компактный пробкотрон на установке ГДЛ

Газодинамическая ловушка (рис.1) представляет собой аксиально-симметричный пробкотрон с большим пробочным отношением ($R = B_m/B_0 \gg 1$) и длиной L , превосходящей среднюю длину пробега ионов относительно рассеяния в конус потерь [6,7]:

$$L \gg \frac{\lambda_{ii} \cdot \ln R}{R}$$

В этих условиях удерживаемая в ловушке плазма является столкновительной, а время продольного удержания пропорционально пробочному отношению R и длине ловушки L . Его можно оценить как время вытекания плазмы через узкое отверстие сечения $S = S_0/R$, где S_0 – сечение плазмы в центре ловушки. (V_{Ti} – тепловая скорость ионов):

$$\tau = \frac{R \cdot L}{V_{Ti}}$$

Плазма в ГДЛ двухкомпонентная. Мишенная плазма представляет собой относительно холодную и плотную столкновительную водородную плазму с температурой несколько электрон-вольт. Она создается в начале эксперимента в центральной части ловушки при помощи дугового источника плазмы, расположенного в торцевом баке, и удерживается в газодинамическом режиме. После того, как источник плазмы перестает работать, включаются нагревные инжекторы. Пучки водорода или дейтерия с энергией 18-23 кэВ инжектируются в центр установки и захватываются мишенной плазмой, образуя вторую компоненту – популяцию быстрых ионов. Эти ионы удерживаются адиабатически и постепенно тормозятся на мишенной плазме, нагревая ее до температуры ~ 150 эВ. Длительность работы нагревных инжекторов составляет 5 мс. За это время в ловушке успевает накопиться популяция быстрых ионов со средней энергией около 10 кэВ и плотностью в точках останова до $4 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

В 2004 году на установке ГДЛ начаты эксперименты по формированию и исследованию синтезированного сгустка сильно анизотропных ионов с термоядерными параметрами, создаваемого в дополнительном пробкотроне установки ГДЛ [9]. Для создания компактного пробкотрона было произведено изменение конструкции пробочного узла установки ГДЛ, а именно дополнительная вакуумная камера и катушка установлены вблизи имеющегося пробочного узла (рис.1,2,3). Магнитное поле на оси системы представлено на рис.4. Поле в центральном сечении КП составляет

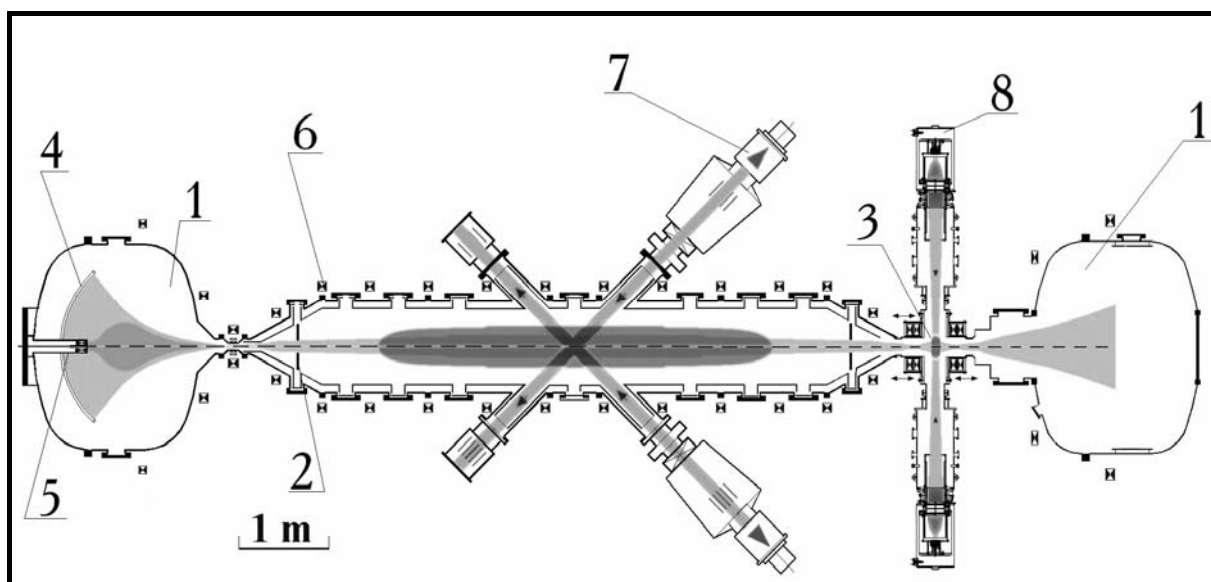


Рис.1 1-торцевые баки, 2-центральная секция, 3-компактный пробкотрон, 4 – плазмодриптер, 5-источник плазмы, 6 – катушки основной магнитной системы, 7 – нагревные инжекторы атомов, 8 –инжекторы для SHIP-эксперимента.

$B_0 = 24$ кГс, пробочное отношение $R = 2$ (пробочные отношения для левой и правой пробок отличаются на 5%), расстояние между центрами пробочных катушек ~ 43 см, внутренний диаметр вакуумной камеры ~ 70 см. Важной особенностью КП являются большая площадь внутренней поверхности вакуумной камеры и близость плазмы к стенкам. В таких условиях большой коэффициент рециклинга газа со стенок способен привести к сильному уменьшению времени жизни быстрых ионов за счет перезарядных потерь. Для улучшения условий первой стенки непосредственно перед началом эксперимента в камеру вводился дуговой титановый испаритель, и на стенку напылялось несколько монослоев чистого титана. Для создания компоненты быстрых ионов использовались два сфокусированных пучка атомарного водорода с энергией 21 - 23 кэВ, суммарным эквивалентным током до 45 эквив.А и длительностью 4 мс. Пучки имели небольшой угловой разброс (менее 1°) и инжектировались перпендикулярно оси установки.

