

**МИНИСТЕРСТВО  
ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

**Федеральное агентство  
по образованию**

**ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ**

**НОВОСИБИРСКИЙ  
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**

**Физический факультет**

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

**Судников Антон Вячеславович**

**Исследование МГД-активности плазмы,**

---

**нагреваемой сильноточным РЭП**

---

**Научный руководитель:**

Поступаев Владимир Валерьевич

канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр ИЯФ СО РАН

**Новосибирск – 2010 год**

## Содержание

Введение .....	4
Глава 1. Описание установки ГОЛ-3 .....	6
Глава 2. Конструкция диагностической системы.....	12
§ 2.1. Конструкция зондов. ....	12
§ 2.2. Расположение зондов. ....	14
§ 2.3. Технические требования дальнейшего развития диагностики. ....	15
Глава 3. Общий анализ экспериментальных данных.....	16
§ 3.1. Математические процедуры обработки данных на основе Фурье-анализа.....	16
§ 3.2. Обзорный спектр колебаний тока.....	19
§ 3.3. Математические процедуры обработки экспериментальных данных на основе вейвлет-анализа. ....	23
§ 3.4. Математические процедуры обработки экспериментальных данных на основе корреляционного анализа. ....	24
Глава 4. Стабилизация РЭП облаком тяжелого газа в выходной части установки.....	25
§ 4.1. Введение в задачу.....	25
§ 4.2. Спектральные характеристики колебаний тока. ....	26
4.2.1. Спектральная плотность колебаний. ....	26
4.2.2. Зависимость энергии колебаний от концентрации криптона. ....	28
§ 4.3. Сравнение энергии колебаний тока с асимметрией отпечатка РЭП.....	28
§ 4.4. Сравнение энергии колебаний тока с поперечным потоком энергии на стенку вакуумной камеры.....	30
§ 4.5. Выводы по задаче. ....	32
Глава 5. Импульсная магнитная активность плазмы на стадии остывания.....	33
§ 5.1. Введение в задачу.....	33
§ 5.2. Оценка силы тока импульса.....	34
§ 5.3. Пространственный спектр возмущений.....	35
5.3.1. Азимутальный спектр.....	35
5.3.2. Продольная корреляция возмущений.....	37
§ 5.4. Сравнение с эмиссией излучения из установки.....	38
§ 5.5. Частотный спектр возмущений.....	39
§ 5.6. Амплитудное распределение возмущений.....	40
§ 5.7. Эволюция поперечной структуры токов как несобственного возмущения магнитного поля.....	42

§ 5.8. Оценка транспорта энергии магнитного поля за счет перезамыкания магнитных силовых линий.....	43
§ 5.9. Выводы по задаче.....	45
Заключение.....	46
Список литературы.....	48
Приложение 1.....	51
Приложение 2.....	53
Приложение 3.....	54
Приложение 4.....	57

## **Введение**

Одним из важных вопросов техники магнитного удержания субтермоядерной и термоядерной плазмы является устойчивость плазменного сгустка по отношению к различным возмущениям, т.к. развитие неустойчивостей плазмы может приводить к быстрым потерям энергии.

Широко распространенной методикой диагностики процессов, протекающих в плазме, является изучение возмущений магнитных полей, вызванных плазменными токами. Для многопробочной открытой ловушки ГОЛ-3 [1, 2, 3] вследствие ее геометрических особенностей (осевая симметрия, длина много больше диаметра) возможны два класса подобных диагностик: измерители продольной и азимутальной компонент магнитного поля. Продольная компонента магнитного поля несет информацию о диамагнитных токах, создаваемых вращением ионов и электронов плазмы в магнитном поле. Азимутальная компонента вызвана продольными токами по плазменному шнуру. Для мелкомасштабных возмущений возможна также генерация радиальной компоненты магнитного поля, однако вследствие близости проводящей стенки вакуумной камеры к границе плазмы ее измерение затруднено.

Существующие на установке ГОЛ-3 система измерителей продольной компоненты магнитного поля (диамагнитных зондов) и система поясов Роговского в данной работе не описывается.

Частным случаем диагностики азимутального магнитного поля являются катушки Мирнова [4], служащие для определения смещений либо искажений формы токовых поверхностей в плазме. Эта информация важна с точки зрения времени жизни плазмы, т.к. многие неустойчивости могут быть идентифицированы по изменению формы сечения плазмы.

В частности, параметры установки ГОЛ-3 близки к порогу возникновения винтовой неустойчивости, определяемому критерием Крускала-Шафранова:

$$\frac{B_z}{B_\phi} > \frac{L}{2\pi a},$$

где  $B_z$  – продольная компонента внешнего магнитного поля,  $B_\phi$  - азимутальная компонента магнитного поля,  $L$  – длина системы,  $a$  – радиус плазмы.

Возможно также возникновение ряда других неустойчивостей.

Методика применения зондов Мирнова основана на измерении азимутальных компонент магнитного поля, создаваемых продольными токами, текущими по плазменному

шнуру установки (токамак, открытая ловушка с током по плазменному шнуру, пинч). В оригинальной работе [4] разность сигналов двух магнитных датчиков использовалась для определения горизонтального смещения плазменного шнура токамака Т-3.

Использование большего числа точек измерения магнитного поля в одном поперечном сечении вакуумной камеры позволяет не только восстановить смещение токового центра шнура, но и диагностировать искажения азимутального распределения токов в нем. Подобная диагностика широко используется в современных токамаках для изучения азимутальных мод МГД-колебаний плазмы.

В данной работе представлены первые результаты применения данной методики в условиях многопробочной открытой ловушки ГОЛ-3. Следует отметить важное методическое отличие измерений на токамаках от обсуждаемых экспериментов. В токамаках существует понятие магнитной поверхности, которое в строгом смысле этого слова неприменимо к плазме установки ГОЛ-3. Поэтому представленные результаты следует интерпретировать как относящиеся к некоторой условной «токовой границе» плазмы. Подобное отличие, несомненно, несколько ограничивает возможности интерпретации результатов измерений. Изменение положения этой условной границы может происходить не только в результате ее физического перемещения, как это происходит в тороидальных установках, но и в результате изменения пространственной структуры токов, текущих по плазме.

В главе 1 данной работы кратко описана установка ГОЛ-3 и рабочие сценарии экспериментов на ней.

Глава 2 описывает конструкции примененных в исследовании диагностических систем.

В главе 3 приведены основные результаты измерений в стандартном режиме работы установки, а также рассмотрены математические методы их обработки.

Глава 4 посвящена изучению стабилизации релятивистского электронного пучка облаком тяжелого газа в выходном расширителе.

В главе 5 приводятся результаты изучения импульсной магнитной активности плазмы на стадии ее остывания.

Заключение содержит основные итоговые выводы по результатам работы.

## Глава 1. Описание установки ГОЛ-3

Установка ГОЛ-3 представляет собой длинную соленоидальную гофрированную открытую ловушку [5] (рис. 1.1), нагрев плазмы в которой производится при помощи сильного релятивистского электронного пучка (РЭП). Основные полученные результаты приведены в [2, 3].

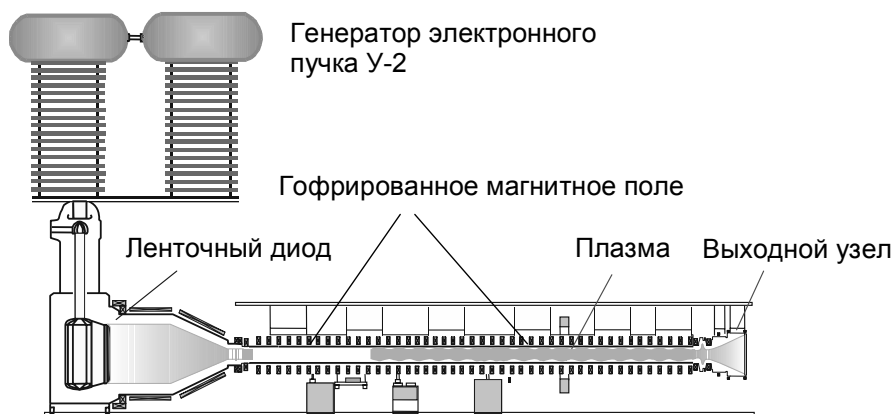


Рис. 1.1. Схема установки ГОЛ-3.

Магнитная система установки состоит из двух относительно независимых частей: основного соленоида с выходным узлом и магнитной системы генератора электронного пучка. Основной соленоид состоит из стандартных модульных катушек, расположенных с интервалом 11 см, и выходных пробок, создающих поле до 12 Тл.

Одна катушка сильного поля формирует магнитную пробку на входе соленоида (это место является условной линией раздела между магнитными и вакуумными системами генератора пучка и плазменной части), ещё две катушки создают магнитные пробки на выходе из соленоида и в узле создания предварительной плазмы. В баке выходного расширителя магнитное поле постепенно уменьшается для того, чтобы снизить тепловую нагрузку на расположенный в торце установки выходной приёмник пучка.

Система питания катушек в настоящее время состоит из 60 секций. Типовая секция состоит из 100 конденсаторов ИК-6-150. В зависимости от схемы коммутации катушек в соленоиде можно получать либо однородное поле с магнитной индукцией до 6 Тл, либо гофрированное поле. При переключении в многопробочный режим система позволяет создавать гофрированное поле либо с  $k \approx 1.5$  (период 22 см), либо с  $k \approx 2.7$  (период 44 см). Основным режимом работы установки в режиме многопробочной ловушки является  $k \approx 1.5$ . В настоящее время соленоид установки состоит из 103 катушек и имеет общую длину

около 11.5 м. Магнитное поле имеет 51 период гофрировки с шагом 22 см и индукцией в максимуме 4.8 Тл, а в минимуме 3.2 Тл. Соленоид оканчивается магнитными пробками с полем 8-9 Тл.

В вакуумной камере  $\varnothing$  10 см системой импульсных клапанов создается исходное распределение рабочего газа (водорода или дейтерия) плотностью  $10^{14}$ - $10^{16}$  см $^{-3}$  (рис. 1.2). Перепад плотности между центром и концами установки составляет  $\sim 3$ . В области ввода пучка в основной соленоид также создается облако тяжелого инертного газа (криптон) для обеспечения зарядовой компенсации пучка и поперечной проводимости плазмы.

