

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**

Направление подготовки **03.03.02 ФИЗИКА**

Образовательная программа: **БАКАЛАВРИАТ**

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА

Шмигельский Евгений Анатольевич

(Фамилия, Имя, Отчество автора)

Тема работы Исследование удержания быстрых ионов в укороченной магнитной конфигурации на установке ГДЛ

«К защите допущена»

Заведующий кафедрой

канд. физ.-мат. наук, доцент

в.н.с. ИЯФ СО РАН

Беклемишев А. Д./.....

(Фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.».20...г.

Научный руководитель

канд. физ.-мат. наук,

с.н.с. ИЯФ СО РАН

Яковлев Д. В./.....

(Фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.».20...г.

Дата защиты: «.».20...г.

Новосибирск, 2020

Оглавление

1.	Введение	3
2.	Магнитные конфигурации ГДЛ	4
3.	Диамагнитная петля	6
4.	Эксперимент в стандартной магнитной конфигурации	9
4.1.	Описание эксперимента	9
4.2.	Обработка сигналов	10
4.3.	Высокочастотные колебания	12
4.4.	Глобальная звуковая мода	15
5.	Эксперименты в укороченной магнитной конфигурации	16
5.1.	Условия экспериментов	16
5.2.	Продольное распределение диамагнетизма	17
5.3.	Глобальная звуковая мода	18
5.4.	Высокочастотные колебания D–D плазмы	18
5.5.	Высокочастотные колебания D–H плазмы	21
6.	Выводы	23
7.	Благодарности	24

Газодинамическая ловушка (ГДЛ) — это осесимметричный пробкотрон с большим пробочным отношением $R \gg 1$ и с длиной L , превышающей эффективную длину свободного пробега ионов по отношению к рассеянию на угол при вершине конуса потерь.

Определяющей чертой газодинамических ловушек является характер продольных потерь ионов, откуда следует, что мощность термоядерных реакций

$$Q \propto nRL, \quad (1)$$

где n — плотность ионов. Исходя из определения относительного давления плазмы $\beta = 8\pi p/B_v^2$, где p — давление плазмы, B_v — вакуумное магнитное поле, и условия поперечного равновесия плазмы, выражение (1) можно переписать в виде

$$Q \propto LB_v B_m \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta}} \quad (2)$$

с B_m — магнитным полем в пробке. Это выражение показывает эффективность удержания плазмы в режимах с $\beta \rightarrow 1$, принципиальная возможность осуществления которых является одним из достоинств открытых ловушек.

В работе [1] рассмотрен режим удержания с предельно высоким относительным давлением $\beta \rightarrow 1$, т. н. режим «диамагнитного пузыря». Этот режим характеризуется энергетическим временем удержания, значительно превышающим таковое для газодинамической ловушки, а предельное β позволяет существенно уменьшить длину будущих реакторов на основе открытой ловушки. Актуальной проблемой является поиск режима удержания с повышенным относительно уже достигнутого β как промежуточного.

Удерживаемая в ГДЛ плазма состоит из двух энергетических фракций. Первая — популяция быстрых анизотропных ионов, образующаяся в результате наклонной инжекции нейтральных атомов. Время углового рассеяния быстрых ионов значительно превышает время их торможения на электронах плазмы, поэтому анизотропия функции распределения сохраняется. Вторая фракция — теплая плазма, является мишенью для захвата атомарных пучков и вносит вклад в стабилизацию кинетических неустойчивостей, связанных с анизотропией функции распределения быстрых ионов. Нейтральная инжекция частично компенсирует убыль ионов в результате продольных потерь.

Основной вклад в давление плазмы вносят быстрые ионы, запертые между точками остановки. Увеличить относительное давление можно, уменьшив область движения быстрых ионов при той же вводимой мощности. Для этого точки остановки быстрых ионов были сближены путём изменения продольного профиля магнитного поля.

Целью данной работы является проведение первых экспериментов в конфигурации с укороченной областью движения быстрых ионов и изучение влияния эффектов высокого давления на удержание плазмы. Для измерения диамагнетизма в новой точке остановки быстрых ионов была разработана и установлена на ГДЛ новая диамагнитная петля. Она является инструментом, способным регистрировать высокочастотные колебания плазмы, и анализ этих колебаний в зависимости от условий эксперимента и параметров плазмы является задачей данной работы. Другая задача — измерение распределения давления вдоль оси установки с помощью трёх диамагнитных петель.

2. Магнитные конфигурации ГДЛ

Для сближения точек остановки быстрых ионов магнитная конфигурация ГДЛ была изменена: пара катушек вблизи начальных точек остановки (красные на рис. 1) была заменена на катушки с увеличенным в 2,2 раза числом витков. У каждой катушки можно подключать либо все витки, либо

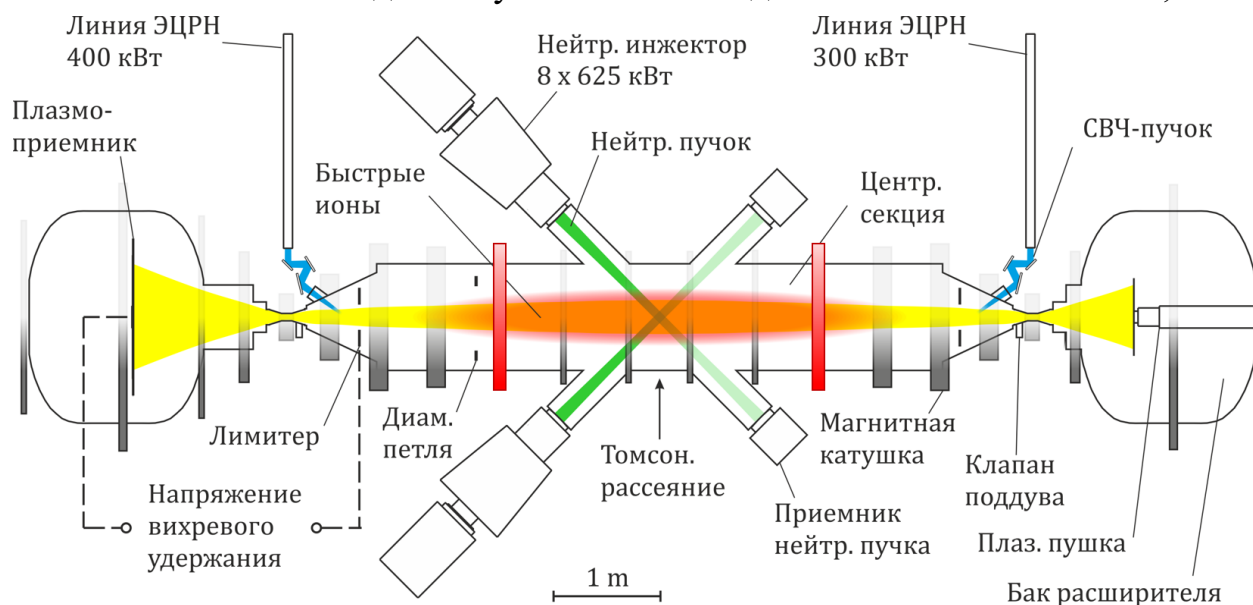


Рис. 1. Схема ГДЛ. Красным отмечены катушки с увеличенным числом витков.

половину, таким образом быстро переключаясь между обычной и укорочен-

ной конфигурациями магнитного поля.

По стандартному распределению токов в катушках был рассчитан профиль магнитного поля вдоль оси установки для обеих конфигураций. На рисунке 2 изображены осевые профили магнитного поля в обеих конфигурациях, а также отмечены координаты диамагнитных петель.

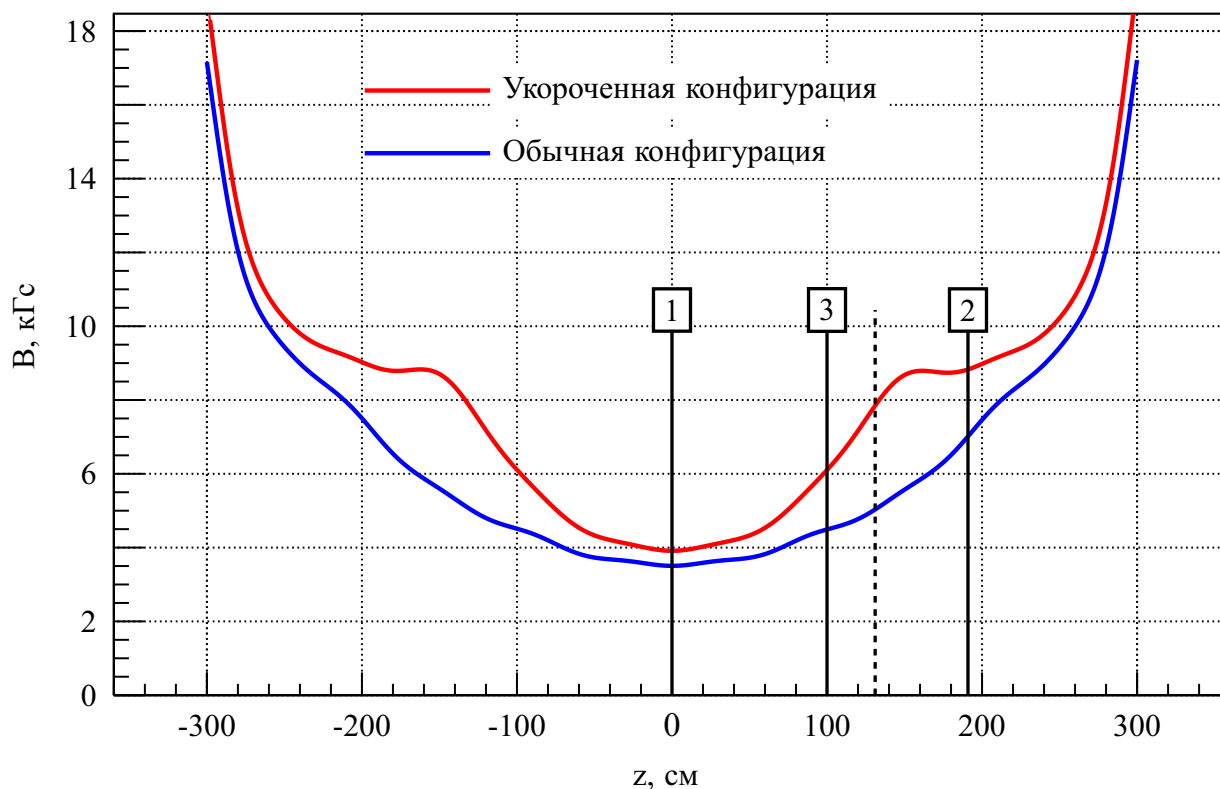
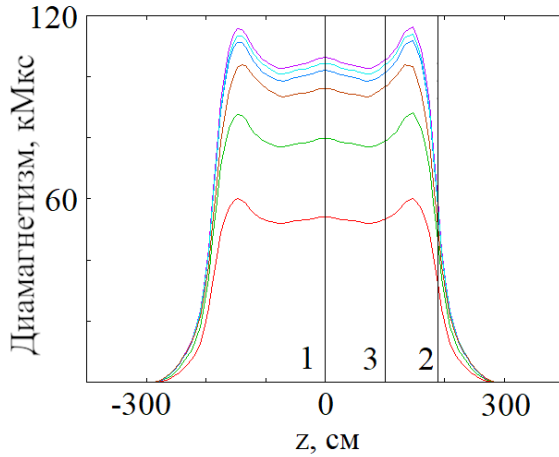
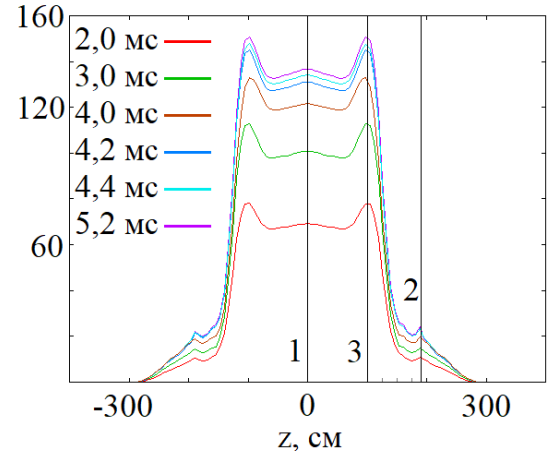


