

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ

«НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ» (НОВОСИБИРСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ, НГУ)

Факультет: **ФИЗИЧЕСКИЙ**

Кафедра: **ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ**

Магистерская программа: **ФИЗИКА ПЛАЗМЫ**

Направление подготовки: **03.04.02 ФИЗИКА**

Образовательная программа: **МАГИСТРАТУРА**

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА

Шмигельского Евгения Анатольевича

Тема работы: Неустойчивости быстрых ионов дейтерия в водородной
мишени плазме на установке ГДЛ

«К защите допущена»

И.О. заведующего кафедрой

к.ф.-м.н.

с.н.с., ИЯФ СО РАН

Научный руководитель

к.ф.-м.н.

с.н.с., ИЯФ СО РАН

Сковородин Д.И./ _____
(подпись, МП)

Яковлев Д.В./ _____
(подпись, МП)

«_____» _____ 2022 г.

«_____» _____ 2022 г.

Дата защиты: «_____» _____ 2022 г.

Новосибирск — 2022 г.

Содержание

1	Введение	4
1.1	Мотивация и цели работы	4
1.2	Дрейфово–конусная неустойчивость	6
1.3	Наблюдения ДКН	9
1.3.1	2XII и 2XIV	9
1.3.2	TMX-U	11
1.3.3	MIX 1	12
2	Оборудование и метод обработки данных	14
2.1	ГДЛ и диагностики	14
2.2	Азимутальная сборка магнитных зондов	16
2.3	Сборка электростатических зондов	17
2.4	Спектрально–корреляционный анализ	20
2.4.1	Суть метода и программная реализация №1	20
2.4.2	Программная реализация №2	24
2.4.3	Программная реализация №3	25
3	Экспериментальная часть	27
3.1	Описание неустойчивостей	27
3.1.1	Время когерентности неустойчивости и оценка инкремента	30
3.2	Неустойчивости в смешанной мишенной плазме	33
3.2.1	Постановка эксперимента	33

3.2.2	Эволюция параметров неустойчивости	35
3.2.3	Зависимость параметров неустойчивости от доли дей- терия в смеси	37
3.2.4	Граничная доля дейтерия в смеси	39
3.2.5	Вероятная интерпретация результатов	42
3.3	Спектрометрия в разрядах со смешанной мишенной плазмой	44
3.3.1	Радиальная зависимость и временная динамика отно- сительной плотности дейтерия	45
3.3.2	Зависимость состава плазмы от состава смеси	48
3.4	Свойства неустойчивости на 2,2 МГц	49
3.4.1	Азимутальное волновое число	50
3.4.2	Радиальное волновое число	51
3.5	Свойства неустойчивости на 4,5 МГц	53
3.5.1	Азимутальное волновое число	54
3.5.2	Радиальное волновое число	55
3.6	Продольные свойства неустойчивости	57
3.6.1	Магнитные зонды	57
3.6.2	Электростатические зонды	59
3.7	Наблюдение АИЦН	61
3.7.1	Азимутальное волновое число	62
3.7.2	Радиальное волновое число	63
4	Заключение	65
5	Благодарности	69
	Список использованных источников	70

1 Введение

1.1 Мотивация и цели работы

Открытые магнитные ловушки для удержания плазмы совершенствуются для их возможного практического применения в качестве нейтронных источников для материаловедения или подкритических ядерных реакторов и, в дальнейшем, в качестве реакторов термоядерного синтеза.

Центральным элементом развиваемого в ИЯФ СО РАН проекта нейтронного источника является газодинамическая ловушка (ГДЛ) — осесимметричная открытая ловушка с магнитными пробками. Удерживаемые в ГДЛ ионы можно подразделить на две группы. Теплые ионы удерживаются в газодинамическом режиме [1] и имеют изотропную максвелловскую функцию распределения везде в плазме, кроме областей непосредственно около пробок. Быстрые (или горячие) ионы формируются при перезарядке пучков нейтральных атомов на теплых ионах и обладают существенно неравновесной функцией распределения с конусом потерь. Быстрые ионы удерживаются адиабатически, отражаясь от точек остановки [2]. Из-за характера функции распределения режим удержания быстрых ионов является кинетическим.

Согласно работе [3], где рассматривается процесс оптимизации параметров нейтронного источника на основе ГДЛ, кинетический режим удержания превосходит газодинамический по времени удержания и термоядерной мощности. Расчеты величины нейтронного потока D–T реакции в рамках

проекта нейтронного источника ALIANCE [4] также демонстрируют преимущество кинетического режима удержания.

Высокая степень неравновесности функции распределения, свойственная кинетическому режиму, приводит к возбуждению кинетических неустойчивостей, из-за которых удерживаемые ионы рассеиваются в конус потерь. Достаточная доля теплых максвелловских ионов, частично заполняющих конус потерь, приближает функцию распределения к равновесной, что предупреждает развитие кинетических неустойчивостей, но уводит режим удержания от кинетического к газодинамическому. В открытой ловушке из-за наличия конуса потерь вместе с большим радиальным градиентом плотности одной из наиболее вероятных кинетических неустойчивостей является дрейфово-конусная неустойчивость (ДКН). По предположению авторов [5, 6], наблюдаемая ими неустойчивость с частотой, близкой к ионно-циклотронной, является дрейфово-конусной, при этом добавление холодных ионов того же вида, что и быстрые в количестве $\sim 10\%$ приводит к её стабилизации. Согласно расчетам из [7], в случае одинакового изотопного состава мишени и быстрых ионов количество неустойчивых решений дисперсионного уравнения для ДКН меньше, чем в случае плазмы, состоящей из разных изотопов. Кроме того, доля теплых ионов, необходимая для стабилизации ДКН, меньше в случае совпадения массовых чисел теплой и горячей компонент. Таким образом, актуальной задачей является поиск кинетического режима работы нейтронного источника на D-T топливе, совместимого с условиями стабилизации дрейфово-конусной неустойчивости.

Данная работа преследует несколько целей:

1. Определение пространственной структуры кинетических неустойчивостей, развивающихся в плазме установки ГДЛ с помощью магнитных и электростатических высокочастотных зондов.
2. Качественное исследование характера проявления кинетических неустой-

чивостей в зависимости от плотности мишенной плазмы.

3. Исследование зависимости характеристик неустойчивостей от доли дейтерия в смешанной дейтериево-водородной мишенной плазме.
4. Поиск доли дейтерия в смеси, достаточной для стабилизации неустойчивости.

1.2 Дрейфово–конусная неустойчивость

Дрейфово–конусная неустойчивость возникает при раскачке дрейфовых колебаний электронов ионами с неравновесной функцией распределения по скоростям, имеющей место из–за наличия конуса потерь в пространстве скоростей ионов, удерживаемых в открытой ловушке. В работе [8] сведены определяющие свойства дрейфово–конусной неустойчивости. В электростатическом пределе (относительное давление плазмы $\beta \rightarrow 0$) и в приближении малой поперечной длины волны (поперечная длина волны не превышает ларморовский радиус ионов: $k_{\perp} \rho_i \geq 1$) она представляет собой распространяющиеся азимутально в направлении ионно–циклотронного вращения желобковые ($k_{\parallel} \rightarrow 0$) возмущения потенциала плазмы с частотой и инкрементом порядка ионно–циклотронной частоты $\omega, \Gamma \sim \omega_{ic}$. ДКН свойственна открытым ловушкам из–за наличия значительного радиального градиента плотности (радиус плазмы сопоставим с ларморовским радиусом быстрых ионов) и конуса потерь, который обеспечивает инверсную населенность в распределении скоростей ионов.

Большой градиент плотности может быть причиной развития другой, дрейфово–циклотронной неустойчивости (ДЦН) [9] даже в плазме с максвелловским распределением. В этом случае дрейфовые колебания раскачиваются из–за инверсной населенности в функции распределения ионов, имеющей место при наличии градиента плотности. Свойства этой неустой-

чивости практически не отличаются от свойств ДКН, критерием их разграничения может случить поведение неустойчивости при добавлении теплых ионов: ДЦН не должна на них реагировать.

Ввиду градиентной природы ДКН, для неё характерно формализованное параметром $\rho_i/r_{\text{плазмы}}$ пороговое значение градиента плотности, ниже которого она не возбуждается. Хотя условие мелкомасштабности возмущений $k_{\perp}\rho_i \geq 1$ взято для упрощения, из численных решений дисперсионного уравнения для ДКН [10, Рис. 8], [11, Табл. VI] следует, что возмущениям с поперечной длиной волны, меньшей ларморовского радиуса соответствуют низкие значения порогового градиента плотности. Это означает, что мелкомасштабная ДКН наиболее неустойчива, и возмущения должны удовлетворять условию $k_{\perp}\rho_i \geq 1$. В случае неограниченной плазмы в однородном поле и при отсутствии теплых ионов пороговое значение градиента $\rho_i/r_{\text{плазмы}} \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ [11, Раздел II В], [10, Раздел IV]. Ограниченность длины установки и эффект конечного β увеличивают пороговое значение до $\rho_i/r_{\text{плазмы}} \sim 10^{-2}$ [12]. Это означает, что для устойчивости относительно ДКН поперечный размер плазмы должен в сотни раз превышать ларморовский радиус ионов, что заведомо не выполняется в открытых ловушках.

Заполнение конуса потерь теплыми ионами того же сорта, что и быстрые эффективно предотвращает возбуждение ДКН. В работе [10, Раздел IV] показано, что при увеличении доли теплых ионов в плазме увеличивается пороговое значение градиента плотности, выше которого возбуждается неустойчивость. Там же показано, что критерий устойчивости, полученный в коротковолновом пределе удовлетворительно работает и вне этого приближения. Согласно нему была рассчитана доля теплой компоненты ионов, способная стабилизировать ДКН для параметров установок PR6, ТМХ, ТМХ-У, 2ХII, 2ХIIB, на которых этот вопрос изучался экспериментально. Теоретические и экспериментальные результаты хорошо согласуются между собой. В [8, Раздел 12.5.3.5] отмечена положительная роль наклон-

ной инжекции. При вводе быстрых ионов под углом к оси установки их продольное распределение плотности имеет два максимума, соответствующих точкам останова. Такое распределение формирует потенциальную яму для теплых ионов, увеличивая их концентрацию и способствуя подавлению ДКН.

Стабилизация ДКН добавлением теплых ионов работает хуже, если теплые и горячие ионы в плазме представлены разными элементами или изотопами. В работе [7] рассмотрены неустойчивые решения дисперсионного уравнения для ДКН, в котором учтено различие в массе теплой и горячей компонент ионов. Отмечено, что в таком случае выполняется «спектральное правило»: подавляются те гармоники ДКН, чьи частоты совпадают с какими-либо циклотронными гармониками теплых ионов. Если гармоники теплых и быстрых ионов частично не совпадают неустойчивость возникает даже при нулевом радиальном градиенте. В случае быстрых ионов дейтерия и теплых ионов водорода $\omega_{ic}(H) = 2\omega_{ic}(D)$, и при некоторой доле теплых ионов подавляются только четные ИЦ гармоники дейтерия. В обратном случае ИЦ гармоники теплого дейтерия перекрывают все ИЦ гармоники горячего водорода, и количество неустойчивых решений сокращается. Кроме того существует пороговое значение градиента плотности, но оно меньше, чем в случае одинаковых изотопов, значит, такая плазма сильнее подвержена ДКН. В той же статье построена зависимость инкремента ДКН от отношения плотностей теплой и горячей компонент ионов: доля теплых ионов, нужная для стабилизации ДКН существенно ниже в случае если теплые и горячие ионы одного вида. Такой вывод согласуется с практикой. В экспериментах на установке PR-6 [5] показано, что добавление менее 5% холодных ионов водорода в водородную плазму полностью подавляет неустойчивость на частоте около ИЦ частоты, которая мыслится авторами как ДКН. При добавлении ионов аргона вместо водорода неустойчивость исчезает только при плотности аргона, сравнимой с

плотностью самой плазмы.

1.3 Наблюдения ДКН

Рассмотрим свойства неустойчивости, которую ранее наблюдали в плазме нескольких открытых ловушек и ассоциировали с дрейфово–конусной неустойчивостью.

1.3.1 2ХII и 2ХIIV

На установке 2ХII [13] через рассеяние микроволнового излучения наблюдались колебания плотности на частоте, близкой к ионно–циклотронной, согласованные с колебаниями потенциала, зарегистрированными электростатическими зондами около одной пробки и за противоположной пробкой. Была изучена пространственная структура неустойчивости: её продольная длина волны достаточно большая, чтобы не быть измеренной имеющейся в распоряжении авторов сборкой электростатических зондов; азимутальное волновое число таково, что $k_\phi \rho_i = 4$ (при пересчете длины волны на центральную плоскость). Волна распространяется по направлению циклотронного вращения ионов, а её фазовая скорость соответствует низкоэнергетической границе энергетического распределения ионов. При рассмотрении радиальной зависимости амплитуды были сделаны выводы о том, что колебания примерно одинаково представлены как в центре, так и на периферии плазмы, а их спектр на периферии сдвинут к более низким частотам.

Более полные данные были получены на 2ХIIV [14, 15]. Авторы наблюдали неустойчивость с частотой ниже ИЦ частоты, амплитуда которой увеличивалась с выключением потока теплого дейтерия, при неизменной пространственной структуре. Было показано, что отличие частоты неустойчивости от циклотронной можно объяснить диамагнетизмом плазмы с неко-

торым $\beta(0)$ на оси установки. Из наилучшего согласия частотного сдвига именно со значением на оси, а не с усредненным по профилю плотности $\bar{\beta}$, а также исходя из согласованности сигналов зондов около центральной плоскости с сигналами запробочных зондов и микроволнового интерферометра, авторы делают вывод, что неустойчивость берет начало в внутренних горячих областях плазмы. С помощью сборки из пяти электростатических зондов, расположенных около центральной плоскости, были проведены измерения поперечного волнового числа в разные фазы разряда. Измерения в центральной области пройденного временного интервала дают значения $k_{\perp} = 1,0 \pm 0,2 \text{ см}^{-1}$, разбросанные около оценочного значения $k_{\perp} = 1,06 \text{ см}^{-1}$, полученного из условия равенства дрейфовой и циклотронной частот ионов. Положительное значение k_{\perp} соответствует распространению возмущения в направлении ИЦ вращения. Но есть исключения в виде нескольких измерений в начале и в конце рассмотренного промежутка времени, где значения k_{\perp} примерно той же абсолютной величины, но отрицательны, что соответствует электронному циклотронному вращению. Произведение $k_{\perp} r_{\text{плазмы}}$ приводит к значениям азимутального волнового числа m таким, что $5,6 \leq m \leq 8,4$. При этом $2,9 \leq k_{\perp} \rho_i \leq 6,1$. Параметры неустойчивости, условия её возникновения и сопоставление с предсказаниями теории позволили авторам постановить, что они имели дело с ДКН.

Работа [16] описывает успешный опыт подавления неустойчивости с частотой ω , равной от $0,8 \cdot \omega_{ic}$ до $1,2 \cdot \omega_{ic}$, которая позднее [13] была идентифицирована как ДКН. Для этого во время нейтральной инжекции дейтерия плазму насыщали теплыми ионами дейтерия. Авторы оценили долю теплых ионов в плазме, требуемую для подавления ДКН значением 20%.

1.3.2 ТМХ–U

В амбиполярной открытой ловушке ТМХ–U плазма удерживалась в центральной секции, в то время как в концевые пробкотроны для создания ионного барьера производилась наклонная инжекция.

Авторы работы [6] наблюдали неустойчивость с частотой, соответствующей ИЦ частоте в области внешней точки останова быстрых ионов. Путем осуществления дополнительной инжекции под иным углом, точка останова была сдвинута, и вместе с тем изменилась частота возмущений. Из этого был сделан вывод, что неустойчивость генерируется в области внешней точки останова, а не является второй гармоникой неустойчивости в центре концевого пробкотрона. Авторы наблюдали резкие спады плотности быстрых ионов, ассоциированные с наличием неустойчивости, кроме того был выявлен обратный характер зависимости времени удержания быстрых ионов от амплитуды возмущений.

Для измерения параметров неустойчивости были применены электростатические зонды. Авторы определили поперечные волновые числа неустойчивости в центре концевого пробкотрона (иногда неустойчивость возбуждалась и там) и в области внешней точки останова. Оказалось, что направление распространения возмущений совпадает с направлением ИЦ вращения, и азимутальные волновые числа таковы, что $k_\phi \rho_i \approx 2$. Кроме того, амплитуда неустойчивости была чувствительна к уровню продольных потерь теплых ионов из центральной секции. Исходя из этих признаков, авторы определили, что они наблюдают ДКН. С использованием тока теряемых ионов для расчета отношения их плотности к плотности быстрых ионов было установлено, что доли теплых ионов, равной 9% достаточно для существенного уменьшения амплитуды ДКН.

1.3.3 МІХ 1

В работе [17] изложены результаты измерений пространственной структуры дрейфово–конусной неустойчивости на установке МІХ 1, которая представляет собой компактный пробкотрон с пробочным отношением 2 (в описываемых экспериментах).

Удерживаемая в МІХ 1 водородная плазма вводится из плазменной пушки вдоль линий магнитного поля идущих от катушки магнитной изоляции анода пушки в пробкотрон. Плазма в пушке создается при ионизации нейтрального газа ускоренными электронами, и ионы представлены двумя компонентами. Быстрые ионы ускоряются во время турбулентной фазы разряда в пушке и захватываются в пробкотроне, имея конусное распределение и радиальный профиль плотности, не зависящий от конфигурации магнитного поля. Радиальное распределение холодных ионов, главным образом сконцентрированных на оси, можно регулировать изменением отношения поля анодной магнитной катушки к полю в центральной плоскости пробкотрона — B_G/B_M .

При распаде плазмы наблюдались возмущения плотности и потенциала с частотами, удовлетворяющими соотношению $f = 1, 1lf_M$, где l — натуральные числа, f_M — циклотронная частота ионов в центре установки. Это же выполнялось при использовании дейтерия и гелия вместо водорода.

С помощью анализатора ионов авторы построили радиальные профили плотностей холодной и горячей компонент для разных B_G/B_M . Для этих же отношений были построены радиальные профили среднеквадратичных флуктуаций плотности, имеющих место при неустойчивости. Амплитуда флуктуаций плотности начинает возрастать на радиусах, соответствующих границе области, занимаемой холодными ионами. Профиль плотности плазмы не меняется при варьировании B_G/B_M , а значение радиального градиента плотности постоянно в широком диапазоне. Поэтому авторы по-

считали, что радиальный профиль флуктуаций плотности напрямую зависит от характера радиального распределения холодных и горячих ионов. Уширением радиального профиля плотности холодных ионов удалось подавить неустойчивость.

Используя сборку из пяти электростатических зондов, авторы установили, что возмущения потенциала распространяются азимутально по направлению ионного циклотронного вращения, и $k_\phi \rho_i \simeq 1,3$. Однако при сокращении расстояния от сборки до оси в два раза, азимутальная длина волны изменилась всего на 16%. Кроме того, была рассмотрена корреляция сигналов пары азимутально разнесенных зондов, перемещение которых вдоль радиусов приводило к изменению количества укладываемых на дуге между ними азимутальных длин волн неустойчивости. Это было возможно благодаря тому, что азимутальная длина волны почти не зависела от радиуса. Коэффициент корреляции уменьшился в e раз, когда расстояние между концами зондов вдоль соединяющей их дуги не превышало трех длин волны, что сильно меньше длины окружности плазмы на всех рассмотренных радиусах. Исходя из этого, авторами был сделан вывод, что азимутальную структуру неустойчивости нельзя представить в виде азимутальной моды вида $e^{im\phi}$ с единственным m .

При измерении азимутального волнового числа было показано, что сдвиг фазы неустойчивости вдоль оси установки пренебрежимо мал. Но это может отвечать не только $k_\parallel \rightarrow 0$, но и продольной структуре возмущения типа стоячей волны. Авторам работы [17] удалось показать, что осевой профиль среднеквадратичной амплитуды возмущения плотности представляет собой полупериод синусоиды, и продольная структура неустойчивости действительно имеет вид стоячей волны.

2 Оборудование и метод обработки данных

2.1 ГДЛ и диагностики

Исследования кинетических неустойчивостей плазмы проводились на установке Газодинамическая ловушка (ГДЛ) ИЯФ СО РАН — осесимметричной открытой магнитной ловушке (Рис. 2.1).

В ходе каждого разряда в вакуумную камеру ГДЛ клапанами 1 подается газ. Затем дуговой генератор плазмы 2 вводит теплую плазму вдоль магнитных силовых линий, плазма частично ионизует газ, и вместе они служат мишенью для захвата пучков нейтральных атомов дейтерия с энергией 25 кэВ, поставляемых восемью инжекторами (3) общей мощностью 5 МВт. В результате перезарядки формируется плазма с двухкомпонентной функцией распределения. Теплая максвелловская плазма удерживается в газодинамическом режиме. Перезарядившиеся быстрые дейтоны передают энергию мишенной плазме за времена, меньшие, чем время углового рассеивания и удерживаются адиабатически, имея конус потерь в функции распределения. Точкам остановки быстрых ионов соответствует пробочное отношение $R = 2$.

В экспериментах использовались диагностики, обозначенные на Рис. 2.1. Диамагнитные петли расставлены вдоль оси установки и измеряют вытесненный плазмой магнитный поток (далее диамагнетизм) в её центральной

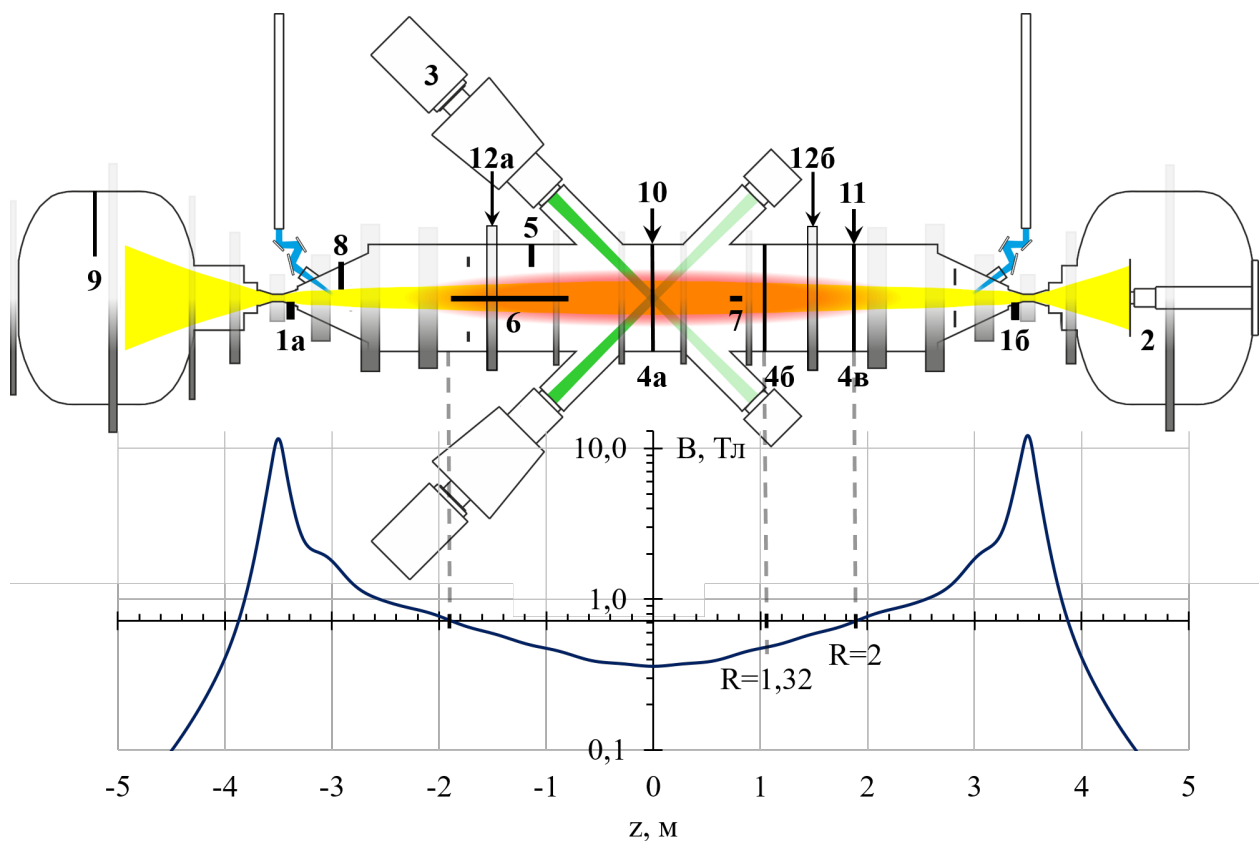


Рисунок 2.1: Схема ГДЛ с диагностиками, элементами системы материального баланса частиц и профилем магнитного поля. Обозначены: 1а, 1б — клапаны газонапуска; 2 — дуговой генератор плазмы; 3 — инжекторы нейтральных атомов дейтерия; 4а, 4б, 4в — диамагнитные петли; 5 — азимутальная сборка магнитных зондов; 6 — продольная сборка магнитных зондов; 7 — одиночный магнитный зонд; 8 — азимутальная сборка электростатических зондов; 9 — электростатический зонд в расширителе; 10 — дисперсионный интерферометр; 11 — спектрометрия; 12а, 12б — двойные магнитные катушки.