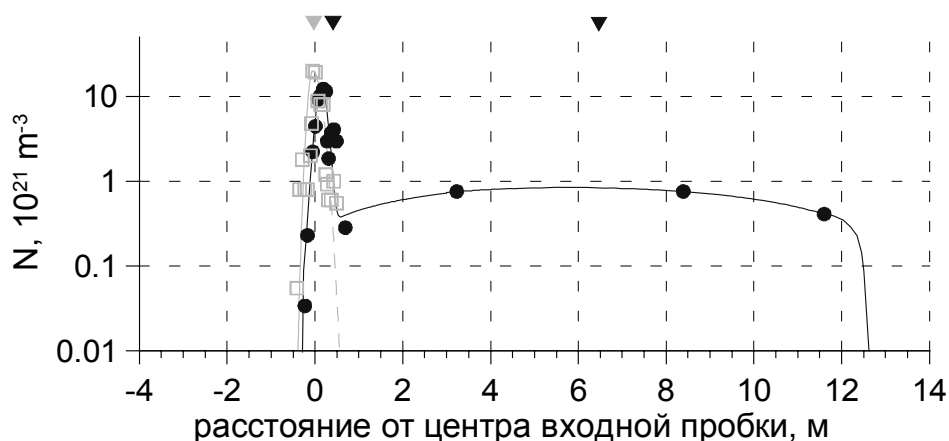


Рис. 1.2. Распределение плотности рабочего газа по длине установки. Сплошные линии и кружки – начальная концентрация атомов дейтерия, измерение и аппроксимация. Пунктирные линии и квадраты – начальная концентрация тяжелого газа (азот или криптон) в камере компрессии пучка. Треугольниками обозначены импульсные клапаны напуска газа.

После напуска в установку рабочего газа происходит генерация предварительной плазмы с температурой  $\sim 2$  эВ. Предварительная ионизация происходит за счет быстрых электронов, эмитированных с высоковольтного электрода системы создания предплазмы. Условия разряда соответствуют спадающей части кривой Пашена, в результате чего до 5 кА из полного тока разряда 80 кА проходят по всей длине установки и замыкаются в криптоновом сгустке в области компрессии пучка.

Осциллограммы тока и напряжения разряда приведены на рис. 1.3.

Диаметр шнура предварительной плазмы составляет 8 см и ограничен ситалловыми диафрагмами, расположенными в нескольких точках по длине камеры.

Выходной приёмник пучка, расположенный в баке расширителя, работает в относительно слабом магнитном поле  $\sim 0.5$  Тл, так что удельное энерговыделение пучка и плазмы оказывается ниже порога разрушения материала.

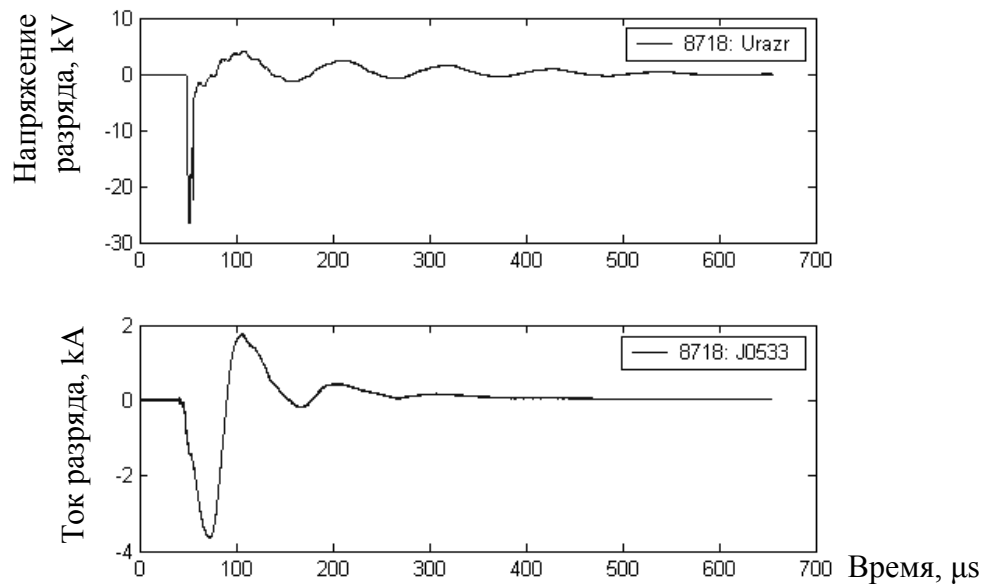


Рис. 1.3. Напряжение (вверху) и ток разряда (внизу) при генерации предварительной плазмы.

Нагрев плазмы производится сильноточным релятивистским электронным пучком генератора У-2 в режиме развитой ленгмюровской турбулентности с подавлением продольной электронной теплопроводности. Формирование пучка происходит в магнитоизолированном диоде ленточной конфигурации. Генерация пучка на ускорителе длится  $\sim 12$  мкс (до 2007 года —  $\sim 9$  мкс), при этом напряжение на диоде к концу импульса плавно спадает практически до нуля (рис.1.4).

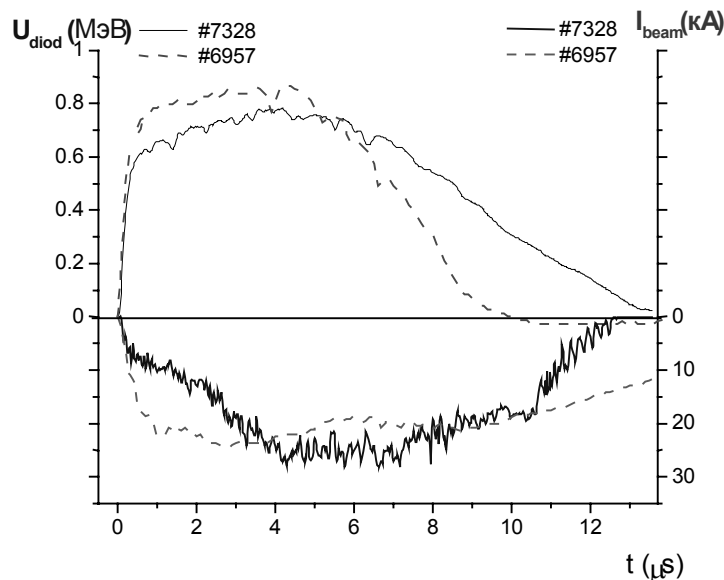


Рис. 1.4. Напряжение на диоде (вверху) и ток пучка (внизу) по состоянию на 2007 г. (штриховая линия) и 2008 г. (сплошная линия).



Полный ток пучка составляет до 30 кА, при этом он почти полностью компенсируется обратным током по плазме [6] (рис. 1.5).

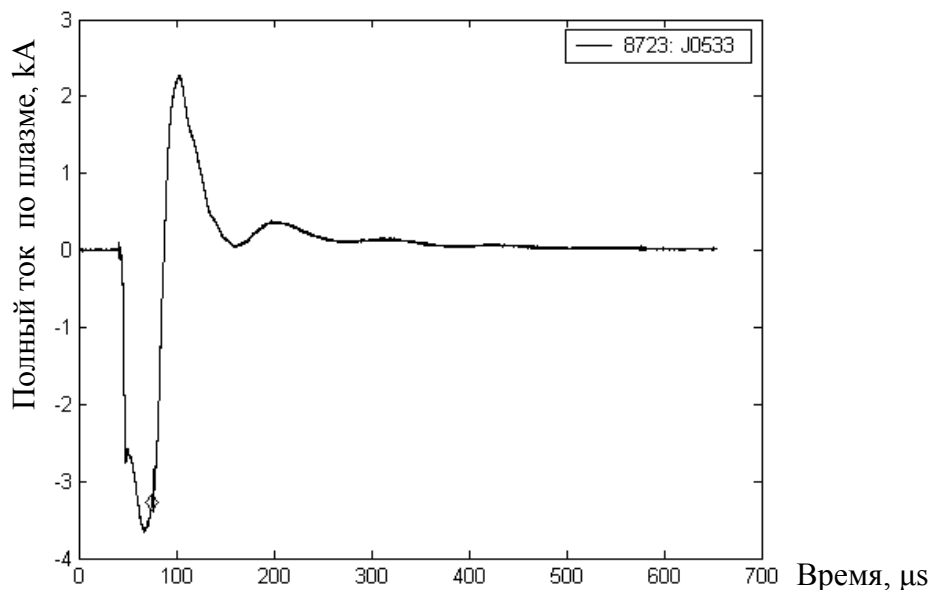


Рис. 1.5. Полный ток по плазме при инжекции РЭП. Ромбом обозначен момент начала инжекции пучка.

В 2008 году на установке ГОЛ-3 была начата большая серия экспериментов по изучению взаимодействия релятивистского электронного пучка уменьшенного диаметра с плазмой и газом. [7] Основной физической задачей этих экспериментов является проверка турбулентной термоизоляции горячей плазмы при уменьшении полного тока и полной мощности электронного пучка на порядок по сравнению с предыдущим режимом. При этом удельные параметры пучка (начальный угловой разброс и плотность тока в плазме) оставлены неизменными. В новом режиме поперечный размер пучка был уменьшен до 13 мм при токе  $\sim 1.5$  кА в максимуме (Рис. 1.6). Для этого из сформированного стандартным образом электронного пучка вырезалась приосевая область при помощи графитового лимитера, расположенного в области финальной компрессии пучка перед инжекцией в соленоид. В новой геометрии диаметр электронного пучка стал существенно меньше диаметров вакуумной камеры и плазменного столба, поэтому далее такой пучок в тексте будет называться тонким.

К концу импульса пучкового нагрева ионы плазмы приобретают большую среднюю кинетическую энергию (см. [2] и литературу в этой работе). Приблизительно в это же время эффективность релаксации пучка начинает снижаться и в плазме восстанавливается классическая электронная теплопроводность. Сразу после максимума энергосодержания плазмы происходит быстрый, за единицы микросекунд, сброс энергии электронной ком-

поненты плазмы за счёт продольной теплопроводности и на зависимости энергосодержания от времени наблюдается точка локального минимума.

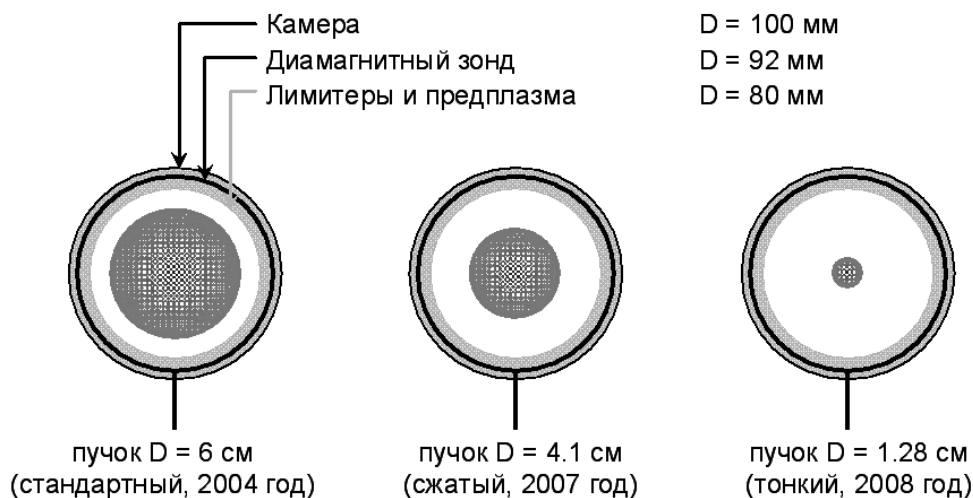


Рис. 1.6. Геометрия эксперимента в разных режимах работы установки ГОЛ-3. В центре выделена область горячей плазмы, соответствующая расчётному диаметру электронного пучка для трёх случаев: исходный пучок (слева), пучок с увеличенной плотностью тока (в центре) и пучок малого диаметра (справа). Диаметр горячей области указан для минимумов гофрировки магнитного поля, равных 3.2 Тл. Ток пучка для первых двух случаев равен  $20 \pm 25$  кА, в сжатом пучке ток достигает  $\sim 2$  кА в максимуме.