Рис. 2. Осевой профиль магнитного поля вблизи центра установки. Вертикальные линии отмечают координаты диамагнитных петель: 1 — центральная петля, $R = 1$; 2 — петля в $R = 2$ по магнитному полю обычной конфигурации; 3 — новая петля в точке с расчетным максимумом давления (см. рис. 36), в 1 м от центра. Вертикальная пунктирная линия отмечает координату с $R = 2$ в укороченной конфигурации.

По профилям магнитного поля с помощью кода DOL [2] были смоделированы профили диамагнетизма (пропорционален давлению быстрых ионов) в стандартной (рис. 3а) и укороченной магнитных конфигурациях (рис. 3б) в различные моменты времени. Видно, что ширина профиля на полувысоте примерно в полтора раза меньше в укороченной конфигурации по сравнению со стандартной, а максимальное значение диамагнетизма и диамагнетизм в центре больше приблизительно на 30%. Исходя из расчетного профиля для измерения максимального достигаемого диамагнетизма, новая диамагнитная петля должна быть установлена на расстоянии 1 м от центра (обозначена как 3 на рисунках 2, 3а, 3б).



(а) Стандартная конфигурация



(б) Укороченная конфигурация

Рис. 3. Результаты моделирования осевого распределения давления быстрых ионов кодом DOL для стандартной и укороченной конфигураций. Вертикальными линиями отмечены координаты диамагнитных петель: 1 — в $R = 1$; 2 — в $R = 2$ по стандартному полю; 3 — новая петля в точке с расчётным максимумом давления, в 1 м от центра.

3. Диамагнитная петля

Диамагнитная петля (рис. 4) представляет собой контур, охватывающий плазменный столб, и регистрирует ЭДС индукции, наведенную изменением магнитного потока $\delta\Phi$ вследствие диамагнетизма плазмы.

Для компенсации вклада от поля внешних проводников этот контур присоединён навстречу компенсирующему контуру. В приближении однородного магнитного поля площади контуров должны удовлетворять условию компенсации $N_l S_l = N_c S_c$, где N_l и N_c — кол-ва витков соответственно в главном и компенсирующем контурах. В этом случае диамагнетизм плазмы вычисляется как интеграл сигнала АЦП

$$\delta\Phi(t) = K \cdot \int_0^t (U_l - U_c) dt',$$

где K — коэффициент пропорциональности.

Площади контуров были выбраны равными в приближении, что контуры имеют форму окружностей. Далее в среде CST Studio Suite были посчитаны потоки неоднородного магнитного поля ГДЛ через контуры реальной

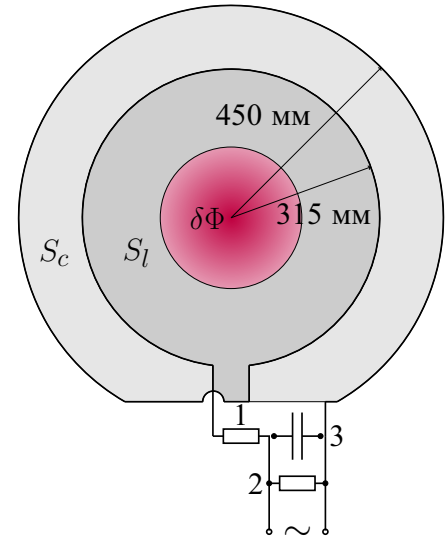


Рис. 4. Схема диамагнитной петли. $S_l/S_c = 1$, 1 и 2 — резисторы соответственно 52 Ом и 50 Ом, 3 — съёмный конденсатор 100 нФ, служащий фильтром высоких частот.

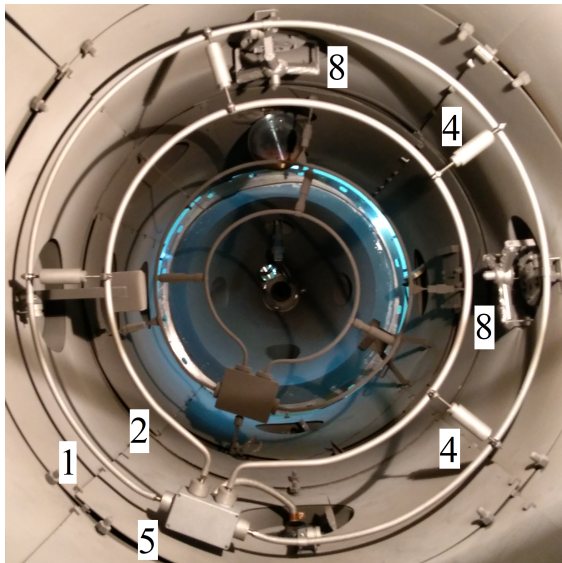
формы. Они получились одинаковыми с той точностью, что требуемые поправки к размерам сопоставимы с допусками при изготовлении деталей.

Количество витков в контурах ($N_l = N_c = 1$) выбиралось из условия на амплитуду сигнала на приёмном АЦП: сигнал петли, соответствующий нарастанию диамагнетизма на 100 кМкс за 4 мс должен составлять 20% диапазона АЦП1250i от $-1,6$ до $1,6$ В.

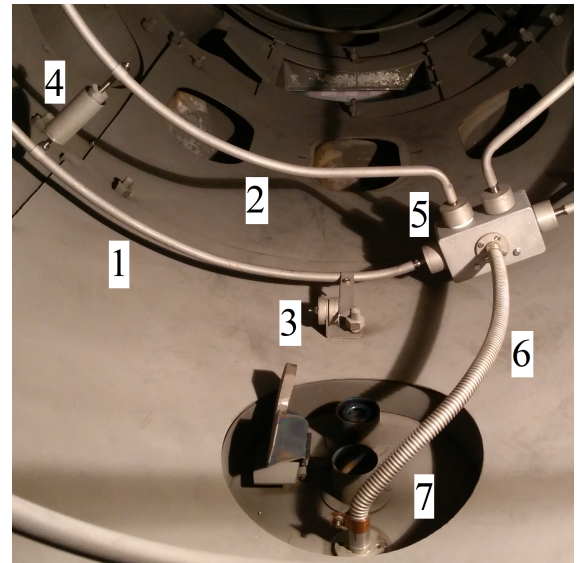
Контуров заключены в согнутые в обручи трубы–кожухи (1 и 2 на рис. 5а, 5б) из стали марки 12Х18Н10Т. Нержавеющая сталь выбрана как стандартный для вакуумных условий и доступный материал. Кожух компенсирующего контура подвешен в камере установки на 4–х кронштейнах (3), обеспечивающих правильную ориентацию с возможностью регулировки. Кожух измерительного контура соединён с ним 4–мя держателями–растяжками (4), которые обеспечивают соосность обручей, их правильную форму и жёсткость всей конструкции. Кронштейны и держатели изготовлены из стали той же марки и собраны на основе керамических изоляторов, так что трубы изолированы друг от друга и от вакуумной камеры. Обе трубы через фторопластовые (Ф–4) изоляторы соединены с корпусом для РЭА из алюминиевого сплава (5), в который сведены сигнальные провода и провода, идущие от иных частей. Все изоляторы защищены от распыляемого в вакуумной камере титана (8) колпачками из нержавеющей стали. Все металлические детали прошли пескоструйную обработку и термовакуумный отжиг.

Измерительный и компенсирующий витки, проложенные внутри несущих трубок, изготовлены из экранированного провода МГТФ, дополнительно защищенного трубкой из фторопласта. Встречное соединение измерительного витка и витка компенсатора реализованы внутри корпуса (5). Сигнальные провода, экраны измерительных витков, а также провода от корпусов петель выведены из корпуса в виде витых пар МГТФ через гибкую гофрированную трубу (6) на фланец (7). Вывод полного набора проводов из вакуумной камеры позволяет реализовывать различные схемы заземления корпусов и экранов витков для минимизации возникающих во время разряда наводок.

Два конца сигнальных витков соединены друг с другом, другие два выведены на АЦП через шунт 52 Ом (1 на рис. 4). Шунт и входное сопротивление АЦП, равное 50 Ом (2) образуют делитель напряжения, чьё дей-



(а) Вид из центра



(б) Вид на центр

Рис. 5. Новая диамагнитная петля внутри вакуумной камеры ГДЛ. Обозначения: 1 — труба-кожух компенсирующего контура; 2 — труба-кожух измерительного контура; 3 — кронштейн; 4 — держатели-растяжки; 5 — корпус для РЭА; 6 — гофрированная труба; 7 — фланец; 8 — распылители титана.

ствие учтено в коэффициенте K . Индуктивность витков по порядку величины оценена в 10 мкГн, сопротивление цепи равно 102 Ом. Эти значения делают возможной регистрацию сигналов частотой порядка 10 МГц, поэтому была предусмотрена возможность подключения петли к двум АЦП: АЦП1210i с частотой дискретизации 10 МГц в режиме измерения диамагнетизма; АЦП12500i с частотой 500 МГц в режиме записи сигнала для анализа спектра.

При использовании некоторых высоковольтных устройств, например, электронной пушки возникают высокочастотные наводки с большой амплитудой, которая может превышать диапазон АЦП. Для удаления таких наводок из сигнала между витками и АЦП подключен ФВЧ, представляющий собой конденсатор 100 нФ (3 на рис. 4).

Программа для обработки сигнала петли выполняет интегрирование сигнала и учитывает ошибку, связанную с АЦП и выраженную в первом приближении в добавлении к диамагнитному сигналу прямой, так что он не зануляется в конце разряда, когда плазмы уже нет.

4. Эксперимент в стандартной магнитной конфигурации

4.1. Описание эксперимента

Для испытания петли и изучения характера высокочастотных колебаний были проведены две серии разрядов: с изменением времени напуска газа при напряжении питания магнитных катушек 4,2 кВ (7 точек); с изменением напряжения питания катушек при фиксированном времени напуска 16 мс (4 точки).