плоскости (4а), в точке остановки быстрых ионов (4в) и в точке с пробочным отношением $R = 1,32$ (4б). Для регистрации возмущений магнитного поля были задействованы азимутальная (5) и продольная (6) сборки высокочастотных магнитных зондов, а также одиночный магнитный зонд 7. Для регистрации возмущений потенциала плазмы использовалась сборка электростатических зондов 8, а также отдельный подвижный электростатический зонд 9, установленный в расширительном баке. Линейная плотность электронов плазмы измерялась дисперсионным интерферометром в центральной плоскости установки (10).

Для определения относительных плотностей дейтерия и водорода в плазме были использованы спектрометр и оптическая система (11 на Рис. 2.1), подобная системе приема излучения MSE диагностики [18]. Излучение плазмы в спектральном диапазоне, включающем хорошо разрешаемые спектрометром линии H_α и D_α , собирается оптической системой вдоль четырех хорд, проходящих на различных расстояниях от оси установки в плоскости, соответствующей точке останова быстрых ионов. За разряд возможно провести по одному измерению с каждой хорды: оптические затворы регулируют время начала и длительность приема излучения CCD матрицей. Выходной сигнал пропорционален интенсивности, усредненной за время экспозиции.

Азимутальная сборка высокочастотных магнитных (5) и сборка электростатических зондов 8 впервые применялись для изучения кинетических неустойчивостей в рамках данной работы, поэтому заслуживают отдельного внимания.

2.2 Азимутальная сборка магнитных зондов

Азимутальная сборка (Рис. 2.26) была разработана, откалибрована и смонтирована на ГДЛ в ходе выполнения работы [19].

Сборка есть совокупность семи магнитных зондов расположенных в точке с пробочным отношением $R = 1,44$ так, что расстояние от центров витков до оси установки примерно равно 23 см. При данном пробочном отношении радиус плазмы, то есть радиус магнитной поверхности, опирающейся на лимитер, равен 13,7 см. Каждый зонд представляет собой азимутальный (ϕ) квадратный виток провода МГТФ площадью 1 см^2 . Зонды 1 и 7 кроме этого включают радиальный (r) и продольный (z) витки, зонд 4 — только радиальный. Изначально зонды были расставлены с шагом $\theta = 11,25^\circ$ по азимуту, но позже шаг был сокращён до $\theta = 7,5^\circ$, так что



(а) Магнитный зонд и его витки.

(б) Нумерация и расположение зондов.

Рисунок 2.2: Азимутальная сборка магнитных зондов.

сборка способна измерять азимутальные волновые числа величиной до 48.

Низкая индуктивность витков позволяет регистрировать возмущения с частотой до 250 МГц, что осуществляется посредством АЦП 12500. АЦП ограничено восемью каналами, поэтому были задействованы только азимутальные витки всех зондов и радиальный виток первого зонда, что позволило дополнительно измерять поляризацию возмущений магнитного поля в плоскости $r - \phi$.

Дрейфово-конусная неустойчивость является потенциальной, то есть она, главным образом, должна проявляться как периодическое возмущение потенциала. Возмущения магнитного поля, ассоциируемые с этой неустойчивостью, могут порождаться электростатическими благодаря достаточно высокому относительному давлению плазмы в ГДЛ: плазма искажает внешнее магнитное поле.

2.3 Сборка электростатических зондов

Наиболее прямо измерить параметры ДКН можно с помощью сборки электростатических зондов (Рис. 2.3). Она установлена перед лимитером, в точке с пробочным отношением $R = 4,33$. Чувствительные части зондов

отстоят от оси установки на 8 см, это радиус опирающейся на лимитер магнитной поверхности на продольной координате расположения сборки и примерная граница плазмы.

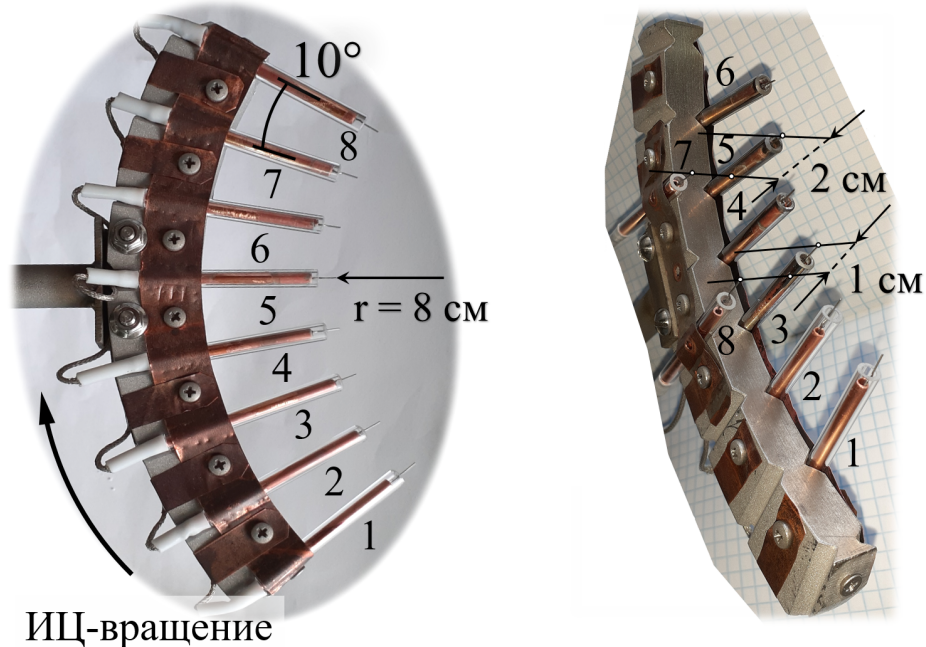


Рисунок 2.3: Азимутальная сборка электростатических зондов (слева), сборка с дополнительными зондами для измерения радиального волнового числа (справа).

Чувствительная часть зонда изготовлена из молибденовой проволоки диаметром 0,2 мм и экранирована медной трубкой диаметром 2,75 мм. Проволока соединена с проводом МГТФ, протянутым к разъему. Экран продолжается оплеткой, вольной касаться держателя зондов в любой точке, оплетки всех зондов соединяются в одной точке около разъема. Проволока и трубка изолированы друг от друга благодаря капилляру из кварцевого стекла и фторопласту (далеко от плазмы, также является уплотнителем для удержания экрана). Медная трубка изолирована от держателя трубкой из кварцевого стекла с наружным диаметром 4,75 мм и внутренним диаметром, чуть большим диаметра медной трубки. Для уплотнения использована медная фольга. Кроме изоляции, стекло ограничивает напыление титана между экраном и проволокой, отдаляя момент их замыкания.

Зонды расставлены по азимуту с шагом $\theta = 10^\circ$, будучи прижатыми пластинкой из отожженной меди к держателю — алюминиевой дуге с канавками клиновидного профиля. Сборка способна измерять азимутальные волновые числа с номерами до 36. Канавки высечены по обе стороны держателя, поэтому на одной азимутальной координате, на расстоянии 12 мм вдоль оси можно установить пару зондов, разнесённых по радиальной координате. Сборка, модифицированная для измерения радиального волнового числа (Рис. 2.3, справа), включает две пары смежных зондов, расставленных по радиусам соответственно на 1 см и на 2 см.

Зонды находятся около лимитера, на который подается напряжение до 300 В, кроме того зонды регистрируют различные низкочастотные возмущения потенциала большой амплитуды. Чтобы амплитуда сигналов не превышала предел регистрации АЦП, они пропускаются через фильтр верхних частот с частотой отсечки $f = (2\pi RC)^{-1} = 0,47$ МГц. Использование конденсатора в фильтре в совокупности с собственными емкостями и индуктивностями зонда и соединительного коаксиального кабеля приводят к наличию трех резонансов на частотах примерно 1, 10 и 35 МГц, которые лежат как раз в интересующей области частот. Поскольку измерения волновых чисел связаны с рассмотрением нескольких сигналов в одной и той же узкой спектральной области, непростой вид АЧХ и ФЧХ измерительной схемы не играет роли. АЧХ измерительной схемы не была найдена, так как нет задачи сравнения амплитуд различных частотных компонент сигнала между собой.

Для записи сигналов зондов используется восьмиканальный АЦП 12500 с частотой дискретизации 500 МГц. Для измерений азимутального волнового числа достаточно 5 — 7 каналов, остальные можно задействовать для записи сигналов смежных зондов и определения радиального волнового числа, либо для записи сигнала электростатического зонда в расширителе с целью рассмотрения продольной корреляции сигналов.

2.4 Спектрально–корреляционный анализ

2.4.1 Суть метода и программная реализация №1

Волновые числа были найдены методом спектрально–корреляционного анализа, описанным в пособии [20].

Сигналы зондов являются равномерными временными рядами с шагом $\tau = 0,002$ мкс и длиной $N = 3145728$. Время когерентности изучаемых неустойчивостей с частотами около 2,2 и 4,5 МГц находится в диапазоне от 5 до 100 мкс (см. Раздел 3.1.1), то есть неустойчивость с определенными параметрами длится не дольше 100 мкс, а на этапе её затухания возбуждается новая с иными параметрами. Ввиду этого имеет смысл анализировать отрезки сигнала длительностью T мкс, включающие $n = T/\tau$ значений, по отдельности. Весь сигнал длительностью 6291,5 мкс проходится с шагом $T/3$ мкс, так что соседние отрезки перекрываются. Выбранное значение $T = 30$ мкс, так что $n = 15000$, а шаг обработки равен 10 мкс. Каждый отрезок подготавливается к быстрому преобразованию Фурье через последовательность операций: вычитание постоянной компоненты и линейного тренда; домножение на окно Ханна; дополнение нулями для увеличения разрешения по частоте, так что полная длина отрезка равна $n_0 = 2n$. Фурье-образы двух таких отрезков, соответствующих сигналам $x(t)$ и $y(t)$ пары зондов имеют вид

$$X(f) = \sum_{k=0}^{n_0-1} x_k e^{i2\pi f k \tau} \quad \text{и} \quad Y(f) = \sum_{k=0}^{n_0-1} y_k e^{i2\pi f k \tau}.$$

Из них можно получить комплекснозначную взаимную периодограмму

$$D_{xy}(f) = \frac{1}{n^2} X^*(f) Y(f) = P_{xy}(f) + iQ_{xy}(f). \quad (2.1)$$

Модуль взаимной периодограммы или кросс-амплитуда используется для

$$A_{xy}(f) = \sqrt{P_{xy}^2(f) + Q_{xy}^2(f)} \quad (2.2)$$

определения частот, общих для обоих сигналов, а фазовый спектр или кросс-спектр

$$\Phi_{xy}(f) = \operatorname{arctg} \left(\frac{Q_{xy}(f)}{P_{xy}(f)} \right) \quad (2.3)$$

показывает разность фаз между сигналами в зависимости от частоты.

Можно также ввести функцию когерентности двух сигналов

$$\gamma_{xy}(f) = \frac{\langle D_{xy}(f) \rangle}{\sqrt{\langle D_{xx}(f) \rangle \cdot \langle D_{yy}(f) \rangle}}, \quad (2.4)$$

где скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение в пределах частотного интервала Δf с центром в f .

В [20] введен статистический критерий для модуля взаимной периодограммы: с вероятностью p гармоника частоты f^* является общей для пары сигналов и не порождается шумами, если выполнено неравенство

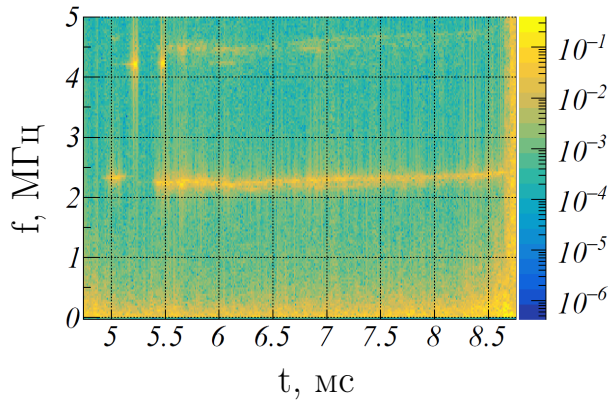
$$A_{xy}^2(f^*) \geq \frac{\sigma_x \sigma_y}{n^2} Z, \quad (2.5)$$

где $\sigma_{x,y}$ — дисперсии сигналов, Z — корень уравнения

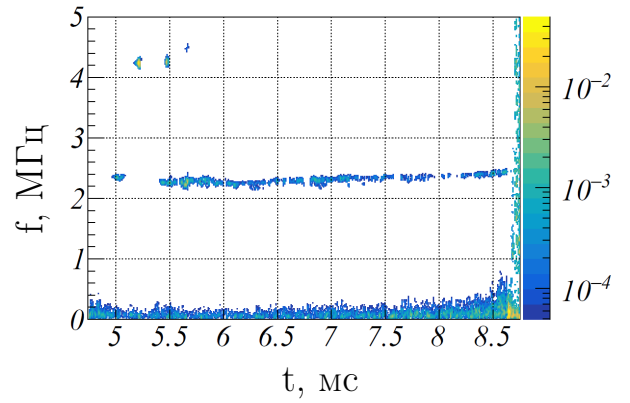
$$\left(1 - 2\sqrt{Z} \cdot K_1(2\sqrt{Z}) \right)^{\frac{n}{2}-1} = p, \quad (2.6)$$

в котором K_1 — функция Макдональда. Для $p = 0,95$ и $n = 15000$ значение $Z = 45,19$. Критерий используется для выделения областей спектрограммы, имеющих смысл для поиска разности фаз.

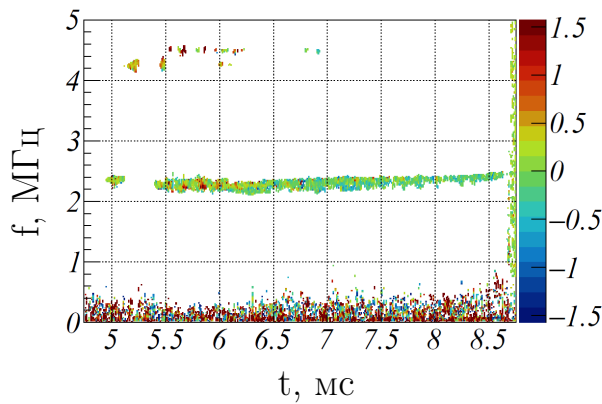
На спектрограмме (Рис. 2.4а) сигнала электростатического зонда №2 (Рис. 2.3, слева) видны неустойчивости с частотами примерно равными 2,2 и 4,2 МГц. На рисунках 2.4б, 2.4в, 2.4г приведены соответственно кросс-



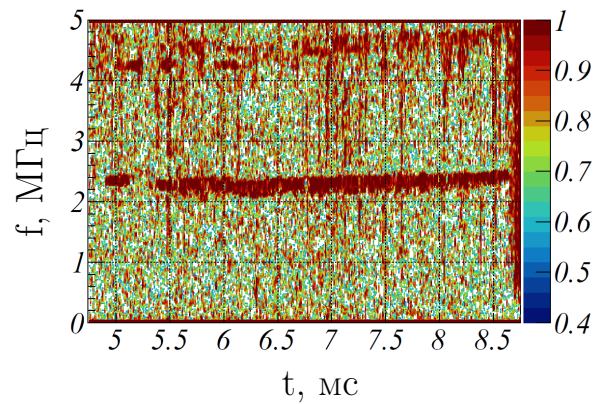
(а) Спектрограмма сигнала электростатического зонда №2.



(б) Кросс-амплитуда сигналов электростатических зондов №2 и 3, взятая по критерию 2.5.



(в) Разность фаз сигналов электростатических зондов №2 и 3.



(г) Функция когерентности сигналов электростатических зондов №2 и 3. Интервал Δf содержит 7 точек.

Рисунок 2.4: Результат применения спектрально-корреляционного метода.

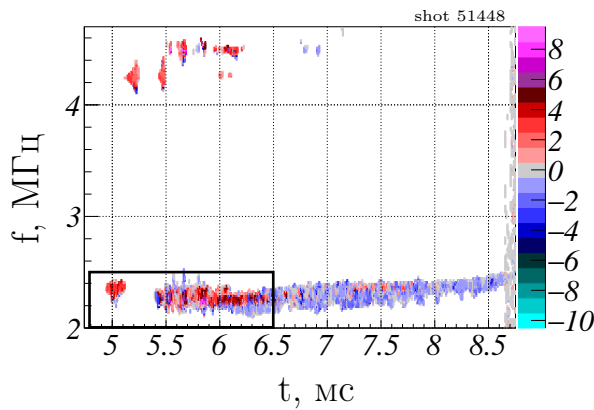
амплитуда, удовлетворяющая критерию 2.5, соответствующая ей кросс-фаза и функция когерентности этого зонда с соседним зондом №3. Функция когерентности сигналов близка к единице в областях, соответствующих неустойчивостям, но её использование для выделения полезных областей графика кросс-фазы нерентабельно ввиду относительно высоких затрат на её вычисление и наличия более удобного критерия на кросс-амплитуду.

Имея подобные Рис. 2.4в графики кросс-фазы для всех пар соседних зондов сборки, можно найти волновые числа неустойчивостей путем нормировки кросс-фаз на разность координат зондов и усреднения. В случае азимутальной сборки из L зондов, распределенных однородно с шагом θ

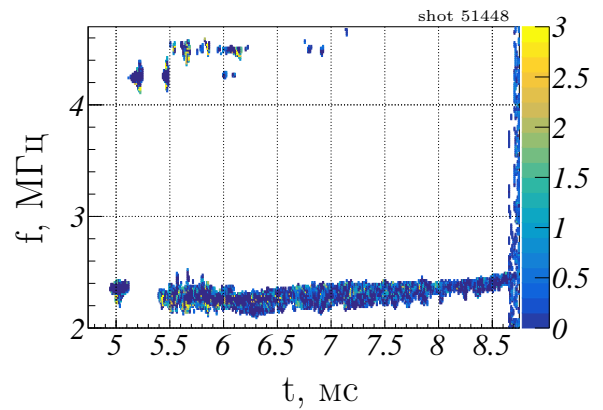
это выражается формулой

$$m(f, t) = \frac{\sum_{l=1}^{L-1} \Delta\phi_{l,l+1}(f, t)}{(L-1)\theta}, \quad (2.7)$$

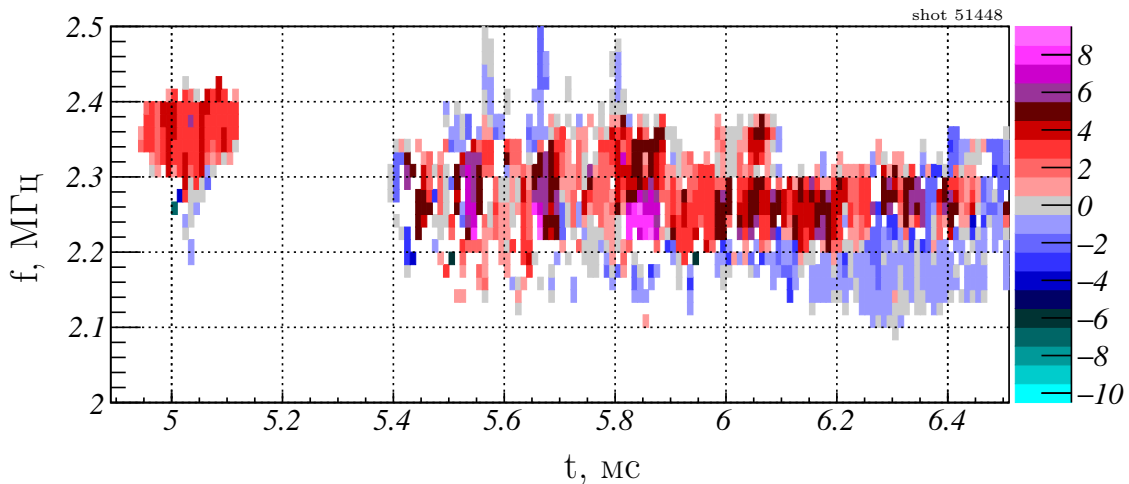
где m — азимутальное волновое число, $\Delta\phi_{l,l+1}(f, t)$ — кросс-фаза сигналов зондов l и $l+1$. Именно так был получен график азимутального волнового числа (АВЧ) на Рис. 2.5а. Цветные области на графике соответствуют различным значениям АВЧ, лежащим в диапазоне от -4 до 9 .



(а) Азимутальное волновое число (АВЧ).



(б) Ошибка АВЧ.



(в) АВЧ из прямоугольной области на Рис. 2.5а, для которых ошибка не превышает единицы.

Рисунок 2.5: Нормированная на шаг между зондами усредненная кросс-фаза даёт значения азимутального волнового числа в зависимости от времени и частоты.

В соответствии с размером временного окна, спектральная линия уширена (Рис. 2.5в), и разным участкам частотного пика соответствуют разные АВЧ. При этом сложно определить АВЧ доминирующей компоненты спектральной линии. Кроме того, представление результата в форме цветной картинки усложняет сравнение неустойчивостей в разных разрядах между собой, хотя и позволяет видеть АВЧ на всех частотах в их развитии.

2.4.2 Программная реализация №2

Иная реализация спектрально–корреляционного метода позволяет преодолеть отмеченные недостатки. На Рис. 2.6 представлен интерфейс программы для нахождения АВЧ. Рисуется спектрограмма 1 сигнала зонда, на которой парой кликов мыши выбирается интересующая область 2. Она делится на отрезки, количество и длительность (5 или 10 мкс) которых заранее введены в соответствующие поля. Отрезки всех сигналов подготавливаются как в разделе 2.4.1, после чего для всех пар соседних зондов вычисляются кросс–амплитуды 3 и кросс–фазы 4. В случае явно выраженной неустойчивости в заданных областью пределах по частоте у кросс–амплитуд есть один и тот же абсолютный максимум. В пределах его ширины на уровне 0,8 усредняются кросс–фазы, что даёт разности фаз между сигналами всех пар соседних зондов (значения указаны на графиках группы 4 на Рис. 2.6). Набег фазы сигнала зонда l относительно первого зонда, посчитанный как сумма разностей фаз по парам зондов между ними, пропорционален координате зонда l , отсчитанной от первого зонда. Азимутальное волновое число m — коэффициент наклона аппроксимирующей прямой. По тому, как точки ложатся на прямую и по значению коэффициента детерминации R^2 пользователь решает, включить ли данные по рассматриваемому временному отрезку в выходной файл.