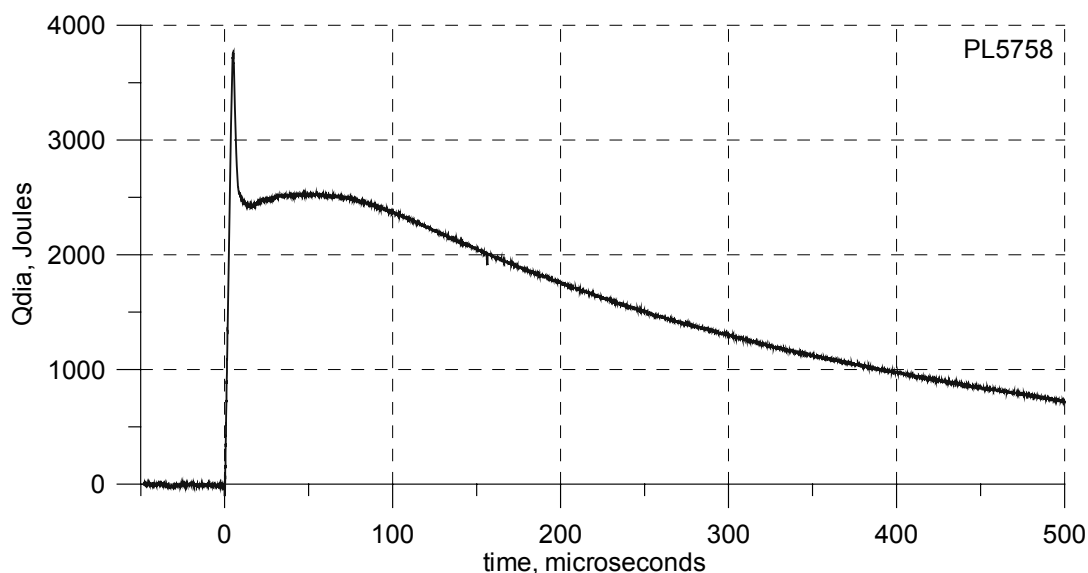


Рис. 1.7. Динамика полного «диамагнитного» энергосодержания плазмы.

Далее нужно принять во внимание то обстоятельство, что механизм быстрого нагрева ионов приводит к анизотропной функции распределения ионов в пространстве скоростей, поскольку амбиполярное ускорение ионов происходит вдоль силовых линий магнитного поля. В начальные моменты времени эта энергия недоступна для наблюдения

диаманитными датчиками, которые регистрируют поперечную компоненту энергии частиц. Соответственно, при термализации быстрых ионов их функция распределения становится более изотропной, что и наблюдается как рост диаманитных сигналов. В дальнейшем плазма остывает.

Наличие сильного продольного тока в горячей плазме позволяет поставить задачу как определения смещения шнура как целого, так и диагностики МГД-процессов, приводящих к азимутальной неоднородности проводимости, что позволит судить о макроскопических неустойчивостях, проявляющихся в перераспределении вещества и энергии по сечению плазменного шнура; а так же влияние указанных процессов на время удержания плазмы.

## Глава 2. Конструкция диагностической системы.

### § 2.1. Конструкция зондов.

В качестве элементов, чувствительных к азимутальной компоненте магнитного поля, использовались электростатически экранированные катушки индуктивности двух типов: круглого сечения длиной 4 мм из 32 витков диаметром 5 мм [8] и прямоугольного сечения длиной 4 мм из 32 витков 2 мм × 8 мм.

Диагностику можно представить в виде интегрирующей цепочки с постоянной времени  $\tau = L/\rho$ , где  $L$  – индуктивность катушки,  $\rho$  – сопротивление нагрузки.

Индуктивность измерительной катушки в системе СГС может быть вычислена как:

$$L = \frac{l^2}{h} \left( \sqrt{1 - \left(\frac{R}{h}\right)^2} - \frac{R}{h} \right),$$

где  $l$  – длина провода в соленоиде,  $h$  – длина соленоида,  $R$  – радиус соленоида.

Для используемых катушек индуктивность  $L \sim 4000$  см. При нагрузке данной индуктивности на согласованное сопротивление  $\rho = 75$  Ом получаем постоянную времени  $\tau \sim 50$  нс.

Поскольку нарастание поля основного соленоида происходит за время 13.5 мс, что много больше характерного периода МГД-колебаний плазмы, то уровень наводки от ведущего магнитного поля (за счет конечной точности выставления угла между осью катушки и азимутальным направлением) мал.

Амплитудно-частотная характеристика датчика при использовании коаксиального кабеля РК-75 длиной 10 м остается монотонной и не имеет резонансных пиков. (Рис. 2.1.а) Для повышения чувствительности на рабочих частотах возможно использование согласующей емкости до  $C = 560$  нФ. (Рис. 2.1.б)

Фазовая характеристика измерительного тракта остается достаточно сложной, что приводит к заметному искажению формы сигнала (Рис. 2.2). Подобные искажения должны быть приняты во внимание при спектральном анализе сигналов.

Применялись три типа сборок измерительных каналов: компактный одиночный зонд (устанавливается в стандартный круглый диагностический порт установки ГОЛ-3); компактный зонд с двумя катушками, разнесенными по азимутальной координате на  $45^\circ$  (устанавливается в стандартный овальный диагностический порт установки ГОЛ-3); кольцевая сборка из 16 катушек с шагом  $22.5^\circ$  (встраивается непосредственно внутрь вакуумной камеры).

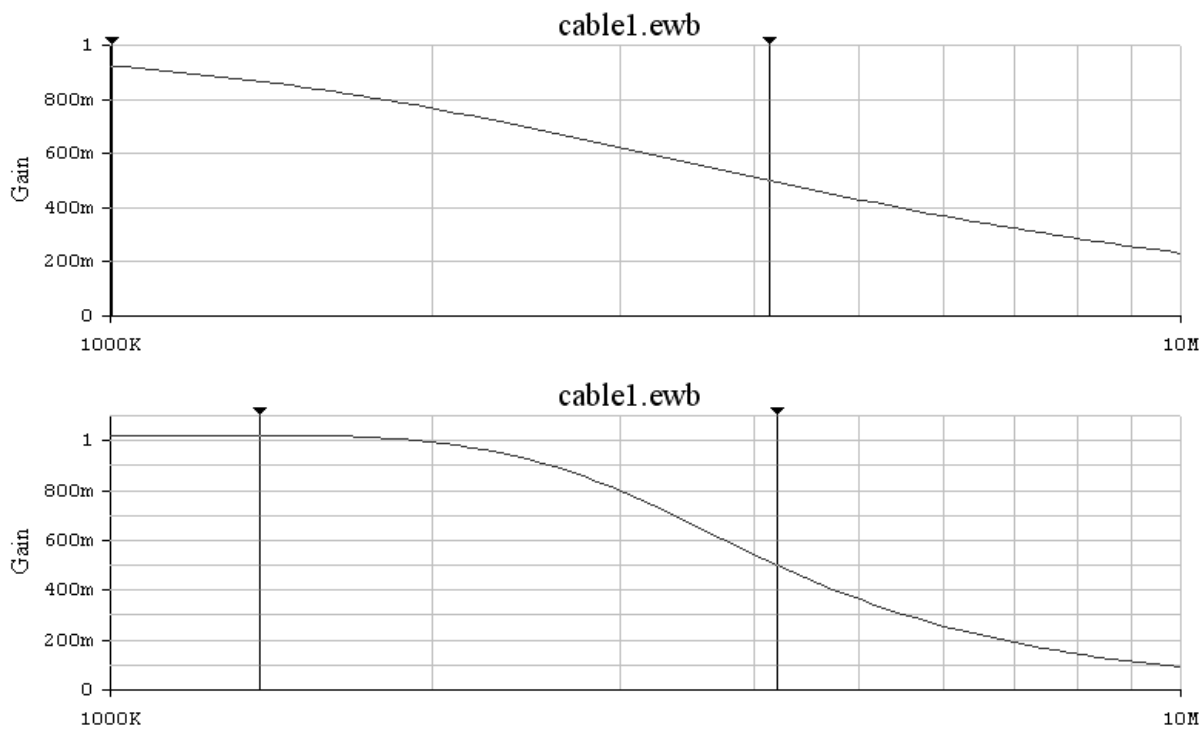


Рис. 2.1. АЧХ измерительного тракта. Вверху: без согласующей емкости, внизу: с согласующей емкостью 560 нФ. Вертикальными линиями обозначены точка максимума характеристики и частота, соответствующая двукратному ослаблению сигнала.