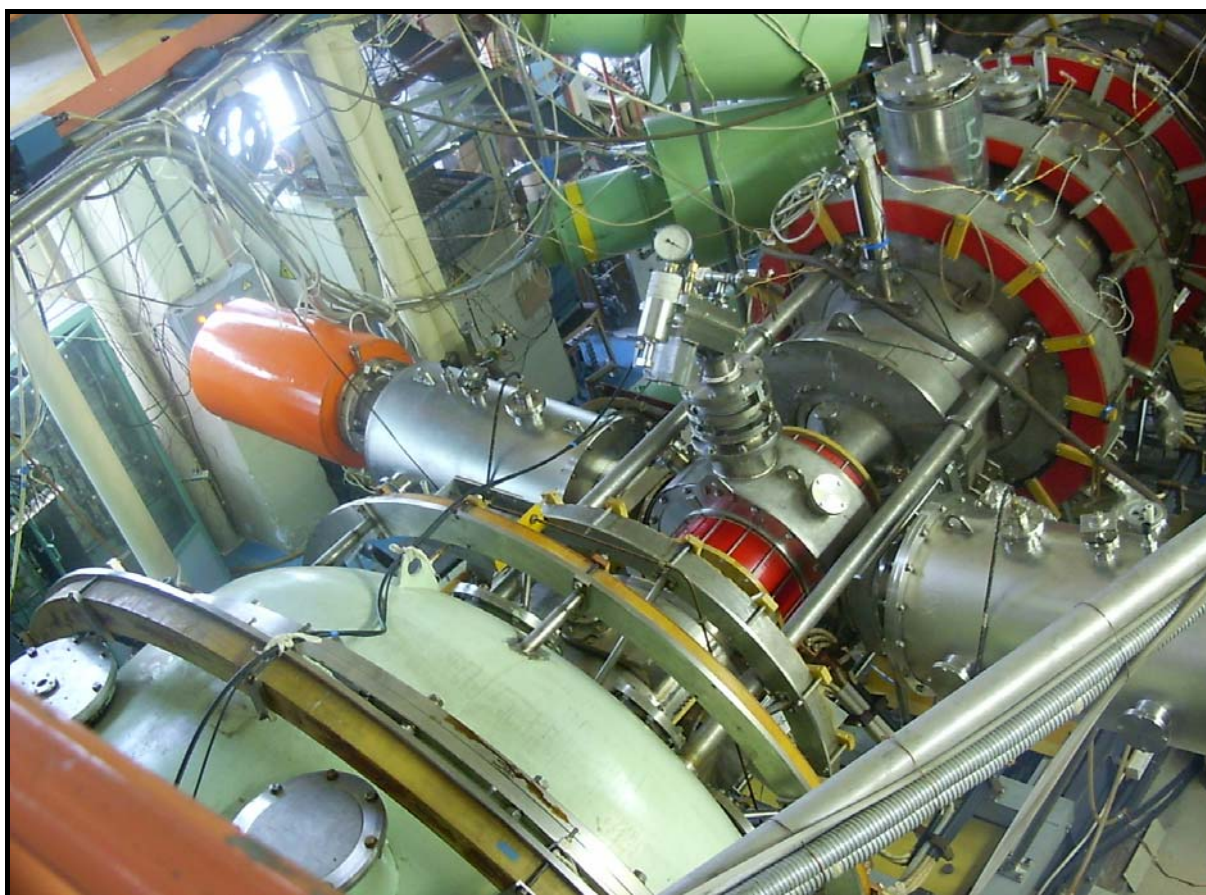


Рис.2 Общий вид компактного пробкотрона, присоединенного к установке ГДЛ

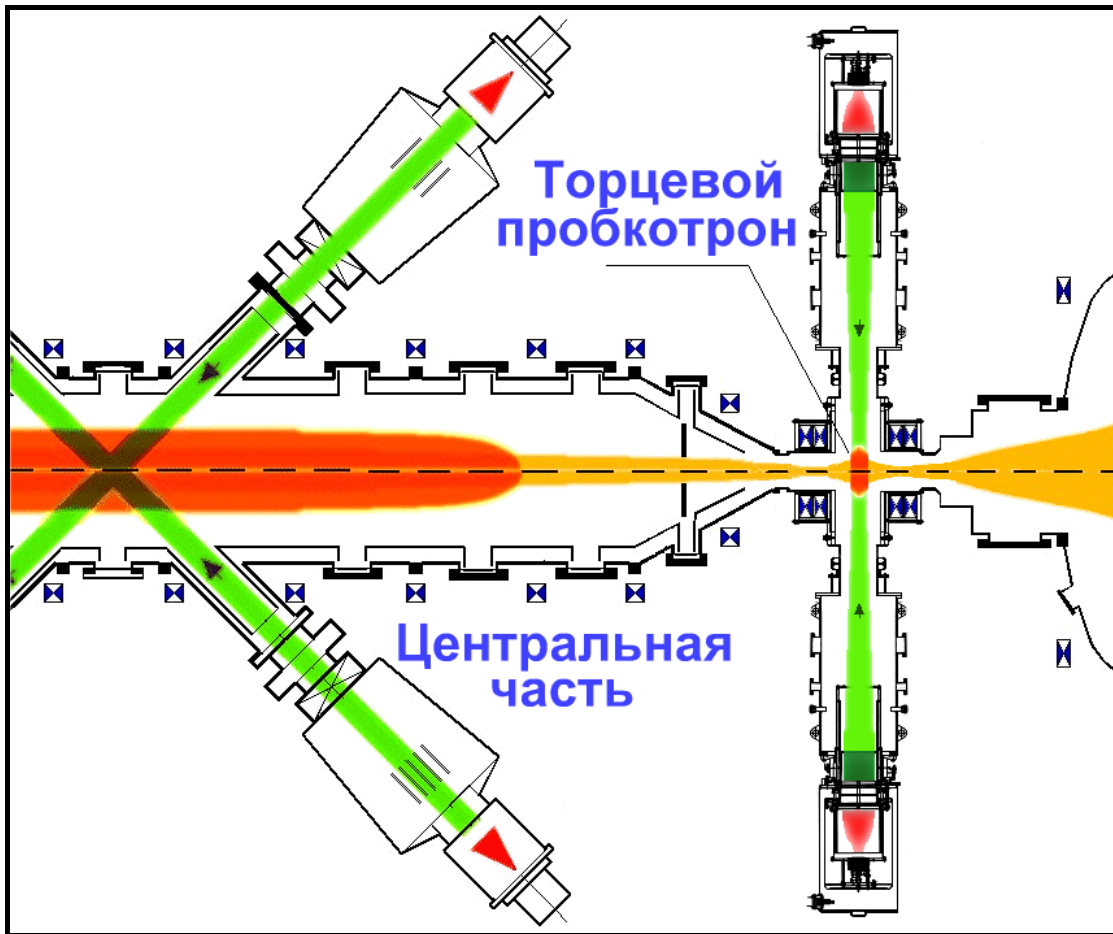


Рис.3 Схема эксперимента с концевым компактным пробкотроном ГДЛ

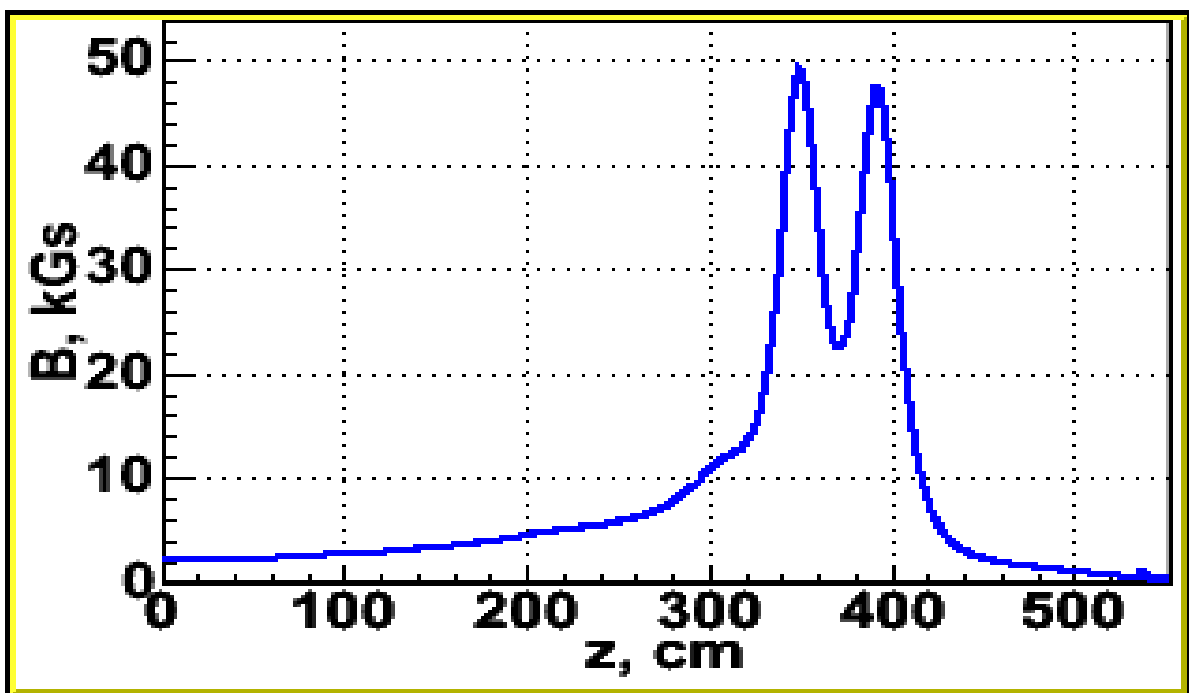


Рис.4 Распределение магнитного поля вдоль оси установки ГДЛ с КП

3. Микронеустойчивости анизотропной плазмы

3.1 Общие сведения и оценки

Наличие большой незаполненной ионами «дырки» в пространстве скоростей может служить источником свободной энергии для самопроизвольного возбуждения различных типов высокочастотных колебаний плазмы (с характерной частотой порядка ионно-циклотронной частоты). Взаимодействие ионов плазмы с электромагнитным полем таких колебаний приводит к быстрому рассеянию ионов в конус потерь. Количество потенциально опасных типов колебаний очень велико, как велико и количество механизмов, которые могут приводить к их возбуждению. Традиционно эти механизмы объединяют под названием «микронеустойчивости».

Наиболее опасными микронеустойчивостями в анизотропной плазме являются дрейфово-конусная неустойчивость (DCLC - the drift-cyclotron loss cone instability) и альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость (the Alfvén ion-cyclotron instability).

Дрейфово-конусная неустойчивость была предсказана и исследована

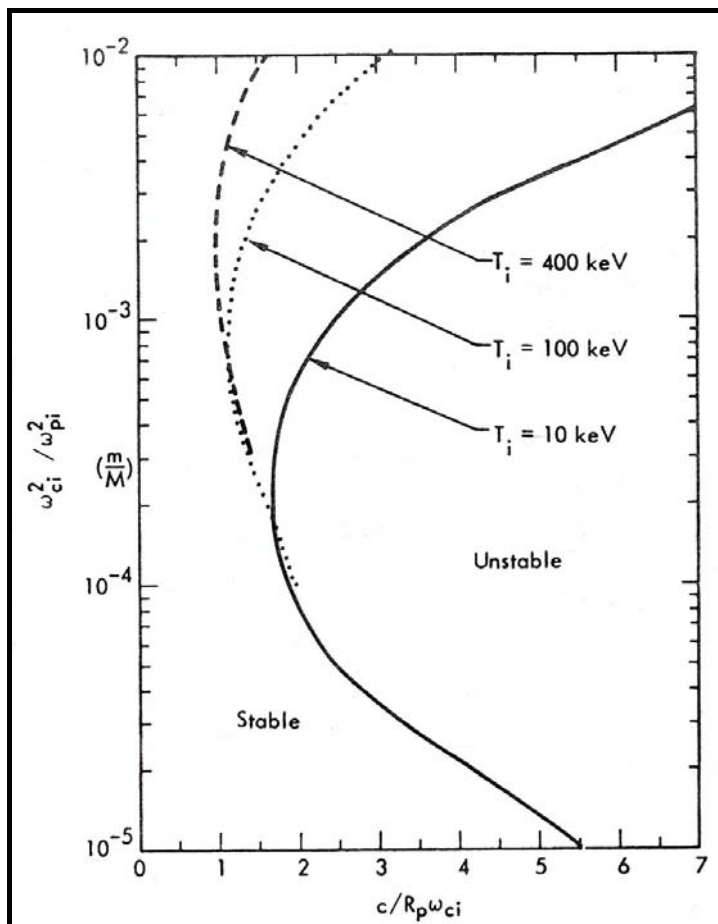


Рис.5 Порог возникновения дрейфово-конусной неустойчивости

теоретически в работах [10], [11], экспериментально наблюдалась на установках PR-6 и 2ХПВ. Она возбуждается в плазме пробкотрона, если радиус плазмы достаточно мал (точнее, достаточно велик радиальный градиент плотности). Волна потенциальна с $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$. Возмущения имеют вид «желобков», вытянутых вдоль силовых линий магнитного поля, и бегут по азимуту в направлении диамагнитного дрейфа ионов. Характерная частота возмущений порядка ионно-циклотронной частоты ω_{ci} .

На рис.5 представлен график порога возникновения дрейфово-конусной неустойчивости в зависимости от соотношений характерных параметров плазмы $\omega_{ci}^2/\omega_{pi}^2$, $c/R_p\omega_{ci}$ [12]. Первое отношение для параметров в компактном пробкотроне ГДЛ составляет $\approx 6.4 \times 10^{-4}$, второе ≈ 18 , что предполагает возможность развития в нашем эксперименте сильной дрейфово-конусной неустойчивости.

Однако, в работе [11] было замечено, что неустойчивость исчезает при добавлении в пробкотрон небольшого количества теплых ионов из проточной плазмы. Эти ионы называют «теплыми» - в отличие от «быстрых» анизотропных ионов плазмоида. В статье [13] приведен количественный критерий стабилизации этой неустойчивости. Для параметров плазмы в КП ГДЛ достаточно чтобы отношение плотности теплых ионов к плотности быстрых n_w/n_f было больше 0.06. Согласно оценкам, это отношение в описываемых экспериментах с КП достигает 0.1. Это позволяет сделать предположение, что дрейфово-конусная неустойчивость в плазмоиде компактного пробкотрона ГДЛ подавлена.

Альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость была изучена теоретически в работе [14] и экспериментально наблюдалась на установке ТМХ [5]. Она представляет собой электромагнитную волну с $k_{\parallel} \gg k_{\perp}$, бегущую вдоль силовых линий магнитного поля и имеющую в общем случае эллиптическую поляризацию в направлении

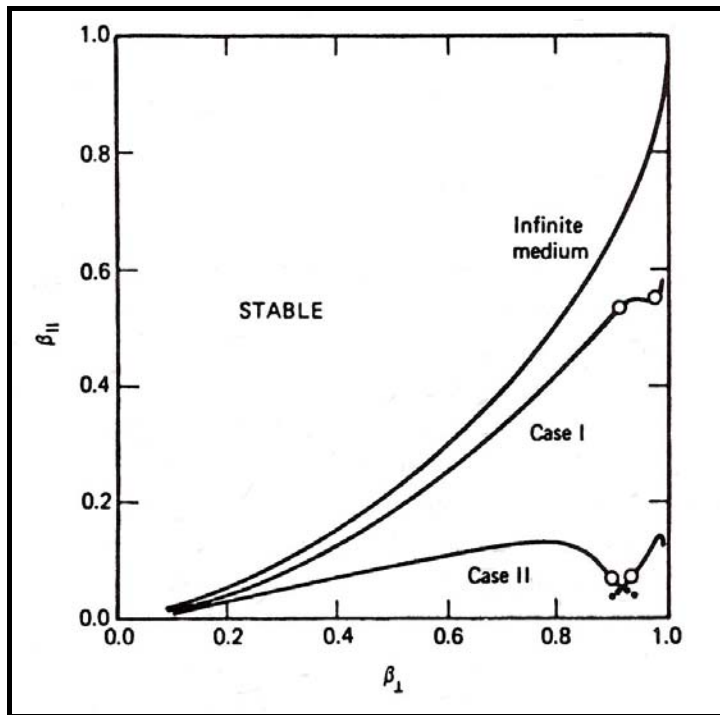


Рис.6 Порог возникновения альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости.

ларморовского вращения ионов. По азимуту возмущения распространяются в направлении диамагнитного дрейфа электронов, иногда ионов. Длина волны вдоль силовых линий магнитного поля мала по сравнению с размерами системы. Характерная частота колебаний имеет сдвиг, зависящий от альфвеновской скорости и анизотропии ионов

На рис.6 показаны границы устойчивости относительно развития альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости в

координатах $\beta_{\perp}, \beta_{\parallel}$ для случая неограниченной плазмы («Infinite medium») и для различных размеров плазмы в установке 2ХПВ («Case1» и «Case2») [14].

Неустойчивость развивается, если $\beta_{\perp} A \geq const$, где A – анизотропия – отношение средней поперечной энергии частиц к средней продольной энергии, а константа близка к единице. В экспериментах с КП ГДЛ анизотропия плазмоида горячих ионов составляла $A \approx 50$, а относительное поперечное давление $\beta_{\perp} \approx 0.02$. Их произведение, соответственно: $\beta_{\perp} A \approx 1$. Значит, в плазмоиде КП ГДЛ возможно развитие альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости. Следует отметить, что для параметров нашего эксперимента значение β_{\perp} мало, ввиду сильного магнитного поля в КП ГДЛ, а β_{\parallel} близко к нулю из-за большой анизотропии плазмоида, и для этой области параметров нет теоретических кривых на рис.6. Поэтому рассмотренный критерий нуждается в уточнении и расширении на область малых значений β .