Описанный подход позволяет находить АВЧ, не равные нулю. В обрат-

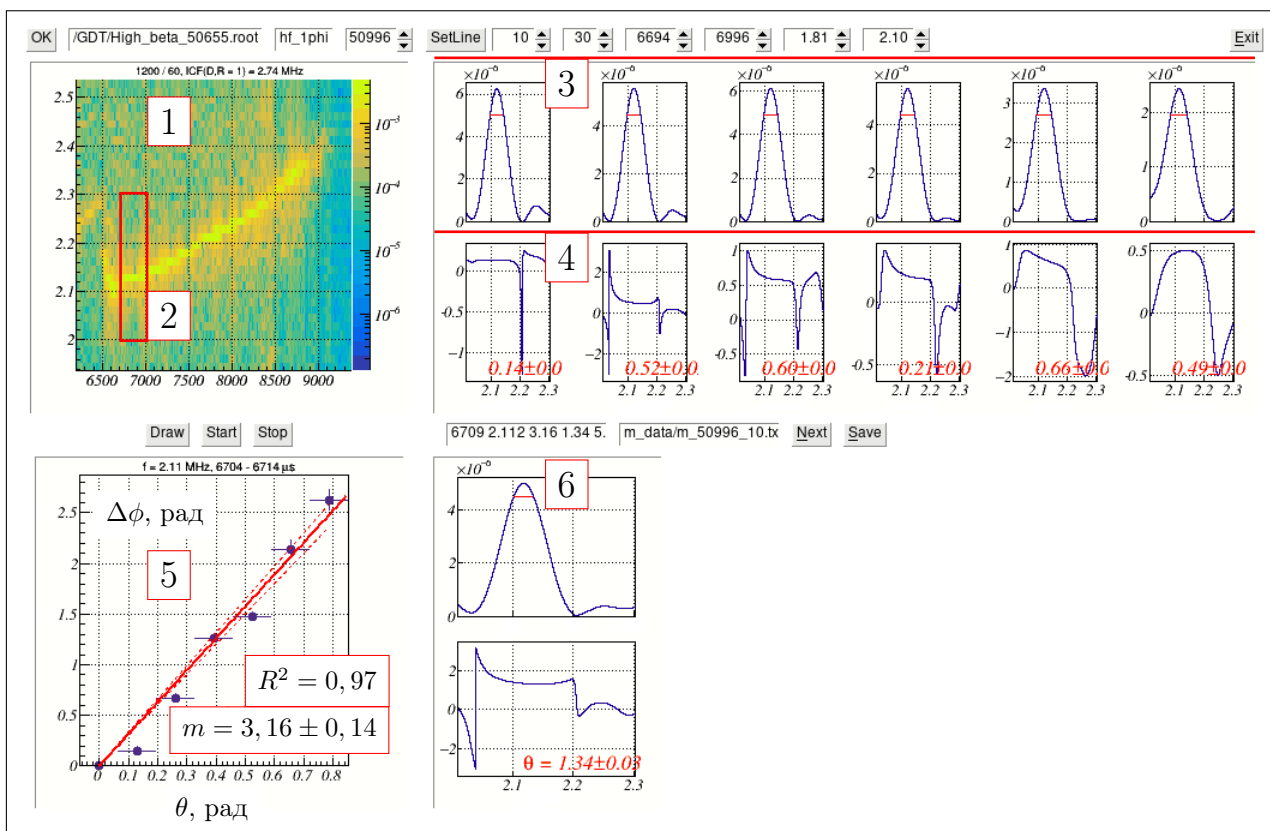


Рисунок 2.6: Интерфейс программы для определения АВЧ. Обозначены: 1 — спектрограмма; 2 — область анализа; кросс-амплитуды 3 и кросс-фазы 4 сигналов соседних зондов; 5 — зависимость набега фазы неустойчивости от азимутальной координаты зонда; 6 — кросс-амплитуда и кросс-фаза сигналов радиального и азимутального витков магнитного зонда.

ном случае разности фаз между зондами малы и имеют разные знаки, что делает аппроксимацию бессмысленной, и возможные нулевые АВЧ не записываются. Кроме того, такая ручная обработка занимает много времени.

2.4.3 Программная реализация №3

Для экономии времени использовалась автоматизированная версия программы. Она отличается тем, что для расчета АВЧ используются все локальные максимумы исследуемого частотного диапазона не ниже заданной доли от высоты абсолютного максимума. Получаемые значения m включаются в выходной файл, если все (одна может быть исключением) разности фаз сигналов соседних зондов одного знака, и если $R^2 \geq 0,86$. При такой обработке в выходной файл могут попадать одиночные точки, не принад-

лежащие линии на спектрограмме, они отбрасываются. В иных случаях критерий отбора оказывается слишком строгим, и для определения АВЧ требуется «ручное управление».

Как результат работы программы на верхней половине рисунка 2.7 на фоне спектрограммы сигнала отмечены частоты, на нижней — азимутальные числа неустойчивости в зависимости от времени.

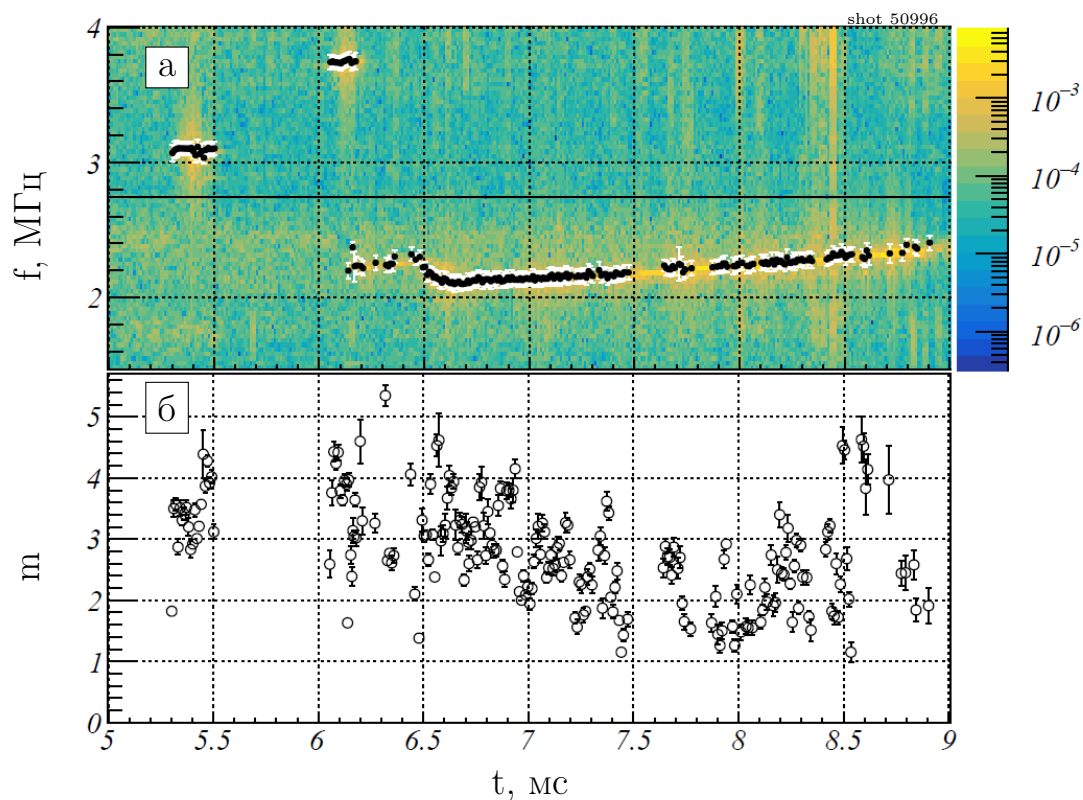


Рисунок 2.7: Временные зависимости частоты (а) и АВЧ (б).

3 Экспериментальная часть

3.1 Описание неустойчивостей

В плазме газодинамической ловушки развивается несколько качественно различных неустойчивостей с частотами примерно равными или кратными ионно-циклотронной частоте. На Рис. 3.1 изображена спектрограмма сигнала азимутального витка магнитного зонда в плазме со смешанной мишенью: 46% дейтерия в смеси газов в плазменной пушке и поддувах.

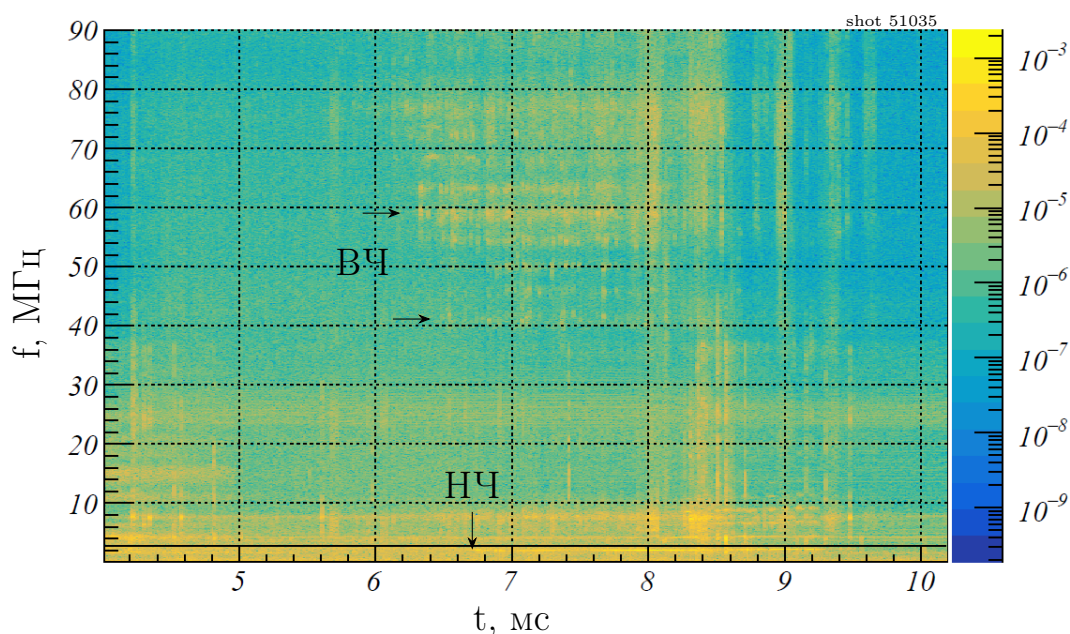


Рисунок 3.1: Спектрограмма разряда №51035, в котором мишенная плазма создается из газа с 46% дейтерия. Так как магнитный зонд записывает производную от магнитного потока, спектрограмма нормирована на частоту. Черная горизонтальная линия показывает ИЦ частоту дейтерия в центре установки — 2,74 МГц. Стрелки указывают на ИЦ неустойчивости: ВЧ и НЧ.

В 6,4 мс в разряде (Рис. 3.1) возбуждаются несколько гармоник в диапазоне частот от 40 до 80 МГц с шагом по частоте около 4,5 МГц — чуть меньше ИЦ частоты дейтерия в точках остановки — $f_{ic}^D(R = 2) = 5,48$ МГц. Шаг по частоте между гармониками может быть и вдвое меньше, т.е. может соответствовать ИЦ частоте дейтерия в центре установки. Эта неустойчивость, далее называемая высокочастотной ионно–циклотронной (ВЧ ИЦ) характерна для смешанной и дейтериевой мишеней. Попытки определения её пространственной структуры провалились, возможно, из–за её мелко–масштабности: если энергия для раскачки неустойчивости берется из движения ионов, то резонансным условиям для возбуждения ВЧ неустойчивостей отвечают большие волновые числа, чем для неустойчивостей с низкими частотами. Как видно из Рис. 3.2, ВЧ ИЦ неустойчивость не сопряжена с изменениями в диамагнитных сигналах, в отличие от низкочастотной ионно–циклотронной неустойчивости.

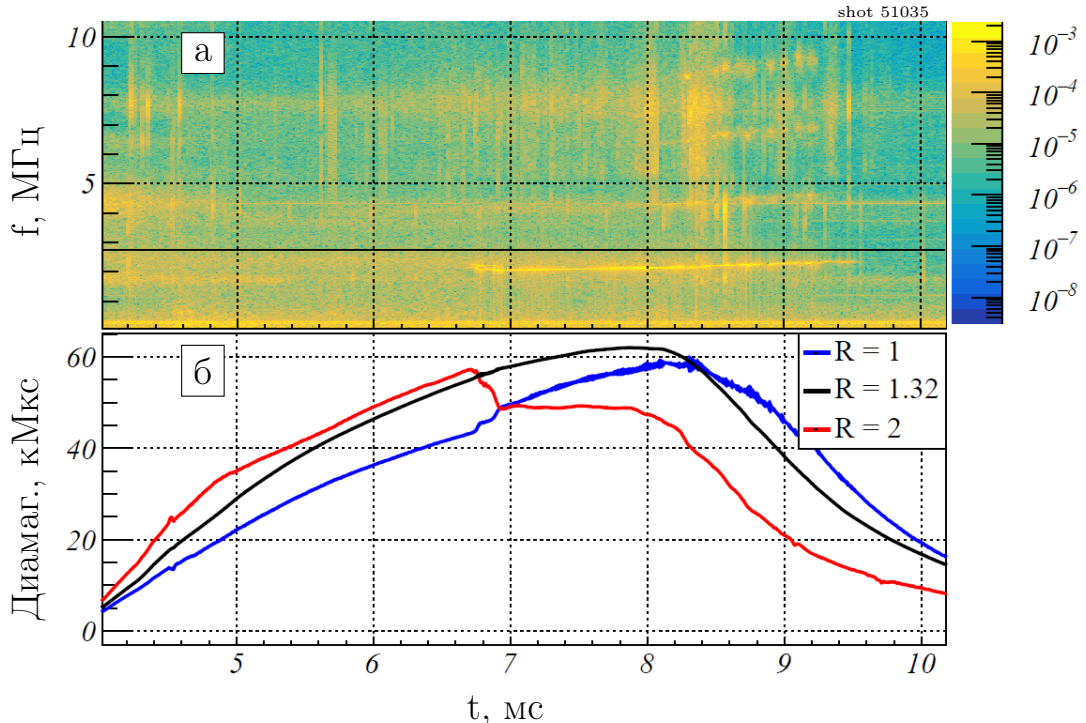


Рисунок 3.2: Часть спектрограммы Рис. 3.1 (а) и зависимость диамагнетизма трёх петель от времени (б). Черная горизонтальная линия отмечает ИЦ частоту дейтерия в центре установки — 2,74 МГц.

Низкочастотная ИЦ неустойчивость возбуждается позже в том же разряде (в 6,7 мс) на частоте примерно 2,2 МГц, меньшей ИЦ частоты ионов дейтерия в центре установки, равной $f_{ic}^D(R = 1) = 2,74$ МГц. Она характерна для смешанной и чисто водородной мишеней. Рисунок 3.2 показывает резкие изменения диамагнитных сигналов петель в центре установки ($R = 1$) и в точке остановки быстрых ионов ($R = 2$), синхронные с появлением неустойчивости. НЧ ИЦ неустойчивость провоцирует рассеяние быстрых ионов и перераспределяет диамагнетизм и, следовательно, поперечное давление плазмы вдоль оси установки.

То же самое справедливо для неустойчивости с частотой около 4,5 МГц (Рис. 3.3), характерной для смешанной и дейтериевой мишеней. В этом случае искажения диамагнитного сигнала наблюдаются даже у петли, установленной в точке с пробочным отношением $R = 1,32$.

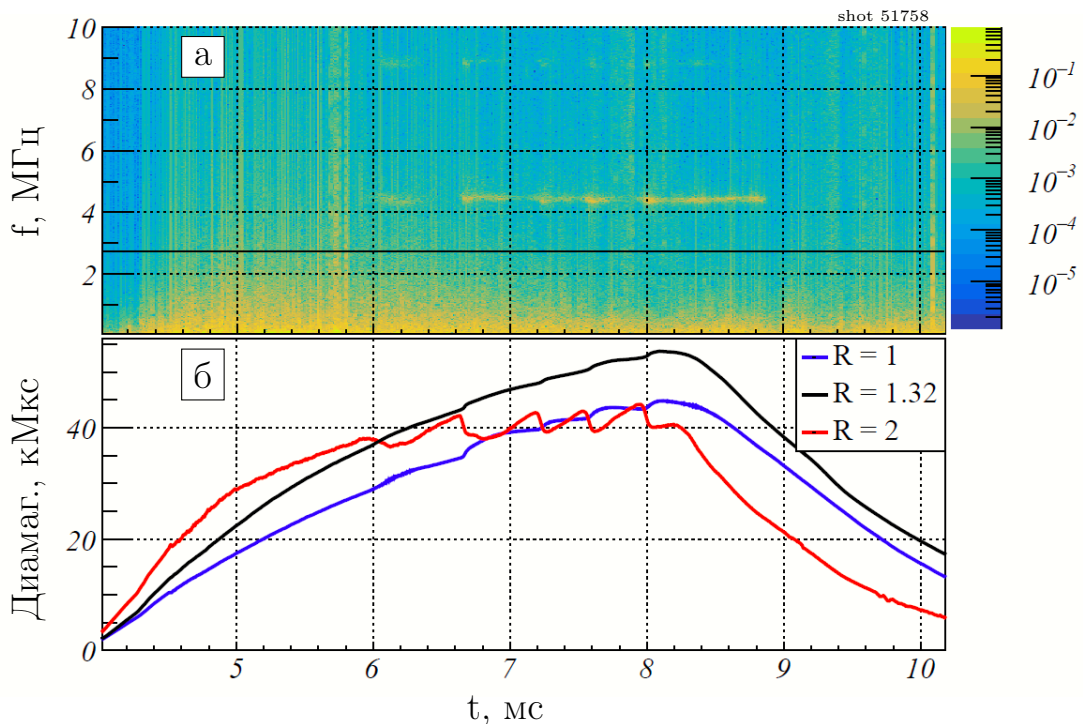


Рисунок 3.3: Спектрограмма разряда №51758 с дейтериевой мишенью, построенная по сигналу ЭС зонда (а) и зависимость диамагнетизма от времени (б). Черная горизонтальная линия маркирует значение ИЦ частоты дейтерия в центре установки.

Кроме того, спектрограмма сигнала электростатического зонда (Рис. 3.3)

позволяет судить об его отличии от сигнала магнитного зонда (спектрограмма на Рис. 3.1): в сигнале магнитного зонда присутствует больше коротких широкополосных событий, связанных с плазмой и сильнее представлена шумовая компонента; в сигнале электростатического зонда высокую амплитуду имеют низкочастотные (сотни кГц) компоненты, связанные с крупномасштабными движениями плазмы.

Рассмотренные примеры показывают, что большая угроза для удержания быстрых ионов исходит именно от низкочастотных ИЦ неустойчивостей. Поэтому в данной работе внимание сконцентрировано на изучении основных гармоник низкочастотных (до 5 МГц) ионно-циклотронных неустойчивостей, везде далее называемых просто неустойчивостями.

3.1.1 Время когерентности неустойчивости и оценка инкремента

Неустойчивость имеет конкретную пространственную структуру, пока она когерентна сама с собой, иначе можно говорить о возбуждении новой неустойчивости, волновые числа которой могут отличаться. Для анализа пространственной структуры неустойчивости нужно выбрать участки сигналов длительностью, меньшей времени её когерентности, тогда можно гарантировать неизменность структуры неустойчивости на выбранном отрезке времени.

Хотя длительность отдельной «вспышки» можно оценить даже из перепада амплитуды на спектрограмме (Рис. 3.4а), более надежным способом является рассмотрение автокорреляционной функции. Функция:

$$\Phi(t, \tau) = \arg (U_t^*(f) \cdot U_{t+\tau}(f) \cdot e^{i2\pi f\tau})$$

представляет собой аргумент произведения автокорреляционной функции

на фазовый множитель $e^{i2\pi f\tau}$, компенсирующий набег фазы осциллирующей с частотой f (равной частоте неустойчивости) автокорреляционной функции за временной сдвиг τ . Функция $\Phi(t, \tau)$ равна нулю на участках когерентности неустойчивости, а её скачок означает прекращение одной неустойчивости и возбуждение другой.

На Рис. 3.46 показана функция $\Phi(t, \tau)$ для участка сигнала (Рис. 3.4в), соответствующего неустойчивости с частотой $\approx 2,2$ МГц, развивающейся в плазме с водородной мишенной компонентой. Из рисунка следует: время когерентности неустойчивости составляет от 10 до 100 мкс; участки когерентности совпадают с участками сигнала, на которых его огибающая нарастает и спадает, в том числе несколько раз.

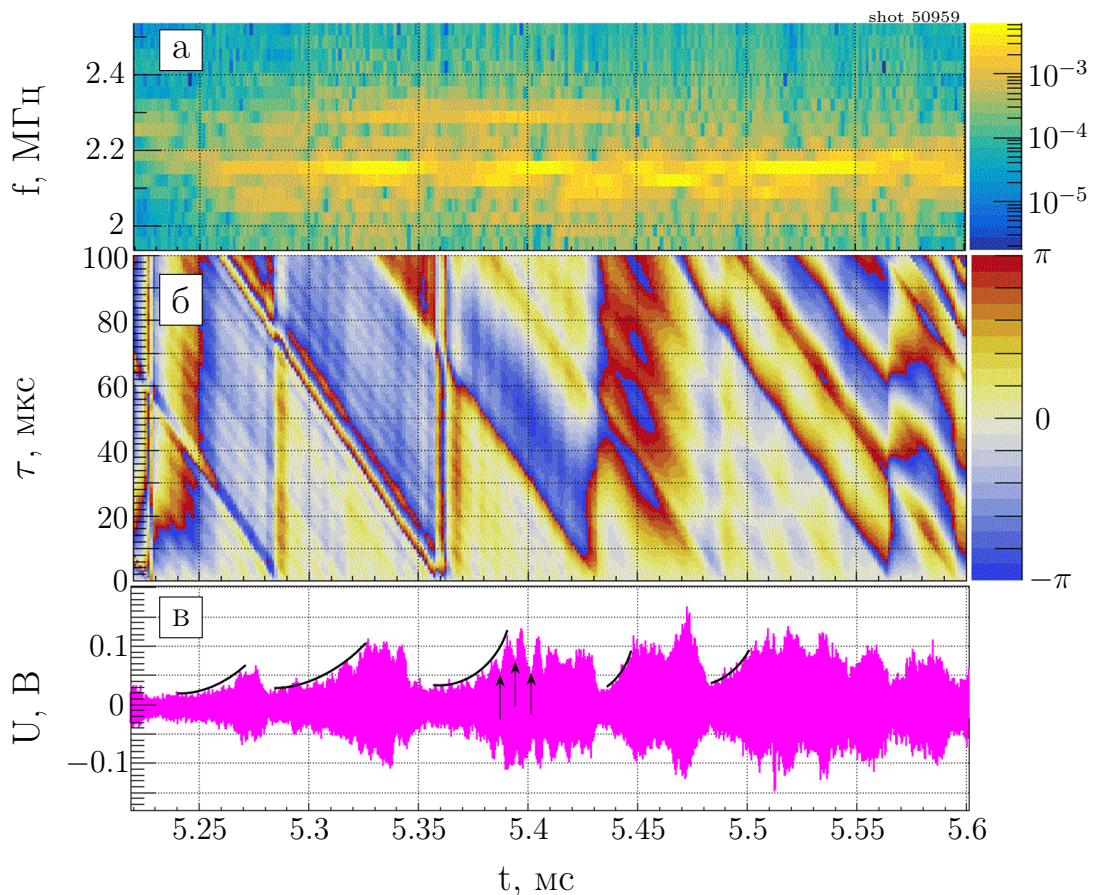


Рисунок 3.4: Участок спектрограммы разряда №50959 с водородной мишенью (а), фаза автокорреляции с компенсирующим множителем (б) и участок сигнала магнитного зонда (в). Дуги и стрелки на (в) указывают интервалы нарастания сигнала, взятые для оценки инкремента.

По темпу роста амплитуды на начальном участке временного интервала когерентности неустойчивости можно оценить значение её инкремента. На Рис. 3.4в дугами обозначены отрезки времени, на которых огибающая сигнала выглядит растущей экспоненциально. Из оценки по формуле

$$\Gamma = \frac{1}{t_2 - t_1} \ln \left(\frac{U(t_2)}{U(t_1)} \right)$$

получается значение инкремента, равное $\Gamma = 0,04 \text{ мкс}^{-1} = 0,003 \cdot \omega_{\text{неуст.}}$. На том же рисунке стрелки указывают на несколько локальных минимумов и максимумов огибающей на интервале когерентности. Оценка для них приводит к значению инкремента $\Gamma = 0,2 \text{ мкс}^{-1} = 0,014 \cdot \omega_{\text{неуст.}}$.