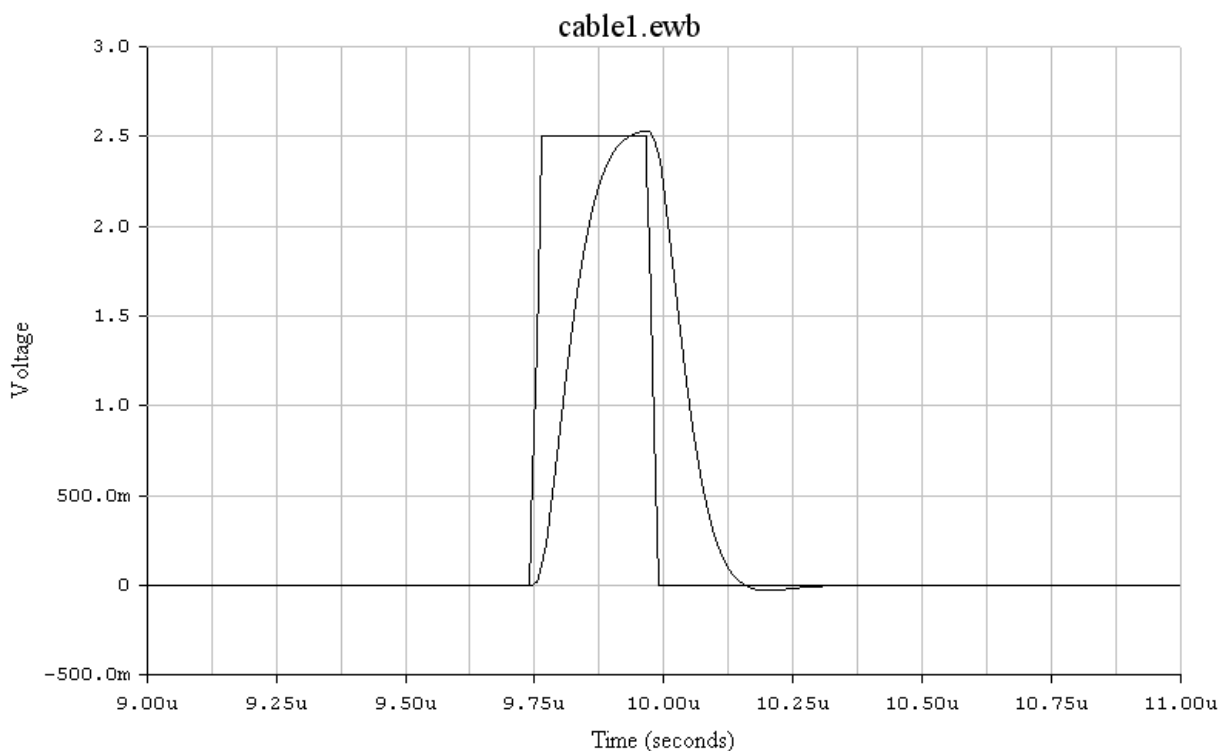


Рис. 2.2. Искажение формы прямоугольного импульса при прохождении измерительного тракта с согласующей емкостью  $C = 330$  нФ. Показаны сигнал на выходе измерительного тракта и следующий за ним входной импульс.

В качестве измерительной системы используются 16 синхронных каналов АЦП А-1225 [9], что позволяет детектировать обнаруженные колебания с малыми относительными фазовыми сдвигами между различными каналами и сниженной ошибкой численного интегрирования.

## § 2.2. Расположение зондов.

Для повышения срока службы 16-канальной сборки и снижения вероятности ее разрушения релятивистским электронным пучком была выбрана координата, близкая к центральной части установки. Также повышению срока службы способствует расположение данной системы за защитными диафрагмами диамагнитных зондов, смонтированных в соседней секции вакуумной камеры.

Пять компактных зондов было установлено в узлах продольных стоячих волн с низкими волновыми числами. (Рис. 2.3) Один одноканальный зонд для прямого измерения скорости распространения возмущений расположен в непосредственной близости от 16-канальной сборки.

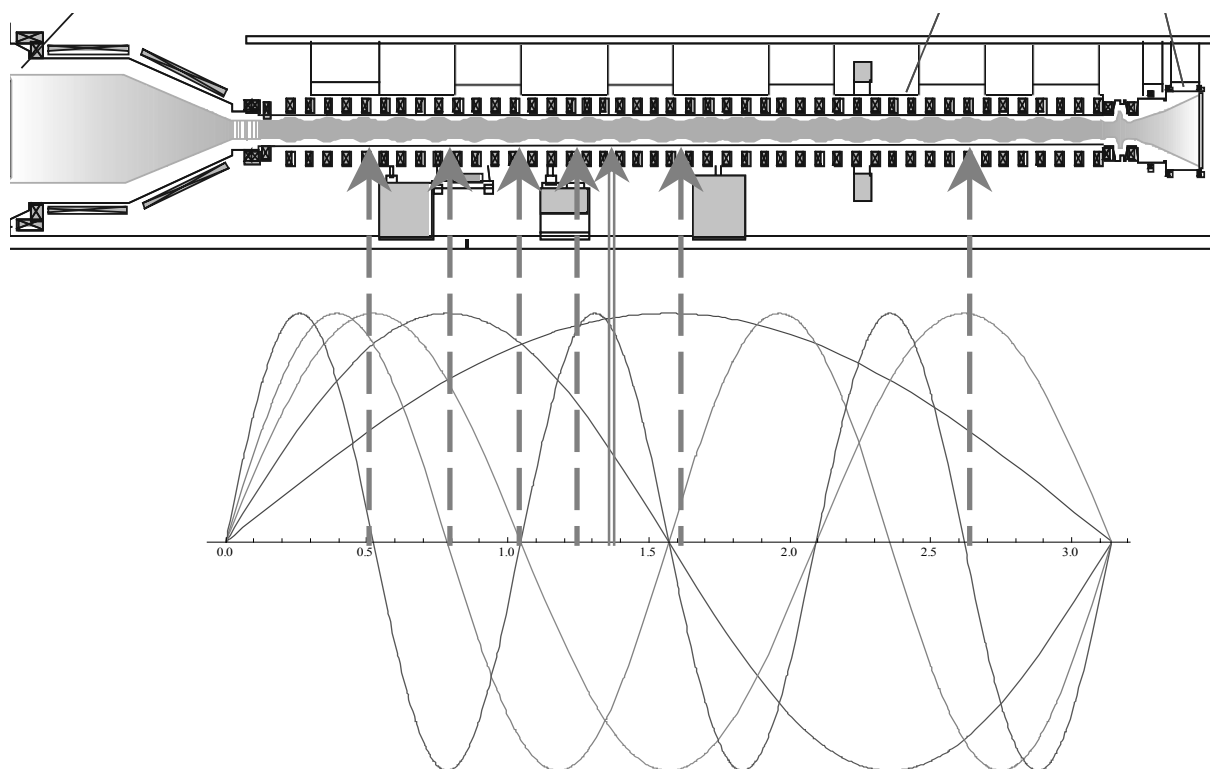


Рис. 2.3. Расположение датчиков относительно узлов возмущений с продольными волновыми числами  $n = (1, 2, 3, 4, 6)$ . Штриховыми стрелками показано расположение компактных зондов.

### **§ 2.3. Технические требования дальнейшего развития диагностики.**

Эксплуатация существующей системы диагностики азимутальной компоненты магнитного поля показала, что для обеспечения наиболее полного объема экспериментальной информации измерительная система должна отвечать следующим требованиям:

- высокая помехозащищенность,
- широкий динамический диапазон измерений,
- модовая селективность,
- долгое время работы в условиях импульсных механических и электрических нагрузок,
- защищенность от разрушения релятивистским электронным пучком в случае его выброса на стенку,
- обеспечение высокой симметрии равновесной конфигурации токов,
- компактность,
- возможность расширения набора диагностик.

Существующая система отвечает указанным требованиям лишь частично, поскольку ее конструкция предполагает внесение минимальных изменений в конструкцию вакуумной камеры установки, что не позволяет обеспечить достаточную степень защищенности и ремонтпригодности системы, а также избежать асимметрии протекания обратного тока вследствие сложной формы сечения диагностических портов. С учетом представленных требований был разработан диагностический модуль вакуумной камеры (Прил. 1). Повышение помехо- и механической защищенности, симметричности распределения токов и полей, а так же расширяемость системы обеспечивается за счет сменного токоведущего цилиндрического лайнера; все сигнальные трассы располагаются вне него. Для модовой селекции предлагается применение аналоговых схем суммирования и усиления сигналов. Повышение динамического диапазона в данном случае может быть обеспечено фильтрацией нулевой пространственной моды.

В настоящее время указанный диагностический модуль находится в процессе производства. Все элементы конструкции изготовлены, секция камеры находится в сборке.

## Глава 3. Общий анализ экспериментальных данных.

### § 3.1. Математические процедуры обработки данных на основе Фурье-анализа.

Интерес для дальнейшей обработки представляет эволюция спектра частот колебаний шнура в зависимости от времени.

Анализ данных проводился как по необработанным сигналам, так и с помощью построения Фурье-преобразований амплитуды сигнала по промежутку времени ограниченной длины (временному окну) с произвольной начальной точкой — спектрограмм. Минимальная частота в полученной спектрограмме соответствует колебанию с периодом, соответствующим длине окна, максимальное определяется АЧХ измерительной системы. Стоит отметить, что допустимая длина окна преобразования, и, следовательно, ширина линий, соответствующих в спектрограмме колебанию с постоянной частотой, определяется характерным временем изменения параметров плазмы, т.е.  $\delta f \times \delta t \sim 1$ , где  $\delta f$  — неопределенность нахождения частоты,  $\delta t$  — характерное время ее изменения. Таким образом, при работе с РЭП У-2, имеющим длительность порядка 10 мкс, разрешающая способность не превышает 100 кГц. При работе с перспективным длинноимпульсным электронным пучком, имеющим длительность не менее 100 мкс, данный метод способен обеспечить на порядок большую точность. Эксперименты по инжекции длинноимпульсного электронного пучка в плазму установки ГОЛ-3 запланированы на вторую половину 2010 года.

Листинг кода в среде MatLab, строящего спектрограмму заданного сигнала с заданной длиной окна приведен в прил. 2.

Между выводами катушки создается напряжение, равное

$$U = -\frac{d\Psi}{dt} = -SN \frac{dB_\varphi}{dt},$$

где  $\Psi$  — полный магнитный поток через катушку,  $S$  — площадь катушки,  $N$  — число витков в катушке,  $B_\varphi$  — измеренная азимутальная компонента магнитного поля.

Т.к. в момент запуска АЦП ток внутри установки не течет, т.е. в нулевой момент времени азимутальная компонента поля равна нулю, то:

$$B_\varphi(t) = -\frac{1}{SN} \int_0^t U(t') dt',$$

где  $U(t)$  — сигнал, полученный АЦП. Для численного интегрирования дискретного сигнала АЦП использован метод Симпсона.



Для дальнейшей обработки удобно использовать не значения поля в точках на окружности вокруг плазмы, а значения комплексных амплитуд их пространственного Фурье-преобразования.

В случае развития крупномасштабной неустойчивости в системе плазма-пучок на установке ГОЛ-3 может произойти разрушение внутрикамерных диагностик. Поэтому при разработке алгоритмов учитывалось, что возможен выход из строя одного или нескольких измерительных каналов, как в результате разрушения катушек, так и из-за потери контакта в электрических цепях.

В случае если поле известно в  $n$  произвольных точках на окружности, набор из константы,  $[n/2]$  функций вида  $\sin(k\varphi)$  и  $n-1-[n/2]$  функций вида  $\cos(k\varphi)$  сохраняет свойства полного базиса (т.е.  $n = 2m+1$ ,  $n$  - количество датчиков, необходимых для диагностики моды номер  $m$ ). Матрицей дискретного Фурье-преобразования является матрица, составленная из значений функций базиса, вычисленных в точках с известным значением поля.