Хотя время напуска менялось, он всегда завершался в -10 мс (рис. 6). Генерация мишенной плазмы производилась СВЧ-разрядом гиротрона [3]

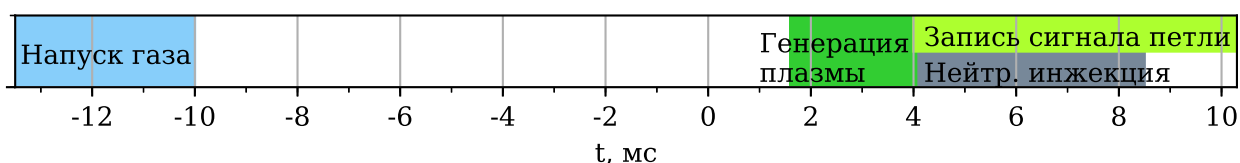


Рис. 6. Сценарий разряда.

в период 1,6 – 4,1 мс, нейтральная инжекция длилась с 4,1 мс до 8,5 мс. Сигнал новой диамагнитной петли записывался АЦП 12500i на отрезке 4,0 – 10,3 мс для спектрального анализа. Две другие диамагнитные петли (1 и 2 на рисунках 2, 3а, 3б) регистрировали диамагнетизм. Линейная плотность плазмы регистрировалась дисперсионным интерферометром.

На рисунке 7 приведены типичные временные зависимости этих величин от времени. Видно, что диамагнетизм резко спадает с окончанием инжекции, а плотность электронов — плавно, откуда следует, что при окончании инжекции резко уменьшается доля быстрых ионов. Сигнал интерферометра усреднялся по отрезку 6,5 – 8,5 мс, на котором наблюдались стационарные колебания, так что каждому разряду соот-

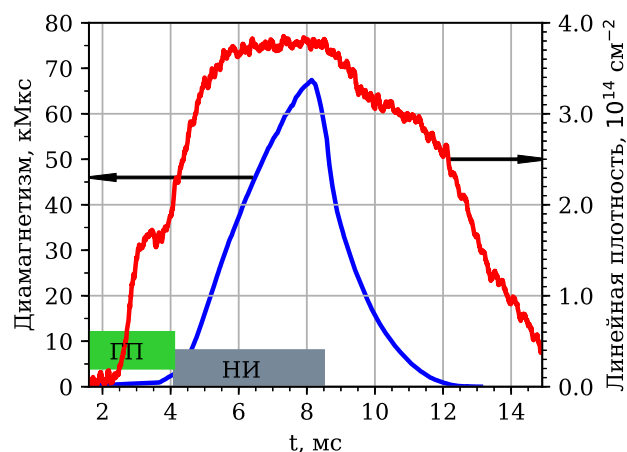


Рис. 7. Временная зависимость диамагнетизма (петля в $R = 2$) и линейной плотности (дисперсионный интерферометр) для разряда №48512.

ветствует некоторое значение линейной плотности n_l . По показаниям датчиков тока при различных напряжениях питания магнитных катушек было рассчитано магнитное поле в точке с пробочным отношением $R = 2$, далее $B(R = 2)$.

На рис. 8а, 8б приведены зависимости максимумов диамагнетизма петель 1 и 2 соответственно от n_l и $B(R = 2)$ для данных серий разрядов.

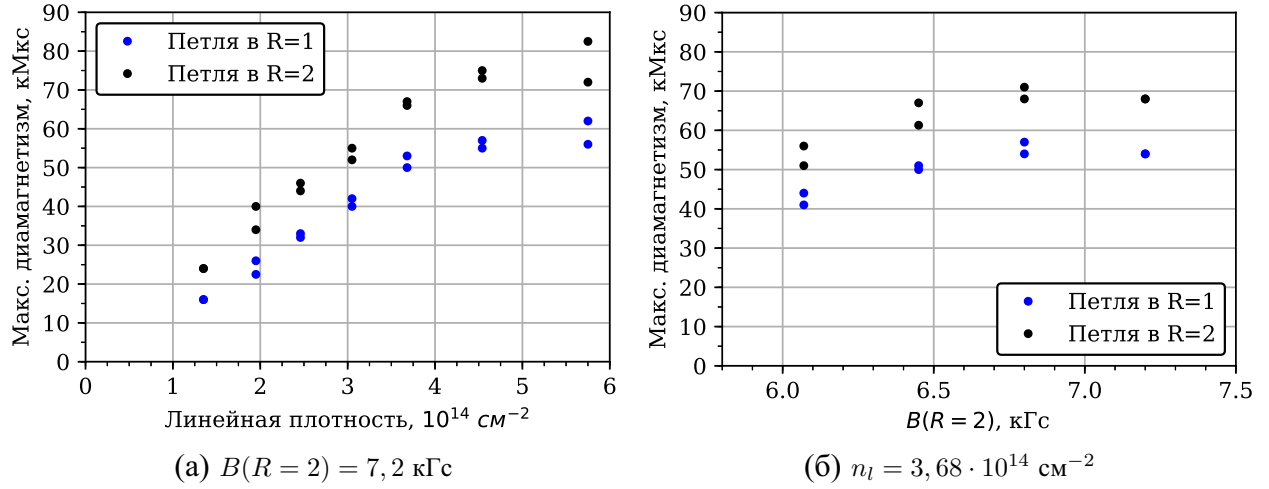


Рис. 8. Зависимости максимального диамагнетизма на петлях 1 (в $R = 1$) и 2 ($R = 2$) от линейной плотности и $B(R = 2)$. На каждое значение параметра приходится два выстрела.

4.2. Обработка сигналов

На рис. 9 представлены сигналы диамагнитной петли без ФВЧ для одинаковых параметров разряда.

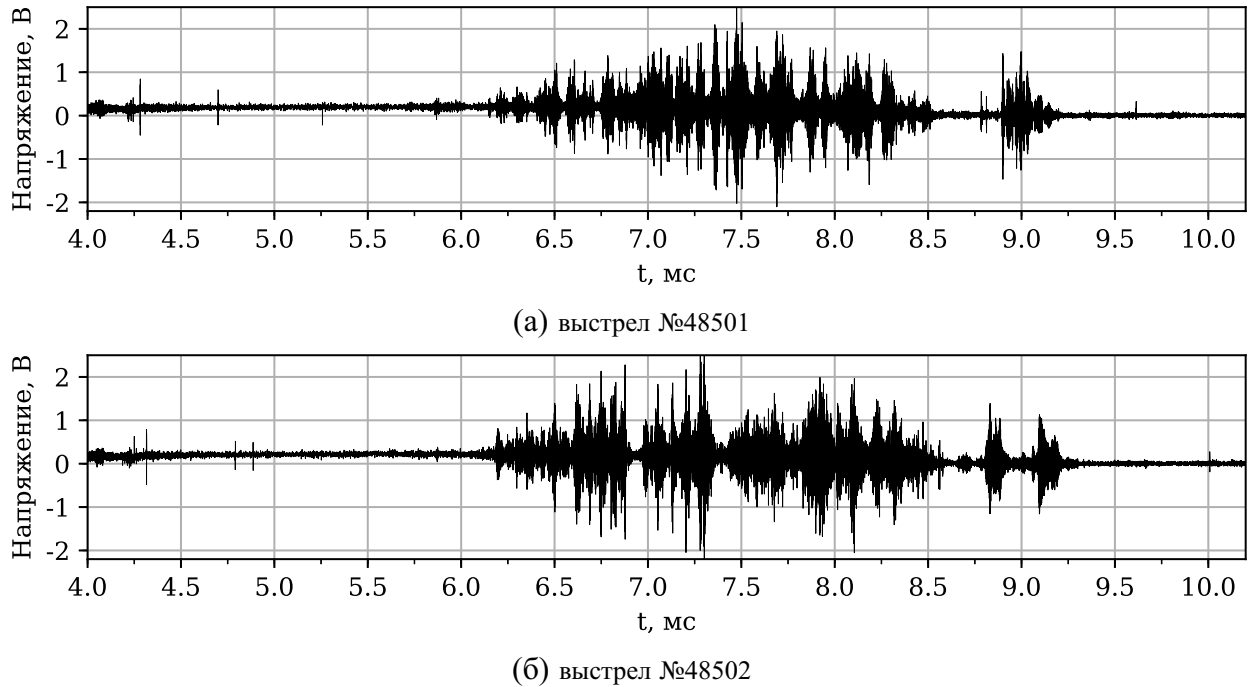


Рис. 9. Сигналы диамагнитной петли, $n_l = (3,05 \pm 0,09) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, $B(R = 2) = 7210 \text{ Гс}$.

Для построения спектрограммы каждый сигнал был разбит на 500 участков длительностью по 12,4 мкс (для рассмотрения частот иного порядка и разбиение иное), что ограничивает снизу доступные анализу частоты значением около 0,08 МГц, после чего спектрограммы двух сигналов, соот-

ветствующих одному и тому же набору параметров, усреднялись. При вычислении спектров на каждом участке из сигнала вычиталось его среднее значение и использовалось окно Ханна, а цветовая шкала была нормирована на максимум по всей спектрограмме, поэтому сравнивать амплитуды колебаний по цвету корректно только в пределах одной спектрограммы. Все обсуждаемые далее частоты меньше частоты Найквиста, равной 250 МГц, минимум в 3 раза.

Поскольку спектрограммы содержат разное количество гармоник, сложно проследить за изменением частоты конкретной гармоники при изменении параметров. Для того чтобы определить зависимость частот от параметров, светлые линии на спектрограммах были аппроксимированы прямыми следующим образом.

1. Выбирался отрезок времени, содержащий все нужные гармоники.
2. Выбирались границы по частоте, в пределах которых присутствует по одной гармонике.
3. Внутри выделенных таким образом границ перебирались спектры, построенные по участкам длительностью 12,4 мкс с максимумом выше некоторого значения. Описанная процедура предполагает по одному максимуму на каждый такой участок.
4. На каждом участке максимум, соответствующий светлым точкам спектрограммы аппроксимировался колоколообразной кривой — функцией плотности распределения Стюдента. Поскольку успешность многомерной аппроксимации существенно зависит от задаваемых начальных параметров, аппроксимация была сведена к подбору одного параметра — дисперсии функции распределения, которая служит погрешностью частоты. Центр кривой вычислялся как «центр тяжести» спектра с весом, равным амплитуде спектра. Высота кривой приравнивалась максимуму спектра (рис. 10а).
5. Полученный набор точек аппроксимировался с весами прямой (рис. 10б).

Таким образом, каждой яркой линии на всякой спектрограмме соответствует прямая с погрешностями коэффициентов. По этим прямым можно построить графики частот гармоник в зависимости от параметров в некоторый момент времени, такой, чтобы существовали все интересующие гармоники для всех значений параметра.