На Рис. 3.4в показан сигнал на отрезке времени, когда неустойчивость (в смысле линии на спектрограмме) только начинается, для этого этапа свойственны значительные перепады амплитуды. Далее (Рис. 3.5б) амплитуда сигнала становится примерно постоянной, так что оценить инкремент уже невозможно. Время когерентности (Рис. 3.5а) варьируется от 5 до 50 мкс.

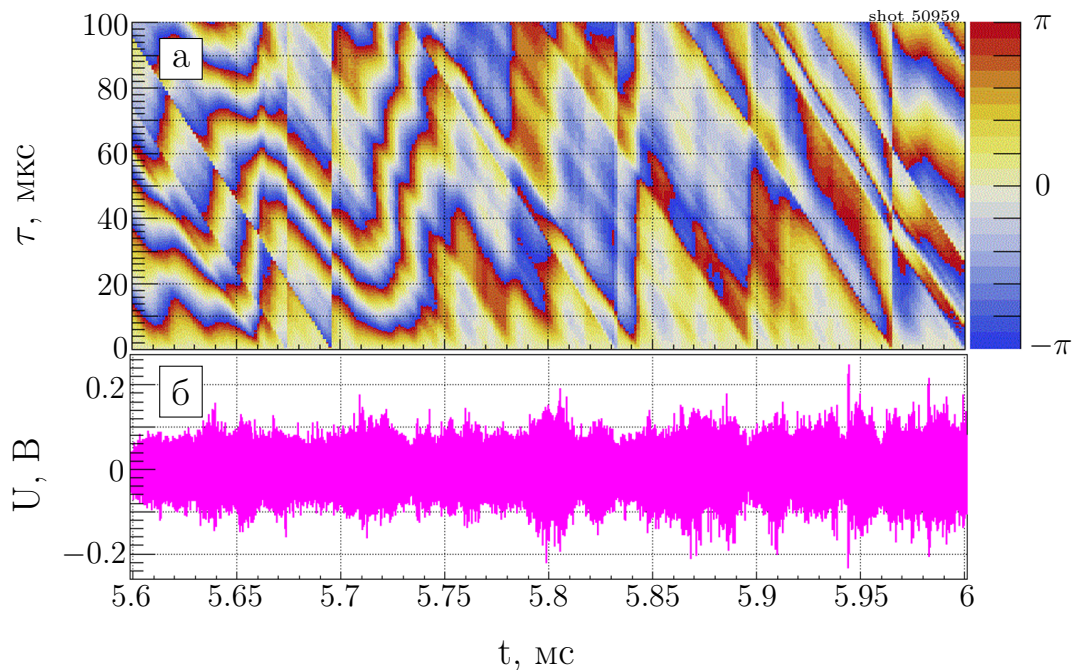


Рисунок 3.5: Фаза автокорреляции с компенсирующим множителем (а) для участка сигнала (б) магнитного зонда.

Таким образом, неустойчивость с частотой 2,2 МГц, развивающаяся в плазме с водородной мишенью, имеет инкремент $\Gamma = (10^{-3} - 10^{-2}) \cdot \omega_{\text{неуст.}}$ и проявляется в виде череды вспышек длительностью от 5 до 100 мкс. Определение пространственной структуры неустойчивости имеет смысл для участков сигналов длиной не большей времени когерентности, поэтому при обработке сигналы разбиваются на отрезки по 5 или 10 мкс.

3.2 Неустойчивости в смешанной мишенной плазме

3.2.1 Постановка эксперимента

Для определения зависимости параметров неустойчивости от состава мишенной плазмы была проведена серия выстрелов (№ 50959 — 51049) с постепенным повышением доли дейтерия в мишенной плазме. Постоянство доли дейтерия в мишени от разряда к разряду не контролировалось напрямую с помощью спектрометрии, но предполагалось ввиду одинаковости состава смеси в газонапусках и плазменной пушке. Как показано в разделе 3.3.2, состав плазмы в начале инжекции (4 мс) прямо соответствует составу смеси газов в плазменной пушке и баллонах газонапуска, но относительная плотность дейтерия может уменьшиться на 18% в течение разряда.

При нейтральной инжекции в плазму всегда вводятся атомы дейтерия. В данной серии разрядов задействован только западный поддув (1а на Рис. 2.1). Газ в плазменной пушке и газ поддува — смесь водорода и дейтерия с определенной долей дейтерия по парциальному давлению: 0; 0,06; 0,1; 0,16; 0,2; 0,26; 0,36; 0,46; 0,54; 0,74; 1. Полное избыточное давление в плазменной пушке фиксировано и равно 1,3 атм, в баллоне поддува — 1,5 атм.

Время начала и продолжительность напуска газа таковы, что напуск завершается в 0 мс (Рис. 3.7) и выбираются исходя из того, чтобы захваченная мощность нейтральной инжекции (Рис. 3.6) оставалась постоянной во времени и по величине. В целях контроля повторяемости и набора данных для каждой смеси было сделано от трех до восьми разрядов.

Последовательность событий одинакова для всех разрядов (3.7): после завершения напуска газа в 0 мс дуговой генератор плазмы с 0,4 до 4,2 мс вводит теплую максвелловскую плазму, которая вместе с газом служит мишенью для атомарной инжекции, длящейся с 3,8 до 8,6 мс. В 4,4 мс для стабилизации МГД неустойчивостей включается напряжение на лимитерах, а с 4 до 10,2 мс записываются сигналы магнитных зондов.

Сигналы были обработаны спектрально-корреляционным методом с использованием программ, описанных в разделах 2.4.2 и 2.4.3. Если неустойчивость возбуждалась на нескольких гармониках, за некоторыми исключениями рассматривалась только первая гармоника.

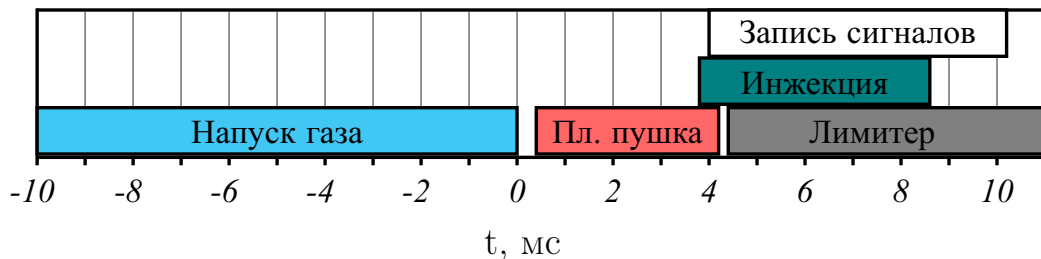


Рисунок 3.7: Сценарий разряда.

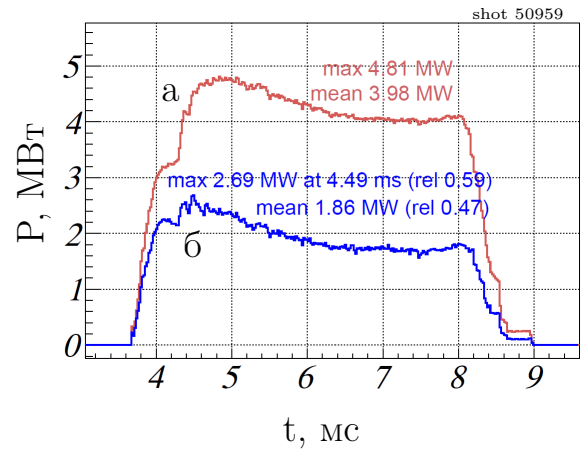


Рисунок 3.6: Профили введенной (а) и захваченной (б) мощностей нейтральной инжекции.

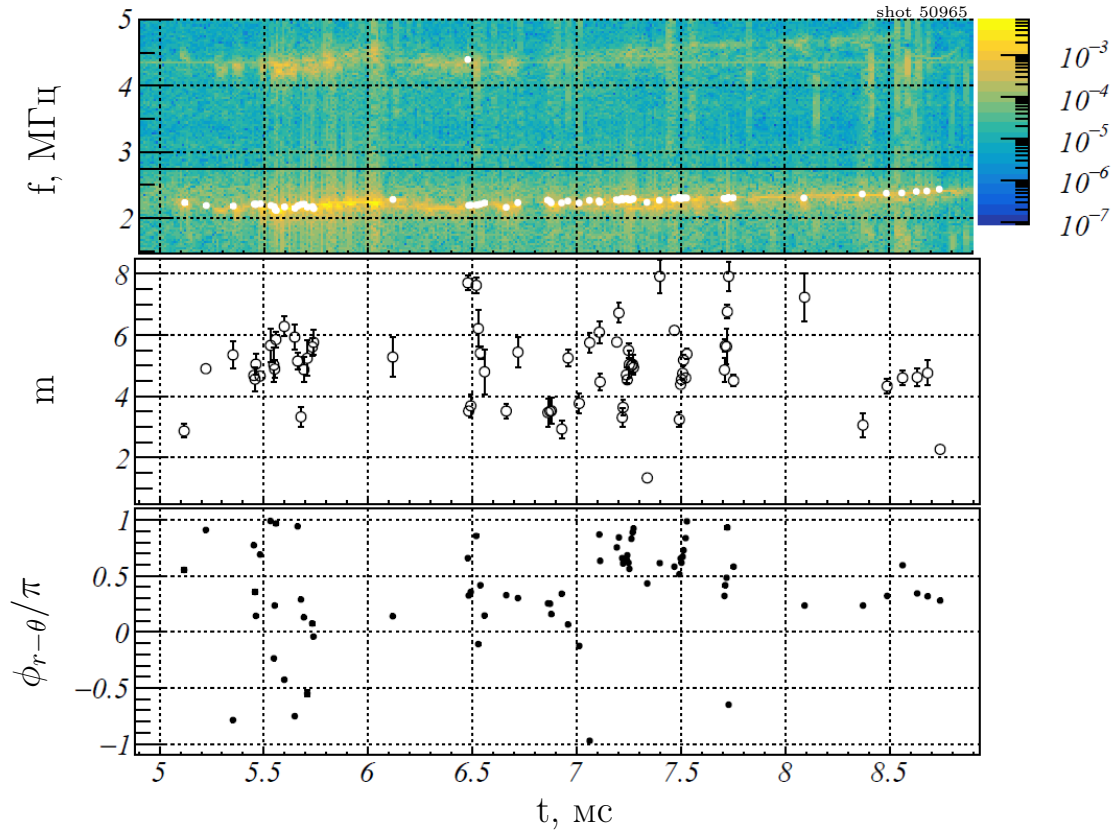
3.2.2 Эволюция параметров неустойчивости

По итогу обработки были получены графики зависимостей азимутальных волновых чисел (АВЧ) — m и разностей фаз радиальной и азимутальной компонент возмущения магнитного поля — $\phi_{r-\theta}$ от времени, подобные изображенным на Рис. 3.8.

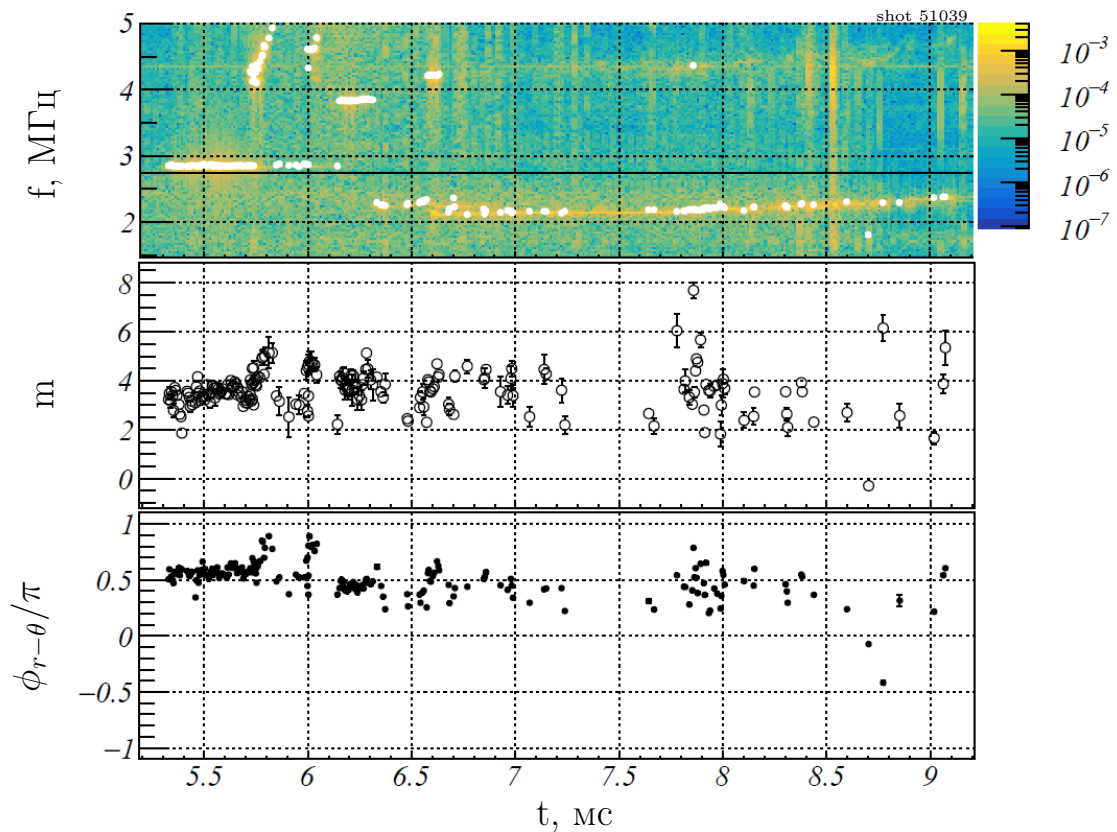
В плазме с водородной мишенью возбуждается неустойчивость на частоте 2,2 МГц вместе с не более чем четырьмя гармониками (Рис. 3.8а). Азимутальные волновые числа лежат в диапазоне от 1 до 8, причем на начальном этапе развития неустойчивости (5 — 6 мс) их значения разбросаны не так сильно, как в дальнейшем. Положительность АВЧ отвечает совпадению направлений распространения возмущений и ионно-циклотронного вращения. Разности фаз $\phi_{r-\theta}$, сначала случайные, по ходу разряда собираются в области положительных значений, все же имея значительный разброс.

В плазме с мишенью из смеси с 54% дейтерия (Рис. 3.8б) помимо неустойчивости на частоте 2,2 МГц могут возбуждаться неустойчивости с частотами 2,8 МГц, 3,8 МГц, 4,2 МГц и иными до 5 МГц. Для неустойчивости на частоте 2,2 МГц АВЧ все ещё лежат в диапазоне от 1 до 8, но для других неустойчивостей диапазон уже — от 2 до 6. Разности фаз $\phi_{r-\theta}$ для всех неустойчивостей сконцентрированы около значения $\pi/2$, то есть возмущения магнитного поля имеют поляризацию, близкую к круговой.

Основная частота, свойственная неустойчивостям в смешанной плазме примерно равна 2,2 МГц и на четверть отличается от ИЦ частоты дейтерия в центре установки, рассчитанной по вакуумному полю $f_{ic}^D(R = 1) = 2,74$ МГц. После 7 мс частота неустойчивости растет (Рис. 3.8), достигая $\approx 2,4$ МГц. Это может быть вызвано уменьшением давления плазмы, поскольку отличие частоты неустойчивости от ионно-циклотронной частично обязано диамагнетизму плазмы.



(a) Неустойчивость в разряде с водородной мишенью



(б) Неустойчивость в разряде с мишенью из 54% смеси дейтерия.

Рисунок 3.8: Некоторые параметры неустойчивости в зависимости от времени: частота, АВЧ — m и разность фаз сигналов радиального и азимутального витков первого зонда сборки — $\phi_{r-\theta}$.

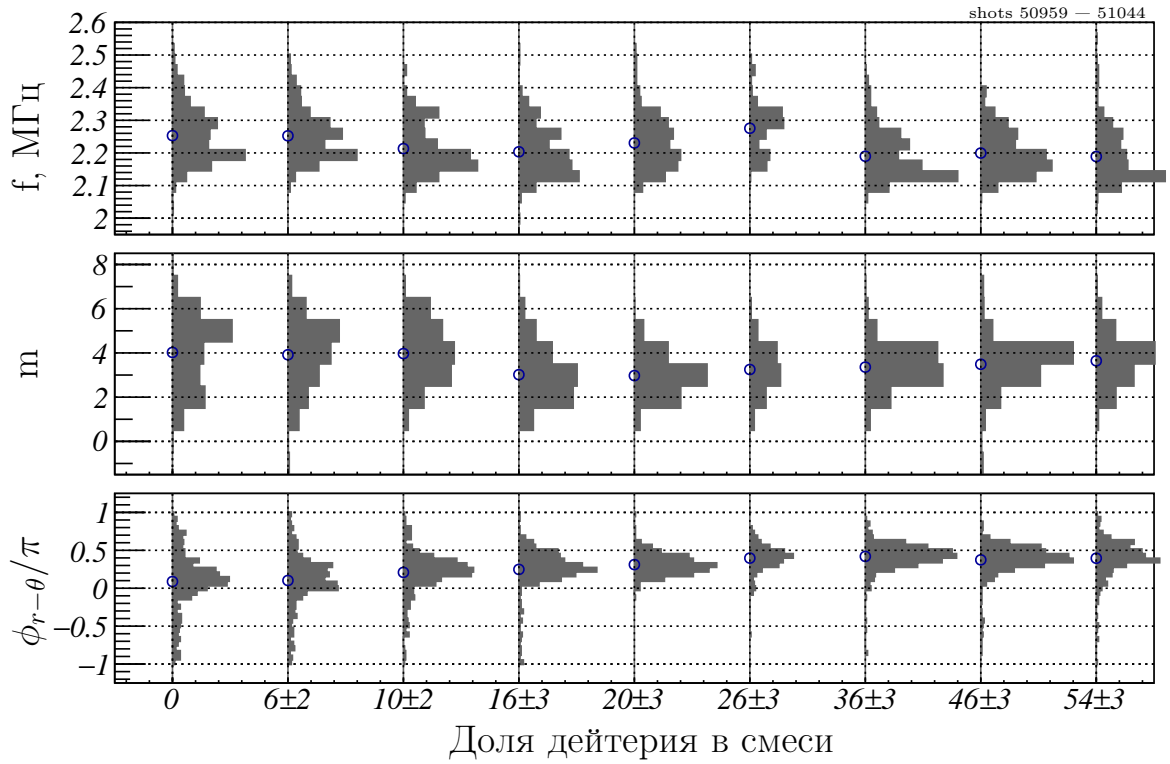
3.2.3 Зависимость параметров неустойчивости от доли дейтерия в смеси

В гистограммах на Рис. 3.9 данные о неустойчивостях в плазме со смешанной мишенью сведены воедино в зависимости от содержания дейтерия в смеси.

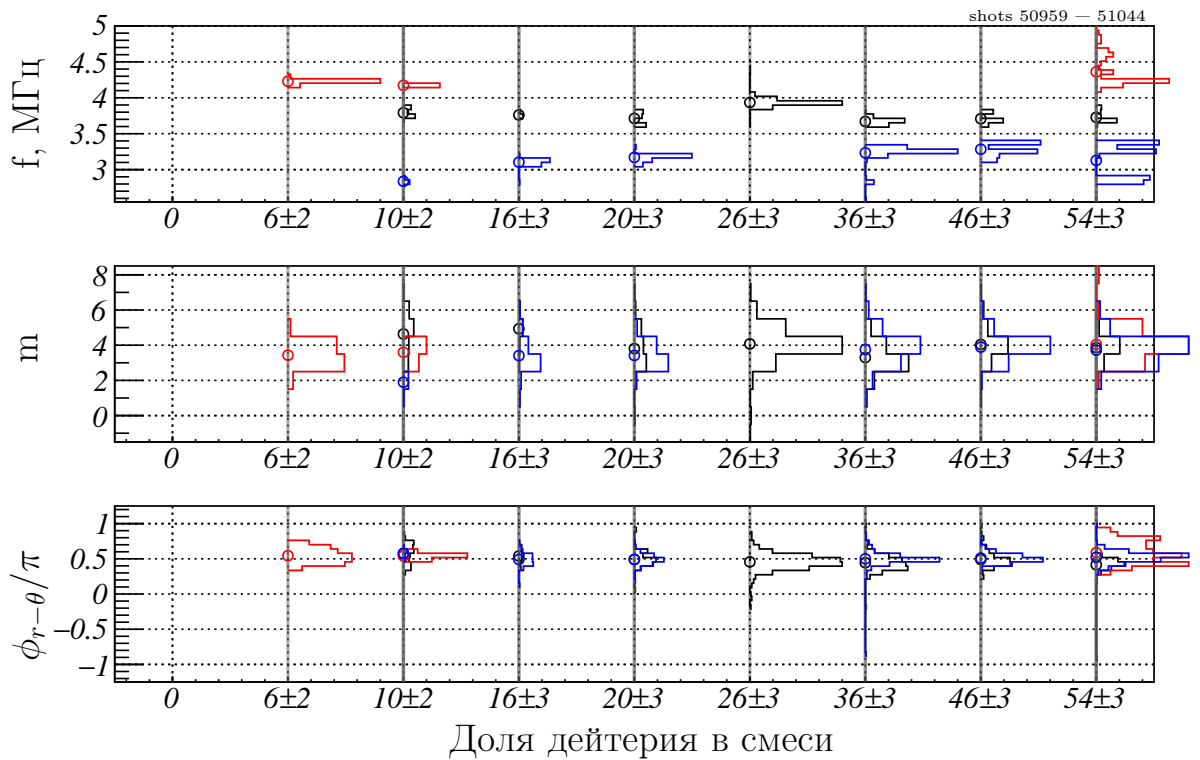
Из Рис. 3.9а следует, что частота неустойчивости равна 2,2 МГц и не зависит от состава плазмы. В плазме различного состава ей соответствуют азимутальные моды с номерами от 1 до 8, но по мере увеличения доли дейтерия в мишени их распределение сужается, так что АВЧ большей частью становятся равными 3 или 4. Распределение $\phi_{r-\theta}$ имеет максимум, который с увеличением доли дейтерия смещается от ≈ 0 к $\pi/2$, то есть возмущения магнитного поля имеют эллиптическую поляризацию.

Гистограммы на Рис. 3.9б построены для неустойчивостей на неосновных частотах, которые возбуждаются не во всех разрядах и совсем не наблюдались в разрядах с водородной мишенью. Наблюдается тенденция к увеличению разнообразия значений частот неустойчивостей с увеличением доли дейтерия в смеси. Несмотря на разные значения частот, максимумы распределений АВЧ этих неустойчивостей приходятся на значения 3 или 4. Максимумы распределений $\phi_{r-\theta}$ соответствуют круговой поляризации возмущений магнитного поля.

Таким образом, неустойчивости с частотами от 2,2 до 5 МГц независимо от изотопного состава мишени, вплоть до мишеней из смеси газов с 54% дейтерия имеют сходные АВЧ в диапазоне от 1 до 8, в большинстве случаев равные 3 или 4, и распространяются по направлению ионно-циклотронного вращения. Близкая к круговой поляризация возмущений магнитного поля может являться не столько свойством неустойчивостей, сколько следствием того, что магнитные зонды находятся далеко от плазмы (от витков до оси 23 см при радиусе плазмы ≈ 14 см): сдвиг фазы между r и θ компонентами



(а) Неустойчивость на основной частоте $\approx 2,2$ МГц. Каждая гистограмма включает от 200 до 450 значений.



(б) Неустойчивости на неосновных частотах: красный — $\approx 4,2$ МГц; синий — ≈ 3 МГц; черный — $\approx 3,8$ МГц. Каждая гистограмма включает от 10 до 400 значений.

Рисунок 3.9: Некоторые параметры неустойчивости в зависимости от доли дейтерия в смеси: m — азимутальная мода; $\phi_{r-\theta}$ — разность фаз сигналов радиального и азимутального витков первого зонда сборки.