Листинг кода, производящего пространственное Фурье-преобразование сигнала с произвольно распределенных по окружности датчиков, приведен в прил. 3.

На основе данных, полученных многоканальным азимутальным магнитным зондом, выведем форму сечения тока постоянной плотности, создающего измеренный профиль магнитного поля. Данная модель сохраняет все особенности азимутального распределения плотности тока, использование любого другого радиального профиля плотности тока незначительно изменяет вычисленные амплитуды мод колебаний, значительно усложняя расчеты.

Считаем при этом, что колебания формы эффективной токовой поверхности незначительно изменяют площадь ее сечения, т.е. амплитуда возмущений мала по сравнению с радиусом шнура.

Поскольку точка отсчета азимутального угла произвольна, рассмотрим возмущение формы сечения вида:

$$R(\varphi) = R_0 + a \cdot \cos(n \cdot \varphi),$$

(где  $R_0$  – невозмущенный радиус шнура,  $n$  – номер пространственной моды,  $\varphi$  – азимутальный угол,  $a$  – амплитуда возмущения), создающее дополнительный ток, протекающий по невозмущенной границе, с линейной плотностью:

$$dI = a \cdot \cos(n \cdot \varphi) \cdot j \cdot d\varphi = a \cdot \cos(n \cdot \varphi) \cdot \frac{I}{\pi R_0^2} \cdot d\varphi,$$

где  $I$  – полный ток по сечению шнура.

Каждый из элементов тока создает в точке  $\varphi = 0$  магнитное поле:

$$d\vec{B} = \frac{2dI}{Rc} d\vec{b} = \frac{2a \cdot I \cdot \cos(n\varphi) d\varphi}{\pi R_0 c \sqrt{R^2 + R_0^2 - 2R \cdot R_0 \cdot \cos \varphi}} \vec{b},$$

где  $R$  – расстояние от центра невозмущенного шнура до точки измерения магнитного поля,  $\vec{b}$  – единичный вектор, задающий направление поля.

Его проекция на азимутальное направление равна:

$$\vec{b}\vec{e}_\varphi = \frac{R - R_0 \cos \varphi}{\sqrt{R^2 + R_0^2 - 2R \cdot R_0 \cos \varphi}}.$$

Тогда элемент азимутального поля равен:

$$dB_\varphi = \frac{2a \cdot I \cdot (R - R_0 \cos \varphi) \cos(n\varphi) d\varphi}{\pi R_0 c \cdot (R^2 + R_0^2 - 2R \cdot R_0 \cos \varphi)}.$$

Разложим в ряд:

$$\frac{1}{R^2 + R_0^2 - 2R \cdot R_0 \cos \varphi} = \frac{1}{R^2 + R_0^2} \sum_k \left( \frac{2R \cdot R_0}{R^2 + R_0^2} \cos \varphi \right)^k.$$

Заметим, что:

$$\int_0^{2\pi} \cos(n\varphi) \cos^k \varphi d\varphi = \frac{\pi}{2^k} C_k^{\frac{k-n}{2}} = \frac{\pi}{2^k} \frac{k!}{\left(\frac{k+n}{2}\right)! \left(\frac{k-n}{2}\right)!}.$$

При этом интеграл равен нулю, если  $k < n$ , либо  $k$  не кратен  $n$ , либо  $k$  и  $n$  имеют разную четность.

В итоге возмущение поля равно:

$$B_\varphi = \frac{2I}{\pi R_0 \cdot c} \frac{1}{R^2 + R_0^2} \sum_k \cos k\varphi \sum_{n < k} a_n \left( R \left( \frac{2R \cdot R_0}{R^2 + R_0^2} \right)^k - R_0 \left( \frac{2R \cdot R_0}{R^2 - R_0^2} \right)^{k-1} \right) \frac{\pi}{2^k} \frac{k!}{\left(\frac{k+n}{2}\right)! \left(\frac{k-n}{2}\right)!}$$

Или, в матричном виде:

$$AM = \frac{\pi R_0 c (R^2 + R_0^2)}{2I} B_\varphi,$$

где  $A$  – вектор, составленный из амплитуд Фурье-разложения сечения,  $B_\varphi$  – вектор, составленный из амплитуд Фурье-разложения магнитного поля,  $M$  – матрица, элементы которой

$$m_{nk} = \begin{cases} 0, \text{ если } k < n \mid k \not\equiv n \pmod{2} \mid (k \neq 2 \ \& \ n \neq 2) \\ \left( R \left( \frac{2R \cdot R_0}{R^2 + R_0^2} \right)^k - R_0 \left( \frac{2R \cdot R_0}{R^2 - R_0^2} \right)^{k-1} \right) \frac{\pi}{2^k} \frac{k!}{\left(\frac{k+n}{2}\right)! \left(\frac{k-n}{2}\right)!}, \text{ иначе.} \end{cases}$$

Так как матрица является нижнетреугольной, то задача восстановления мод формы сечения по модам магнитного поля является однозначной.

Однако при увеличении числа датчиков и повышении номера моды ухудшается обусловленность матрицы  $M$ , что ведет к усилению цифровых ошибок. Для седьмой моды число обусловленности достигает 50, что делает нецелесообразным дальнейшее увеличение количества точек измерения.

Входящий в уравнение коэффициент  $c/2I$  вычисляется по значению нулевой моды:

$$\frac{c}{2I} = \frac{1}{B_{\varphi,0}R},$$

после чего уравнение принимает окончательный вид:

$$A = \frac{\pi R_0(R^2 + R_0^2)}{B_{\varphi,0}R} M^{-1} B_{\varphi}.$$

Так как в правую часть уравнения входит только отношение мод магнитного поля, то абсолютная калибровка датчика не является необходимой.

Листинг кода, вычисляющего матрицу перехода от данных о магнитном поле в данные о сечении плазменного шнура приведен в прил. 4.

### **§ 3.2. Обзорный спектр колебаний тока.**

Основные результаты, приведенные в данном параграфе, были впервые опубликованы в [10, 11].

При обработке данных катушек Мирнова, полученных при создании предварительной плазмы, был обнаружен ряд характерных особенностей.

На 1-4 модах наблюдается искажение формы токовой поверхности с периодом  $\sim 10 \div 100$  мкс (согласованным с колебаниями тока по плазме), с амплитудой, переходящей через ноль при занулении тока и относительно стабильной фазой (Рис. 3.1).

Выбор интервала частот  $0 \div 5$  МГц обусловлен отсутствием выраженных особенностей, не относящихся к наводкам на измерительные цепи, в области больших частот. Из всех возможных значений фаз выбран интервал  $[-\pi, \pi]$ , в результате чего при переходе через границы интервала происходит скачок графика фазы на величину  $2\pi$ . Величины фазы, различающиеся на  $2\pi$ , физически тождественны, разрыв является следствием выбранного метода визуализации результатов.

Длина окна преобразования составляет  $5 \div 15$  мкс, что отвечает характерному времени изменения параметров плазмы и обеспечивает наилучшее частотное разрешение  $\delta f \sim 100$  кГц.

Наличие участков плавного изменения фазы говорит о том, что в азимутальном распределении тока нет ярко выраженных высоких мод. Подобная форма токовых поверхно-

стей может быть объяснена существованием в разряде структуры с характерным размером порядка четверти диаметра плазменного шнура.

В моменты перехода тока разряда из области положительных значений в область отрицательных были также замечены колебания с периодами 0.11-0.14 мкс, 0.6-0.8 мкс, 0.8-1.2 мкс (рис. 3.2).

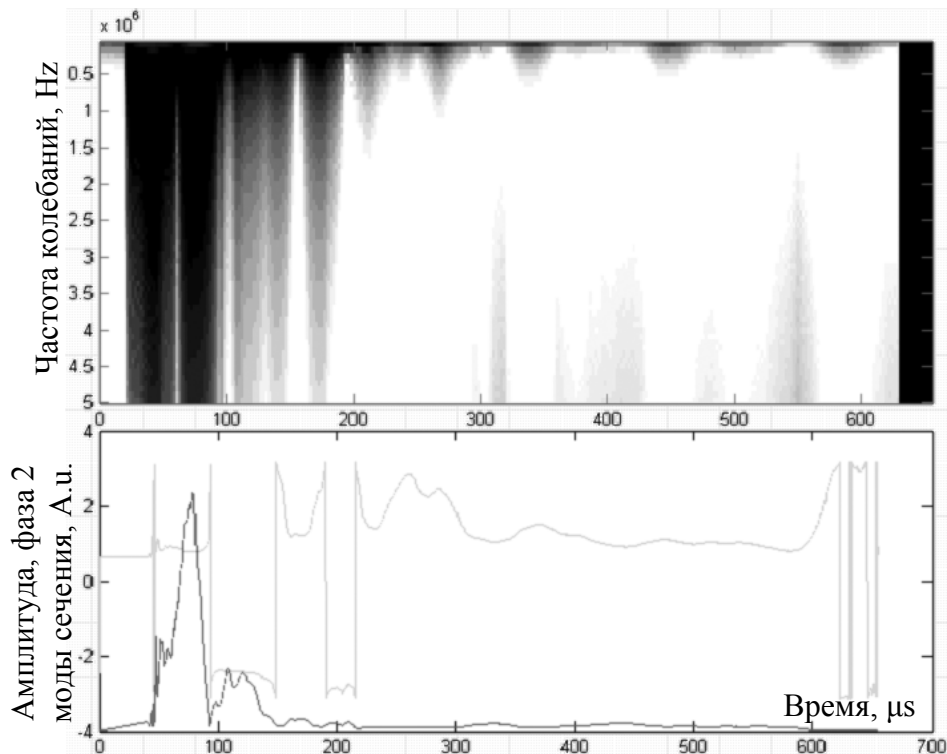


Рис. 3.1. Колебания формы плазменного шнура (предварительная плазма) на второй пространственной моде. Вверху – спектрограмма, внизу – значения амплитуды и фазы колебания. Максимальное значение амплитуды – 2% радиуса шнура. Выстрел PL8692.

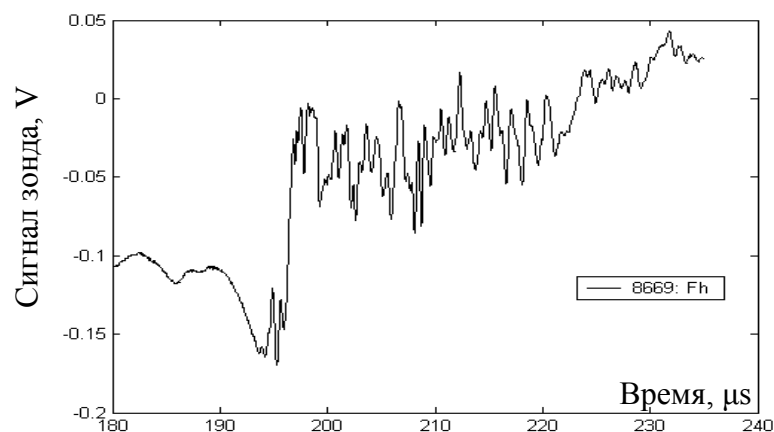


Рис. 3.2. Возникновение колебания сигналов при переходе тока разряда через ноль в момент  $t=190-195 \mu\text{s}$ .