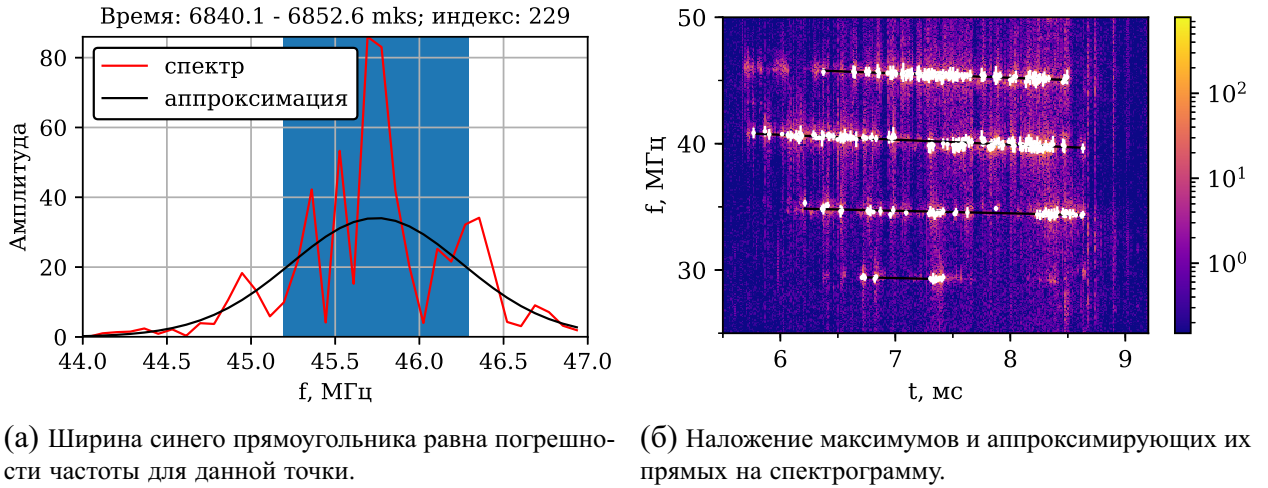


Рис. 10. Обработка спектрограммы.

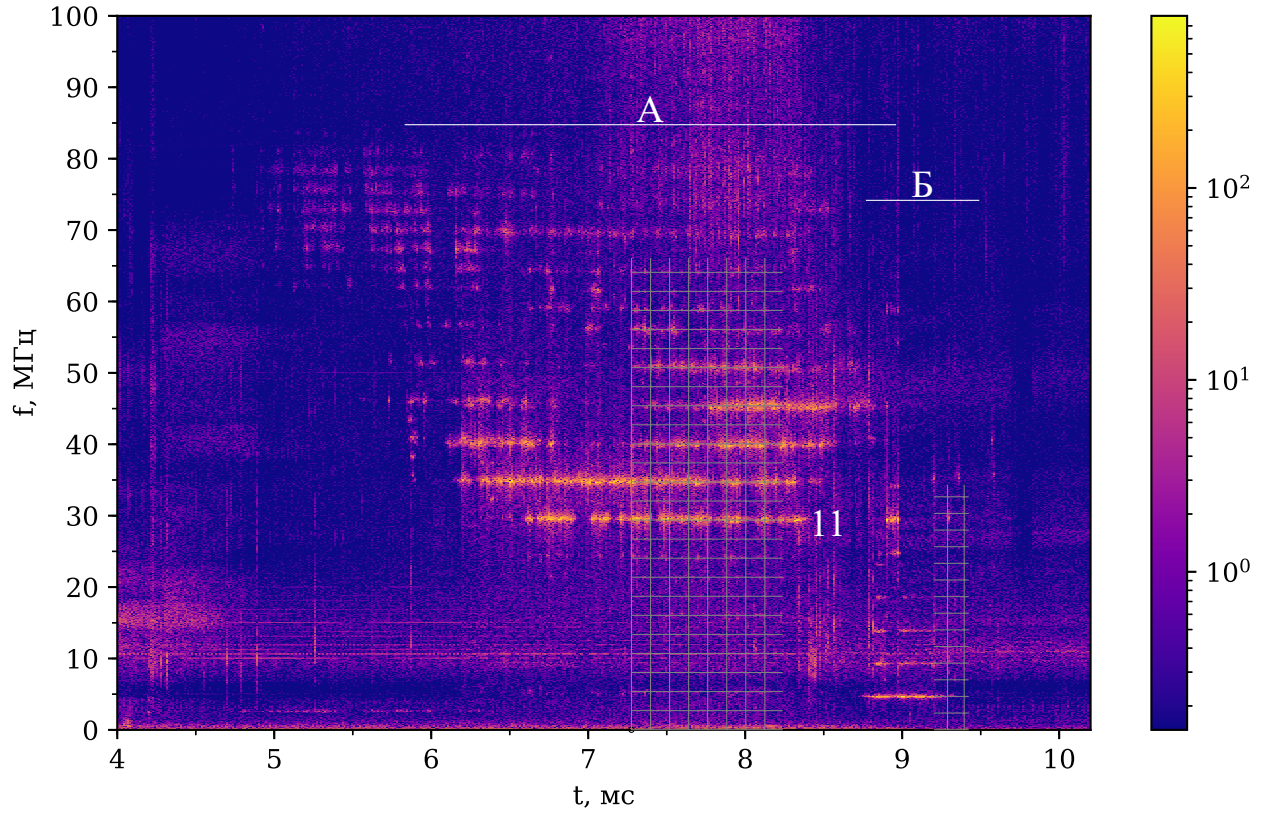
4.3. Высокочастотные колебания

Колебаниям на участке 6,2 – 8,5 мс (время прекращения инжекции) на рис. 9 отвечают колебания с частотами 30 – 80 МГц (рис. 11а), встречающиеся на всех спектрограммах, называемые далее колебаниями типа «А». Всплескам на участке 8,7 – 9,3 мс для всех значений $B(R = 2)$ и $n_l = (2, 46 - 5, 75) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ соответствуют колебания с частотами 1 – 30 МГц, называемые далее колебаниями типа «Б». В области 5 – 8 мс и частот выше 60 МГц на рис. 11а заметна регулярная структура, переходящая в зашумлённые, но различимые гармоники (рис. 11б), которые не были проанализированы. В области частот от 100 до 250 МГц заметен только «шум», аналогичный таковому в области выше 80 МГц рисунка 11б.

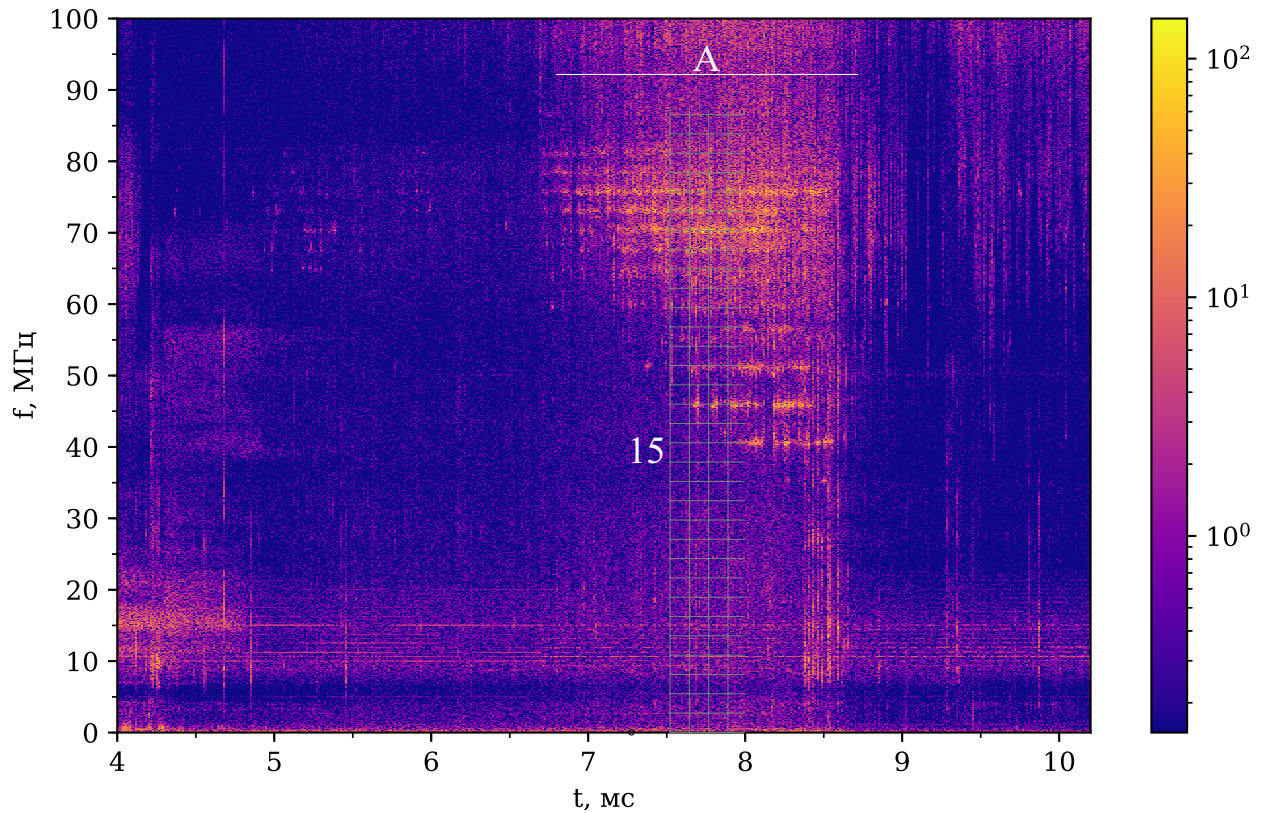
Возмущение диамагнетизма $\delta\Phi$ при этих колебаниях можно оценить по закону индукции, используя значения частоты от 5 до 50 МГц, амплитуды напряжения — 1 В (рис. 9). Оценка даёт амплитуду возмущения диамагнетизма равную 1 – 10 Мкс, и амплитуду возмущения магнитного поля для плазмы круглого сечения с радиусом 15 см — 1 – 10 мГс.

Наложенные на рисунки 11 сетки позволяют судить о том, что среди колебаний типа А существуют только нечётные гармоники частоты около ионно-циклотронной по полю в $R = 1$ (самые яркие с номерами от 11 до 19). ИЦ частота дейтерия при $B(R = 2) = 7,2 \text{ кГц}$ равна $f_D^{R=2} = 5,49 \text{ МГц}$, тогда как расстояние между линиями $\approx 5,5 \text{ МГц}$. Промежуточные чётные гармоники исчезают как в ходе разряда, так и при повышении линейной плотности.

Среди колебаний типа Б существуют только чётные гармоники прибли-



(а) Усреднённые №48501, 48502. $n_l = (3,05 \pm 0,09) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, $B(R=2) = 7,2 \text{ кГс}$. 11 — номер первой яркой гармоники. Размер клетки левой сетки 2,67 МГц, правой сетки — 2,36 МГц.