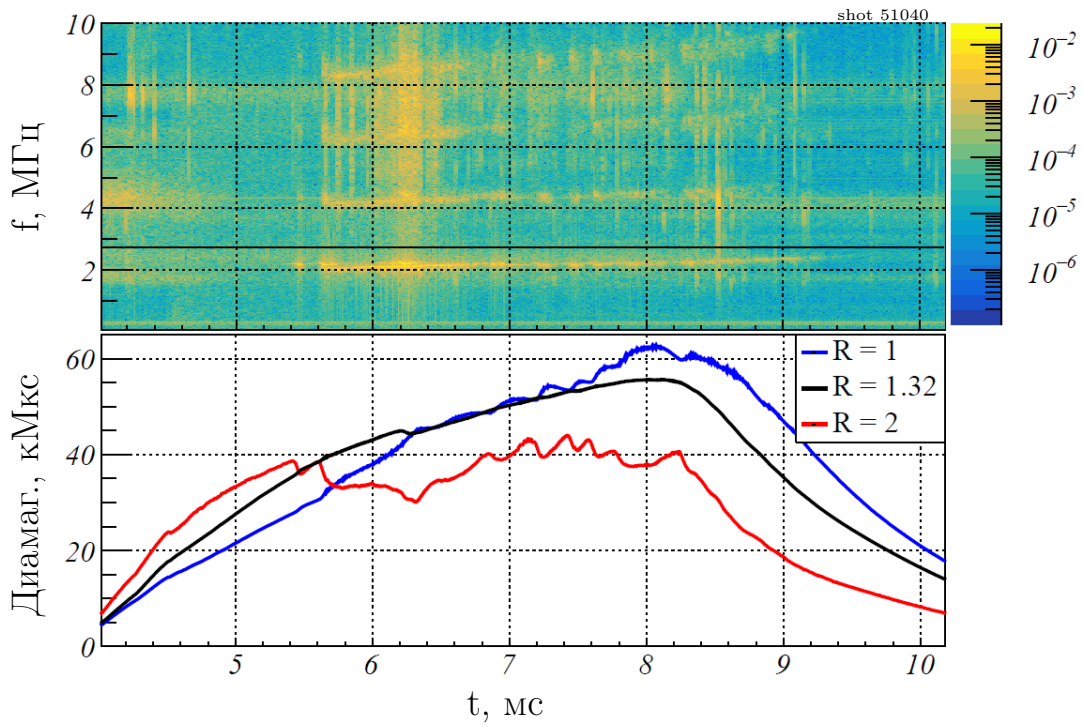
возмущений магнитного поля в приближении холодной плазмы в цилиндрической геометрии равен $\pi/2$ [21, §24].

3.2.4 Граничная доля дейтерия в смеси

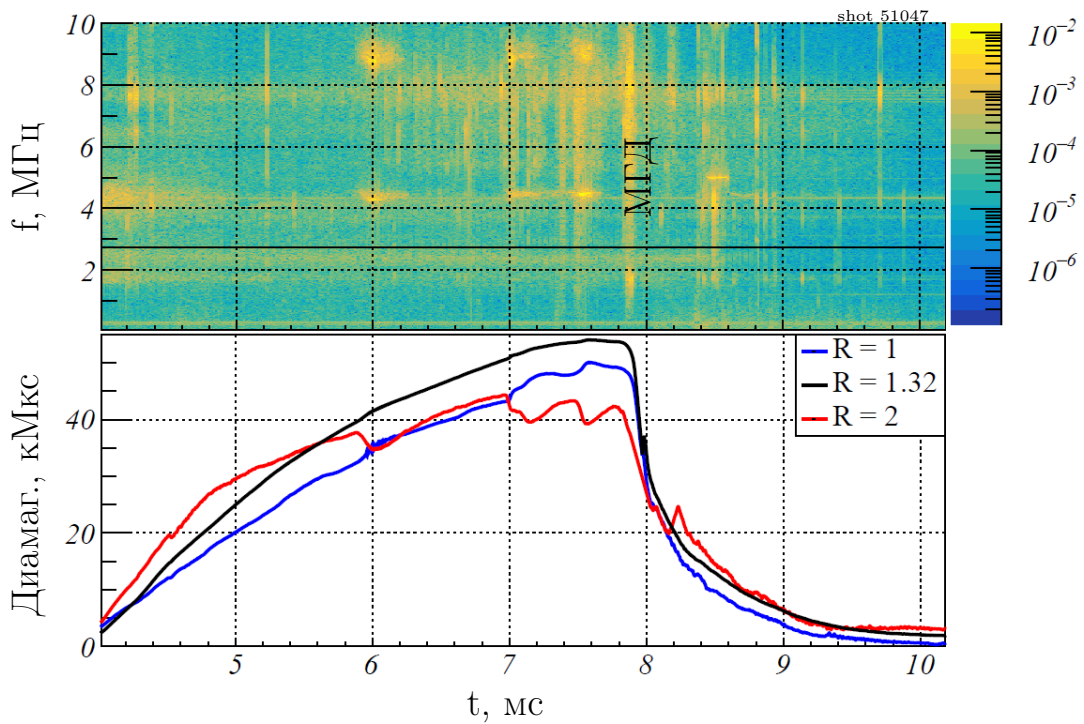
В серии разрядов за смесью с 54% дейтерия (Рис. 3.10а) следовала 74% смесь (Рис. 3.10б), и при этом переходе произошло качественное изменение. Неустойчивость стала возбуждаться на основной частоте 4,5 МГц вместо 2,2 МГц. В более поздних разрядах вне этой серии, но примерно в тех же условиях пограничное содержание дейтерия в смеси было уточнено: в мишени из 65% смеси дейтерия неустойчивость возбуждается только на частоте 4,5 МГц и кратных. Таким образом, при доле дейтерия в смеси от 54 до 65% происходит подавление неустойчивости на частоте 2,2 МГц.

Как видно из Рис. 3.10, неустойчивость провоцирует рассеяние быстрых ионов и уменьшает диамагнетизм в точке остановки как на частоте 2,2 МГц, так и на 4,5 МГц.

Подавление неустойчивости на обеих частотах возможно при увеличении плотности мишенной компоненты, если она полностью дейтериевая (пригодность смесей с долей дейтерия больше 65% для полного подавления неустойчивости не проверялась). После включения второго поддува линейная плотность плазмы увеличилась вдвое: вместо $(2,6 \pm 0,5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ она стала равна $\approx 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. В результате в полностью дейтериевой плазме возбуждаются только ВЧ ионно-циклотронные гармоники (25 — 45 МГц), которые не оказывают влияния на диамагнетизм (Рис. 3.11а). Если же мишенная плазма водородная, то несмотря на высокую плотность, неустойчивости возбуждаются на разных частотах, в том числе на 2,2 МГц, 3,8 МГц (Рис. 3.11б), что проявляется на сигнале диамагнитной петли, установленной в точке остановки быстрых ионов.

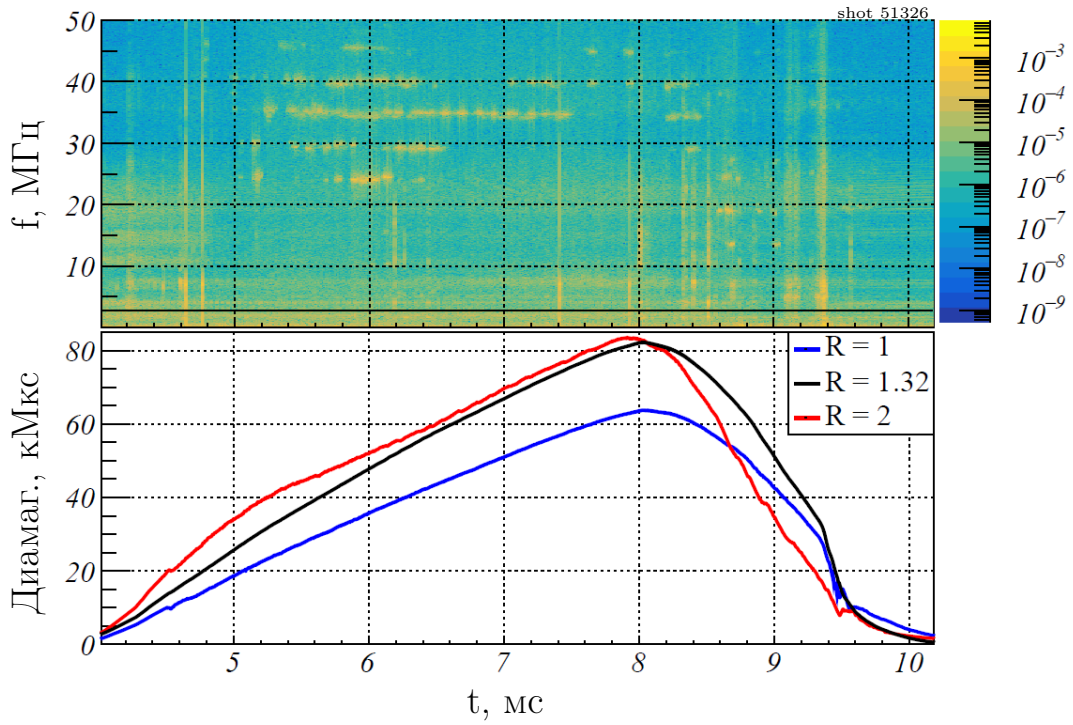


(а) Разряд с мишенной плазмой из 54% смеси дейтерия, $n_l = (2,6 \pm 0,5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$.

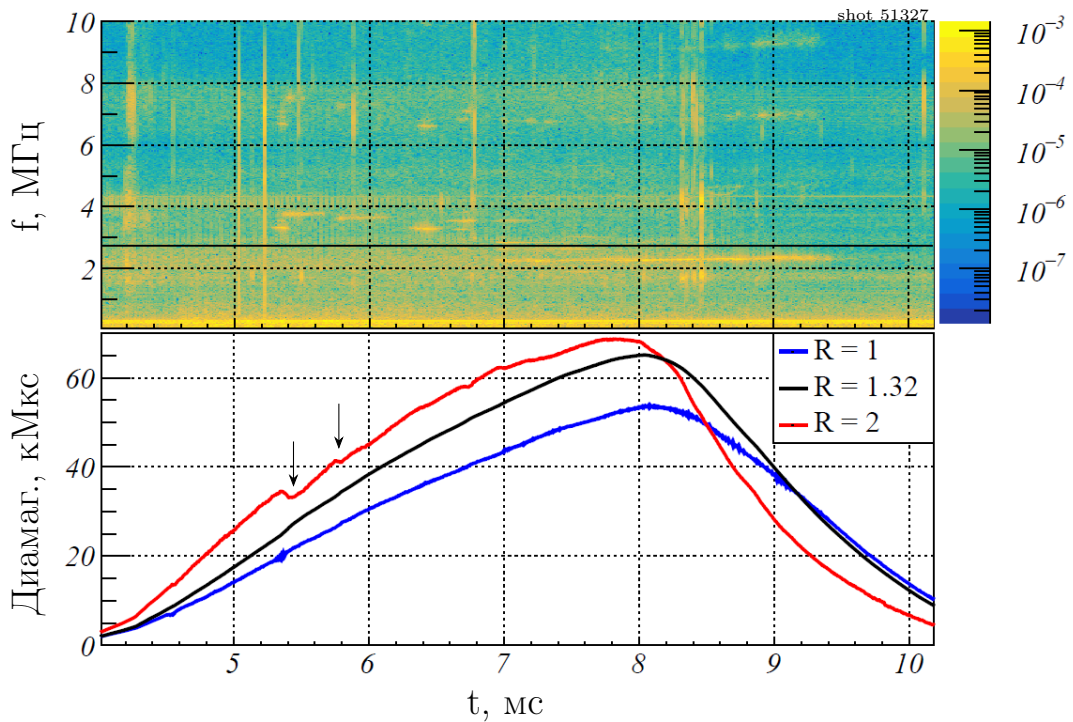


(б) Разряд с мишенной плазмой из 74% смеси дейтерия, $n_l = (2,6 \pm 0,5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$.

Рисунок 3.10: Спектрограммы, построенные по сигналам магнитного зонда и диамагнитные сигналы. Черная горизонтальная линия показывает значение частоты $f_{ic}^D(R = 2) = 2,74$ МГц.



(а) Разряд с дейтериевой мишенью, $n_l \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Нет неустойчивостей с частотами меньше 10 МГц.



(б) Разряд с водородной мишенью, $n_l \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Нет неустойчивостей с частотами от 25 до 80 МГц. Стрелки указывают на провалы в диамагнетизме.

Рисунок 3.11: Спектрограммы, построенные по сигналам магнитного зонда и диамагнитные сигналы. Черная горизонтальная линия показывает значение частоты $f_{ic}^D(R=2) = 2,74 \text{ МГц}$.

3.2.5 Вероятная интерпретация результатов

Имеющиеся данные о неустойчивостях с частотой 2,2 МГц и другими до 4,2 МГц (Рис. 3.9) нуждаются в интерпретации.

Ряд признаков, объединённых вместе, позволяют предполагать, что исследованные неустойчивости являются дрейфово–конусными. Частота рассмотренных неустойчивостей близка к ИЦ частоте ионов дейтерия в центре установки (2,2 МГц и $f_{ic}^D(R=1) = 2,74$ МГц) или на некотором расстоянии от центра в пределах области движения быстрых ионов (для неустойчивостей с другими частотами). Возмущения распространяются по направлению циклотронного вращения ионов и имеют азимутальные волновые числа, в основном равные 3 или 4.

Дополнительным аргументом в пользу того, что наблюдается ДКН является изменение в проявлении неустойчивости при манипуляциях с составом и плотностью мишени. Из теории и практики (Раздел 1.2) известно, что ДКН эффективно подавляется теплыми ионами того же вида, что и быстрые, и менее эффективно — другими ионами. Это продемонстрировано на Рис. 3.11.

Факт подавления неустойчивости на частоте 2,2 МГц, но не на 4,5 МГц в смешанной плазме имеет следующее возможное объяснение. Для ДКН характерно некоторое предельное значение плотности теплых ионов, при превышении которого она не возбуждается. Профиль плотности горячих ионов, получающийся в результате наклонной инжекции имеет максимумы в точках останова, тем самым формируя потенциальную яму для теплых ионов в центре установки. Таким образом, при данной плотности теплых ионов условия для подавления ДКН в первую очередь возникают в центре установки. Теплые ионы водорода неспособны подавить первую гармонику неустойчивости быстрых ионов дейтерия в центре установки из-за несовпадения частот циклотронных гармоник водорода с нечетными гармониками

дейтерия. Поэтому наблюдается неустойчивость с частотой 2,2 МГц. По мере замены части теплых ионов водорода на дейтерий, дейтерия становится достаточно для того, чтобы подавить ДКН в центре установки, но не в точках остановки быстрых ионов. Поэтому в мишени из смеси газов с содержанием дейтерия больше 65%, вплоть до чисто дейтериевой мишени, возбуждается неустойчивость на частоте 4,5 МГц, и добиться её подавления можно только увеличением плотности мишени.

Таких упрощенных рассуждений недостаточно чтобы объяснить, почему неустойчивость на 2,2 МГц всегда есть в водородной и смешанной (с долей дейтерия меньше 65%) мишенях, а на 4,5 МГц — иногда отсутствует, хотя в силу сказанного выше, неустойчивости проще развиться в точках остановки быстрых ионов. То, что выглядит как вторая гармоника на спектрограммах разряда с водородной мишенью (например, на Рис. 3.8а), является первой гармоникой неустойчивости в точке остановки. Это следует из спектрограмм сигналов магнитных зондов продольной сборки (Раздел 3.6): для зонда около точки остановки линия на частоте 4,5 МГц ярче, чем 2,2 МГц, для ближайшего к центру зонда — наоборот.

В общем, развитие дрейфово-конусной неустойчивости определяется несколькими взаимозависимыми факторами: степенью заполненности конуса потерь теплой плазмой, изотопным составом плазмы, радиальным распределением плотностей теплых и быстрых ионов, формой функции распределения быстрых ионов по скоростям. Ввиду этого предложенную интерпретацию надо проверить и уточнить расчетом функции распределения ионов в условиях реального эксперимента.

3.3 Спектрометрия в разрядах со смешанной мишенной плазмой

Для определения соответствия между изотопным составом газовой смеси и реальным соотношением плотностей дейтерия и водорода в плазме были проведены измерения интенсивностей линий H_α и D_α .

Излучение плазмы на линиях водорода и дейтерия происходит из-за их возбуждения электронным ударом. Интенсивность излучения водорода на линии H_α и дейтерия на D_α при переходе между уровнями 3 и 2 пропорциональна $n_{\text{ат.}} \langle \sigma_{ex}(2 \rightarrow 3, v) f_{\text{ат.}}(v_{\text{ат.}}) f_e(v_e) v \rangle$, где $\sigma_{ex}(2 \rightarrow 3, v)$ — сечение возбуждения атома с уровня 2 на 3 электронным ударом, $f_{\text{ат.}}$, f_e — функции распределения атомов и электронов по скоростям, v — относительная скорость электрона и атома. Свертки $\langle \sigma_{ex}(2 \rightarrow 3, v) f_{\text{ат.}}(v_{\text{ат.}}) f_e(v_e) v \rangle$ для атомов H и D можно принять равными из-за одинаковой структуры энергетических уровней (с точностью до изотопического сдвига) и одинаковой малости скоростей атомов H и D по сравнению со скоростями электронов. Тогда отношение плотностей атомов n_D/n_H равно отношению интенсивностей $I_{D_\alpha}/I_{H_\alpha}$.

Диагностика, представленная в разделе 2.1 позволяет определять отношение интенсивностей линий D_α и H_α в четырех точках по радиусу в плоскости, соответствующей точке остановки быстрых ионов один раз за разряд. Время начала и длительность накопления излучения можно варьировать.

Состав смеси в баллонах газонапуска и дуговом генераторе плазмы одинаковый. Давления газа в плазменной пушке и баллонах газонапуска те же, что и в эксперименте по определению зависимости параметров неустойчивости от состава смеси (Раздел 3.2), но на этот раз задействованы оба газонапуска. Времена начала и длительности (t_0 , Δt) наддува западным (1a

на рис. 2.1) и восточным (1б на рис. 2.1) газонапусками фиксированы и равны соответственно $t_{west} = (-13, 13)$ мс (напуск заканчивается в 0 мс) и $t_{east} = (-24, 10)$ мс.

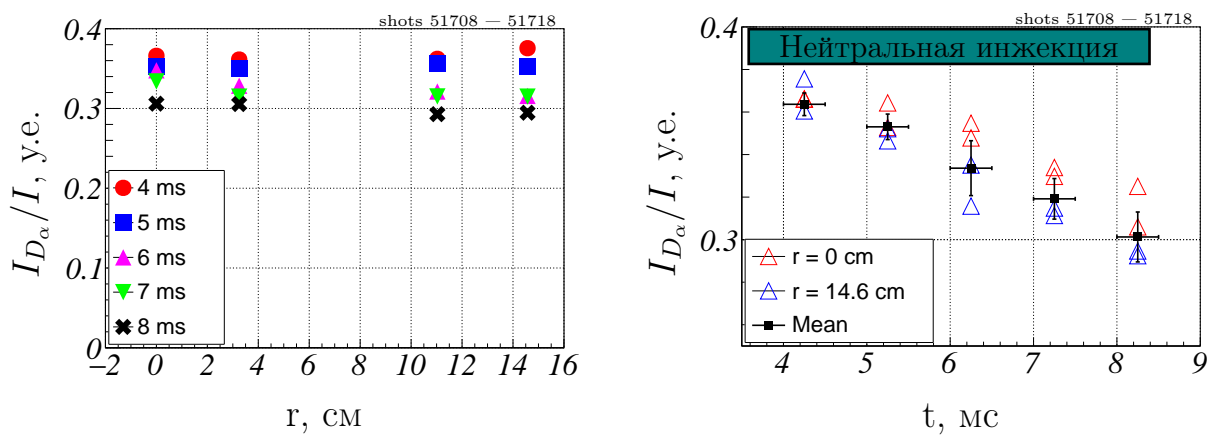
3.3.1 Радиальная зависимость и временная динамика относительной плотности дейтерия

Первые измерения (Рис. 3.12) были проведены в плазме с мишенной компонентой, полученной из смеси с долей дейтерия 36% по парциальному давлению. Накопление излучения происходило в течение 0,5 мс, начинаясь в разные моменты времени в ходе серии разрядов с неизменными параметрами.

На Рис. 3.12а изображена зависимость отношения интенсивности дейтерия к полной интенсивности $I_{D_\alpha}/(I_{D_\alpha} + I_{H_\alpha})$ от радиуса плазмы в центральной плоскости установки (радиус спроецирован из точки остановки). В большинстве разрядов это отношение спадает от центра к периферии плазмы, но уменьшение незначительно и сравнимо с разбросом точек, поэтому можно считать радиальный профиль отношения плотностей изотопов плоским. Относительная погрешность при этом не превышает 7%. Стоит отметить, что несрабатывание одного из инжекторов не влияет отношение плотностей в пределах разброса точек: значения (цветные треугольники) в 5,25 мс на Рис. 3.12б получены в двух выстрелах со всеми инжекторами, остальные — в парах выстрелов: со всеми инжекторами и без одного.

На Рис. 3.12в показана зависимость вклада линии дейтерия в полную интенсивность от времени. Несмотря на инжекцию нейтральных атомов дейтерия, доля дейтерия в общей плотности ощутимо уменьшается со временем: на 18% за 4 мс (абсолютное значение $0,015 \text{ мс}^{-1}$). Вероятной причиной уменьшения отношения со временем является накопление дополни-

тельного водорода в плазме в течение разряда, происходящее из-за взаимодействия плазмы со стенками и лимитерами (в выстрелах с МГД неустойчивостями доля водорода на периферии плазмы значительно увеличивается), а также вовлечения в разряд водяного пара из остаточного газа или течей (Рис. 3.146). Менее существенной причиной может быть более высокий темп накопления водорода, истекающего из элементов системы газанпуска со скоростью, большей скорости дейтерия даже после закрытия клапанов наддува.



(а) Радиальная зависимость отношения интенсивности линии D_α к полной интенсивности. Разные маркеры для нескольких времен начала приема излучения.

(б) Зависимость отношения интенсивности линии D_α к полной интенсивности от времени. Горизонтальные планки погрешностей соответствуют времени экспозиции, вертикальные — среднеквадратичному отклонению при усреднении по радиусу.

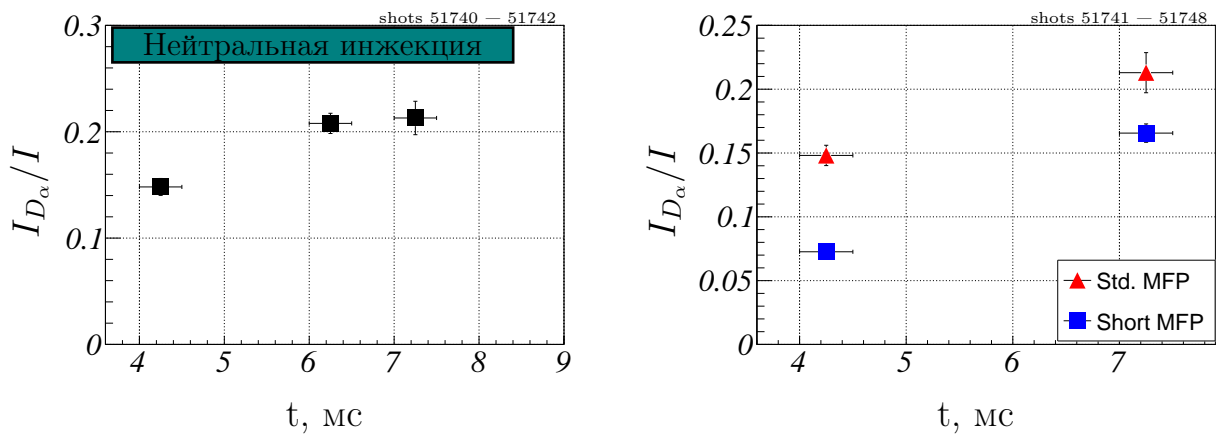
Рисунок 3.12: Отношение интенсивности линии D_α к полной интенсивности (H_α и D_α) в случае смеси с долей дейтерия 36%. Спектры излучения дейтерия и водорода записаны с временем экспозиции 0,5 мс в точке остановки быстрых ионов. Радиус, с которого принимается излучение, спроецирован на центральную плоскость установки.