В статье [5] приведен критерий возникновения для данной неустойчивости $\beta A^2 \geq 8$. Применение этого критерия в экспериментах с КП ГДЛ сомнительно, так как для параметров плазмоида, при которых только начинает развиваться неустойчивость, это соотношение $\beta A^2 \approx 50$, что существенно превышает критическое значение приведенное в работе [5].

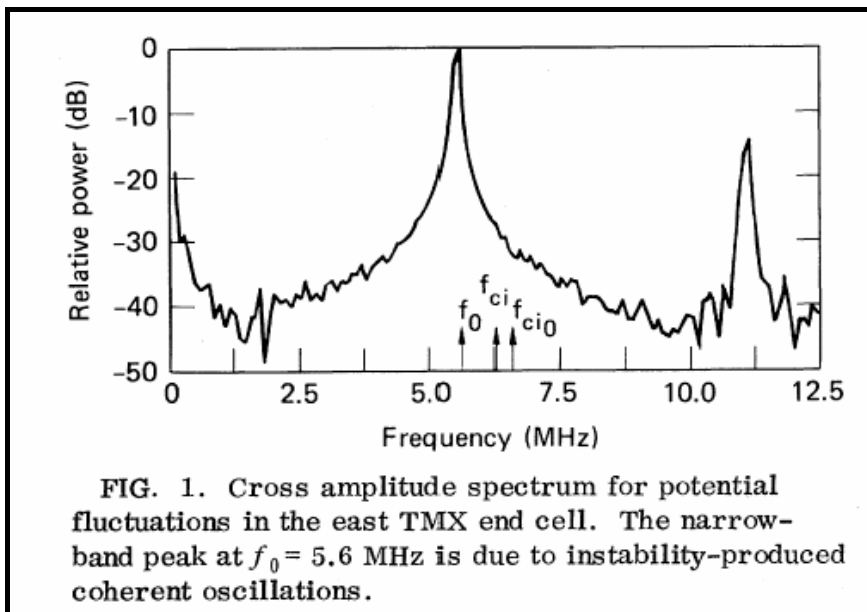
В таблице 1 приведены характерные параметры экспериментов на 2ХПВ и ТМХ и для сравнения параметры на ГДЛ.

Параметр	2ХПВ	ТМХ	ГДЛ
a_i/R_p	0.37	0.13	0.23
β	0.33	0.07	0.01- 0.02
$A=W_{\perp} / W_{\parallel}$	5	14	50
βA^2	8	14	25-50
βA	1.65	0.98	0.5-1
E_i , кэВ	13	8	20
f_i , МГц	4.9	7.6	37

Таблица 1. Параметры экспериментов на разных установках

3.2 Эксперименты по определению типа микронеустойчивости на установке ТМХ

Эксперименты по определению типа микронеустойчивости проводились на установке ТМХ. Они описаны в статье [5]. Плазма создавалась в концевых пробкотронах при инжекции перпендикулярно магнитному полю атомарных пучков. Колебания регистрировались системой высокочастотных электрических и магнитных зондов. Пять высокочастотных электрических зондов, толщиной 1 мм и длиной 1 см, располагались по азимуту на расстояниях 20-30 см от центра. Зонды позволяли измерять колебания с частотой вплоть до 20 МГц. Разделение между зондами 1 см позволяло разрешить длины волн больше 2 см. Поблизости располагались магнитные



зонды, которые представляли собой три ортогональные петли и измеряли изменение компонент вектора возмущения магнитного поля в зависимости от времени. Частоту колебаний и набег фазы между зондами

Рис.7 Относительная взаимная спектральная мощность

определяли,

используя метод

взаимного корреляционного анализа (см. приложение). Этот метод состоит в нахождении спектральной плотности взаимной корреляционной функции $P_{12}(f) = |P_{12}(f)| * \exp(i\theta_{12}(f))$. Амплитуда $|P_{12}(f)|$ есть взаимная спектральная мощность, и когерентные осцилляции представляют собой узкие пики на основной и других гармониках колебаний. Спектр фазы $\theta_{12}(f)$ есть разность фаз между сигналами с двух зондов, 1 и 2. Фаза определена только вблизи частот определенных гармоник. Для пространственно разнесенных электрических ВЧ зондов, спектр фаз пропорционален волновому вектору \vec{k} : $\theta_{12}(f) = \vec{k}(f_0) \cdot \Delta\vec{r}$, где $\Delta\vec{r}$ - вектор между зондами. Для мод бегущих по азимуту $k = m/\gamma_p$, где m – номер моды колебаний, а γ_p - расстояние по радиусу от центра до зонда. Знак фазы $\theta_{12}(f)$ дает направление распространения моды.

Фаза на частоте $f = f_0$ спектральной плотности взаимной корреляционной функции между ортогональными магнитными зондами есть разность фаз между компонентами $\dot{\mathbf{B}}$ и показывает поляризацию волны.

Взаимная спектральная мощность колебаний потенциала плазмы на ВЧ зондах представлена на рис.7. Узкий пик на частоте $f_0 = 5.6$ МГц показывает присутствие колебаний с частотой значительно меньшей, чем ионно-циклотронная частота в вакуумном магнитном поле $f_{ci0} = 6.6$ МГц в центре пробкотрона, и на 12% меньшей, чем реальная ионно-циклотронная частота $f_{ci} = 6.3$ МГц. Для альфвеновской волны это согласуется с оценкой $f_0 < f_{ci}(1 - \langle W_{\parallel} \rangle / \langle W_{\perp} \rangle)$.

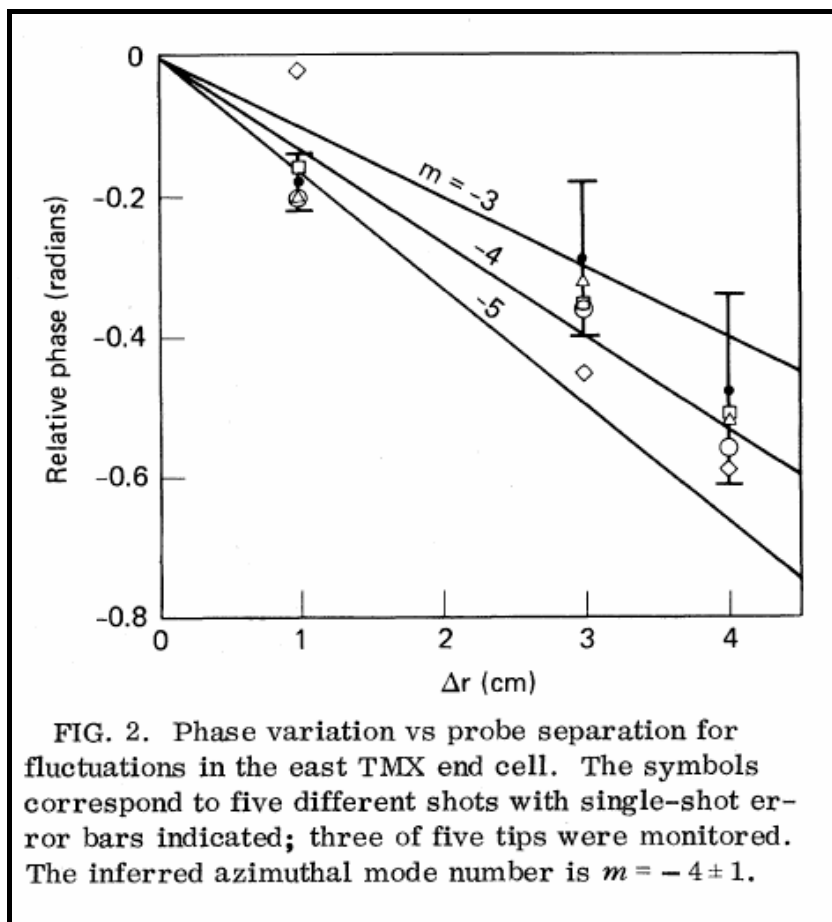


Рис.8 Определение моды колебаний

электронного диамагнитного дрейфа.

В экспериментах на ТМХ наблюдали максимальную моду колебаний $|m| = 6$. Обычно распространение шло в направлении электронного диамагнитного дрейфа, хотя иногда наблюдалось распространение и в направлении ионного диамагнитного дрейфа.

На рис.8 изображены разности фаз между сигналами с зондов в пяти выстрелах. Линейная зависимость между разностью фаз и расстоянием между зондами говорит о присутствии только одной моды колебаний. Для $\gamma_p = 30$ см азимутальная мода из рисунка $m = -4 \pm 1$. Знак минус говорит о распространении в направлении

Спектральная мощность автокорреляционной функции для каждой из компонент возмущения магнитного поля было примерно таким же, как на рис.7. Соответствующий фазовый спектр показал разность фаз между \dot{B}_r и \dot{B}_θ примерно -70° , знак «минус» означает, что вектор $\dot{\mathbf{B}}$ вращается в направлении ларморовского вращения ионов (левая поляризация волны). Флуктуации магнитного поля вдоль силовых линий были более чем на порядок меньше, чем радиальные и азимутальные флуктуации магнитного поля. Все эти факты также свидетельствует о наличии альфвеновских колебаний.

На рис. 9 показаны напряжения, индуцированные на магнитных зондах компонентами $\dot{B}_r(t)$ и $\dot{B}_\theta(t)$. По углу наклона α эллипса повторно определили разность фаз между \dot{B}_r и \dot{B}_θ по формуле $\xi = \cos^{-1}[(\bar{V}_r^2 - \bar{V}_\theta^2) \tan(2\alpha) / 2\bar{V}_r\bar{V}_\theta] = -65^\circ$ ($\bar{V}_r, \bar{V}_\theta$ - напряжение на зондах), что соответствует значению, полученному из фазового спектра.

Сдвиг частоты, малые моды m , левая поляризация волны указывают на развитие именно альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости.

Таким образом, тип развивающейся неустойчивости можно определить, проанализировав модовый состав колебаний, сдвиг частоты колебаний относительно циклотронной частоты вращения ионов, поляризацию.