(б) Усреднённые №48509, 48511. $n_l = (1,35 \pm 0,11) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, $B(R=2) = 7,2 \text{ кГс}$. 15 — номер первой яркой гармоники. Размер клетки сетки равен 2,7 МГц.

Рис. 11. Спектрограммы сигналов при $B(R=2) = 7,2 \text{ кГс}$, $f_D^{R=2} = 5,49 \text{ МГц}$. Сетка иллюстрирует порядок гармоник, горизонтальные линии обозначают области колебаний А и Б.

зительно ИЦ частоты по полю в $R = 1$ (с номерами до 6), расстояние между линиями $\approx 4,8$ МГц. Вывод о чётности гармоник Б сделан из того, что на некоторых спектрограммах ненадолго возникает первая гармоника. Гармоники Б можно интерпретировать по-другому: как чётные и нечётные гармоники ИЦ-частоты по полю в $R = 1$.

Видно также, что светлые полосы имеют малый отрицательный наклон, который связан с уменьшением магнитного поля в течение разряда, что подтверждается равенством значений относительных наклонов полос и временной зависимости магнитного поля вблизи петли.

Зависимости частот гармоник от магнитного поля $B(R = 2)$ приведены на рисунке 12. Видно, что частоты колебаний пропорциональны значению магнитного поля и, таким образом, действительно являются ИЦ гармониками дейтерия для обоих типов колебаний.

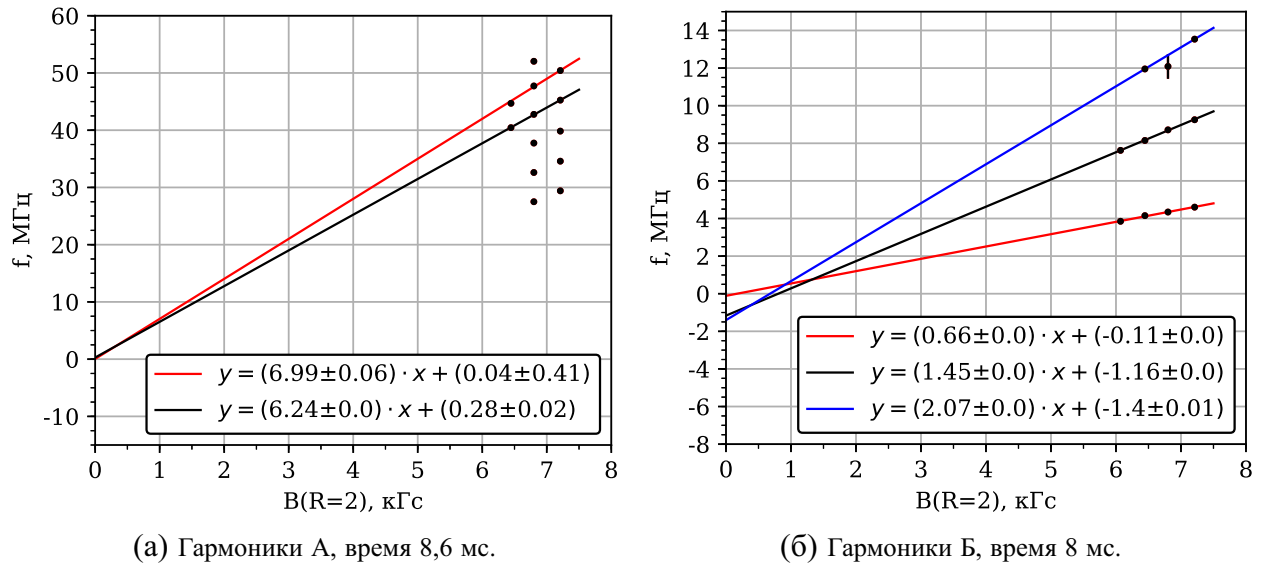


Рис. 12. Зависимости частот гармоник от магнитного поля $B(R = 2)$. Прямые аппроксимируют гармоники одного порядка, поскольку их частоты пропорциональны магнитному полю.

В открытых ловушках ожидается развитие дрейфово-конусной неустойчивости (ДКН), связанной с наличием градиента плотности плазмы и/или двугорбой неустойчивости, связанной с формой функции распределения и способной развиваться и в однородной плазме. Оба типа волн имеют частоту порядка ИЦ частоты. Можно предположить, что наблюдаемые гармоники двух типов, обозначенные как А и Б являются гармониками ДКН или двугорбой неустойчивости.

В работе [4, раздел VI В] посредством расчёта для D–D плазмы по-

казано, что максимальный инкремент имеют колебания с частотами около 9-й ИЦ гармоник дейтерия. Хотя использованные в расчёте параметры не аппроксимируют условия эксперимента на ГДЛ, наличие только высоких гармоник (тип А) согласуется с результатом расчёта.

В случае ДКН возникает противоречие: лучшие условия для развития ДКН возникают в точках остановки, где концентрация горячих ионов максимальна, а тёплых — минимальна, поэтому ДКН должна иметь частоту около ИЦ частоты по полю в $R = 2$, и наблюдаемые яркие линии должны быть последовательностью всех гармоник (исходя из разности частот гармоник), но они — нечётные.

На рисунке 13 приведены зависимости частот гармоник А от линейной плотности плазмы в центральном сечении установки. Уменьшение частот гармоник при увеличении линейной плотности может быть связано с увеличением β и соответствует формуле:

$$f_{ci} = f_{ci,vac} \cdot \sqrt{1 - \beta} \approx f_{ci,vac} \cdot (1 - \beta/2) \quad (3)$$

с $f_{ci,vac}$ — ИЦ частотой по вакуумному полю.

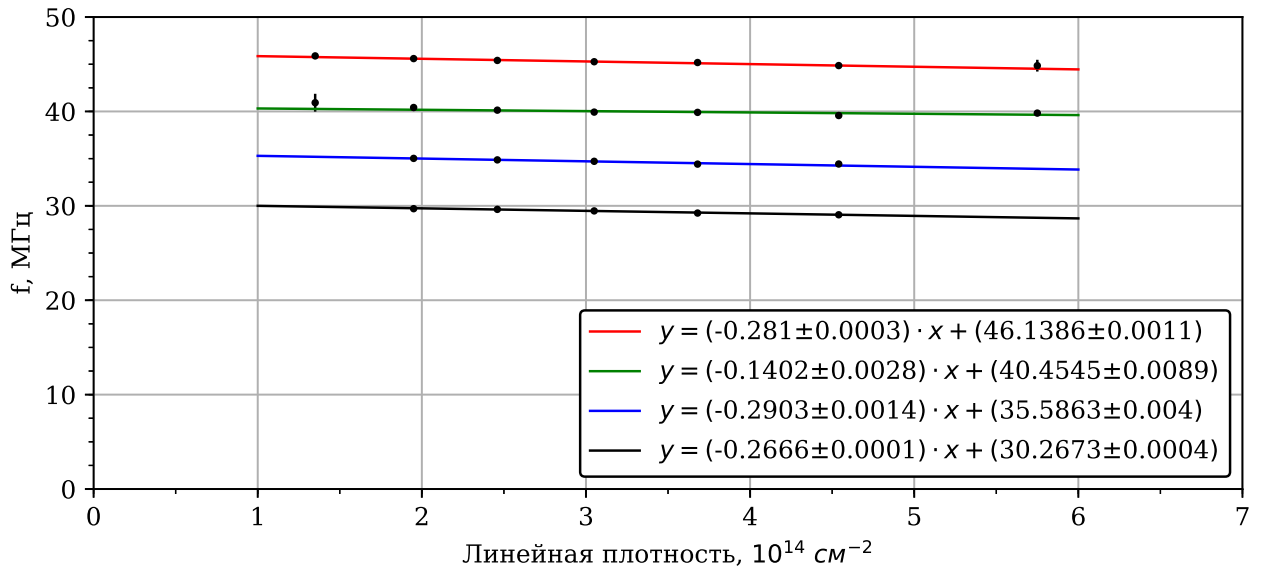


Рис. 13. Зависимости частот гармоник А от линейной плотности, время 8 мс. $B(R = 2) = 7,2$ кГс, $f_D^{R=2} = 5,49$ МГц; $\Delta f = 4,56 \pm 0,03$; $6,07 \pm 0,05$; $5,13 \pm 0,02$ МГц.

4.4. Глобальная звуковая мода

Спектрограммы сигналов, полученных в ходе обеих серий разрядов были построены и по-другому: каждый сигнал был разбит на 50 участков длительностью по 124 мкс, что ограничивает снизу доступные анализу частоты значением около 8 кГц. На всех спектрограммах соответствующих

$B(R = 2) \geq 6,5$ кГс (рис. 14а, 14б, 14в, на рис. 14г колебания зашумлены) отчётливо наблюдаются колебания с неизменной частотой 90 – 100 кГц и гармоники этой частоты порядка 2 и 3 (иногда 4). Первая мода этих коле-

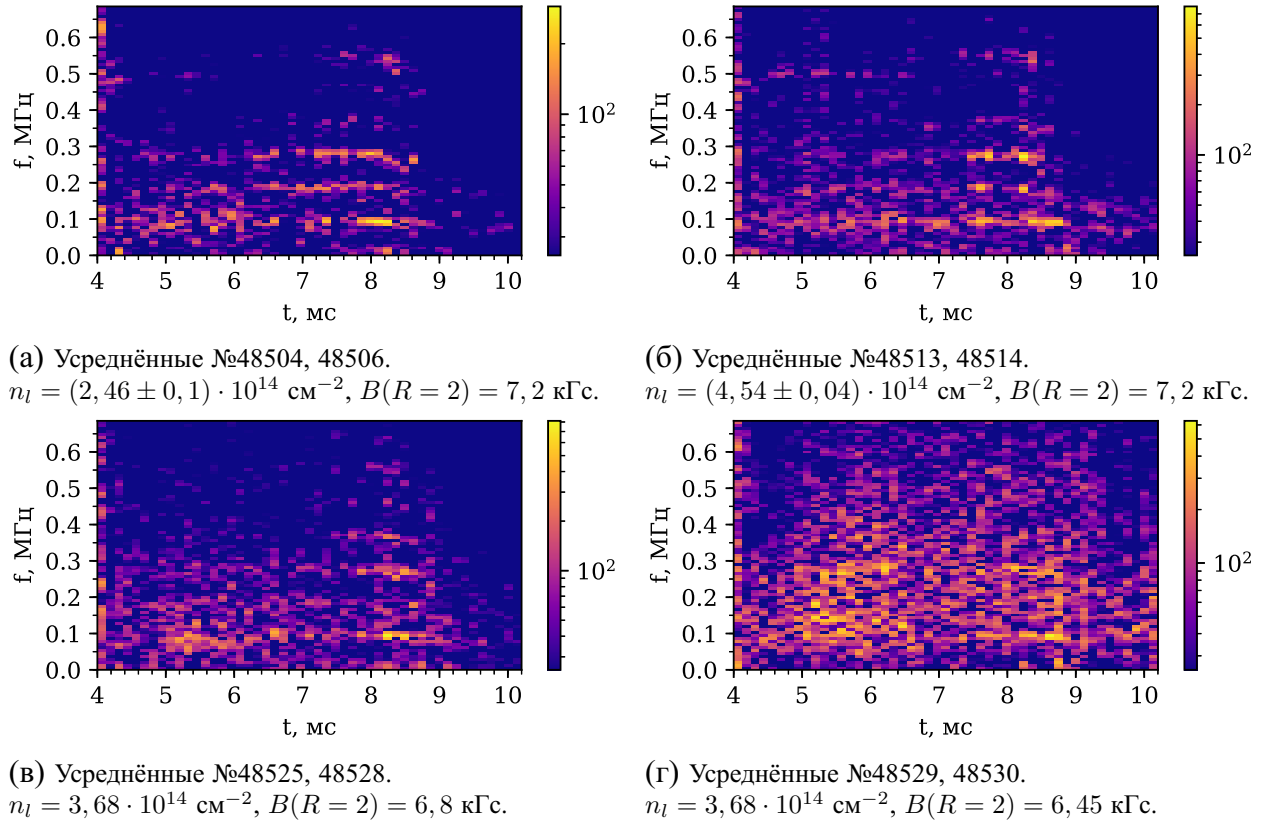


Рис. 14. Спектрограммы сигналов для низких частот. Линии от 6 до 9 мс — моды глобальных звуковых колебаний.