Если пренебречь временной зависимостью и представить долю дейтерия $n_D/(n_H + n_D)$ в плазме одним числом, то в рассмотренном случае оно равно $0,33 \pm 0,03$, т. е. относительная ошибка составляет 9%.

Иной результат получается, если мишенная плазма полностью водородная (Рис. 3.13). Отношение интенсивностей $I_{D_\alpha}/(I_{D_\alpha} + I_{H_\alpha})$ меньше по абсолютной величине, с относительной ошибкой не более 7% постоянно

вдоль радиуса и увеличивается по мере смещения времени экспозиции, достигая некоторого постоянного значения (Рис. 3.13а). Такое «насыщение» соответствует уравниванию темпа роста плотности ионов дейтерия из-за инжекции пучков с темпом накопления ионов водорода из систем газонапуска или со стенок.

Для уточнения вклада быстрых ионов в измеряемую относительную плотность дейтерия были проведены разряды в магнитной конфигурации со смещенной точкой остановки быстрых ионов 3.13б.



(а) Временная зависимость доли дейтерия в плазме с водородной мишенью.

(б) Доля дейтерия в плазме с водородной мишенью в случае двух конфигураций магнитного поля: до перекоммутации катушки — «Std. MFP», и после — «Short MFP».

Рисунок 3.13: Динамика относительной плотности дейтерия в плазме с водородной мишенью.

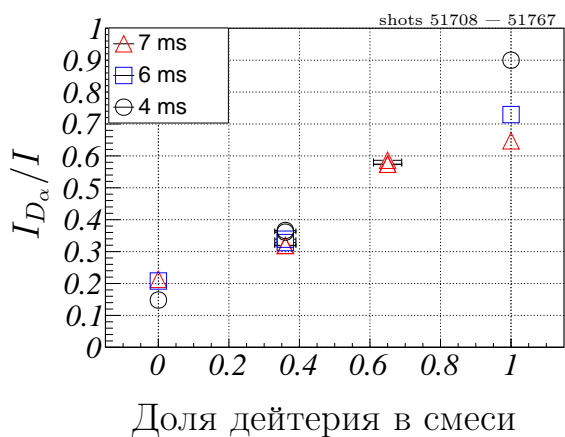
Перекоммутация катушки (12б на Рис. 2.1) увеличивает число витков в катушке в 2 раза и уводит точку остановки на 60 см ближе к центру ловушки. Таким образом, на линиях наблюдения оптической системы спектрометра вместо области плазмы с максимумом плотности быстрых ионов оказывается область с малой плотностью. Этот опыт показывает, что не менее 0,25 — 0,5 от плотности дейтерия в плазме является результатом захвата пучков.

3.3.2 Зависимость состава плазмы от состава смеси

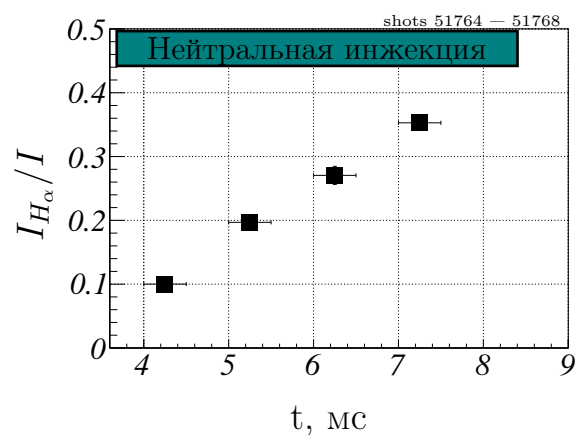
Чтобы определить зависимость изотопного состава плазмы от состава смеси, были сделаны дополнительные спектрометрические измерения. На Рис. 3.14а помимо данных из прошлых разделов присутствуют значения относительных плотностей дейтерия для мишеней из 65% смеси дейтерия и из чистого дейтерия.

В первом случае средняя по периоду с 7 до 7,5 мс доля дейтерия в плазме равна 0,59. Если предположить, что скорость уменьшения относительной плотности дейтерия такая же как на Рис. 3.126, то в начале разряда она должна равняться 0,64, что соответствует составу смеси в баллонах наддува и плазменной пушке.

После замены водородной мишени на дейтериевую предполагались высокая относительная плотность дейтерия и её постепенный рост от разряда к разряду: системы откачки должны были монотонно удалять водород из камеры. Но этого не случилось: как видно из Рис. 3.14а, относительная плотность дейтерия высока в начале разряда, но быстро убывает со временем. Выяснилось, что причиной этого явилась течь, поставляющая воздух



(а) Зависимость относительной плотности дейтерия в плазме от доли дейтерия в смеси.



(б) Динамика относительной плотности водорода в плазме с дейтериевой мишенью при наличии течи в вакуумной камере.

Рисунок 3.14: Зависимость состава плазмы от состава смеси газов в баллонах газонапуска и плазменной пушке.

в вакуумный объём. Предположительно, в течение разряда вода, диссоциируя, обогащает плазму водородом в более высоком темпе (Рис. 3.146), чем в серии разрядов с 36% смесью дейтерия (Рис. 3.126), где не возникало подозрений в наличии течи.

Следует заметить, что течь наподобие наблюдаемой (Рис. 3.146) не сказывается заметно на поведении плазмы и показаниях обычно используемых диагностик плазмы и вакуумных условий, и была замечена только из-за использования спектрометрии в разрядах с чисто дейтериевой плазмой. Из ранних (4 мс) точек графика на Рис. 3.14а и предположения, что без течи водород не накапливается быстрее, чем в случае серии разрядов с 36% смесью дейтерия (Рис. 3.126), можно сделать вывод, что состав плазмы в точке остановки быстрых ионов соответствует составу смеси в баллонах наддува и плазменной пушке с относительной точностью примерно 10%.

3.4 Свойства неустойчивости на 2,2 МГц

В разделе 3.2.5 были изложены свидетельства в пользу того, что неустойчивости с частотами 2,2 МГц и 4,5 МГц являются дрейфово-конусными. Но ДКН представляет собой возмущения потенциала плазмы, поэтому измерения параметров ДКН магнитными зондами являются косвенными. Для непосредственного измерения пространственной структуры возмущений потенциала была сконструирована сборка электростатических зондов (Раздел 2.3).

На Рис. 3.15 изображен сигнал электростатического зонда в плазме с водородной мишенью. Большую амплитуду имеют низкочастотные компоненты потенциала (сотни кГц), часть сигнала с частотой 2,2 МГц показана на Рис. 3.17а, и амплитуда возмущений на 2,2 МГц обычно ~ 1 В.

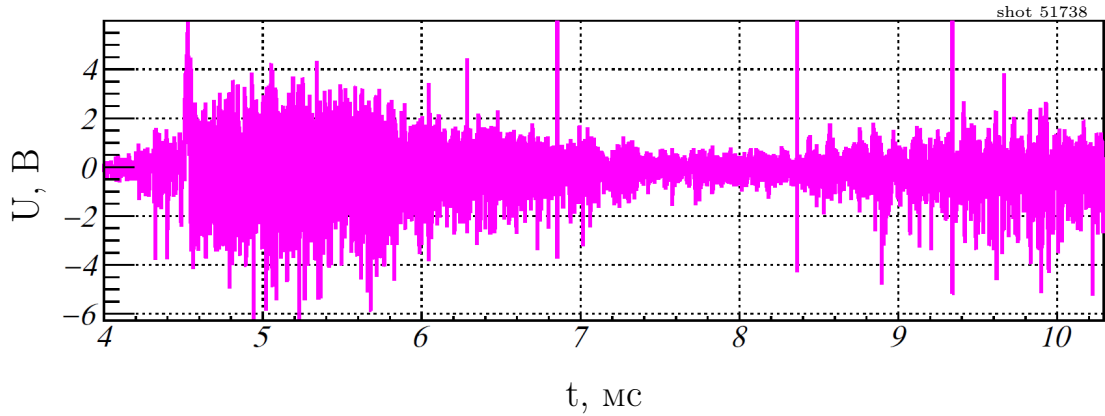


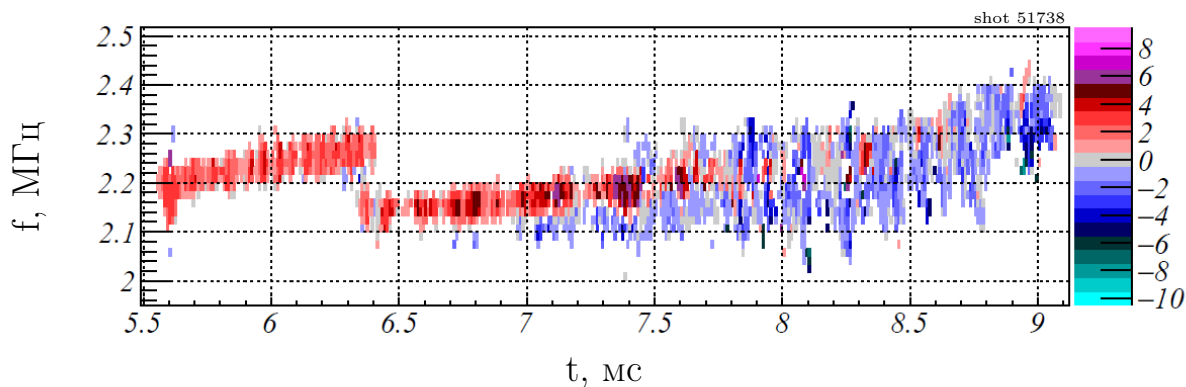
Рисунок 3.15: Сигнал электростатического зонда в плазме с водородной мишенью.

3.4.1 Азимутальное волновое число

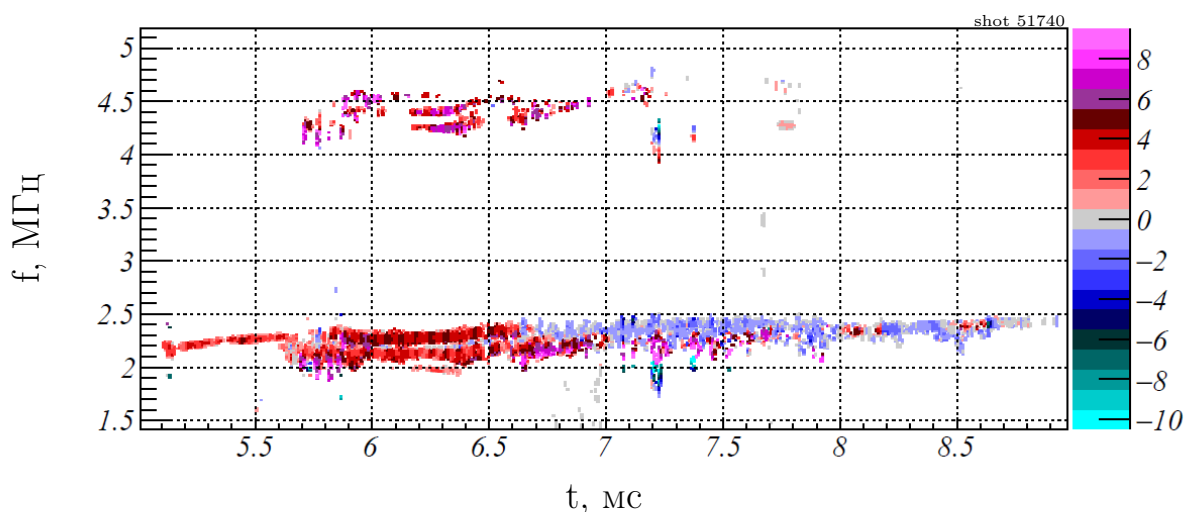
По сигналам зондов сборки были найдены азимутальные волновые числа неустойчивости частотой 2,2 МГц. На Рис. 3.16 (как и на остальных картинках с АВЧ) каждый цвет соответствует определенному целому значению АВЧ: найденное при усреднении нецелое АВЧ соотносится с некоторым целым значением m , если $m - 0,5 \leq \text{АВЧ} \leq m + 0,5$. На Рис. 2.5 изображен дополнительный пример АВЧ для неустойчивости в плазме с водородной мишенью.

Как и в случае измерений магнитными зондами, встречаются АВЧ в диапазоне: $1 \leq m \leq 8$, но, в основном, только на начальном этапе развития неустойчивости. Примерно с 5,5 — 7 мс на частоте 2,2 МГц кроме неустойчивостей с $m \geq 1$ возбуждаются неустойчивости с отрицательными АВЧ: $-10 \leq m \leq -1$. Отрицательные значения АВЧ означают, что неустойчивость распространяется в направлении, противоположном направлению циклотронного вращения ионов. Это противоречит соответствующему свойству дрейфово-конусной неустойчивости, но отрицательные m наблюдались в виде исключений также и на установке 2ХИВ (Раздел 1.3.1). Кроме того, на Рис. 3.16 встречаются области с $m = 0$.

Области одного цвета на картинках очень редко превышают 0,1 мс



(а) Положительные m до 7 мс и отрицательные с примесью положительных — после.



(б) После 6,5 мс помимо положительных АВЧ встречаются отрицательные. На $\sim 4,5$ МГц присутствует вторая гармоника неустойчивости с примерно теми же АВЧ, что и у основной.

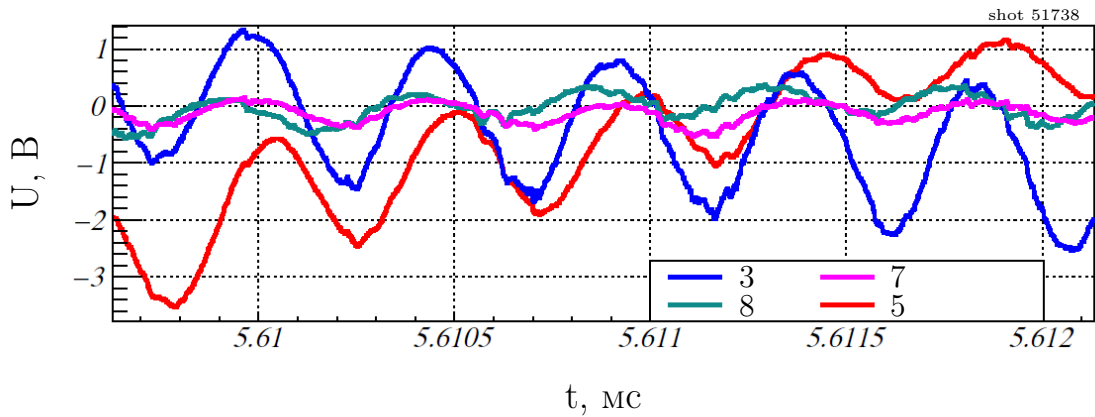
Рисунок 3.16: Азимутальные волновые числа неустойчивости с частотой 2,2 МГц, развивающейся в плазме с водородной мишенью. Точки, для которых абсолютная ошибка АВЧ превышает 1, исключены.

вдоль временной оси, что вполне согласуется с временем когерентности неустойчивости (Раздел 3.1.1) и представлением о том, что за разряд на примерно одной и той же частоте неустойчивость возбуждается множество раз, всякий раз с новой пространственной структурой.

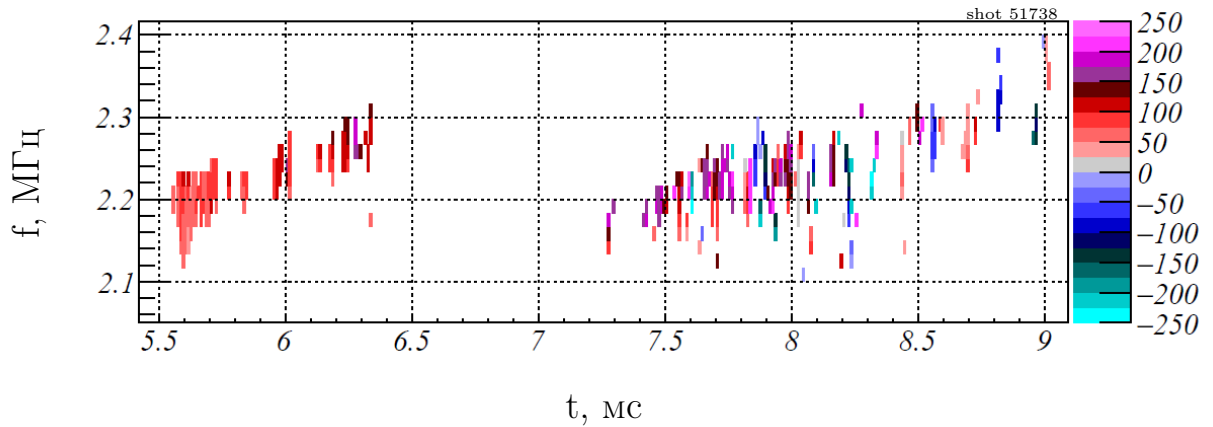
3.4.2 Радиальное волновое число

Модификация сборки электростатических зондов путем добавления двух дополнительных зондов (справа на Рис. 2.3), чьи чувствительные части находятся на иных радиусах позволила найти радиальные волновые числа

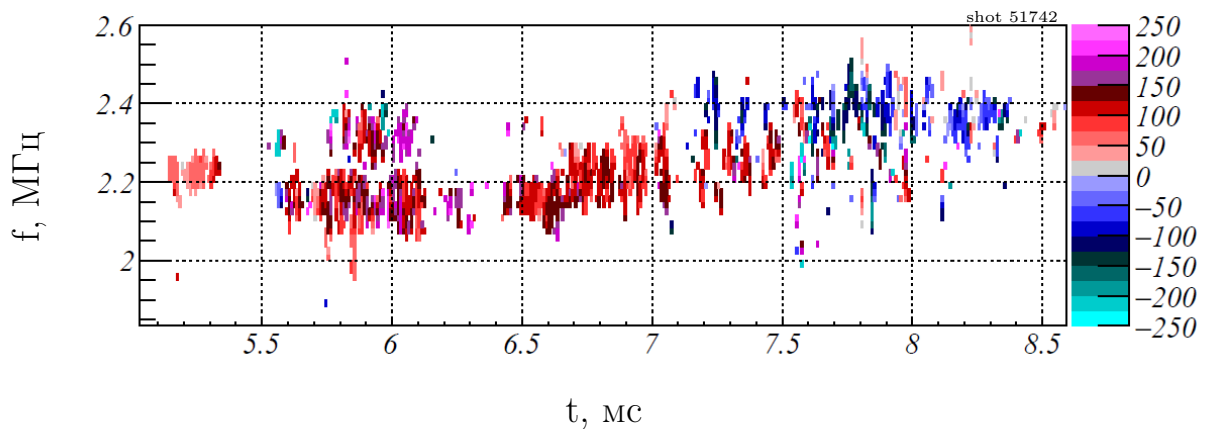
(РВЧ) неустойчивостей (Рис. 3.17).



(а) Сигналы нескольких зондов на малом временном промежутке. Между зондами 3 и 8 расстояние вдоль радиуса равно 1 см, между зондами 5 и 7 — 2 см.



(б) Каждый цвет соответствует участку длиной 25 м^{-1} на оси радиальных волновых чисел. Точки с относительной ошибкой больше 50% исключены.



(в) Каждый цвет соответствует участку длиной 25 м^{-1} на оси радиальных волновых чисел. Точки с относительной ошибкой больше 50% исключены.

Рисунок 3.17: Радиальная структура неустойчивости с частотой 2,2 МГц.

На Рис. 3.17а приведены сигналы зондов в окрестности 5611 мкс. Можно видеть сдвиг фазы между зондами 5 и 3, которые отстают на 20° по ази-

муту. Также наблюдаются разности фаз между зондами 3 и 8 и зондами 5 и 7, находящимися попарно на одном и том же азимуте, но расставленными соответственно на 1 см и 2 см вдоль радиуса. При предположении, что рассматриваемая неустойчивость дрейфово–конусная и её продольная длина волны велика, расстояние между зондами вдоль оси установки, равное 1 см не приводит к дополнительному сдвигу фазы, и имеющиеся разности фаз можно использовать для расчета радиальных волновых чисел k_r . Поскольку максимальное расстояние между зондами 2 см, можно измерить k_r с абсолютным значением не больше 314 м^{-1} . Положительные значения k_r означают, что возмущение распространяется от оси установки.

Разброс значений k_r на Рис. 3.17б, 3.17в велик, большинство точек отвечают положительным РВЧ, но есть и отрицательные. Абсолютная величина k_r находится в диапазоне от 25 м^{-1} до 225 м^{-1} . Большинство точек имеют значения РВЧ: $50 \text{ м}^{-1} \leq |k_r| \leq 200 \text{ м}^{-1}$, что дает диапазон $3 \text{ см} \leq \lambda \leq 13 \text{ см}$ для длины волны вдоль радиуса. Радиус плазменного столба в месте расположения сборки примерно равен 8 см, так что в плазменном столбе может укладываться несколько радиальных длин волн.

3.5 Свойства неустойчивости на 4,5 МГц

На Рис. 3.18 представлен типичный сигнал электростатического зонда в плазме с дейтериевой мишенью. Амплитуда компоненты сигнала, соответствующей неустойчивости с частотой 4,5 МГц (Рис. 3.20а) обычно составляет $\sim 0,1 \text{ В}$, что значительно меньше, чем в случае водородной мишени. Однако для познавательной ценности этого утверждения нужно знать АЧХ электростатического зонда: не исключено наличие резонанса на частоте около 1 МГц в измерительной системе, что может являться причиной такого резкого отличия.

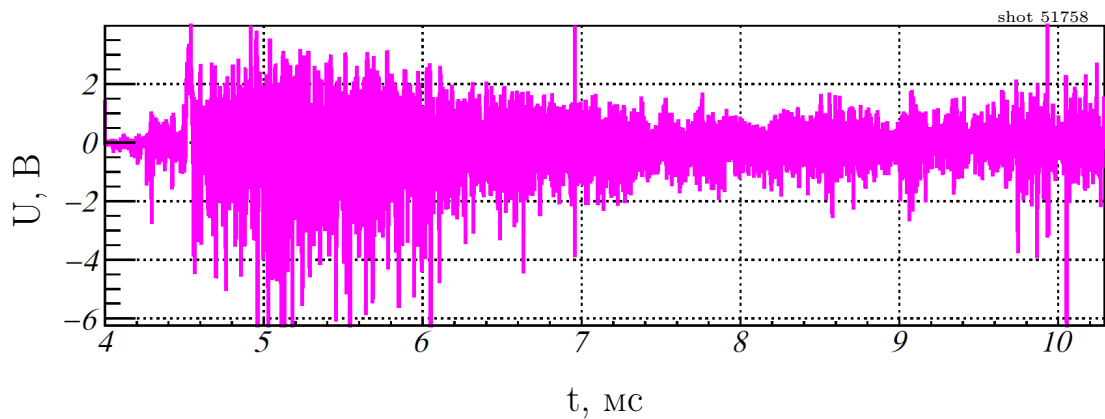


Рисунок 3.18: Сигнал электростатического зонда в плазме с дейтериевой мишенью.

3.5.1 Азимутальное волновое число

На Рис. 3.19 показаны азимутальные волновые числа неустойчивости с частотой 4,5 МГц, которая развивается в дейтериевой плазме при умеренных плотностях. Большинство значений АВЧ отрицательны, что означает, что неустойчивость распространяется противоположно направлению ИЦ вращения, это не характерно для ДКН. Но встречаются и положительные значения. В целом, значения АВЧ лежат в диапазоне $-6 \leq m \leq 4$, но большая часть значений равны $-1, 0$ или 1 .