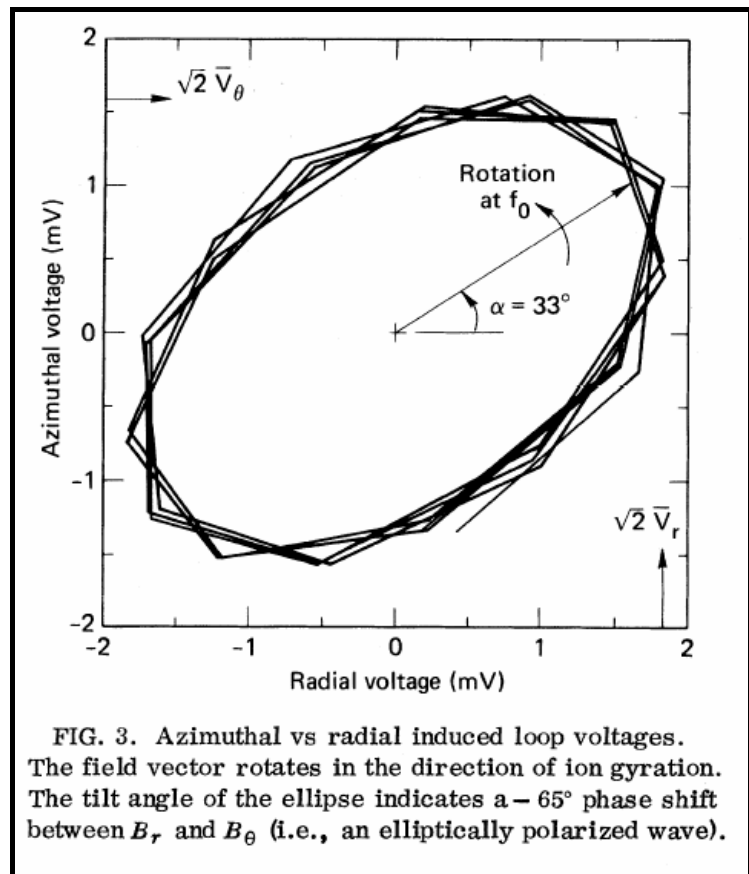


Рис.9 Индуцированные напряжения на магнитных зондах, ориентированных на измерение радиальной и азимутальной компоненты вектора возмущения магнитного поля

4. Экспериментальное определение типа микронеустойчивости в компактном пробкотроне ГДЛ

Для определения типа развивающейся в КП ГДЛ микронеустойчивости было решено использовать тот же метод, что и в работе [5]. Была изготовлена система из 5-ти электрических высокочастотных зондов, каждый из которых представлял собой проволоку из вольфрама толщиной 0.5 мм и высотой 0.5 см. Зонды были выставлены по азимуту на радиус 4.5 см, вдоль оси пробкотрона (вдоль оси z) от центра система была смещена на 6 см в сторону расширителя (рис.10, 12), чтобы избежать воздействия на зонды мощных атомарных пучков. Геометрия зондов позволяла измерять моды с 1-й по 6-ю. Для регистрации дрейфово-конусной неустойчивости в расширителе на одной силовой линии с центральным зондом системы был установлен один ВЧ зонд. Отсутствие разности фаз между ним и центральным зондом в КП стало бы указанием на наличие колебаний с большой, по сравнению с размерами системы, длиной волны вдоль магнитного поля, что соответствует развитию дрейфово-конусных колебаний. Для более точного определения продольного волнового вектора дополнительно было установлено 3 ВЧ зонда, близко расположенных друг к другу в расширителе сверху. Они также находились на одной силовой линии.

Перед установкой в камеру КП была измерена амплитудно-частотная характеристика каждого зонда. Типичная зависимость приведена на рис.11. АЧХ зондов и чувствительность были признаны пригодными для проведения планируемых экспериментов.

Также была изготовлена система тройного магнитного зонда. Она представляла собой три ортогональные петли на капролоновом шаре диаметром 1 см. (рис.14). Сверху для защиты и изоляции одевался небольшой колпачок из кварцевого стекла. Схема расположения этой системы показана на рис.13. Магнитный зонд располагался в центре компактного пробкотрона и мог передвигаться по радиусу в пределах от 5 до 25 см в центральном сечении КП.

Для регистрации сигналов с зондов был использован 4-х канальный осциллограф Tektronix. Он был подключен в систему сбора данных так, что поступившие на него сигналы записывались в общий архив.