баний была определена как глобальная звуковая мода, поскольку она уже наблюдалась на ГДЛ и была всесторонне изучена в работе [5] с помощью продольной, азимутальной сборок низкочастотных магнитных зондов и отдельного подвижного зонда. В [5] был сделан вывод о том, что колебания 90 – 100 кГц являются стоячей волной с продольной модой 1 (кол-во узлов между точками остановки быстрых ионов) по давлению и глобальны по радиусу. Можно предположить, что наблюдаемые гармоники частоты 90 – 100 кГц являются следующими модами глобальных звуковых колебаний.

5. Эксперименты в укороченной магнитной конфигурации

5.1. Условия экспериментов

Разряды в укороченной магнитной конфигурации проводились в той же последовательности (рис. 6), что и предыдущие при неизменном магнитном поле $B(R = 1) = 3,35$ кГс. Удалось провести только предварительные серии разрядов, поэтому в данном разделе не приводятся планировавшиеся

систематические исследования колебаний, измерения температуры и концентрации электронов, диамагнетизма и потока нейтронов реакции синтеза D–D в зависимости от параметров разряда. Большую часть времени работали только 6/8 инжекторов.

В отличие от предыдущего эксперимента, где обе компоненты плазмы были дейтериевыми, в этих условиях проводились разряды не только с дейтериевой мишенной плазмой, но и с водородной.

5.2. Продольное распределение диамагнетизма

Предсказанным эффектом новой конфигурации является изменение продольного распределения диамагнетизма. Для сравнения были выбраны разряды в стандартной и укороченной конфигурациях с одинаковым временем напуска газа 25 мс, поскольку линейная плотность в новых разрядах не измерялась. На рисунках 15а и 15б показан диамагнетизм всех петель для соответственно стандартной и укороченной конфигураций.

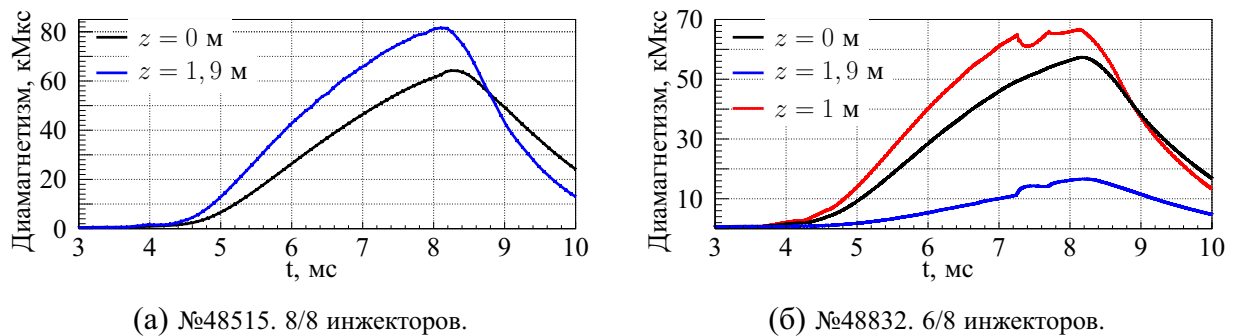


Рис. 15. Временные зависимости диамагнетизма всех доступных петель в стандартной (а) и укороченной конфигурациях (б) с одинаковым временем напуска 25 мс.

В укороченной конфигурации профиль с максимальным диамагнетизмом сдвинут к центру, а петля в бывшей точке остановки регистрирует слабый сигнал. Таким образом, область движения быстрых ионов сузилась в соответствии с результатом моделирования (рис. 36).

Другим эффектом являются синхронные выросты–впадины на сигналах двух нецентральных петель. Они могут быть связаны с рассеянием быстрых ионов, что вызывает продольное «расширение» точки остановки и перераспределяет давление между нецентральными петлями. Как будет показано далее, рассеяние провоцирует альфвеновская ионно–циклотронная неустойчивость (АИЦН).

5.3. Глобальная звуковая мода

Изменение продольного профиля магнитного поля вызывает увеличение частоты глобальных звуковых колебаний. На рисунке 16 видны две гармоники частоты 150 ± 10 кГц, существующие всё время инжекции. Выражение для частоты глобальной звуковой моды из [6]:

$$f_{\text{звук}} \sim \frac{1}{L} \sqrt{\frac{p_{\perp}^{\text{tr}}}{\rho}}, \quad (4)$$

где L — расстояние между точками остановки, $p_{\perp}^{\text{tr}}$ — поперечное давление захваченных быстрых ионов, ρ — плотность плазмы. В обычной конфигурации это расстояние равно $L^{\text{об}} = 3,8$ м, в укороченной — $L^{\text{ук}} = 2,6$ м. Соответствующее отношение частот $f_{\text{звук}}^{\text{ук}}/f_{\text{звук}}^{\text{об}} = L^{\text{об}}/L^{\text{ук}} = 1,46$ согласуется с наблюдаемым.

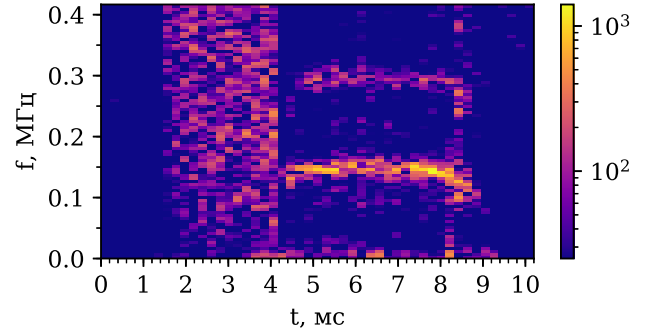


Рис. 16. №48897. Две моды глобальных звуковых колебаний. 8/8 инжекторов.

5.4. Высокочастотные колебания D–D плазмы

Было сделано 4 разряда при одинаковых условиях с 6/8 инжекторами. На всех спектрограммах наблюдается картина, аналогичная показанной на рисунке 18a (время напуска газа 35 мс): с начала инжекции и до 6,8 мс развиваются колебания типа А (см. раздел 4.3.), представляющие собой нечетные (с 11 по 17 по сетке) гармоники ИЦ частоты по полю в $R = 1$, равной 2,55 МГц; далее до конца инжекции развивается альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость частотой 1,3 МГц, как видно из рис. 18б. В одном из разрядов колебания А развивались и после АИЦН. В 6,8 мс сигнал превысил предел АЦП петли 3, поэтому с неё не удалось получить диамагнетизм, максимум диамагнетизма по центральной петле равен 67 кМкс. Важно отметить, что наличие многих высоких гармоник АИЦН связано именно с формой сигнала (рис. 17), а не с зашкаливанием АЦП, что видно и из сопоставления рисунков 18a и 18в.

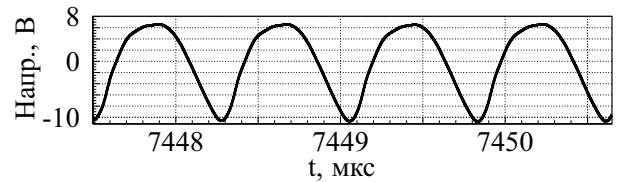
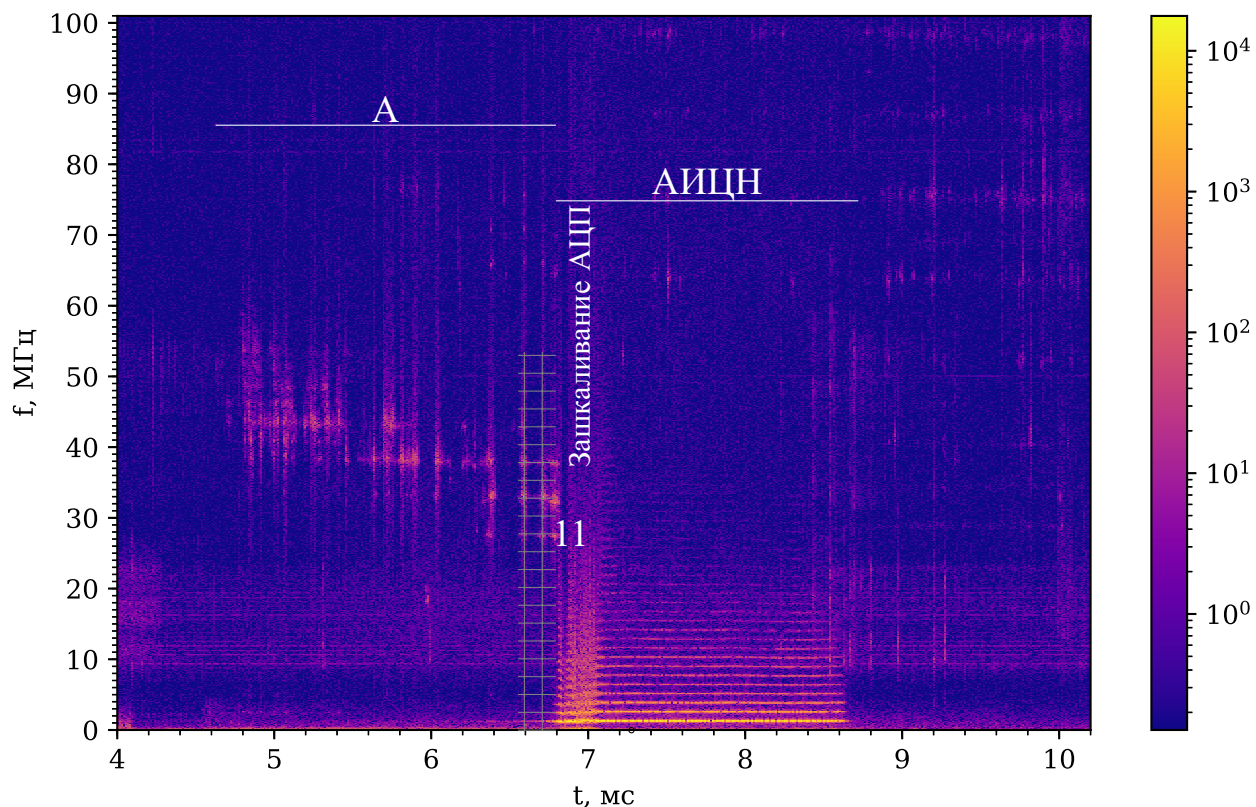
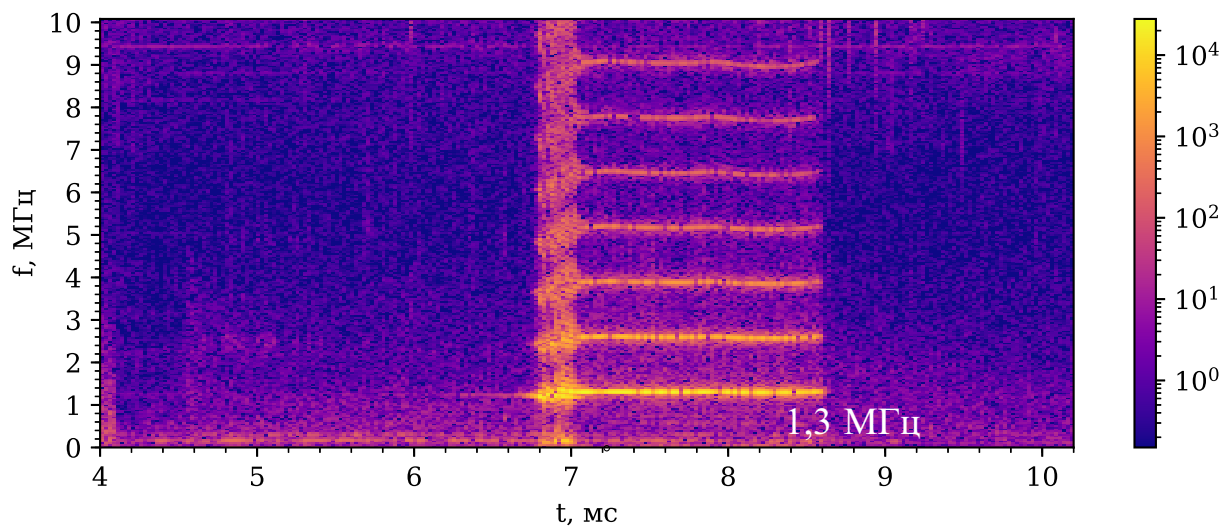