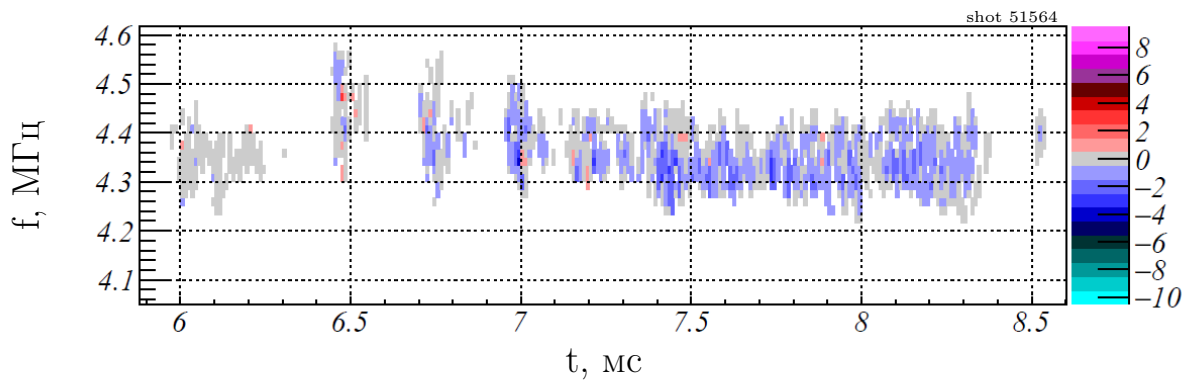
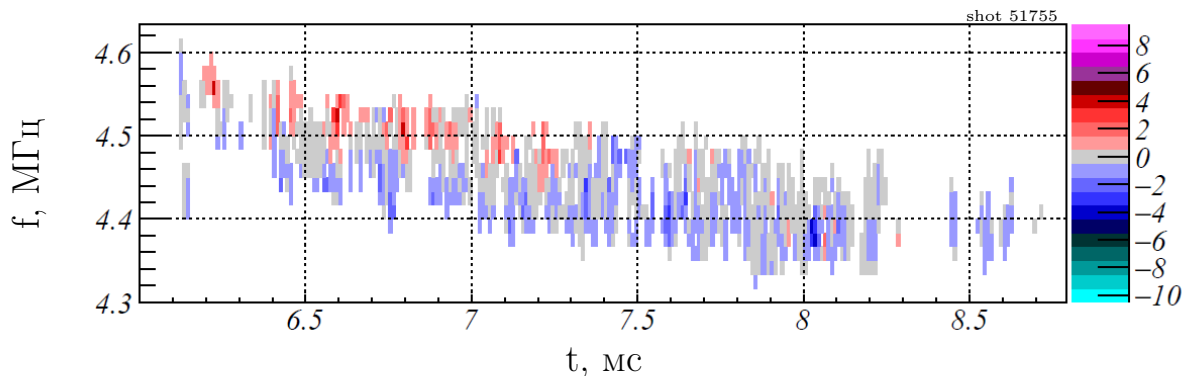
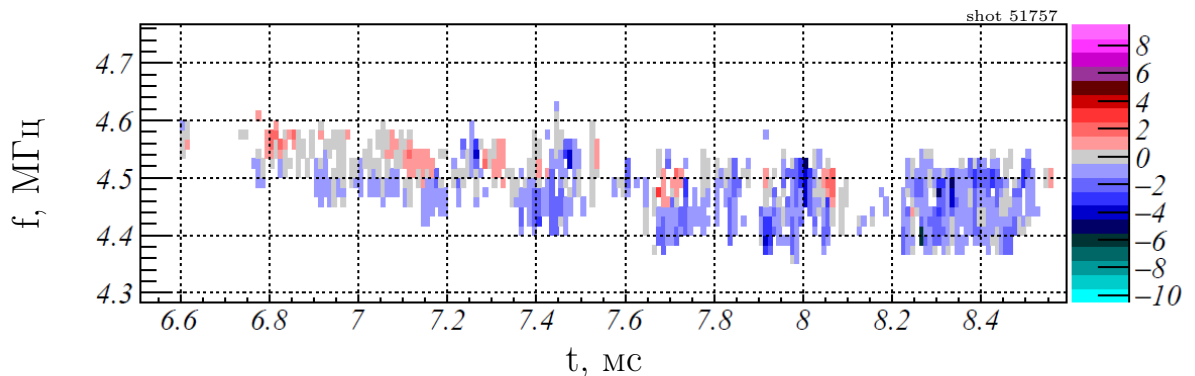
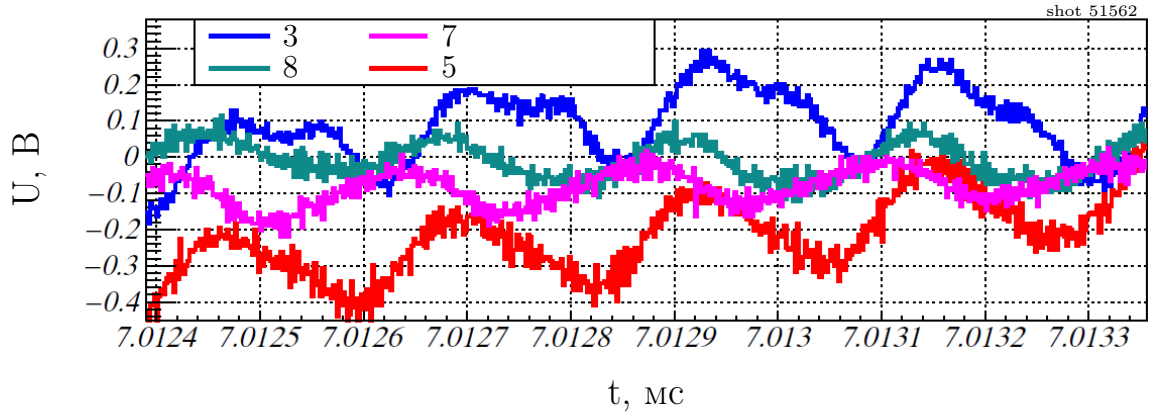
(a) АВЧ равны от -4 до 0 .(б) АВЧ равны от -5 до 4 .(в) АВЧ равны от -6 до 2 .

Рисунок 3.19: Азимутальные волновые числа неустойчивости с частотой $4,5$ МГц, развивающейся в плазме с дейтериевой мишенью. Точки, для которых абсолютная ошибка АВЧ превышает 1 , исключены.

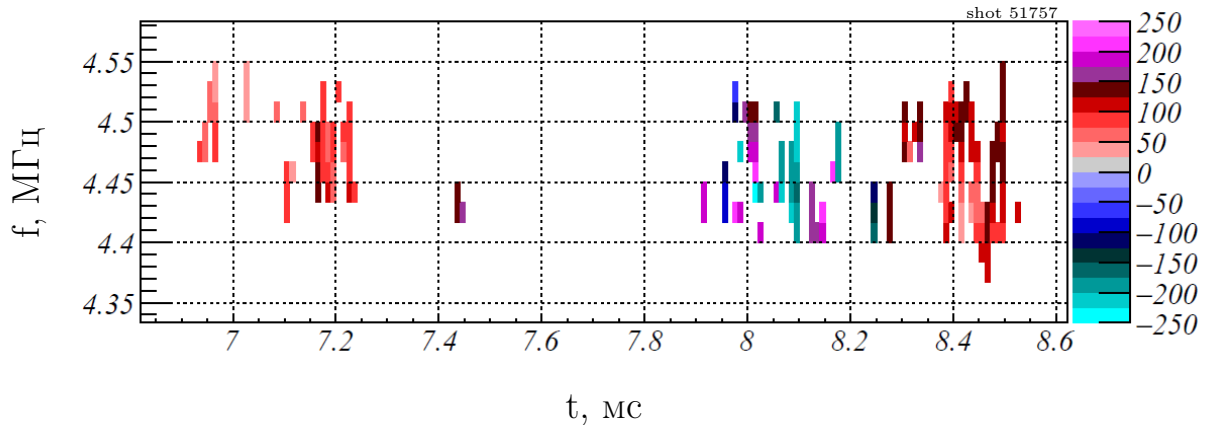
3.5.2 Радиальное волновое число

На Рис. 3.20б и 3.20в приведены радиальные волновые числа неустойчивости, развивающейся в плазме с дейтериевой мишенью. Им соответствуют как положительные, так и отрицательные значения. Абсолютные значения k_r простираются от 25 м^{-1} до 225 м^{-1} . Радиальные волновые числа боль-

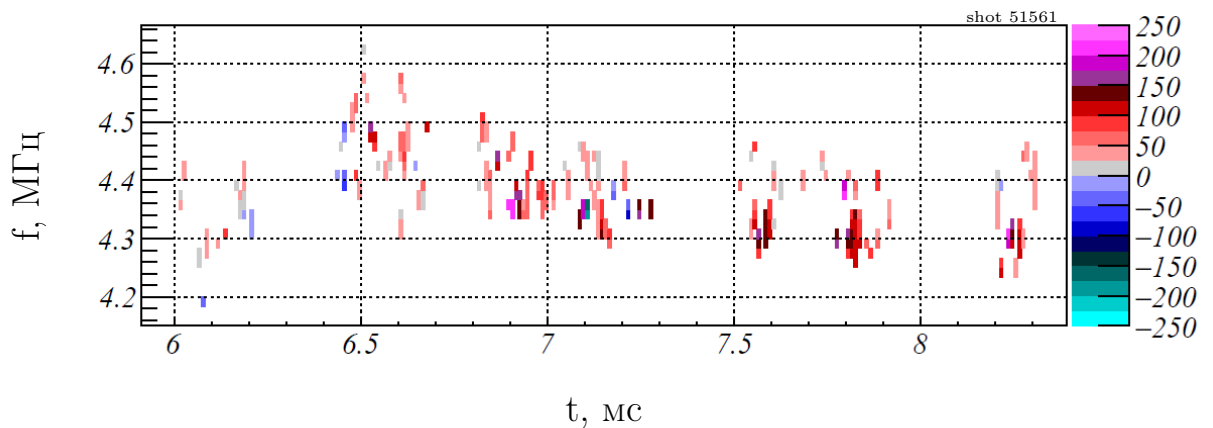
шинства точек так же велики, как и в случае неустойчивости с частотой 2,2 МГц в водородной мишени, поэтому все рассуждения из раздела 3.4.2 применимы и здесь.



(а) Сигналы нескольких зондов на малом временном промежутке. Между зондами 3 и 8 расстояние вдоль радиуса равно 1 см, между зондами 5 и 7 — 2 см.



(б) Каждый цвет соответствует участку длиной 25 м^{-1} на оси радиальных волновых чисел. Точки с относительной ошибкой больше 50% исключены.



(в) Каждый цвет соответствует участку длиной 25 м^{-1} на оси радиальных волновых чисел. Точки с относительной ошибкой больше 50% исключены.

Рисунок 3.20: Радиальная структура неустойчивости с частотой 4,5 МГц.

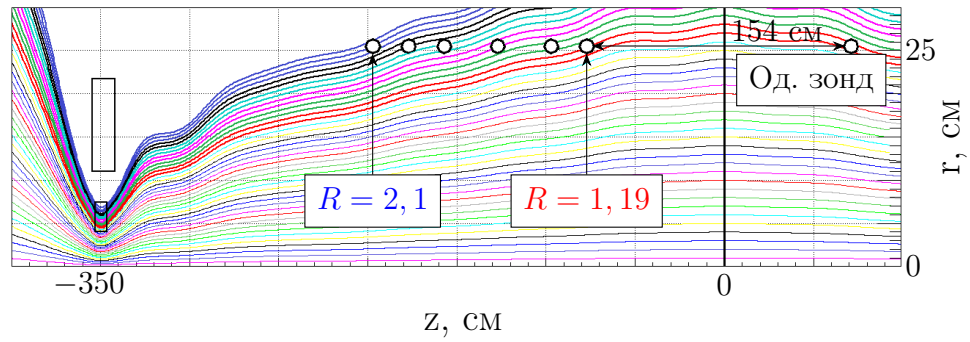
3.6 Продольные свойства неустойчивости

Дополнительные аргументы за или против идентификации неустойчивостей с частотами 2,2 МГц и 4,5 МГц как дрейфово–конусных можно получить, изучая их продольные свойства.

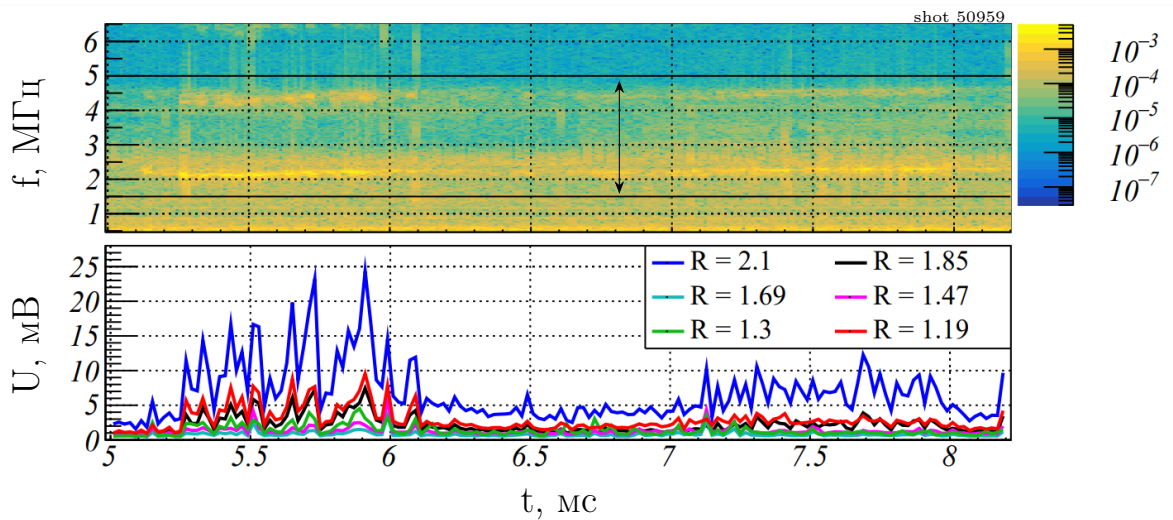
3.6.1 Магнитные зонды

Изначально для этой цели предполагалось использовать продольную сборку магнитных зондов (6 на Рис. 2.1). На Рис. 3.21а изображены силовые линии магнитного поля и обозначены зонды продольной сборки, а также одиночный магнитный зонд. Все зонды сборки находятся на разных силовых линиях, поэтому, имея в виду наличие у неустойчивости радиальной модовой структуры с большими радиальными волновыми числами, по разностям фаз сигналов зондов нельзя найти продольное волновое число. Одиночный магнитный зонд был установлен так, чтобы он и первый зонд сборки опирались на одну и ту же силовую линию. Расстояние между зондами равно 154 см. Разность фаз сигналов z -витков этих зондов для неустойчивости на частоте 2,2 МГц меняется со временем и от разряда к разряду, поэтому из данных измерений не следует, что продольное волновое число мало.

С использованием сборки зондов была определена зависимость амплитуды неустойчивостей от продольной координаты в плазме с водородной мишенью. Из спектров сигналов зондов (Рис. 3.21б) были выброшены частотные области вне некоторого диапазона, включающего рассматриваемые неустойчивости. Из Рис. 3.21б следует, что наибольшую амплитуду имеют сигналы зондов, находящихся вблизи точки остановки ($R = 2$), а также ближайший к центру зонд. Важно, что на спектрограмме сигнала наиболее центрального зонда ($R = 1, 19$) самой яркой является линия с ча-



(а) Продольная сборка магнитных зондов и одиночный магнитный зонд на фоне силовых линий магнитного поля.



(б) Спектрограмма сигнала магнитного зонда, установленного в точке с $R = 1,19$ и временная зависимость среднеквадратичной амплитуды сигналов зондов продольной сборки. Из сигналов удалены спектральные компоненты вне полосы частот, обозначенной стрелкой.

Рисунок 3.21: К поиску продольной разности фаз и определению продольной зависимости амплитуды неустойчивостей.

стотой 2,2 МГц. И напротив, линия с частотой около 4,5 МГц ярче на спектрограммах, соответствующих зондам вблизи точки остановки. Согласно результату моделирования кодом DOL [22, Рис. 3], диамагнетизм плазмы с точностью 15% постоянен вдоль оси установки между точками остановки, поэтому различия в амплитудах сигналов в зависимости от расстояния вдоль оси установки слабо связаны с соответствующим изменением диамагнетизма. Это означает, что линия 4,5 МГц является первой гармоникой ИЦ частоты дейтерия в точке остановки, а не второй — в центре.

3.6.2 Электростатические зонды

Продольное волновое число дрейфово–конусной неустойчивости k_{\parallel} должно быть мало по сравнению с поперечным. В рамках простейшей теории в однородном магнитном поле и при $\beta \rightarrow 0$ продольное волновое число $k_{\parallel} \rightarrow 0$, и ДКН представляет собой желобковые потенциальные колебания. Из уточнений модели, связанных с учетом конечного β и неоднородности магнитного поля следует, что продольная длина волны может быть сопоставима с длиной установки. С другой стороны, время выравнивания потенциала вдоль желобка определяется плазменной частотой электронов, которая в условиях ГДЛ примерно равна $\omega_{pe} \sim 2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, то есть потенциал вдоль силовой трубки должен быть одинаковым.

Если неустойчивость имеет желобковый характер, то можно ожидать, что разность фаз сигналов двух электростатических зондов, измеряющих потенциал одной и той же силовой линии равна нулю. Пара зондов, использованных для проверки этого предположения изображена на Рис. 3.22.

Поскольку ФЧХ зондов различны и неизвестны, в случае $k_{\parallel} \rightarrow 0$ раз-

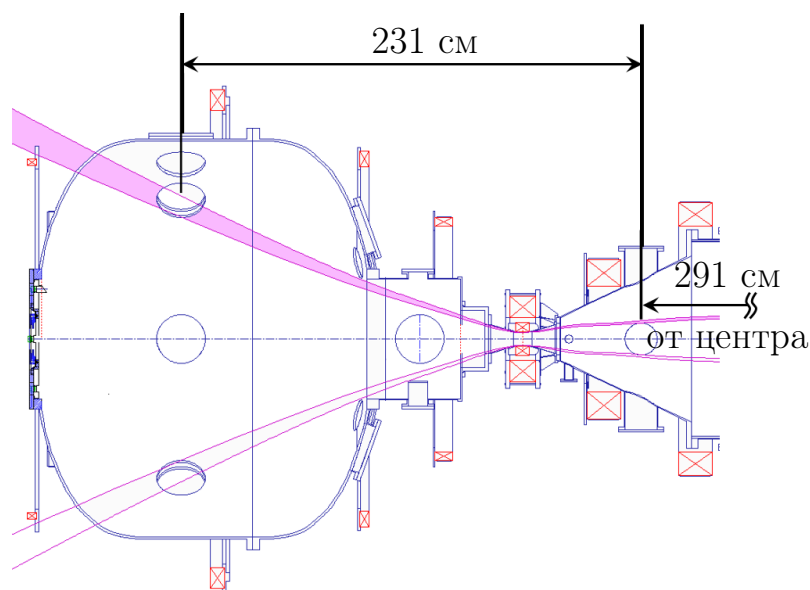


Рисунок 3.22: Электростатический зонд в расширителе и один из ЭС зондов сборки опираются на одну силовую линию.

ность фаз сигналов зондов может зависеть от частоты. На линии с частотой 2,2 МГц на спектрограмме (Рис. 3.23) сдвиг фазы должен оставаться постоянным, как и для пары вспышек на частоте 4,5 МГц.

На Рис. 3.23 показаны сигналы зонда в расширителе и зонда №5 сборки электростатических зондов (Рис. 2.3, слева). Амплитуда сигнала зонда в

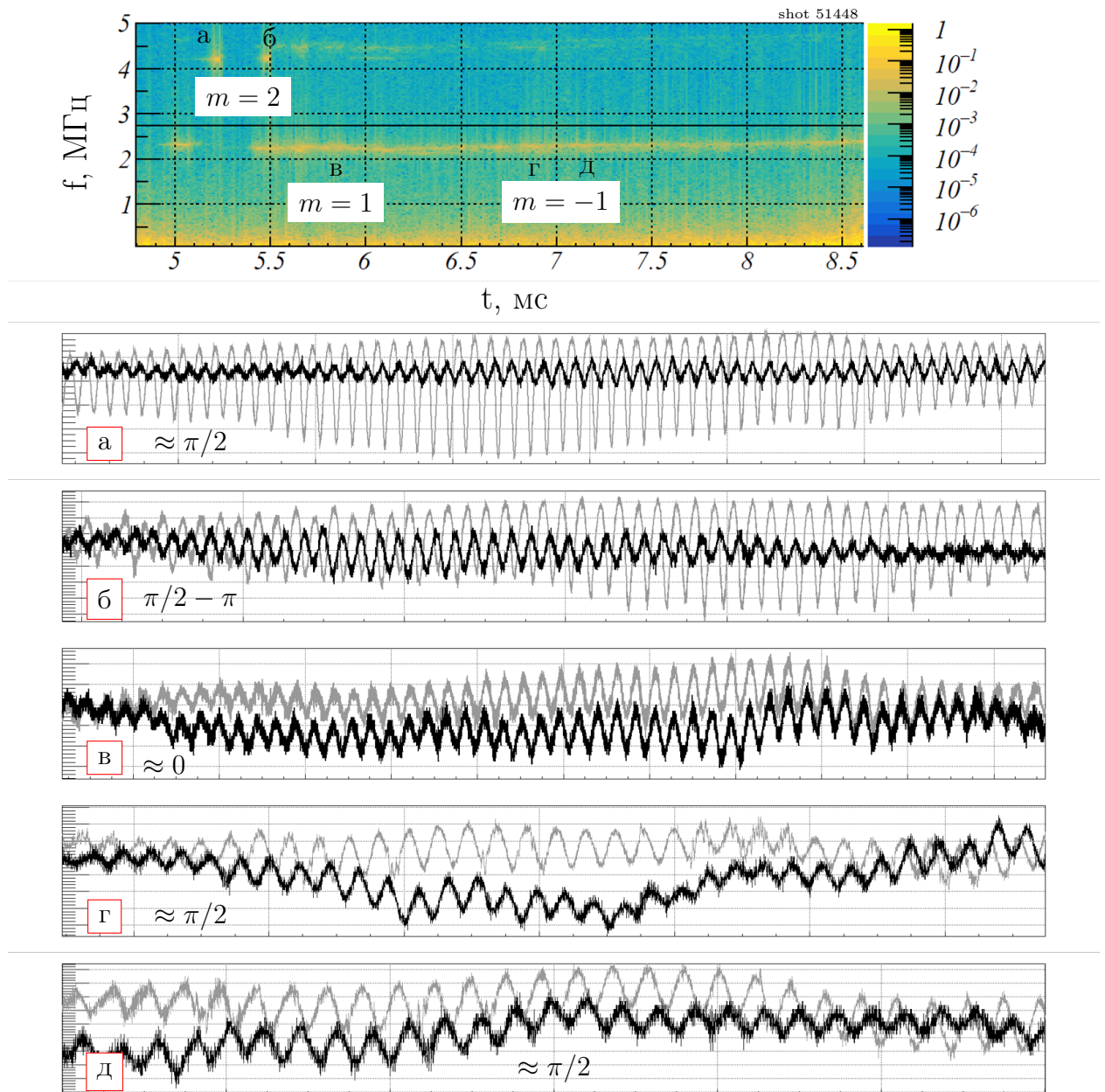
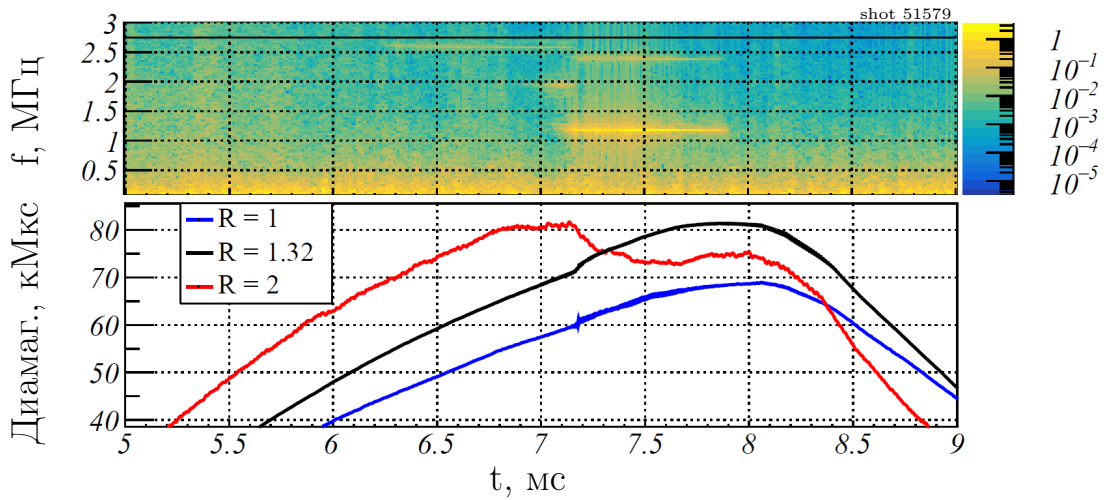


Рисунок 3.23: Спектрограмма сигнала ЭС зонда в плазме с водородной мишенью и участки сигналов ЭС зонда в расширителе и зонда №5 сборки ЭС зондов (Рис. 2.3, слева). Амплитуда сигнала зонда №5 уменьшена в 20 раз.