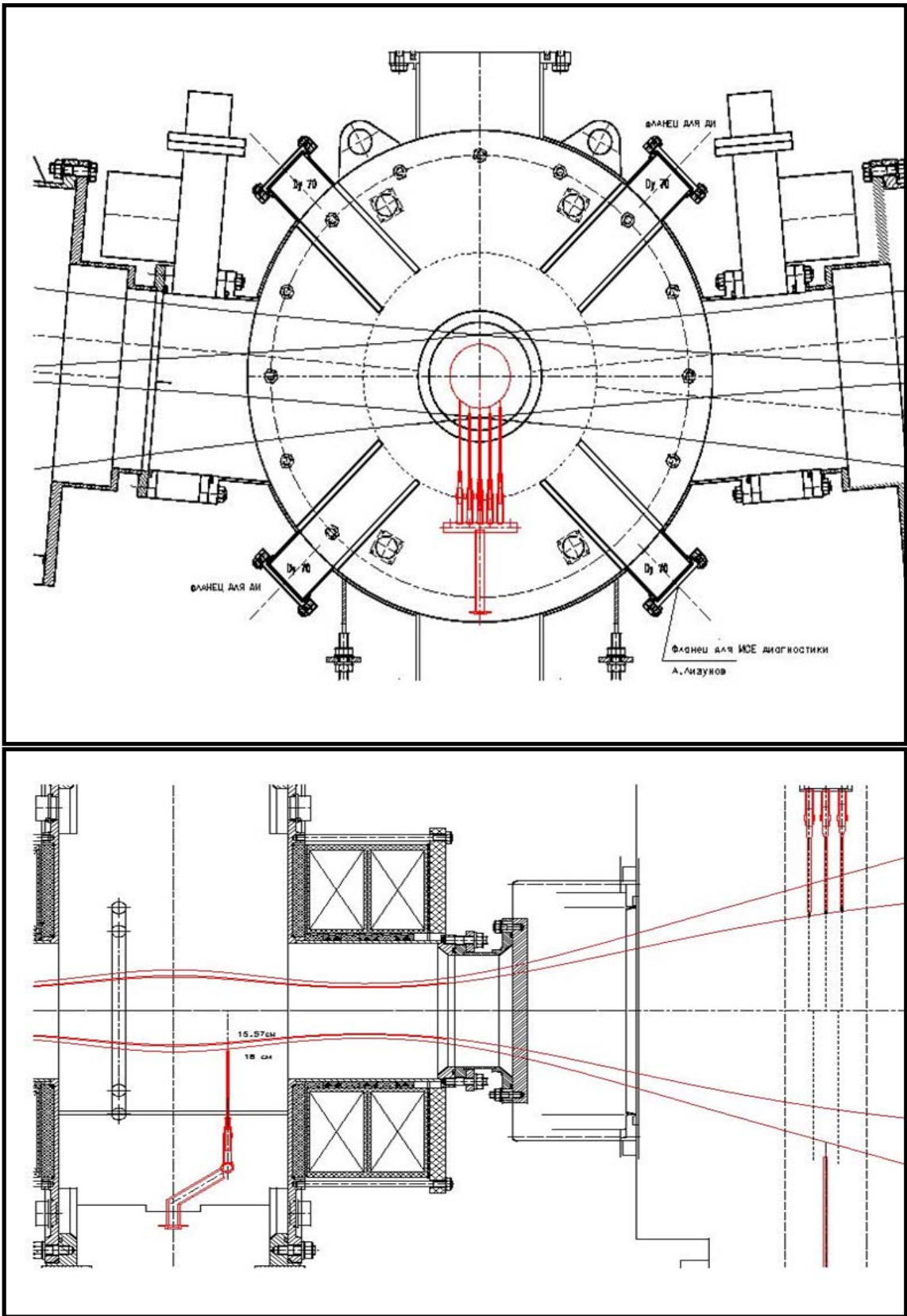


Рис.10 Схема расположения ВЧ зондов в КП ГДЛ

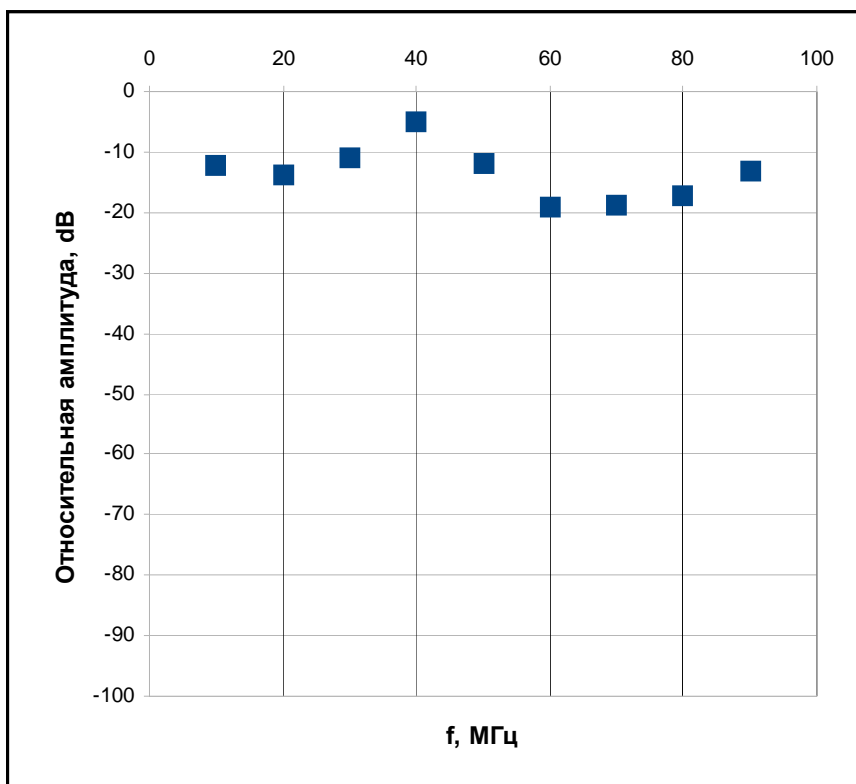


Рис.11 Амплитудно-частотная характеристика ВЧ зондов

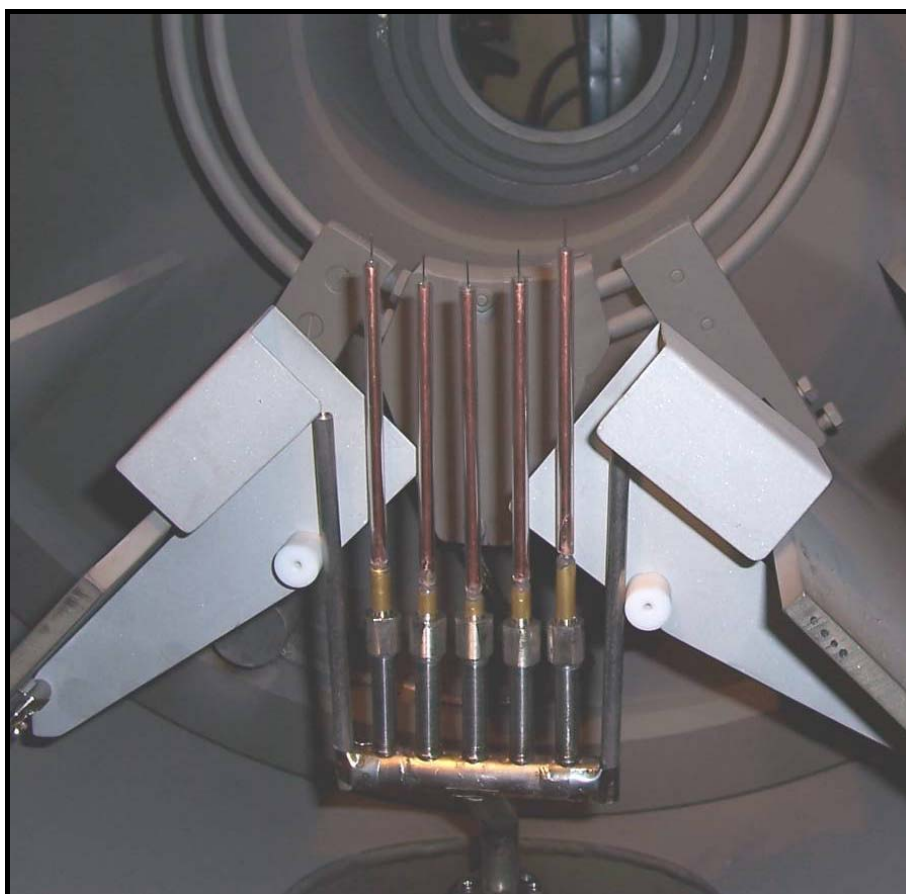


Рис.12 Фотография 5 ВЧ зондов в КП

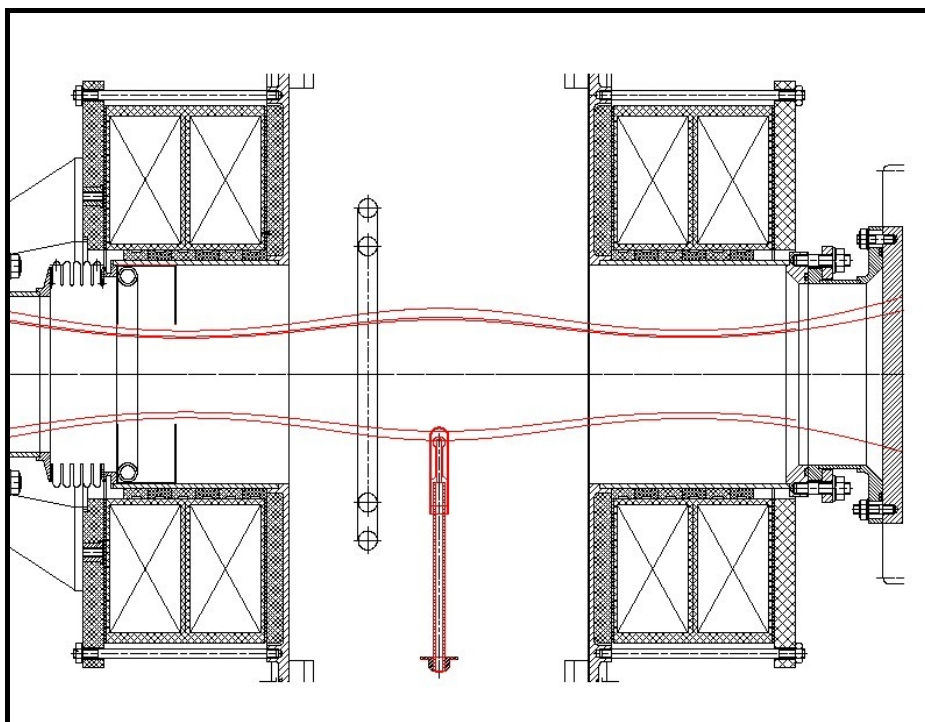


Рис.13 Схема расположения магнитного зонда в КП

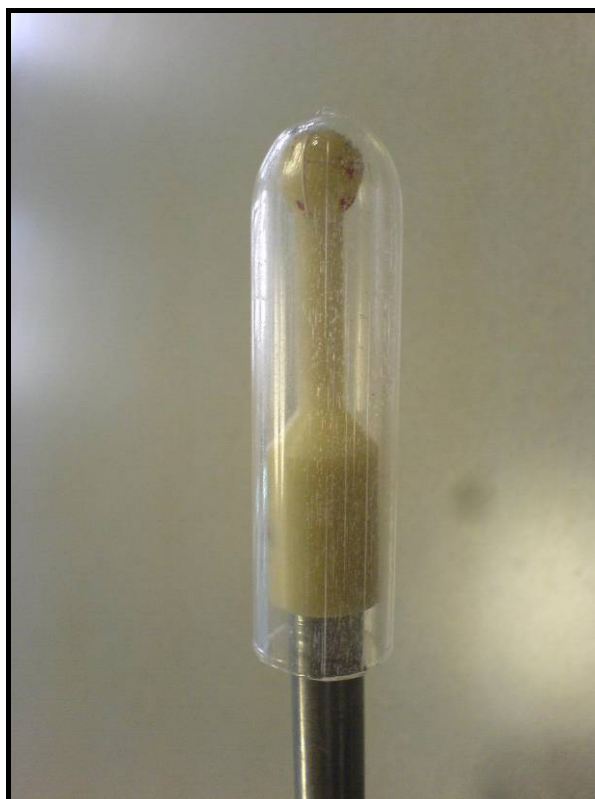


Рис.14 Фотография магнитного зонда

5. Результаты измерений

Временной сценарий эксперимента на установке ГДЛ с присоединенным компактным пробкотроном был следующим. Центральная ячейка ГДЛ заполнялась холодной мишенной плазмой с характерной плотностью $n_0 = \sim 5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и температурой несколько электрон-вольт. Далее в центральной ячейке начиналась инжекция атомарных пучков длительностью $\sim 4\text{-}5\text{ мс}$. В результате инжекции температура плазмы возрастала до значений 80 эВ (при умеренных параметрах инжекции). Стационарная плотность теплой мишенной плазмы в центральной части ГДЛ поддерживалась периферийной инжекцией холодного газа вблизи пробочного узла. В результате чего, радиальный профиль и значение плотности в течение всей длительности инжекции оставались постоянными. На рис.15 приведен характерный вид профиля плотности мишенной плазмы в центральном сечении установки ГДЛ. Как видно из рисунка, профиль плотности достаточно узкий и составляет 9 см по уровню $1/e$.

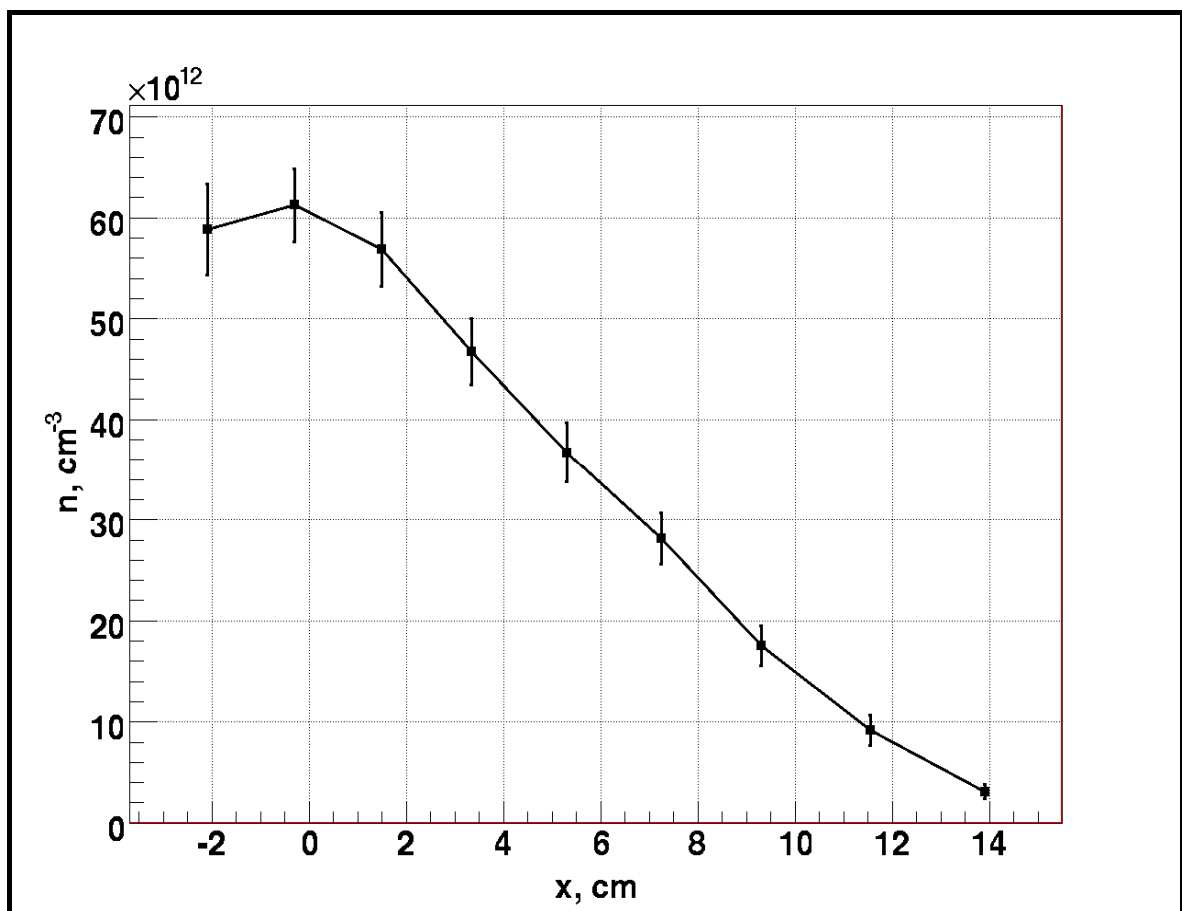


Рис. 15 Профиль плотности мишенной плазмы во время инжекции атомарных пучков.

Мишенная плазма распространялась вдоль силовых линий и вытекала через компактный пробкотрон в расширитель. Через 200 мкс после начала инжекции в центральной ячейке производилась инжекция в компактный пробкотрон двух сфокусированных атомарных пучков с энергией 21 и 23 кэВ и суммарной мощностью 0.9 МВт. В результате ионизации и захвата пучков, который составлял 14 % от инжектированной в КП мощности пучков, формировалась популяция быстрых анизотропных ионов со средней энергией 10 кэВ и плотностью $\sim 4 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, существенно превышавшей плотность теплых ионов мишенной плазмы. На рис.16 приведено пространственное распределение плотности быстрых анизотропных ионов в компактном пробкотроне, полученной из данных измерений дисперсионного интерферометра [15] и анализатора нейтралов перезарядки [16]. Плазмоид имеет узкое распределение вдоль оси компактного пробкотрона с характерным размером 5 см. Поперечный радиус плазмоида составляет 6 см по уровню $1/e$.

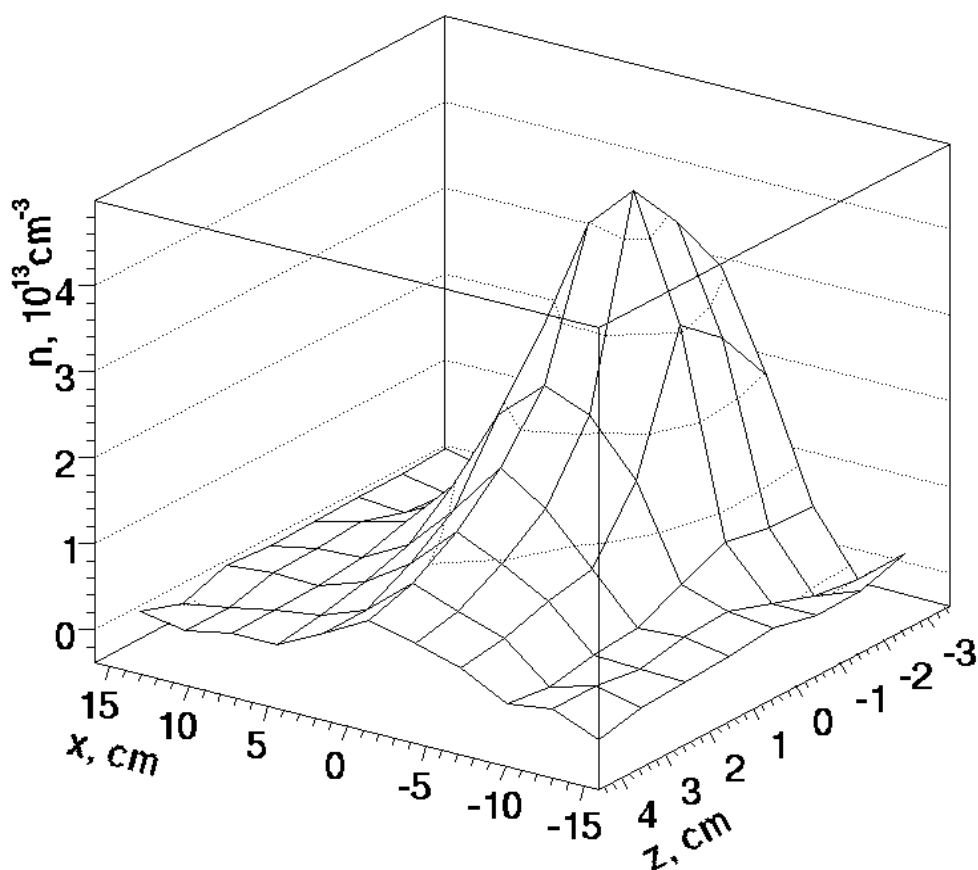


Рис.16 Пространственное распределение плотности быстрых ионов в КП

На рис.17 представлен характерный вид колебаний потенциала плазмы в компактном пробкотроне ГДЛ, измеренных системой ВЧ зондов. По оси ординат напряжение на зондах отложено в вольтах, в зависимости от параметров инжекции амплитуда была от нескольких до 20 Вольт. Длительность записи сигналов составляла 10 мкс. Временной квант равнялся 1 нс. Запускать запись сигналов можно было в любое время по ходу эксперимента.