Анализ сигналов с помощью приведенного математического аппарата показал, что данные процессы являются колебанием амплитуды второй моды пространственного сечения на уровне  $\sim 1\%$  диаметра. Фаза остается равной  $\sim -2$  радиан (рис. 3.3).

С учетом положения начала отсчета каналов получаем, что данное возмущение является сжатием-растяжением сечения в вертикальном направлении. Период колебаний оценивается как соответствующий временам распространения ионно-звуковой либо альфвеновской волны вдоль отдельной ячейки гофрировки. Отметим, что в этих измерениях плазма являлась холодной с температурой  $\sim 2$  eV. Выделенное вертикальное направление может быть вызвано геометрией окон в вакуумной камере.

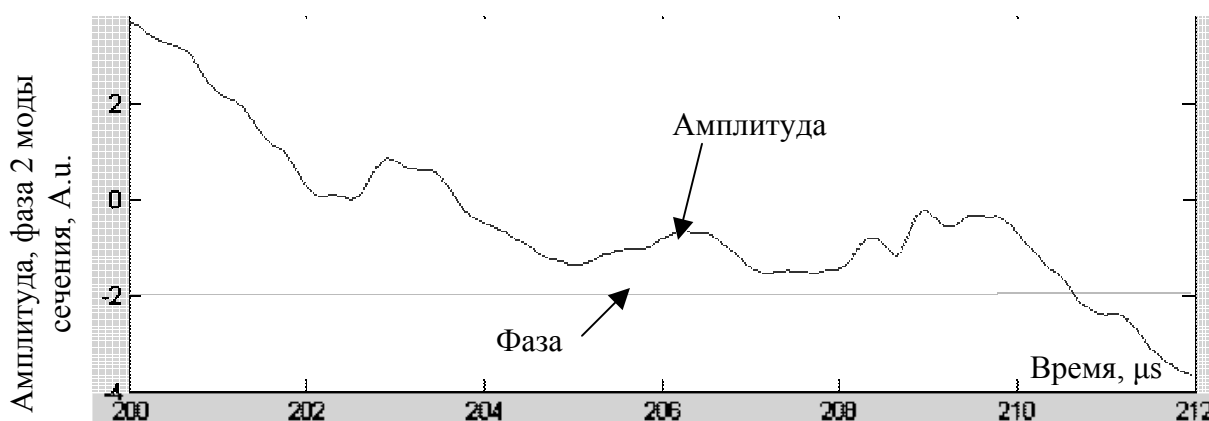


Рис. 3.3. Колебания формы плазменного шнура (предварительная плазма) на второй пространственной моде. Максимальное значение амплитуды – 1.5% радиуса шнура.

При переходе тока через ноль силовые линии магнитного поля перестают быть спирально закрученными, в результате чего одна и та же силовая линия может пройти возле нескольких окон установки. Для такой линии скорость радиального смещения за счет скиннирования магнитного поля заметно отличается от скорости смещения линии, целиком проходящей вдоль металлической поверхности.

В результате напротив окон образуется «выступ» плазмы и магнитного поля. При дальнейшем закручивании силовых линий возникает радиальная возвращающая сила, которая и является причиной распространения волны.

В спектрах всех сигналов наблюдались колебания с периодами  $0.11 \div 0.14$  мкс,  $0.5 \div 0.6$  мкс,  $0.8 \div 1.2$  мкс,  $2 \div 3$  мкс.

В отдельных экспериментах по инжекции в плазму РЭП наблюдались также долгоживущие слабокоррелированные колебания сигналов с характерными периодами более 5 мкс (рис. 3.4, 3.5). Было замечено, что подобные возмущения повторяются в течение одного дня экспериментов. Корреляцию с положением диафрагм и диагностик рентгеновского излучения в зоне ввода пучка в соленоид обнаружить не удалось. Стоит отметить,

что возникновению подобных явлений предшествовал напуск атмосферного воздуха в установку. Однако подобные явления возникают не при каждом напуске, что не позволяет точно связать данные колебания с вакуумными условиями и концентрацией примесей в плазме.

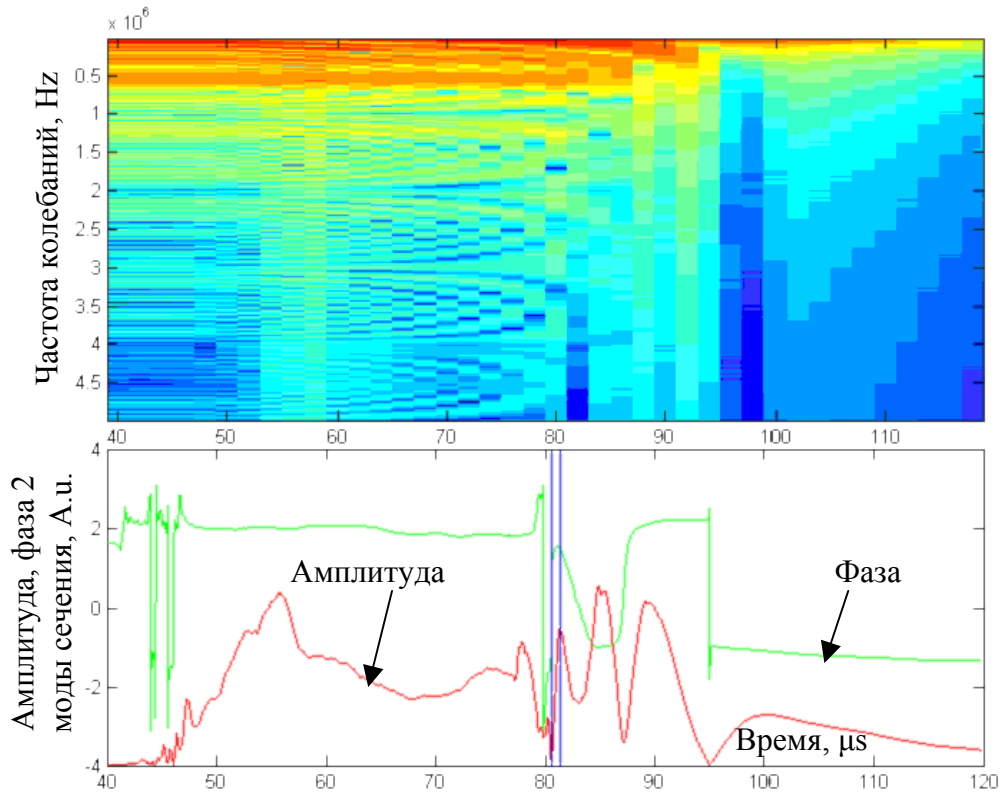


Рис. 3.4. Колебания формы плазменного шнура (инжекция РЭП) на второй пространственной моде. Вверху – спектрограмма, внизу – значения амплитуды и фазы колебания. Максимальное значение амплитуды – 2% радиуса шнура. Выстрел PL8700.

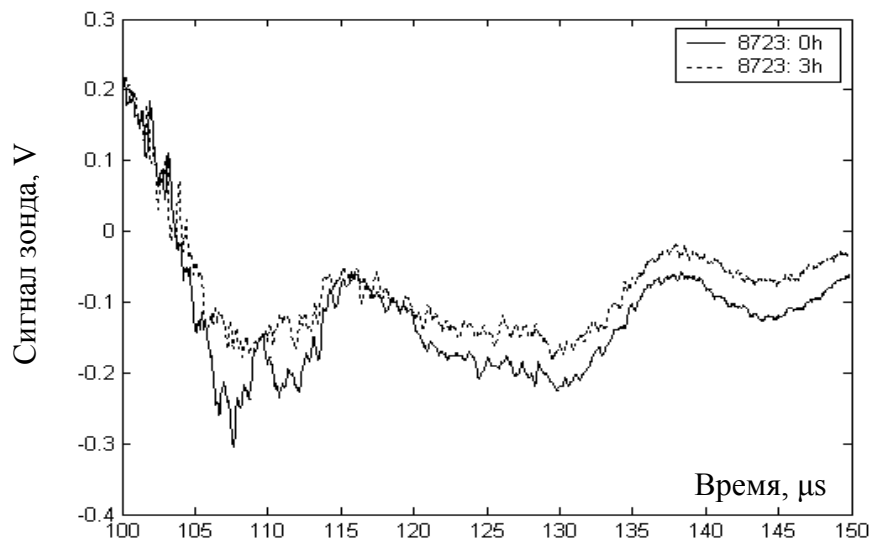


Рис. 3.5. Сигналы измерительных датчиков после инъекции РЭП. Наблюдаются периоды 0.12  $\mu\text{s}$ , 0.6  $\mu\text{s}$ , 15  $\mu\text{s}$ .

### § 3.3. Математические процедуры обработки экспериментальных данных на основе вейвлет-анализа.

Для повышения временной разрешающей способности метода было предложено использовать математический аппарат вейвлет-анализа. Подобный метод позволяет адаптивно изменять длину окна преобразования в зависимости от диагностируемого диапазона частот. Предполагалась возможность анализа колебаний с периодом более 10 мкс при сохранении разрешения в области высоких частот.

Использовались ядра вейвлет-преобразования типов: отрезок синусоиды и «мексиканская шляпа». [12]

На Рис. 3.6. показан пример восстановления периода колебаний для тестовой функции  $f(x) = \sin x^2$ . Заметного повышения точности относительно преобразования Фурье в окне не наблюдается за счет повышения уровня цифровых шумов.

Вейвлет-разложение экспериментального сигнала также не показывает результата, существенно отличного от получаемого с помощью Фурье-разложения (Рис. 3.7).

Вследствие упомянутых причин, а также высокой вычислительной сложности алгоритма, использование вейвлет-разложения было признано неэффективным.