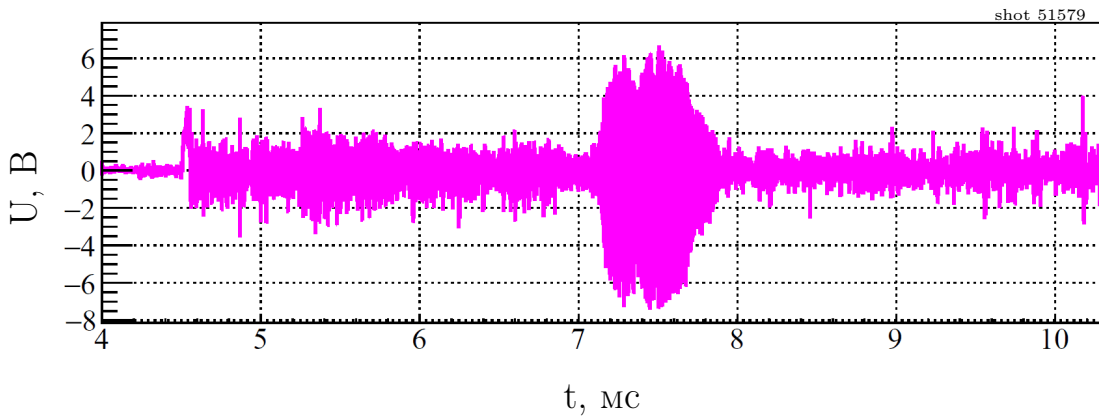
расширителе оказалась малой, и лишь на нескольких отрезках времени можно различить неустойчивость. Амплитуда сигнала зонда №5 уменьшена в 20 раз для возможности сравнения сигналов. Видно, что разность фаз различна в пределах одних и тех же частот, поэтому нельзя заключить, что для неустойчивостей на частотах 2,2 МГц и 4,5 МГц продольное волновое число имеет конкретное значение (около нуля с поправкой на ФЧХ), не зависящее от азимутальной моды. Данные о продольной структуре неустойчивостей нуждаются в уточнении.

3.7 Наблюдение АИЦН

В режимах с высокой плотностью и диамагнетизмом (~ 70 кМкс по центральной петле) может развиваться Альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость (Рис. 3.24) [23]. Она возбуждается при достижении определенного значения диамагнетизма и в виде одного когерентного колебания длится почти до завершения нейтральной инжекции. Это сопровождается рассеянием быстрых ионов, находящихся в резонансе с Альфвеновской волной и уменьшением диамагнитного сигнала в точке остановки. Амплитуда сигнала электростатического зонда во время АИЦН достигает 6 В, сильно превышая амплитуду неустойчивостей на частотах 2,2 МГц и 4,5 МГц. Хотя прямое сравнение некорректно из-за неизвестной АЧХ электростатического зонда, превосходство АИЦН по амплитуде прослеживалось и из сигнала диамагнитной петли 4б на Рис. 2.1, подключенной к высокочастотному АЦП [22]. Так что высокая амплитуда определено характерна для АИЦН.



(а) Спектрограмма и диамагнитные сигналы.



(б) Сигнал электростатического зонда.

Рисунок 3.24: Альфвеновская ионно–циклотронная неустойчивость в плазме с дейтериевой мишенью.

3.7.1 Азимутальное волновое число

В целях воспроизведения некоторых результатов работы [23] и разграничения свойств АИЦН и неустойчивостей с частотами 2,2 и 4,5 МГц были измерены азимутальные волновые числа АИЦН.

На Рис. 3.25 представлен результат, обобщающий данные по трем разрядам с АИЦН. Как и ранее на ГДЛ, АИЦН имеет частоту 1,2 МГц, но кроме этой основной частоты наблюдается компонента с удвоенной частотой. Азимутальная мода АИЦН на основной частоте равна $m = 1$, на удвоенной — $m = 2$. Перед возбуждением АИЦН большой амплитуды возникают

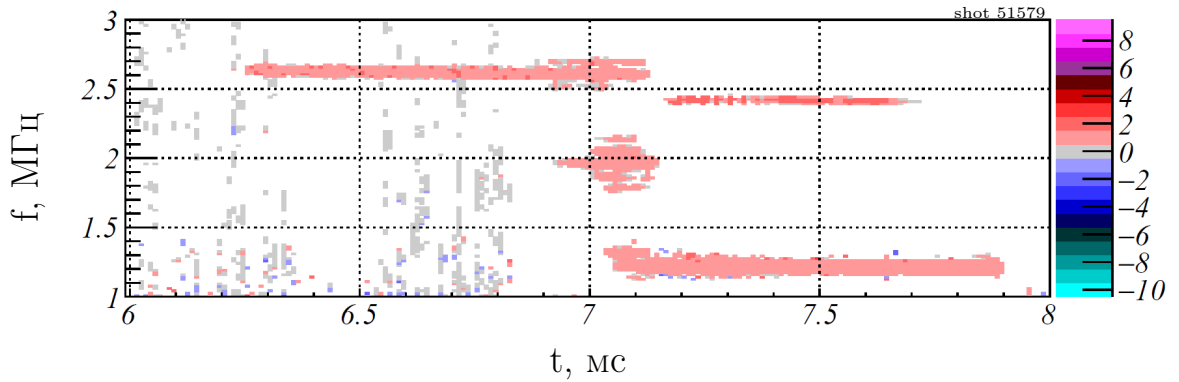


Рисунок 3.25: Азимутальные волновые числа АИЦН.

относительно слабые неустойчивости с частотами 2,6 МГц и 2 МГц, чья азимутальная мода также равна $m = 1$. В отличие от рассмотренных ранее неустойчивостей с частотами 2,2 МГц и 4,5 МГц, азимутальное волновое число АИЦН не меняется со временем, поскольку она не прерывается.

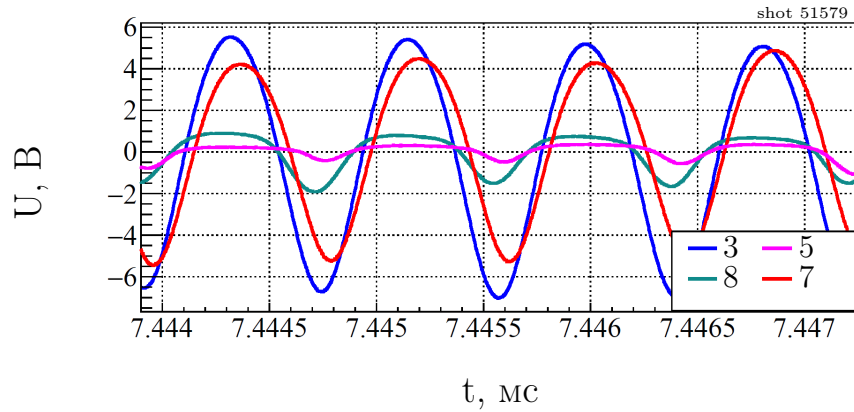
3.7.2 Радиальное волновое число

На Рис. 3.26а изображены сигналы ЭС зондов сборки в окрестности 7445 мкс. Наблюдается сдвиг фазы между сигналами, расставленными на 20° по азимуту (3 и 5) и сдвиг фаз между сигналами пар зондов, расставленных по радиусу (№3 и 8 на 1 см, №5 и 7 на 2 см). Расстояние между зондами вдоль оси установки равно 1 см и много меньше продольной длины волны АИЦН, поэтому по разностям фаз сигналов возможно определить радиальное волновое число.

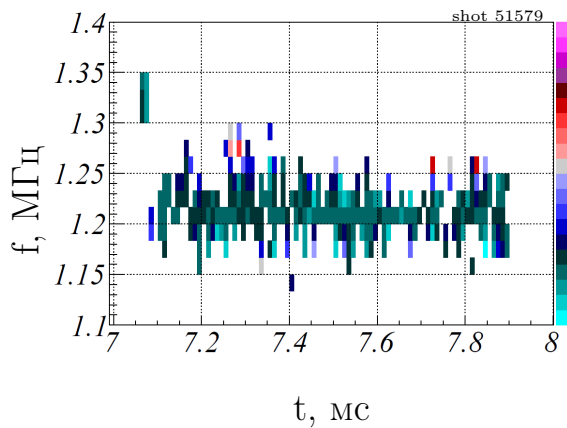
На Рис. 3.26б и 3.26в показаны значения k_r , относительная ошибка которых не превышает 35%. В случае линии частоты 1,2 МГц радиальное волновое число, в основном, лежит в диапазоне от 8 до 32 м^{-1} , в случае 2,4 МГц — от 12 до 48 м^{-1} . Отрицательные k_r не наблюдались. Для линий с частотами 2,6 МГц и 2 МГц ошибка k_r оказалась слишком большой. Найденным радиальным волновым числам соответствует поперечная длина волны от 13 до 79 см, которая превышает радиус плазмы, равный 8 см

в месте расположения сборки зондов.

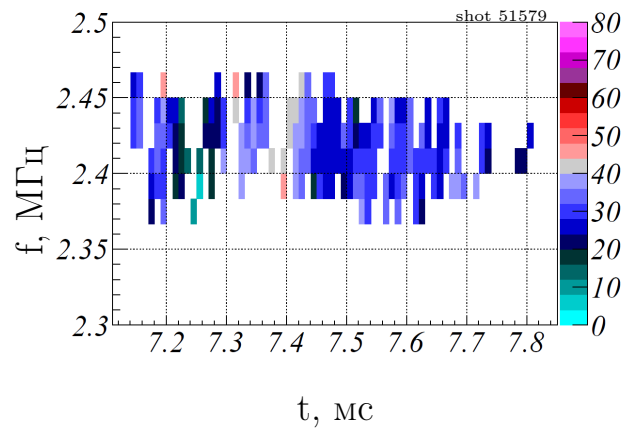
Таким образом, описанные свойства Альфвеновской неустойчивости достаточно сильно отличаются от свойств неустойчивостей на частотах 2,2 МГц и 4,5 МГц, и их следует рассматривать как отдельные явления.



(а) Сигналы нескольких зондов на малом временном промежутке. Между зондами 3 и 8 расстояние вдоль радиуса равно 1 см, между зондами 5 и 7 — 2 см.



(б) Радиальное волновое число АИЦН на частоте 1,2 МГц.



(в) Радиальное волновое число АИЦН на частоте 2,4 МГц.

Рисунок 3.26: Радиальная структура АИЦН. Каждый цвет соответствует участку длиной 4 м^{-1} на оси радиальных волновых чисел. Точки с относительной ошибкой больше 35% исключены.

4 Заключение

В рамках данной работы на установке ГДЛ было проведено исследование кинетических неустойчивостей, развивающихся в плазме с мишенной компонентой состоящей из смеси водорода и дейтерия, в которую инжектируются пучки атомов дейтерия.

При умеренных плотностях в плазме, в зависимости от изотопного состава возбуждаются кинетические неустойчивости с частотами 2,2 МГц и/или 4,5 МГц, близкими к ИЦ частоте ионов дейтерия в центре установке и в точках остановки быстрых ионов соответственно. Они приводят к рассеянию быстрых ионов и уменьшению диамагнетизма. Неустойчивость с частотой 2,2 МГц свойственна водородной мишени, тогда как 4,5 МГц — дейтериевой. При постепенной замене водорода в мишени на дейтерий свойства неустойчивости на частоте 2,2 МГц не меняются, но при доле дейтерия в смеси, равной от 54% до 65% происходит подавление неустойчивости, и в плазме с содержанием дейтерия в мишени более 65% неустойчивость развивается на частоте 4,5 МГц в точках остановки быстрых ионов. Переход к режимам удержания с более высокой плотностью приводит к полному подавлению неустойчивости в случае дейтериевой мишени и уменьшает влияние неустойчивости на диамагнетизм — в случае водородной.

Спектрометрические измерения показали, что изотопный состав плазмы в начале разряда соответствует составу смеси газов в плазменной пушке и баллонах газонапуска. Относительная плотность дейтерия постоянна вдоль радиуса с относительной точностью не хуже 7%. При отсутствии те-

чей доля ионов дейтерия в плазме падает не более, чем на 20% в течение разряда.

В плазме со смешанной и дейтериевой мишенями наблюдаются гармоника циклотронной частоты дейтерия в центре установки, либо в точке остановки быстрых ионов с частотами от 25 МГц до 80 МГц. Они не влияют на диамагнитные сигналы, поэтому не выглядят опасными для удержания быстрых ионов.

Неустойчивость с частотой 2,2 МГц была идентифицирована как дрейфово-конусная из-за наличия у неё нескольких признаков.

1. Частота неустойчивости близка к ионно-циклотронной частоте дейтерия в центре установки.
2. Неустойчивость приводит к рассеянию быстрых ионов, что проявляется в виде синхронного с ней резкого падения диамагнетизма и перераспределения диамагнетизма вдоль оси установки.
3. Азимутальные волновые числа неустойчивости m находятся в диапазоне от 1 до 8 (в большинстве случаев 3 или 4) по данным, полученным с помощью сборки магнитных зондов и от -10 до 9 согласно данным сборки электростатических зондов. Значения m , в основном, таковы, что критерий мелкомасштабности возмущений ДКН — $k_{\phi} \rho_i \geq 1$ выполняется.
4. Значения m всегда больше нуля по данным магнитных зондов и больше нуля в первое время проявления неустойчивости, исходя из данных электростатической сборки, значит, неустойчивость распространяется преимущественно по направлению циклотронного вращения ионов.
5. Неустойчивость можно подавить заполнением конуса потерь теплыми ионами дейтерия, в случае теплых ионов водорода нужна бóльшая

плотность.

С предположением о дрейфово–конусной природе неустойчивости с частотой 2,2 МГц не согласуется отрицательность некоторых азимутальных волновых чисел во второй половине разряда, следующая из измерений электростатическими зондами: она означает, что возмущения потенциала распространяются в направлении электронного циклотронного вращения, что не характерно для ДКН. Кроме того, не удалось доказать малость продольного волнового числа, свойственную ДКН: требуются более тщательные исследования.

Неустойчивость на частоте 4,5 МГц обладает следующими свойствами.

1. Частота неустойчивости близка к ионно–циклотронной частоте дейтерия в точках остановки быстрых ионов. Неустойчивость генерируется в районе точек остановки.
2. Неустойчивость приводит к рассеянию быстрых ионов, что проявляется в виде синхронного с ней резкого падения диамагнетизма и перераспределения диамагнетизма вдоль оси установки.
3. Азимутальные волновые числа неустойчивости m измерены с помощью сборки электростатических зондов и находятся в диапазоне от -6 до 4 (в большинстве случаев -1 , 0 или 1).
4. Значения m , как правило, отрицательны, поэтому, неустойчивость по большей части распространяется против направления ИЦ вращения.
5. Неустойчивость не возбуждается при достаточной плотности дейтериевой мишенной плазмы.

Хотя по совокупности признаков неустойчивость с частотой 4,5 МГц можно относить к ДКН, малость и отрицательность азимутальных волновых чи-

сел в значительной части случаев являются серьезным аргументом против такой идентификации.

Для неустойчивостей на обеих частотах: 2,2 МГц и 4,5 МГц были найдены радиальные волновые числа. Их абсолютные значения лежат в диапазоне от 25 м^{-1} до 225 м^{-1} , так что соответствующие возмущения потенциала вдоль радиуса являются мелкомасштабными: $4 \leq k_r r_{\text{плазмы}} \leq 16$.

В разрядах с высокой плотностью и диамагнетизмом наблюдалось возбуждение Альфвеновской ионно–циклотронной неустойчивости на паре гармоник с частотой 1,2 МГц. Подтверждаются измеренные ранее значения её азимутальных волновых чисел, равные $m = 1$ и $m = 2$. Впервые на ГДЛ были измерены радиальные волновые числа АИЦН, они лежат в диапазоне от 8 м^{-1} до 48 м^{-1} , так что соответствующая длина волны превышает радиус плазмы в месте измерения.

Свойства неустойчивости с частотой 4,5 МГц, в целом, достаточно отличаются от описанных свойств АИЦН, поэтому её нельзя идентифицировать как Альфвеновскую ионно–циклотронную неустойчивость.

5 Благодарности

Автор выражает признательность коллективу лаборатории 9–1 за помощь в подготовке и проведении экспериментов на установке ГДЛ и лично: Приходько В. В. и Коншину З. Э. за конструирование азимутальной сборки магнитных зондов; Солдаткиной Е. И. за предоставление возможности использования электростатического зонда в расширителе и консультации насчет новых электростатических зондов; Першину П. В. за участие в процессах создания диагностик; Лизунову А. А. за ценные спектрометрические данные. Автор также благодарит Черноштанова И. С. и Приходько В. В. за обсуждения результатов, консультирование по теоретическим вопросам и помощь с поиском литературы. Автор признателен научному руководителю — Яковлеву Д. В. за целеполагание, руководство исследованиями и помощь в экспериментальной практике, а также за обсуждения результатов экспериментов, содержания докладов и текста данной работы. Автор благодарен рецензенту Поступаеву В. В. за замечания о содержании данной работы.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] Мирнов В.В., Рютов Д.Д. Газодинамическая линейная ловушка для удержания плазмы // Письма в ЖТФ. — 1979. — Т. 5, № 11. — С. 678.
- [2] Будкер Г.И. Термоядерные реакции в системе с магнитными пробками. К вопросу о непосредственном преобразовании ядерной энергии в электрическую // Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций (Под ред. М.А. Леонтовича). — 1958. — Т. 3.
- [3] Yurov D.V., Prikhodko V.V. Optimization of a mirror-based neutron source using differential evolution algorithm // *Nuclear Fusion*. — 2016. — sep. — Vol. 56, no. 12. — P. 126003. — URL: <https://doi.org/10.1088/0029-5515/56/12/126003>.
- [4] Development strategy for steady-state fusion volumetric neutron source based on the gas-dynamic trap / P.A. Bagryansky, Z. Chen, I.A. Kotelnikov et al. // *Nuclear Fusion*. — 2020. — jan. — Vol. 60, no. 3. — P. 036005. — URL: <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab668d>.
- [5] Kanaev BI. Stabilization of drift loss-cone instability (DCI) by addition of cold ions // *Nuclear Fusion*. — 1979. — Vol. 19, no. 3. — P. 347.
- [6] Berzins LV, Casper TA. Ion microinstability at the outer sloshing-ion turning point of the tandem mirror experiment upgrade (TMX-U) // *Physical review letters*. — 1987. — Vol. 59, no. 13. — P. 1428.

- [7] Kotelnikov Igor A., Chernoshtanov Ivan S. Isotopic effect in microstability of electrostatic oscillations in magnetic mirror traps // *Physics of Plasmas*. — 2018. — Vol. 25, no. 8. — P. 082501. — <https://doi.org/10.1063/1.5036816>.
- [8] Post R.F. The magnetic mirror approach to fusion // *Nuclear Fusion*. — 1987. — oct. — Vol. 27, no. 10. — P. 1579–1739. — URL: <https://doi.org/10.1088/0029-5515/27/10/001>.
- [9] Mikhailovsky AB. Drift cyclotron instability of a plasma with hot ions // *Nuclear Fusion*. — 1965. — Vol. 5, no. 2. — P. 125.
- [10] Kotelnikov Igor A., Chernoshtanov Ivan S., Prikhodko Vadim V. Electrostatic instabilities in a mirror trap revisited // *Physics of Plasmas*. — 2017. — Vol. 24, no. 12. — P. 122512. — <https://doi.org/10.1063/1.5013059>.
- [11] Post R. F., Rosenbluth M. N. Electrostatic Instabilities in Finite Mirror-Confined Plasmas // *The Physics of Fluids*. — 1966. — Vol. 9, no. 4. — P. 730–749. — <https://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.1761740>.
- [12] Tang W. M., Pearlstein L. D., Berk H. L. Finite Beta Stabilization of the Drift-Cone Instability // *The Physics of Fluids*. — 1972. — Vol. 15, no. 6. — P. 1153–1155. — <https://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.1694044>.
- [13] Simonen T. C. Measurements of ion cyclotron instability characteristics in a mirror-confined plasma // *The Physics of Fluids*. — 1976. — Vol. 19, no. 9. — P. 1365–1370. — <https://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.861638>.
- [14] Turner W. C., Powers E. J., Simonen T. C. Properties of Electrostatic Ion-Cyclotron Waves in a Mirror Machine // *Phys. Rev. Lett.* —

1977. — Oct. — Vol. 39. — P. 1087–1091. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.39.1087>.
- [15] Turner W.C. Electrostatic ion cyclotron waves and ion energy diffusion in a mirror machine // Journal De Physique Iv. — 1977. — Dec. — Vol. 38. — P. C6–121.
- [16] Stabilization of a Neutral-Beam—Sustained, Mirror-Confined Plasma / F. H. Coensgen, W. F. Cummins, B. G. Logan et al. // Physical Review Letters. — 1975. — Vol. 35, no. 22. — P. 1501.
- [17] Three-dimensional mode structure of the drift cyclotron loss-cone instability in a mirror trap / M Koepke, Mi J McCarrick, RP Majeski, RF Ellis // The Physics of fluids. — 1986. — Vol. 29, no. 10. — P. 3439–3444.
- [18] Note: Multi-point measurement of ω_B in the gas-dynamic trap with a spectral motional Stark effect diagnostic / A. A. Lizunov, D. J. Den Hartog, A. S. Donin et al. // *Review of Scientific Instruments*. — 2011. — Vol. 82, no. 8. — P. 086105. — <https://doi.org/10.1063/1.3624742>.
- [19] Коншин Захар Эдуардович. Исследование высокочастотных флуктуаций магнитного поля в ГДЛ : Выпускная квалификационная работа магистра : 03.04.02 ; «Новосибирский Национальный Исследовательский Государственный Университет» (<Новосибирский Государственный Университет, НГУ). — Новосибирск, 2019. — URL: https://www.inp.nsk.su/~dep_plasma/dip/KonshinZE_m_2019.pdf (Дата обращения 01.06.2022).
- [20] Витязев В.В. Спектрально–корреляционный анализ равномерных временных рядов: учебное пособие. — Издательство Санкт–Петербургского университета, 2001.

- [21] Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы: Учеб. пособие для вузов Под ред. А. А. Рухадзе. — Высш. шк., 1978. — С. 407.
- [22] Шмигельский Евгений Анатольевич. Исследование удержания быстрых ионов в укороченной магнитной конфигурации на установке ГДЛ : Выпускная квалификационная работа бакалавра : 03.03.02 ; «Новосибирский Национальный Исследовательский Государственный Университет» (<Новосибирский Государственный Университет, НГУ). — Новосибирск, 2020. — URL: https://www.inp.nsk.su/~dep_plasma/dip/bach/2020/%D0%A8%D0%BC%D0%B8%D0%B3%D0%B5%D0%BB%D1%8C%D1%81%D0%BA%D0%B8%D0%B9_%D0%92%D0%9A%D0%A0.pdf (Дата обращения 08.06.2022).
- [23] Зайцев Константин Владимирович. Изучение физики удержания плазмы в ГДЛ методом магнитной диагностики : дис... канд. физ.-мат. наук: 01.04.08 ; ФГБУН Институт Ядерной Физики им. Г. И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук. — Новосибирск, 2016. — URL: http://www.inp.nsk.su/images/diss/KVZaytsev_disser.pdf (дата обращения: 08.06.2022).