Рис. 17. №48890. Четыре периода сигнала, соответствующего АИЦН.

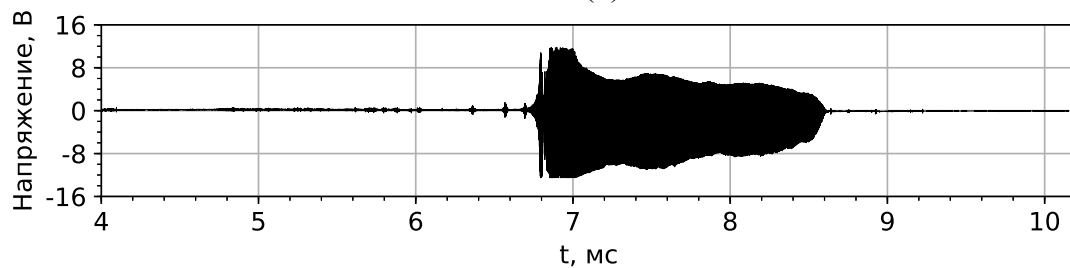
Колебания после 6,8 мс идентифицированы как АИЦН, поскольку их частота значительно меньше минимальной ИЦ частоты, и поскольку колебания с близкой частотой 1,15 МГц уже фиксировались ранее на ГДЛ и



(а) Сетка иллюстрирует номера гармоник, 11 — номер первой яркой гармоники. Размер клетки сетки 2,53 МГц.



(б)



(в)

Рис. 18. №48890. Спектрограмма (а) и её область (б). В период 6,8 – 7 мс сигнал (в) превышает предел АЦП. Время напуска газа 35 мс, 6/8 инжекторов.

были определены как АИЦН в работе [5, стр. 45 — 51] путём измерения азимутальной моды, радиального профиля поляризации и вычислением диапазона продольных скоростей резонансных частиц из условия циклотронного резонанса. Для АИЦН характерно значение частоты, соответствующей максимальному инкременту, равное

$$f_{\text{АИЦН}} = f_{ci} \cdot \frac{|T_{\perp} - T_{\parallel}|}{T_{\perp}} \quad (5)$$

при грубом рассмотрении с применением бимаксвелловской функции распределения для ионов плазмы [7]. Эта частота меньше ИЦ частоты, что согласуется с наблюдением. Точное значение частоты должно следовать из моделей, использующих более реалистичные функции распределения быстрых ионов, например, такие, как в [8]. Для порога развития АИЦН существует выражение (его применимость рассмотрена в [5, стр. 15 — 30] в обзоре экспериментов, в которых наблюдалась и изучалась АИЦН)

$$\beta_{\perp}(T_{\perp}/T_{\parallel})^2 > const, \quad (6)$$

где *const* зависит от параметров плазмы. Это согласуется с тем наблюдаемым фактом, что неустойчивость развивается по достижении диамагнетизмом некоторого значения.

Были сделаны два успешных разряда с 8/8 инжекторами и временем напуска газа 35 мс. Спектрограммы этих разрядов отличаются от таковых с 6/8 инжекторами только значением частоты АИЦН. Теперь она равна 1,15 МГц вместо 1,3 МГц, как и в [5]. Причиной уменьшения частоты АИЦН в соответствии с формулой 5 могли послужить увеличение β и/или уменьшение анизотропии распределения быстрых ионов.

Среднее значение максимального диамагнетизма центральной петли выросло с 65 кМкс (по 3-м разрядам с 6/8 инжекторами) до 95 кМкс (по 2-м разрядам с 8/8 инжекторами), что выше, чем во всех разрядах в стандартной конфигурации. Однако нет возможности прямо сравнить конфигурации по величине диамагнетизма: в стандартной конфигурации в разрядах с временами напуска > 25 мс развивалась неустойчивость, а все разряды в укороченной конфигурации производились либо с 6/8 инжекторами, либо с временем напуска газа 35 мс. Рост диамагнетизма петли 3 в максимуме

продольного распределения ограничен развитием АИЦН.

5.5. Высокочастотные колебания D–H плазмы

Было проведено 4 успешных разряда с водородной мишенной плазмой вместо дейтериевой, работали 6/8 инжекторов. Во всех случаях спектрограммы были аналогичны приведенной на рисунке 19а (время напуска газа 35 мс), на рис. 19б показана её существенная часть.

Возможная интерпретация спектрограммы такова. Сначала возникают колебания до 20 МГц — чётные гармоники порядка ИЦ частоты дейтерия по полю в $R = 1$ (2,55 МГц) — гармоники ДКН. Затем около максимума диамагнетизма (рис. 20) возбуждается АИЦН той же частоты 1,3 МГц, что в случае D–D плазмы. В результате развития АИЦН падает диамагнетизм и β , а ИЦ частота в соответствии с формулой $f_{ci} = f_{ci,vac}\sqrt{1-\beta}$ растёт. Во время и после АИЦН вдобавок к чётным возбуждаются нечётные гармоники ДКН с большей частотой.

На диамагнетизме (рис. 20) виден провал в 5,8 мс, соответствующий возбуждению ДКН. Следующий провал в 6,2 мс связан, по-видимому, не с ДКН, а с глобальной звуковой модой, которая в этот момент имеет высокую амплитуду (рис. 19в). Низкочастотные гармоники ДКН разрушительнее высокочастотных гармоник типа А (ДКН и/или двугорбая неустойчивость, разделы 4.3. и 5.4.), поскольку провалы в диамагнетизме в случае последних отсутствуют. Это и само появление низкочастотных гармоник ДКН вместо высокочастотных — следствие изменения изотопного состава мишенной плазмы.

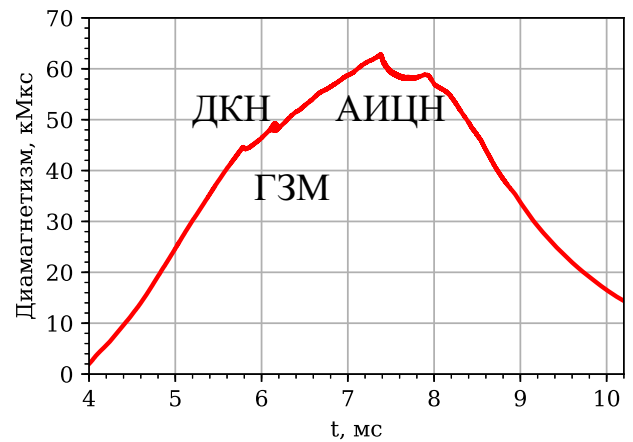
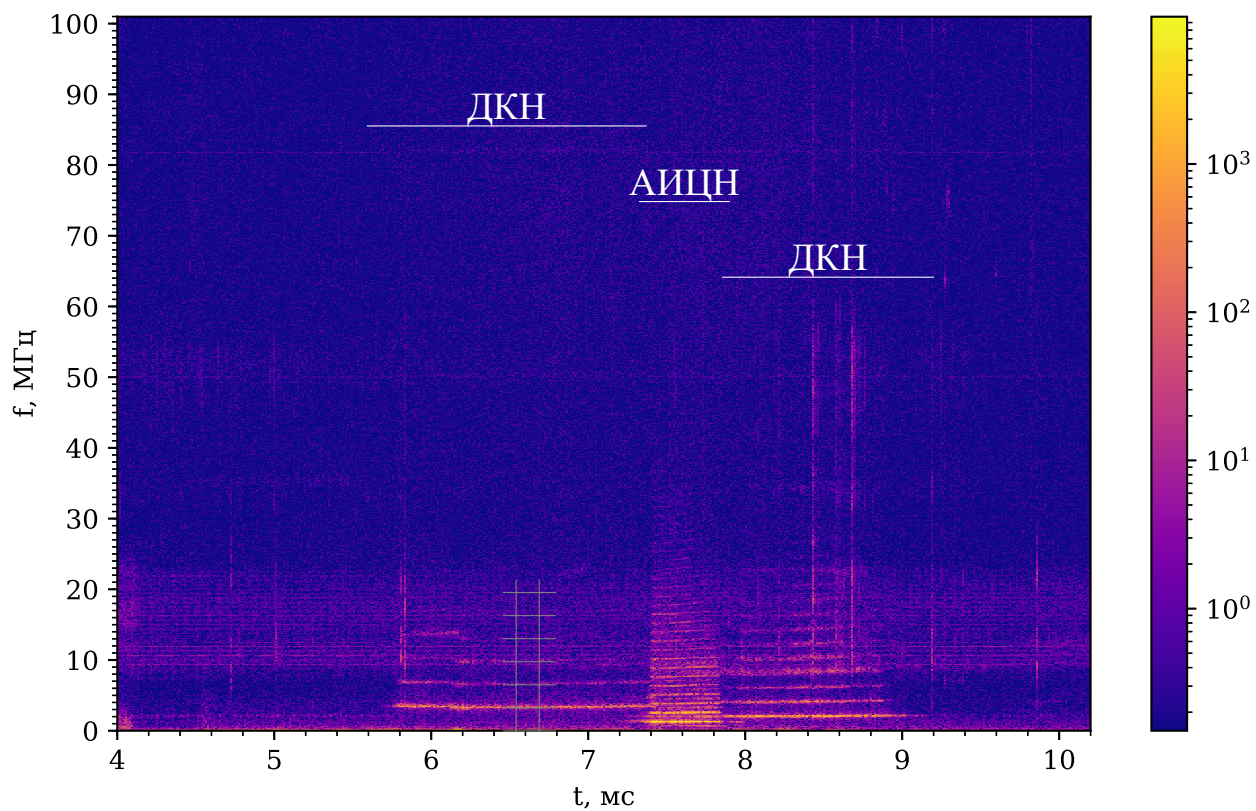