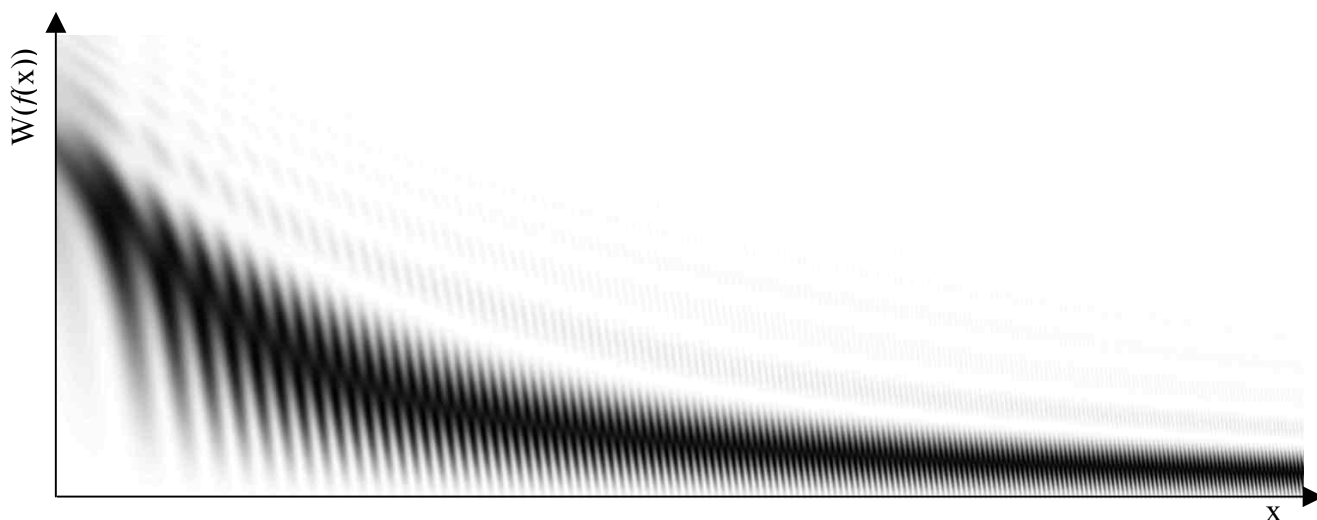


Рис. 3.6. Вейвлет-разложение тестовой функции  $f(x) = \sin x^2$

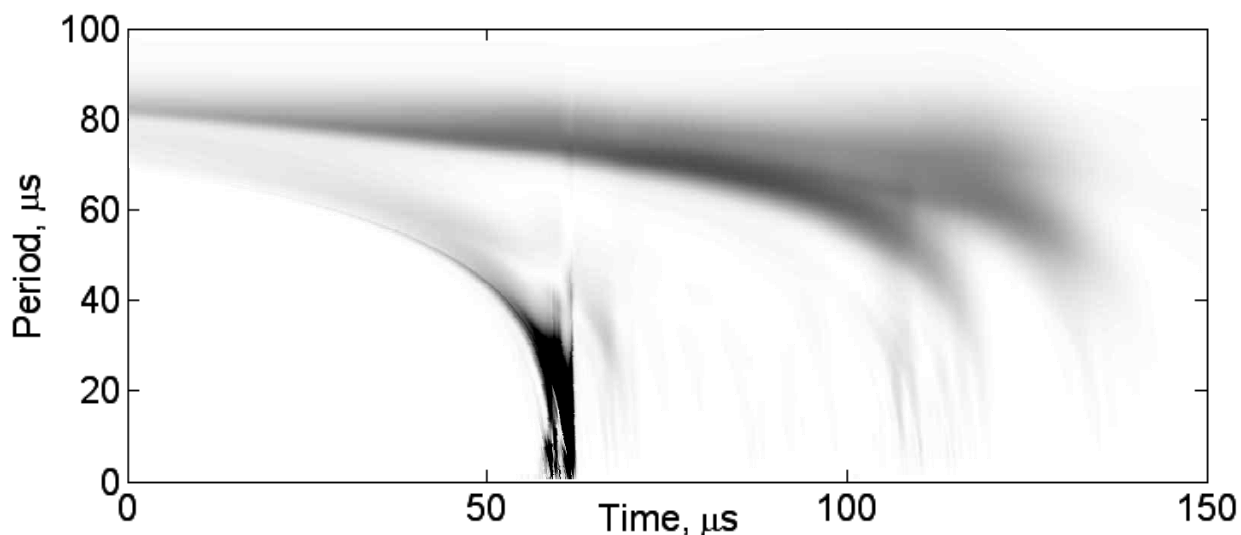


Рис. 3.7. Пример вейвлет-разложения экспериментального сигнала. PL9093, Azimuth\_01.

### **§ 3.4. Математические процедуры обработки экспериментальных данных на основе корреляционного анализа.**

Для обеспечения возможности использования одностипных вычислительных средств при обработке как основного сигнала, так и малоамплитудных колебаний, происходящих после затухания основного тока, было предложено использовать аппарат корреляционного анализа с применением нормировки на мгновенную амплитуду возмущений.

Применение данного метода к тестовой функции  $f(x) = \sin x^2$  (Рис.3.8) показало невозможность восстановления с помощью им спектра, состоящего из большого числа линий, вследствие возникновения цифровых шумов и гармоник основных частот. Применение данного метода к обработке экспериментального сигнала было признано нецелесообразным.



Рис. 3.8. Корреляционное разложение тестовой функции  $f(x) = \sin x^2$



## Глава 4. Стабилизация РЭП облаком тяжелого газа в выходной части установки.

### § 4.1. Введение в задачу.

Условия экспериментов, проводимых на установке ГОЛ-3, предполагают инжекцию в плазму релятивистского электронного пучка с током, превосходящим критерий возникновения неустойчивости Крускала-Шафранова [6]. Обеспечение макроскопической устойчивости достигается за счет генерации обратного тока в тонком слое горячей плазмы с классической проводимостью вне области, занятой пучком.

В то же время измерения тока электронного пучка и распределения свечения гамма-излучения с поверхности плазмоприемника показали, что возникают неустойчивости, приводящие к его смещению в пределах плазменного шнура и разбиению на струйки. Указанное поведение может вызываться исходной асимметрией электронного пучка, неоднородностью протекания обратного тока либо недостаточной степенью токовой компенсации.

Для улучшения условий вмороженности магнитного поля в плазмоприемник и обеспечения большей однородности обратного тока было предложено повысить проводимость плазмы в области плазмоприемника за счет создания облака тяжелого газа (в эксперименте использовался криптон). Инжекция осуществлялась в расширительную камеру с помощью импульсного клапана. Поскольку длина свободного пробега для атома криптона в газовых условиях, соответствующих установке ГОЛ-3, составляет  $\lambda \sim 10$  см, то при температуре 300 °К и длительности напуска газа 30 ÷ 80 мкс характерный размер облака составляет 1 м, что много меньше длины установки. Концентрация криптона с увеличением времени инжекции выше 15 мс растет линейно и составляет  $10^{15}$  см<sup>-3</sup> для длительности 35 мс.

Проведение экспериментов с напуском тяжелого газа предполагало проявление двух эффектов. Первый – протекание обратного компенсационного плазменного тока обусловлено рождением электронов на поверхности плазмоприемника, в результате эмиссионная способность поверхности и проводимость дебаевского слоя должны существенно влиять на качество генерируемого тока. Обе эти величины линейно связаны с плотностью плазмы вблизи поверхности плазмоприемника. Второй – увеличение массы и проводимости замагниченной плазмы вблизи плазмоприемника должно закрепить магнитное поле от возможности его поперечного колебания.

В данной главе рассмотрено влияние указанного способа стабилизации на колебания «тонкого» релятивистского электронного пучка и обратного тока в средней части установки, а так же их сравнение с прямыми измерениями асимметрии пучка и поперечным потоком энергии на стенку вакуумной камеры.

## § 4.2. Спектральные характеристики колебаний тока.

### 4.2.1. Спектральная плотность колебаний.

В случае идеальной вмороженности силовых линий в области плазмоприемника жесткость по отношению к поперечному смещению тока в выходном узле стремится к бесконечности, что приводит к наложению дополнительного граничного условия на колебания плазменного шнура и выделению дискретного спектра частот. Данное явление можно описать как образование стоячих магнитных волн, запертых между концами установки. Характерную частоту колебаний первой моды можно оценить через удвоенное время пробега альфвеновской волны по длине установки. Для среднего поля 4 Тл и плотности  $10^{14}$  см<sup>-3</sup> имеем:

$$f \sim \frac{V_a}{2 \times L} \sim 500 \div 1000 \text{ кГц}.$$

Пример сигнала азимутального магнитного датчика во время инжекции РЭП малого радиуса в плазму приведен на Рис. 4.1.

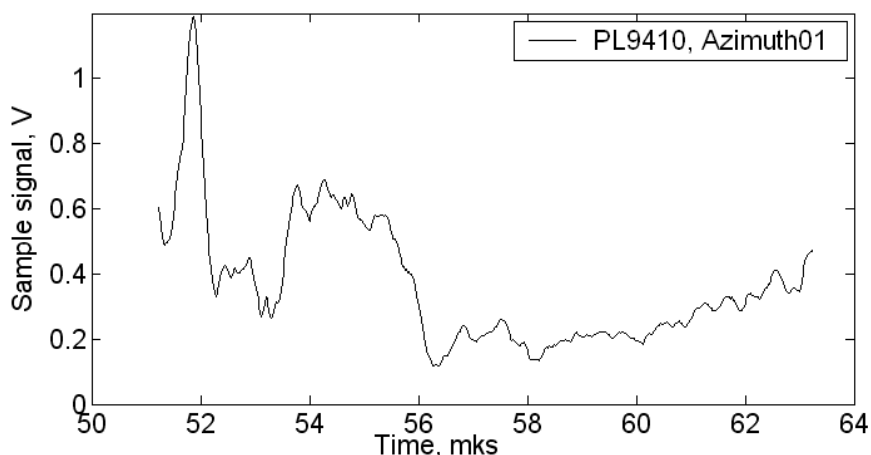


Рис. 4.1. Характерный вид сигнала азимутального магнитного датчика во время инжекции РЭП в плазму.

Анализ спектральных характеристик колебаний полного тока по плазме во время инжекции релятивистского электронного пучка производился с помощью Фурье-анализа первой пространственной моды, восстановленной из сигналов многоканальной магнитной

диагностики по стандартной процедуре (см. главу 3), в окне, совпадающем с временем прохождением пучка. Характерный вид получаемых разложений для различных плотностей облака криптона показан на Рис. 4.2. Начальные фазы каждой из мод, определяемые моментом возбуждения соответствующей гармонике, можно считать случайными и в дальнейшем не рассматривать.