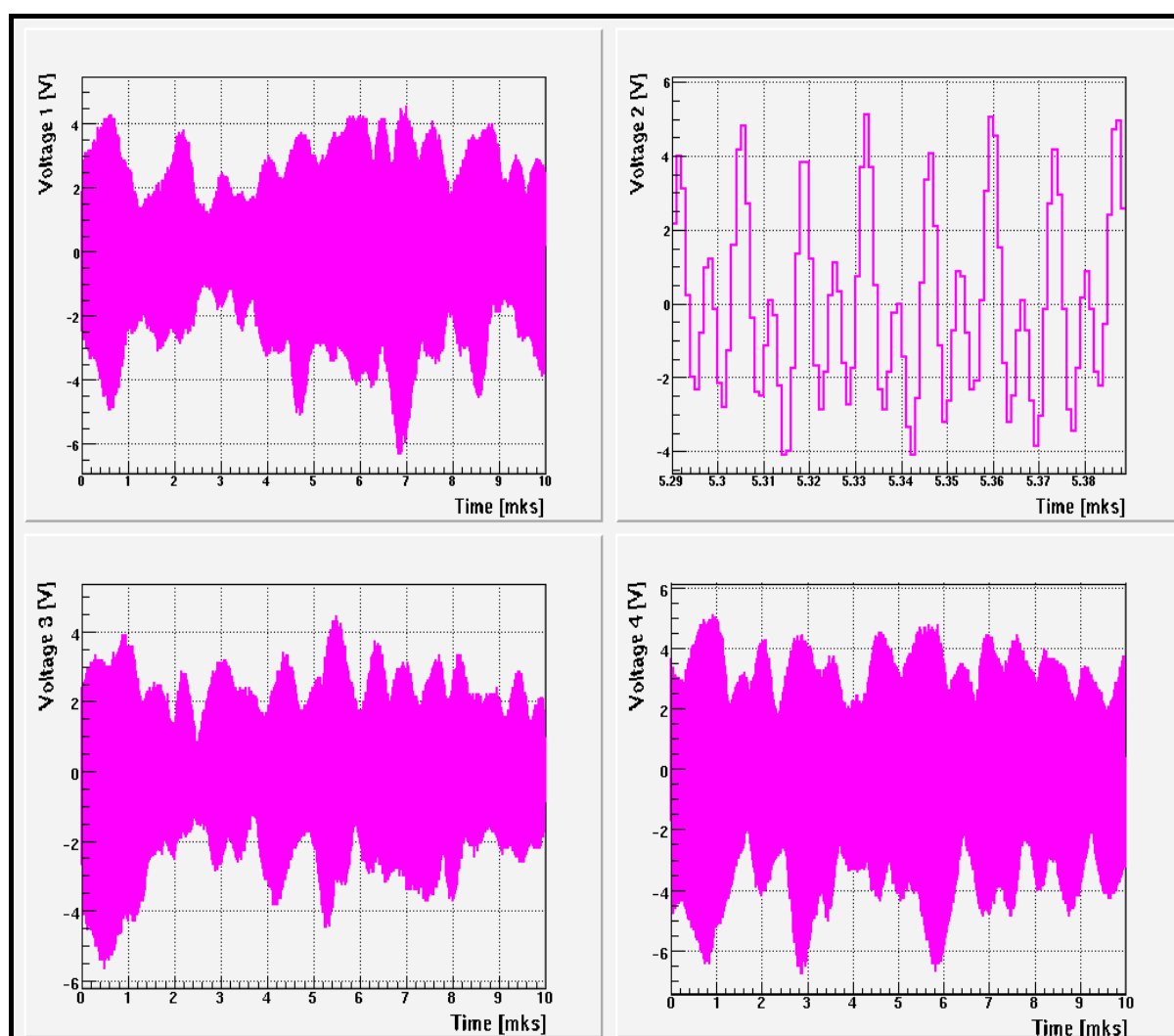


Рис.17 Характерный вид колебаний потенциала плазмы в КП

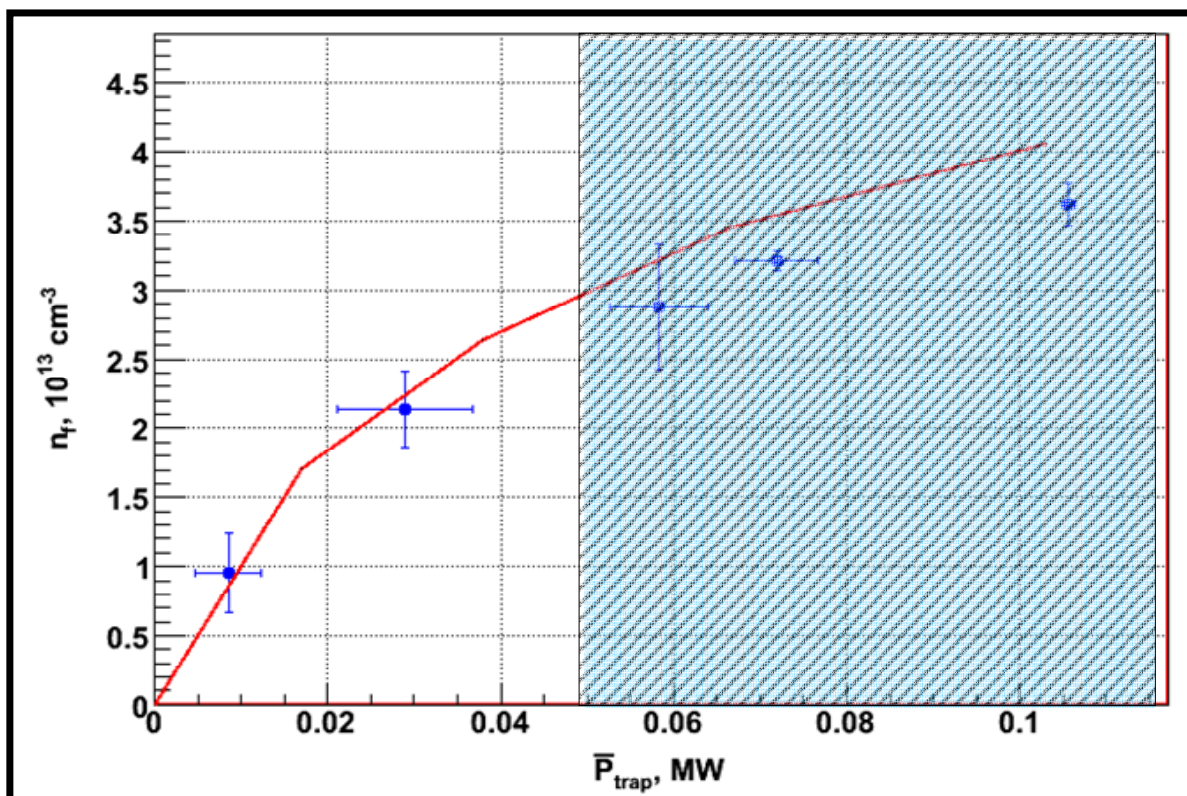


Рис.18 Плотность быстрых ионов в компактном пробкотроне в зависимости от мощности захвата. Точки – экспериментальные данные, сплошная линия – расчет с помощью ITCS.

Колебания носили ярко выраженный пороговый характер. На рис.18 изображена зависимость плотности быстрых частиц в компактном пробкотроне от захваченной в плазму мощности атомарных пучков. Плотность быстрых ионов восстанавливалась из данных измерений полученных с помощью дисперсионного интерферометра и анализатора нейтралов перезарядки. Захваченная мощность изменялась путем уменьшения параметров инжекции в КП при неизменной плотности мишенной плазмы и вычислялась по ослаблению атомарных пучков. Колебания начинались при плотности быстрых частиц большей $2.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Область развития неустойчивости на рисунке выделена штриховкой. На этом же рисунке сплошной линией приведен результат численного расчета с помощью интегрированного транспортного кода (ITCS) [17], моделирующего накопление и релаксацию быстрых ионов в КП на основе классической теории парных кулоновских столкновений (без учета влияния микронеустойчивости на рассеяние быстрых ионов). Незначительные отличия результатов расчета и эксперимента в заштрихованной области рисунка могут быть связаны с потерями быстрых ионов вследствие развития микронеустойчивости.

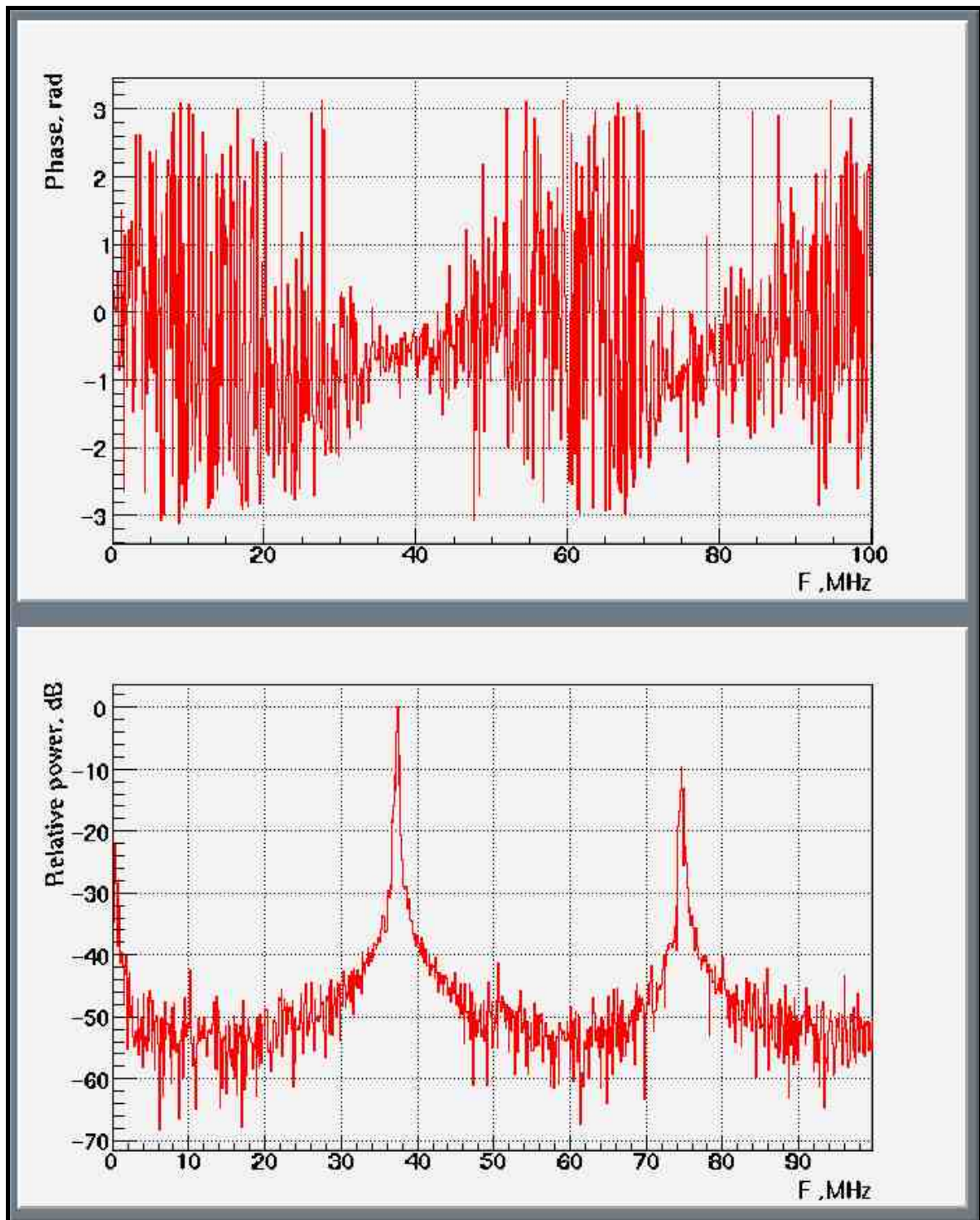


Рис.17 Фазовый и амплитудный спектры

С помощью специально разработанной программы на компьютере вычислялась спектральная плотность взаимной корреляционной функции двух сигналов. Результатом обработки программы были два графика – амплитудный и фазовый спектры, пример которых представлен на рис.19. На нижнем графике приведена относительная спектральная мощность взаимной корреляционной функции сигналов с