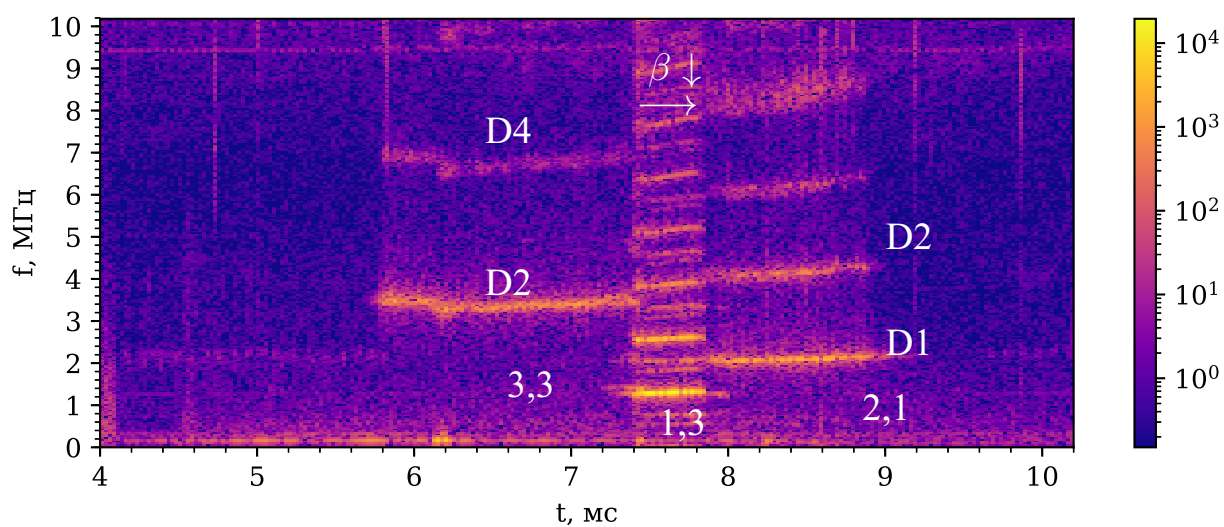
Рис. 20. №48885. Диамагнетизм петли 3.

На диамагнетизме (рис. 20) виден провал в 5,8 мс, соответствующий возбуждению ДКН. Следующий провал в 6,2 мс связан, по-видимому, не с ДКН, а с глобальной звуковой модой, которая в этот момент имеет высокую амплитуду (рис. 19в). Низкочастотные гармоники ДКН разрушительнее высокочастотных гармоник типа А (ДКН и/или двугорбая неустойчивость, разделы 4.3. и 5.4.), поскольку провалы в диамагнетизме в случае последних отсутствуют. Это и само появление низкочастотных гармоник ДКН вместо высокочастотных — следствие изменения изотопного состава мишенной плазмы.

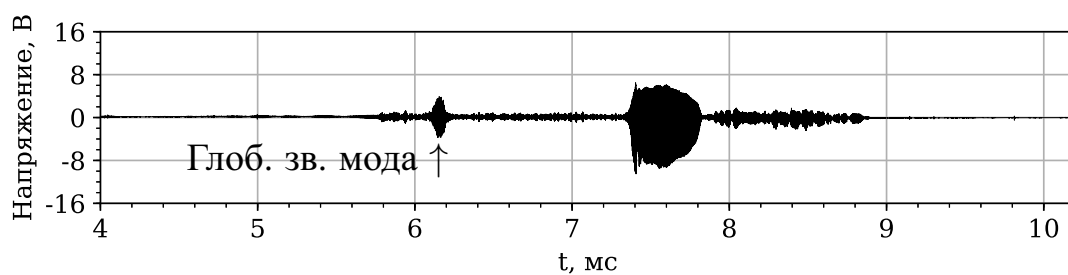
Теплые изотропные ионы, коими является мишенная компонента плазмы ГДЛ способны стабилизировать ДКН. Это является следствием рассмотренного в работе [4, раздел IV А] результата: с помощью расчёта для горячих ионов D и теплых ионов H было показано, что стабилизируются только те гармоники, чья частота одинакова для обеих компонент. Это вступает в противоречие с данной выше интерпретацией рисунка 19б: в этом слу-



(а) Размер клетки сетки 3,3 МГц.



(б) Числа — частоты вышерасположенных гармоник в МГц, DN — обозначение N-й гармоники ИЦ частоты дейтерия.



(в)

Рис. 19. №48885. Спектрограмма (а), её область (б) и сигнал (в). 6/8 инжекторов.

чае должны остаться неустойчивыми нечётные гармоники D (3, 5, 7... в соответствии с [4, раздел IV A]), но изменение частот гармоник ДКН при переходе через АИЦН определяет изначальные гармоники как чётные.

Другим противоречием является само значение частоты: лучшие условия для развития ДКН возникают в точках остановки, где концентрация горячих ионов максимальна, а тёплых — минимальна, поэтому ДКН должна иметь частоту около ИЦ частоты по полю в $R = 2$, равной 5,1 МГц.

6. Выводы

Цель работы состояла в проведении первых экспериментов в конфигурации с укороченной областью движения быстрых ионов и изучении влияния эффектов высокого давления на удержание плазмы.

В результате работы выполнены следующие задачи и получены результаты:

1. Для измерения диамагнетизма в точке остановки быстрых ионов разработана и установлена на ГДЛ новая диамагнитная петля. Её низкая индуктивность и использование быстродействующего АЦП позволили регистрировать колебания плазмы с частотой до 100 МГц.
2. Три диамагнитными петлями измерено продольное распределение диамагнетизма в укороченной конфигурации и продемонстрировано сужение области движения быстрых ионов. В соответствии с рассчитанным распределением новая петля, установленная в точке с продольной координатой расчетного максимума давления (1 м) фиксирует высокий диамагнетизм, тогда как петля 2, установленная в точке с продольной координатой, соответствующей максимуму давления в стандартной конфигурации (1,9 м) — малый.

Наблюдаются синхронные выросты–впадины на сигналах двух нецентральных петель. Они могут быть связаны с рассеянием быстрых ионов, которое приводит к расширению точки остановки в продольном направлении и перераспределяет давление между нецентральными петлями. Рассеяние быстрых ионов связано с возбуждением АИЦН при приближении к максимуму диамагнетизма.

3. Показано, что в укороченной конфигурации из-за сближения точек остановки частота глобальных звуковых колебаний (наблюдаются пер-

вая и вторая гармоники) увеличивается в полтора раза в соответствии с теорией.

4. Проанализированы спектрограммы сигналов новой петли. В стандартной конфигурации до завершения инъекции наблюдаются нечётные гармоники (номера 11–19) порядка ИЦ частоты по полю в центре, после завершения инъекции наблюдаются чётные гармоники (номера до 6) порядка ИЦ частоты по полю в центре. Эти колебания, предположительно, являются ДКН или двугорбой неустойчивостью, поскольку именно эти неустойчивости наиболее вероятны в открытых ловушках с анизотропной компонентой быстрых ионов. В укороченной конфигурации до окончания инъекции также развиваются нечётные гармоники (номера 11–19) порядка ИЦ частоты по полю в центре. Эти колебания не влияют на удержание. После замены дейтериевой мишенной плазмы на водородную вместо высоких ИЦ гармоник возбуждаются низкие гармоники ДКН, которые вызывают заметные ($\sim 1,5\%$) провалы диамагнетизма быстрых ионов.

В укороченной конфигурации около максимума диамагнетизма развивается АИЦН, приводящая к перераспределению давления и уменьшению β .

5. Не удалось непротиворечиво интерпретировать спектрограммы для случая D–H плазмы. Все наблюдаемые колебания требуют подробного изучения с помощью сборок магнитных диагностик.

7. Благодарности

Автор выражает благодарность Приходько Вадиму Вадимовичу за предоставление результатов моделирования продольных профилей диамагнетизма в обеих конфигурациях.

Литература

- [1] Beklemishev A. D. Diamagnetic “bubble” equilibria in linear traps // *Physics of Plasmas*. — 2016. — Vol. 23, no. 8. — P. 082506.
- [2] Юров Д. В., Приходько В. В., Цидулко Ю. А. Нестационарная модель для описания осесимметричной открытой ловушки с неравновесной плазмой // *Физика плазмы*. — 2016. — Т. 42, № 3. — С. 217–233.
- [3] Yakovlev D. V., Shalashov A. G., Gospodchikov E. D. et al. Electron cyclotron plasma startup in the GDT experiment // *Nuclear Fusion*. — 2016. — Vol. 57, no. 1. — P. 016033.
- [4] 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.
- [5] Зайцев Константин Владимирович. Изучение физики удержания плазмы в ГДЛ методом магнитной диагностики [Текст] : дис... канд. физ.-мат. наук: 01.04.08 / Константин Владимирович Зайцев ; Место защиты: ФГБУН Институт Ядерной Физики им. Г. И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук. — Новосибирск, 2016. — 83 с. — Режим доступа: http://www.inp.nsk.su/images/diss/KVZaytsev_disser.pdf (дата обращения: 13.05.2020).
- [6] Skovorodin D. I., Zaytsev K. V., Beklemishev A. D. Global sound modes in mirror traps with anisotropic pressure // *Physics of Plasmas*. — 2013. — Vol. 20, no. 10. — P. 102123.
- [7] Sagdeev R. Z., Shafranov V. D. ON THE INSTABILITY OF A PLASMA WITH AN ANISOTROPIC DISTRIBUTION OF VELOCITIES IN A MAGNETIC FIELD // *Soviet Physics JETP*. — 1961. — Vol. 12, no. 1.
- [8] Smith Gary R. Alfvén ion-cyclotron instability in tandem-mirror plasmas. I // *The Physics of fluids*. — 1984. — Vol. 27, no. 6. — P. 1499–1513.