двух зондов расположенных по азимуту на одном радиусе в компактном пробкотроне. Узкий пик соответствует частоте колебаний 37 МГц – что близко к ионно-циклотронной частоте в области плазмоида. Второй пик соответствует второй гармонике колебаний, которая появляется в результате нелинейного взаимодействия волн бегущих к пробке и отраженных от нее. На верхнем графике представлено спектральное распределение разности фаз между сигналами с двух зондов. Она принимает определенное значение вблизи частоты 37 МГц и 74 МГц.

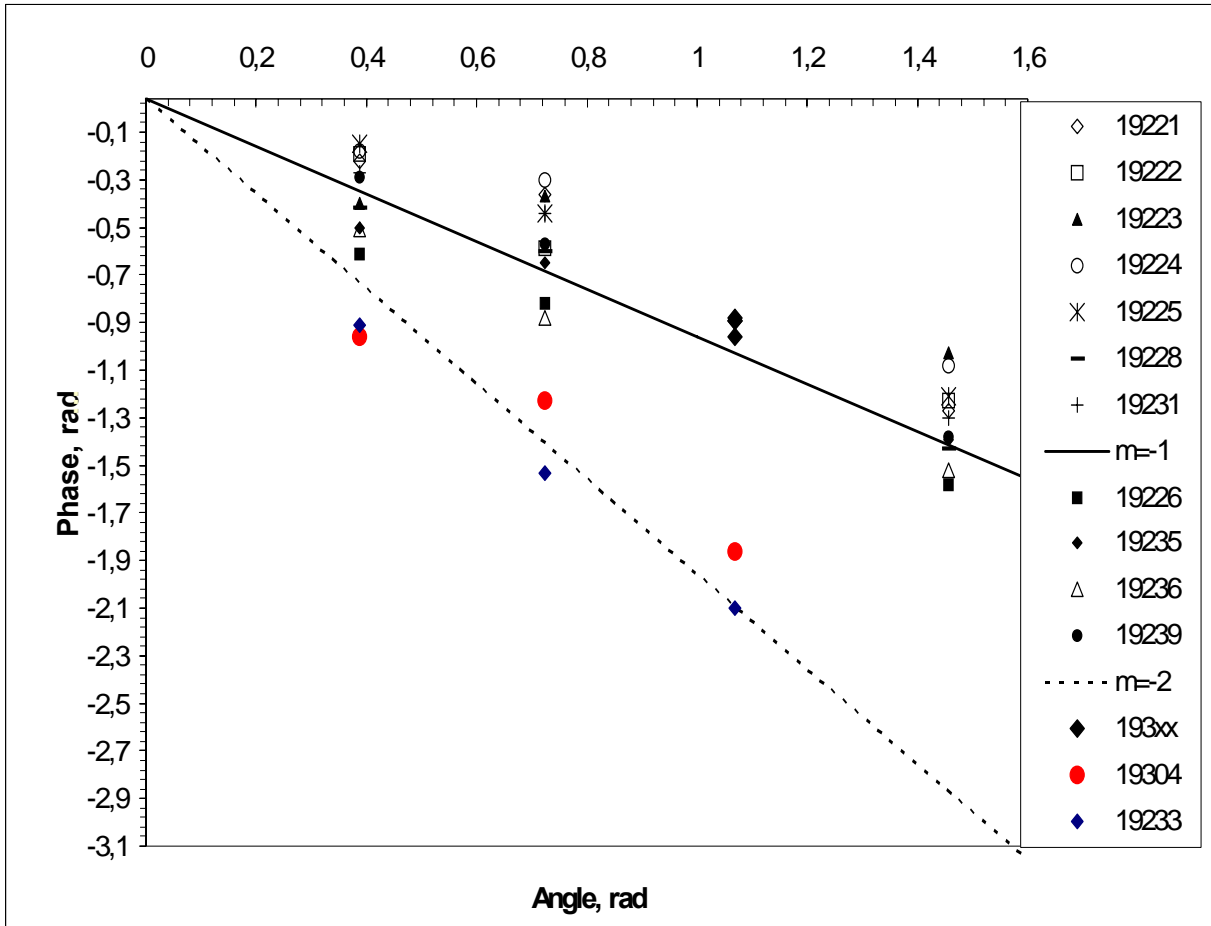


Рис.20 Анализ поперечных мод колебаний

Чтобы определить модовый состав колебаний делалась серия из примерно 10-ти выстрелов, в которых параметры плазмы были одинаковые. По данным измерения потенциала с различных зондов вычислялись разности фаз колебаний потенциала для каждой пары зондов. На рис.20 представлен анализ поперечных (азимутальных) мод. По оси абсцисс отложен угол между зондами в радианах, по оси ординат – разность фаз в радианах между 1 и 2, 1 и 3, 1 и 4 и 1 и 5 зондами соответственно. Сплошная линия соответствует моде -1, пунктирная – моде -2.

В большинстве выстрелов азимутальная мода колебаний с приемлемой точностью была равна -1, но иногда наблюдалась и вторая мода. Колебаний с более высокими модами не обнаружено. Для выбранной системы координат знак минус означает распространение в направлении электронного диамагнитного дрейфа.

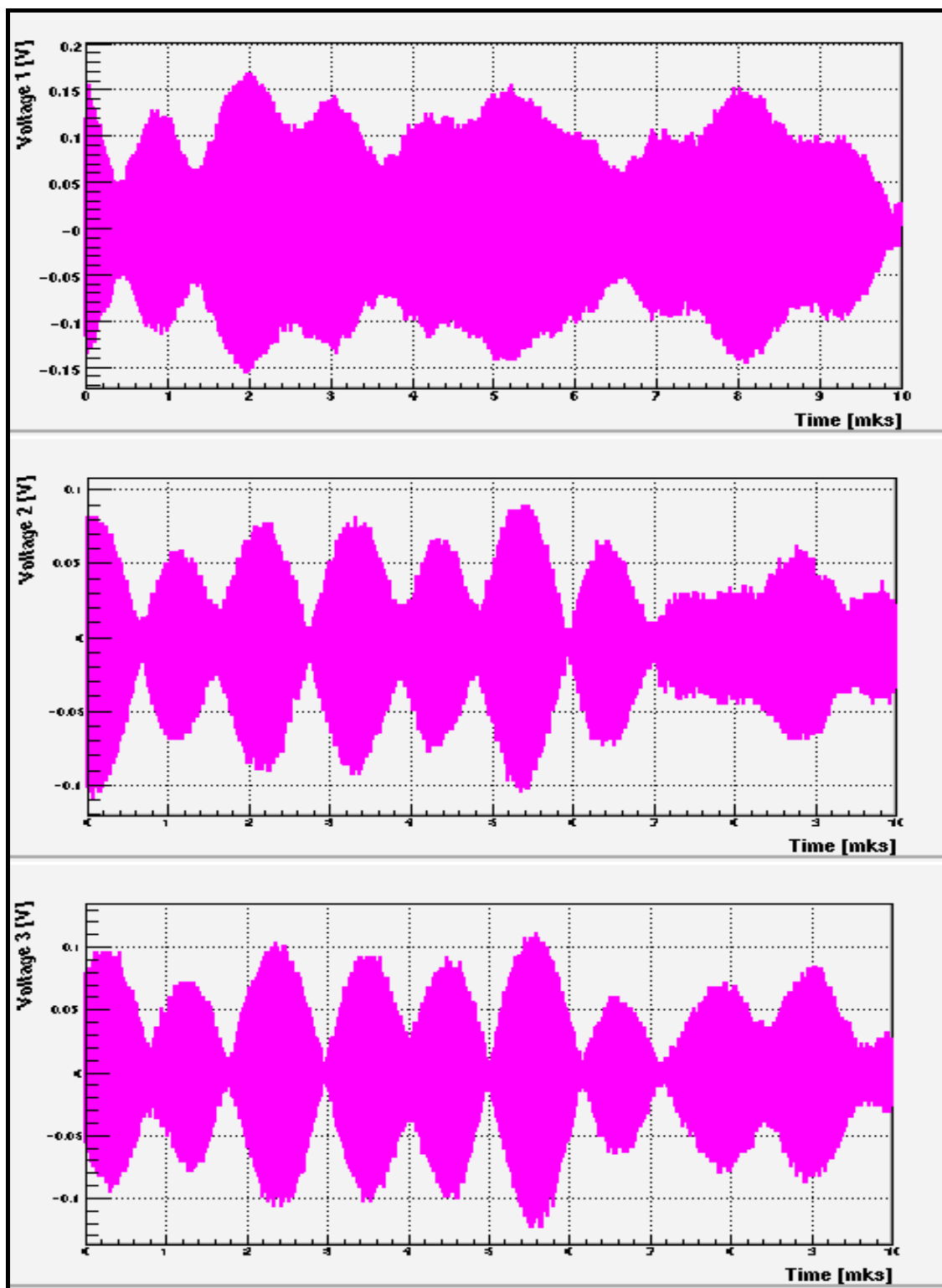


Рис.21 Сверху вниз напряжения, индуцированные: $\dot{B}_z, \dot{B}_\phi, \dot{B}_r$

На рис.21 представлен характерный вид флуктуаций напряжений на магнитном зонде в компактном пробкотроне ГДЛ, индуцированных изменением компонент вектора магнитного поля B_z, B_ϕ, B_r . Из рисунка видно, что в нашем эксперименте флуктуации магнитного поля вдоль силовых линий по величине порядка азимутальных и радиальных флуктуаций, в отличие от работы [5], где они были более чем на порядок меньше. Флуктуации вдоль магнитного поля отличаются по форме от азимутальных и радиальных, они могут быть связаны с магнитным ионным звуком.

На рис.22 показаны напряжения, индуцированные на магнитных зондах компонентами $\dot{B}_r(t)$ и $\dot{B}_\phi(t)$. Восстановленная по ним амплитуда возмущений магнитного поля была порядка 100 мГс. Вектор магнитного поля волны вращался на рисунке по часовой стрелке. Для геометрии эксперимента это соответствует направлению ларморовского вращения ионов (левая поляризация волны).

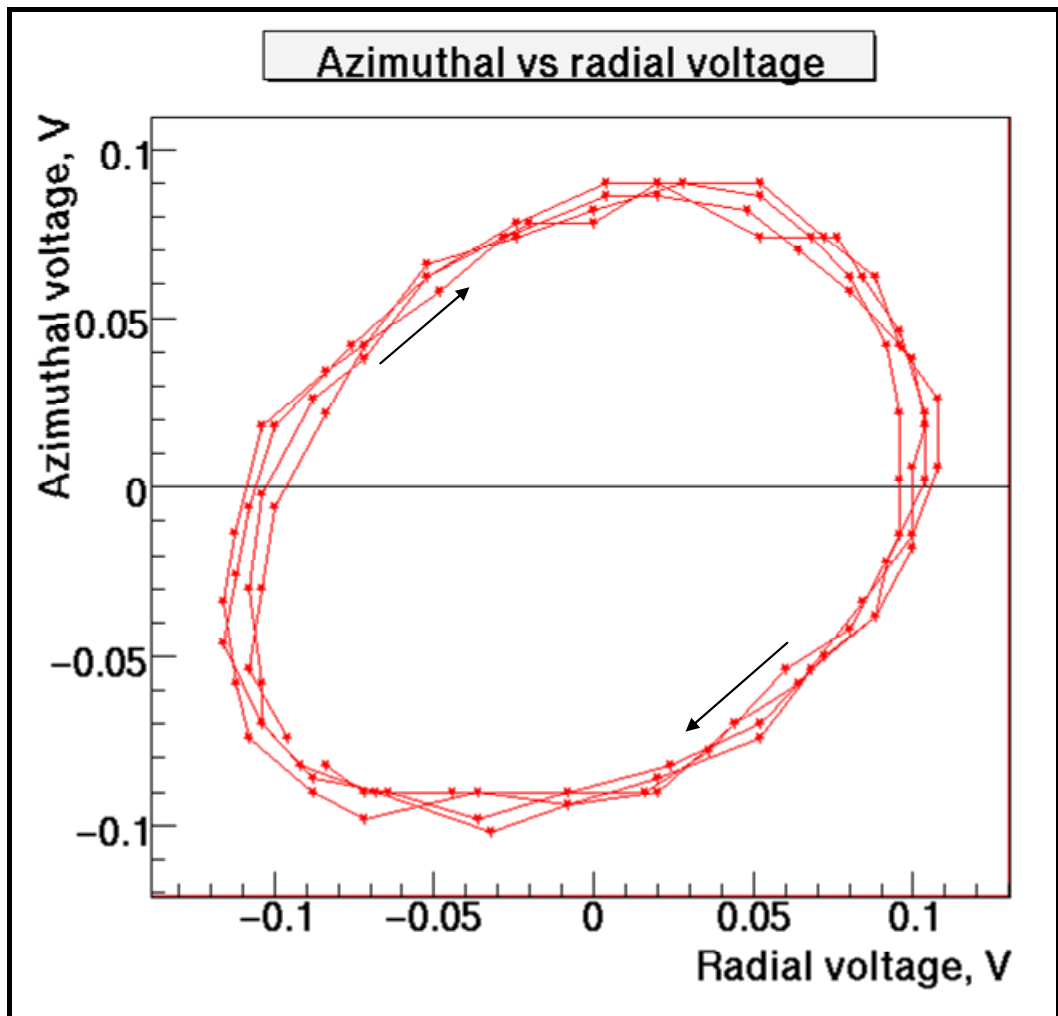


Рис.22 Напряжения на магнитном зонде, индуцированные изменением радиальной и азимутальной компонентами вектора магнитного поля волны

Для определения сдвига частоты колебаний был проведен специальный эксперимент с более высоким магнитным полем в КП. Значение магнитного поля в центральном сечении КП, полученное с помощью измерений диагностикой на основе динамического эффекта Штарка [18], составило 27.6 ± 0.3 кГс. Ионно-циклотронная частота, соответствующая этому полю, $f_{ci} = 42 \pm 0.5$ МГц. Частота колебаний потенциала плазмы, вызванных развитием исследуемой неустойчивости, составила $f_0 = 39.65 \pm 0.15$ МГц. Таким образом, присутствует сдвиг частоты, удовлетворяющий оценке $f_0 < f_{ci} (1 - \langle W_{\parallel} \rangle / \langle W_{\perp} \rangle)$.

Регистрация малых поперечных мод колебаний волны, сдвига частоты волны относительно ионно-циклотронной в центральном сечении КП, вращения вектора поляризации магнитного поля волны в направлении ларморовского движения ионов является весомым аргументом в пользу того, что колебания в плазмоеде связаны с развитием альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости.

Разность фаз между сигналами с находившихся на одной силовой линии зондов (среднего зонда в компактном пробкотроне и зонда в расширителе) от выстрела к выстрелу была случайна. Это означает, что продольная длина волны исследуемых колебаний много меньше, чем расстояние между зондами (~ 70 см), и колебания не относятся к желобковому типу, и, следовательно, не являются результатом развития дрейфово-конусной микронеустойчивости. Этот же вывод подтверждают данные измерений с помощью системы из трех ВЧ зондов, расположенных на расстоянии 1.5 см на одной силовой линии в расширителе. Согласно результату взаимного корреляционного анализа сигналов с этих зондов, продольная длина волны колебаний не превышает 2 см.

6. Заключение

Основные результаты, полученные в ходе данной работы, были следующими:

1. Созданы методика, аппаратура и средства обработки экспериментальных данных для изучения и идентификации микронеустойчивостей в компактном пробкотроне ГДЛ:
 - а. Спроектирована и изготовлена система электрических ВЧ зондов, измерена их АЧХ. Показано, что параметры зондов соответствуют задачам эксперимента.
 - б. Спроектирован, изготовлен и откалиброван магнитный зонд.
 - в. Создана и отлажена программа для обработки результатов данных экспериментов и визуализации полученных данных.
2. Проведена серия измерений флуктуаций потенциала плазмы в широком диапазоне параметров инжекции атомарных пучков в компактный пробкотрон.
3. Проведены измерения флуктуаций магнитного поля в компактном пробкотроне. Амплитуда флуктуаций составила примерно 100 мГс.
4. Развивающаяся микронеустойчивость является альфвеновской ионно-циклотронной, о чем свидетельствуют малые азимутальные волновые числа $m = -1, -2$, частота колебаний ниже ионно-циклотронной частоты в области центрального сечения компактного пробкотрона, вращение вектора поляризации магнитного поля в направлении ларморовского движения ионов.
5. Определен порог развития микронеустойчивости относительно плотности быстрых ионов, β , степени анизотропии и отношения ларморовского радиуса к радиусу плазмоида. Неустойчивость развивалась при плотности быстрых ионов $n > 2.5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\beta \approx 0.02$, анизотропии $A \approx 50$, $a_i/R_p \approx 0.23$.

Автор выражает искреннюю благодарность всем сотрудникам лаборатории 9-11 за оказание помощи при выполнении данной работы.

7. Список литературы

- [1]. Димов Г.И., Амбиполярная ловушка, УФН 175, №11, 1185-1206 (2005)
- [2]. Scharer J., Plasma Phys. **11**, 1,(1969)
- [3]. Simonen T.C., Phys. Fluids **19**, 1365, (1976)
- [4]. Kanaev B.I., Nucl.Fusion **19**, 347, (1979)
- [5]. Casper T.A. and Smith G.R., Phys. Review Letters **48**, 1015, (1982)
- [6]. Мирнов В.В., Рютов Д.Д., Газодинамическая линейная ловушка для удержания плазмы, Письма в ЖТФ, т.5, 678, (1979)
- [7]. Рютов Д.Д. Открытые ловушки. Препринт ИЯФ СО АН СССР 87-105П. Новосибирск, (1987)
- [8]. Bagryansky P.A., Ivanov A.A., Kruglyakov E.P., et al., Fusion Eng. Design **70**, 13-33, (2004)
- [9]. Anikeev A.V., Bagryansky P. A., Ivanov A. A., Lizunov A. A., Murakhtin S. V., Prikhodko V.V., Solomakhin A. L. and Noack K., «Confinement of Strongly Anisotropic Hot-ion Plasma in a Compact Mirror» Journal of Fusion Energy **26** ,103-107, (2007)
- [10]. Post R.F., Rosenbluth M.N., Phys. Fluids **9**, 730, (1966)
- [11]. Михайловский А.Б., Nucl. Fusion **5**, 125, (1965)
- [12]. Post R.F. Nucl.Fusion **27**, 1672-1699, (1987)
- [13]. Gerver M.J., Phys. Fluids **19**, 1581, (1976)
- [14]. D.C. Watson Phys. Fluids **23**, 2485, (1980)
- [15]. Соломахин А.Л., Багрянский П.А., Воскобойников Р.В., Зубарев П.В., Квашнин А.Н., Лизунов А.А., Максимов В.В., Хильченко А.Д., Дисперсионный интерферометр на основе CO₂ лазера, Приборы и техника эксперимента, № 5, с.96-106, (2005)
- [16]. S.V.Murakhtin, V.V.Prikhodko, "Energy analyser for hot ion density profile measurements in GDT", Transactions of Fusion Science and Technology, Vol.47, No1T, p.315-317, (2005)
- [17]. A.V.Anikeev, A.N.Karpushov, S. Collatz, K.Noack, G.Otto, S.L.Strogalova "An Integrated Transport Code System for the Calculation of Multi-component, High- β Plasmas in the Gas Dynamic Trap", Transaction of Fusion Technology, v.39, No.1Tpp. 183-186, (2001)
- [18]. Кириллов К.Ю. «Развитие MSE-диагностики на установке ГДЛ», квалификационная работа (2008).

8. Приложение

Взаимный корреляционный анализ

Пусть колебания потенциала плазмы регистрируются двумя зондами. Сигналы с зондов есть периодические функции от времени $\varphi_1(t)$ и $\varphi_2(t)$. Взаимной корреляционной функцией сигналов $\varphi_1(t)$ и $\varphi_2(t)$ называется:

$$R_{12}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_1(t)\varphi_2(t-\tau)dt$$

Сделаем преобразование Фурье каждого сигнала, получим фурье-образы:

$$\begin{aligned}\varphi_1(\omega) &= A_1(\omega) \cdot \exp[i\theta_1(\omega)], \\ \varphi_2(\omega) &= A_2(\omega) \cdot \exp[i\theta_2(\omega)]\end{aligned}$$

Информацию о частоте колебаний и разности фазы можно получить, вычислив спектральную плотность взаимной корреляционной функции:

$$P_{12}(\omega) = |P_{12}(\omega)| \cdot \exp[i\theta_{12}(\omega)],$$

которая есть суть Фурье преобразование взаимной корреляционной функции.

Справедливы следующие равенства:

$$\begin{aligned}|P_{12}(\omega)| &= A_1(\omega) \cdot A_2(\omega) \\ \theta_{12}(\omega) &= \theta_2(\omega) - \theta_1(\omega)\end{aligned}$$

Доказательство:

$$\begin{aligned}P_{12}(\omega) &= const \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\omega\tau} d\tau \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_1(t)\varphi_2(t-\tau)dt = \\ &= const \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\omega\tau} dt \left[\int_{-\infty}^{+\infty} d\omega_1 e^{-i\omega_1 t} \varphi_1(\omega_1) \right] \cdot \left[\int_{-\infty}^{+\infty} d\omega_2 e^{-i\omega_2(t-\tau)} \varphi_2(\omega_2) \right] = \\ &= const \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int_{-\infty}^{+\infty} dt \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega_1 \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega_2 e^{i\omega\tau - i\omega_1 t - i\omega_2(t-\tau)} \varphi_1(\omega_1)\varphi_2(\omega_2) = \\ &= const \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega_1 \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega_2 \delta(\omega_1 + \omega_2) e^{i\omega\tau + i\omega_2\tau} \varphi_1(\omega_1)\varphi_2(\omega_2) = \\ &= const \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega_2 e^{i\omega\tau + i\omega_2\tau} \varphi_1(-\omega_2)\varphi_2(\omega_2) = const \cdot \varphi_1(\omega)\varphi_2(-\omega)\end{aligned}$$