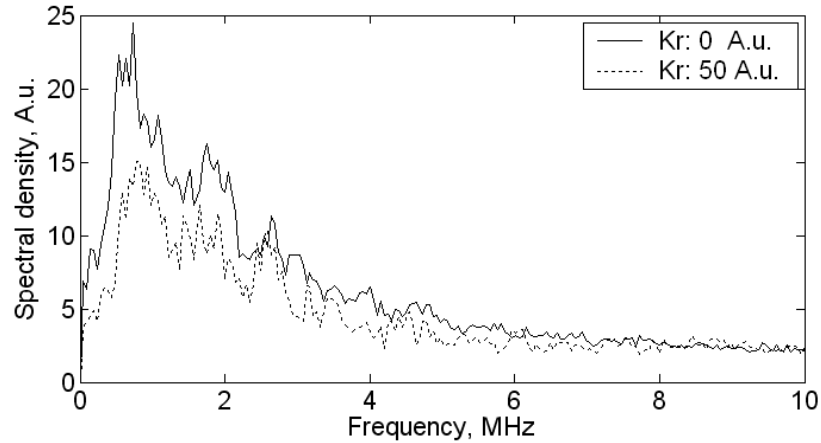


Рис. 4.2. Типичная спектральная плотность колебаний тока в режимах с напуском криптона и без него.

Для минимизации влияния прочих условий эксперимента произведем усреднение спектров всех импульсов, произведенных в одинаковых режимах по плотности облака тяжелого газа.

Найдем ослабление энергии колебаний относительно режима без инъекции криптона (Рис. 4.3), как

$$attn_{Kr}(\omega) = 20 \log \left( \frac{A_{Kr}(\omega)}{A_0(\omega)} \right),$$

где  $attn_{Kr}$  — ослабление в дБ,  $A_0$  и  $A_{Kr}$  — амплитуды спектрального разложения в различных режимах.

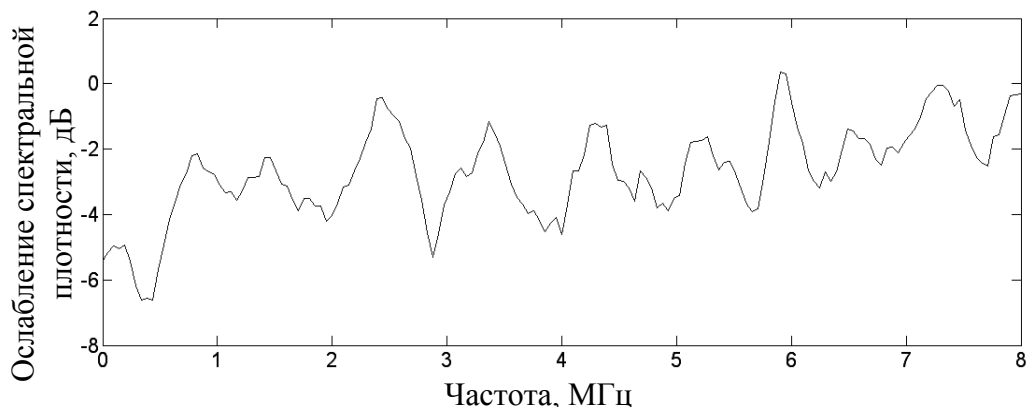


Рис. 4.3. Спектральное ослабление колебаний тока. Произведено сглаживание графика по 5 точкам.

В полученной частотной зависимости спектрального ослабления прослеживаются пики в районе частоты  $f \sim 0.8$  МГц и ее гармоник, что хорошо согласуется с исходным предположением о подавлении нецелых продольных мод колебаний, достигающим 1.5 раз для концентрации криптона  $1.2 \times 10^{15}$  см<sup>-3</sup>.

#### 4.2.2. Зависимость энергии колебаний от концентрации криптона.

В качестве интегральной характеристики колебаний токов РЭП и плазмы выберем величину, имеющую смысл полной энергии осцилляций первой азимутальной моды на всех измеряемых частотах. Энергию примем пропорциональной

$$E_{Kr} \sim \int_0^{\omega_{max}} A_{Kr}^2(\omega) d\omega,$$

где  $\omega_{max}$  определяется амплитудно-частотной характеристикой измерителя и принято равным 8 МГц.

Зависимость данного параметра от концентрации криптона, выраженной через длительность его напуска, приведена на Рис. 4.4. Погрешность определения среднего значения энергии колебаний для длительности напуска 20 мс объясняется малым объемом экспериментальной статистики, полученной в этом режиме.

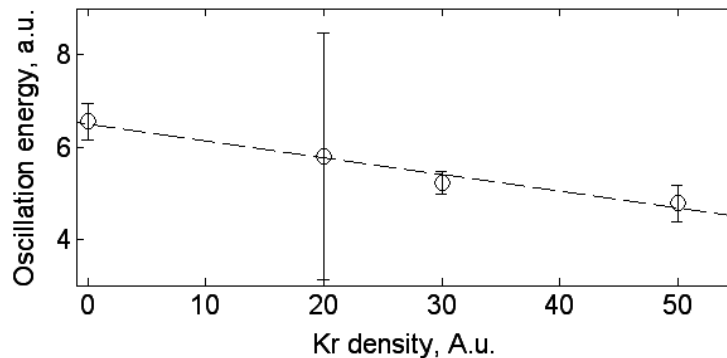


Рис. 4.4. Зависимость полной энергии колебаний первой моды от плотности облака тяжелого газа.

В указанных режимах работы энергия колебаний тока линейно спадает с повышением плотности газа в области плазмоприемника, что говорит о сохранении неидеальной вмороженности магнитных силовых линий.

### § 4.3. Сравнение энергии колебаний тока с асимметрией отпечатка РЭП.

Приведем для сравнения результаты прямого наблюдения колебаний пучка в выходной части установки, полученных фотографированием с помощью камеры-обскуры тор-

мозного гамма-излучения, генерируемого при попадании сильноточного РЭП на вольфрамовый плазмоприемник. [13] Видимое изображение формируется на пластине кристалла CsI (диаметр 20 мм, толщина 10 мм) и фотографируется с помощью ПЗС-камеры с временным разрешением. Пространственное разрешение системы составляет 5 мм, временное — 7 мкс. Стоит отметить, что подобное временное разрешение сравнимо с временем инжекции электронного пучка, следовательно, все быстрые колебания представляются на снимках как увеличение площади отпечатка. В случае если движение пучка не аксиально-симметрично, возрастает также асимметрия отпечатка, выражаемая, как среднеквадратичное отклонение его края от круговой формы.

Наиболее характерные различия между отпечатками пучка в различных режимах работы приведены на Рис. 4.5.

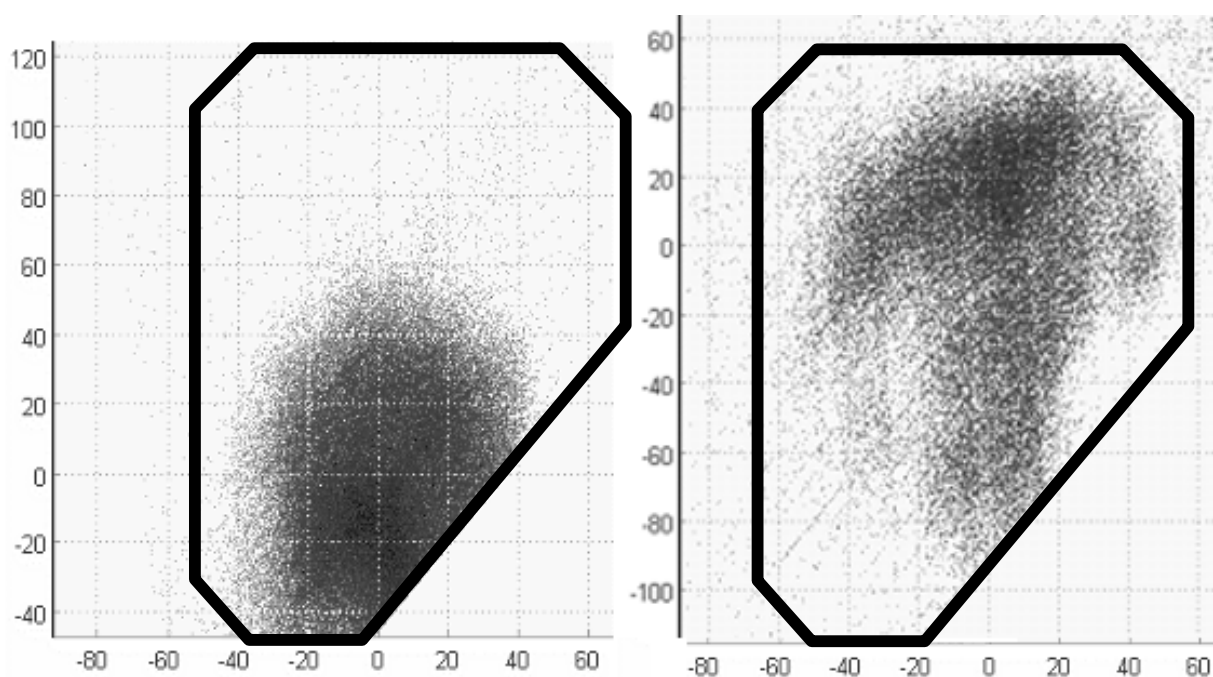


Рис. 4.5. Отпечатки пучка в режимах с инжекцией криптона (слева, PL9607) и без инжекции криптона (слева, PL9629). Рамкой отмечена видимая область.

Радиус пучка в области плазмоприемника, рассчитываемый из данных магнитного поля и диаметра формирующей пучок диафрагмы на входе установки, равен  $R=34$  мм. Как видно, измеряемый по фотографиям размер пучка (Рис. 4.6) практически не зависит от концентрации газового облака и в первом приближении близок к расчетному значению.

В то же время асимметрия пучка существенно зависит от плотности облака тяжелого газа. (Рис. 4.7) Данный параметр также снижается до плотностей криптона  $30 \div 40$  отн. ед., что, по всей видимости, связано с подавлением пространственных колебаний тока, наблюдаемых с помощью азимутальной магнитной системы.

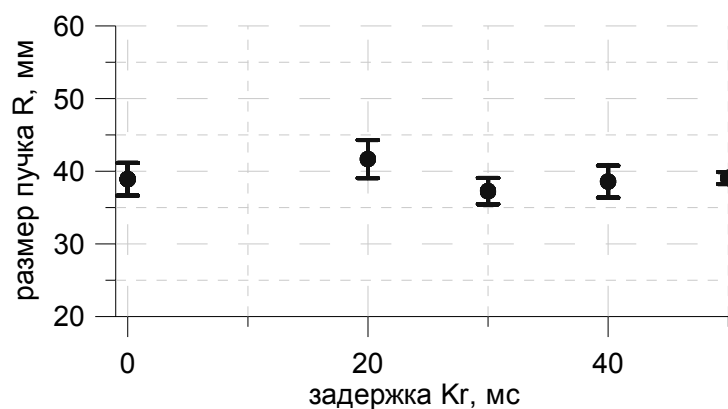


Рис. 4.6. Радиус РЭП в области плазмopриемника.

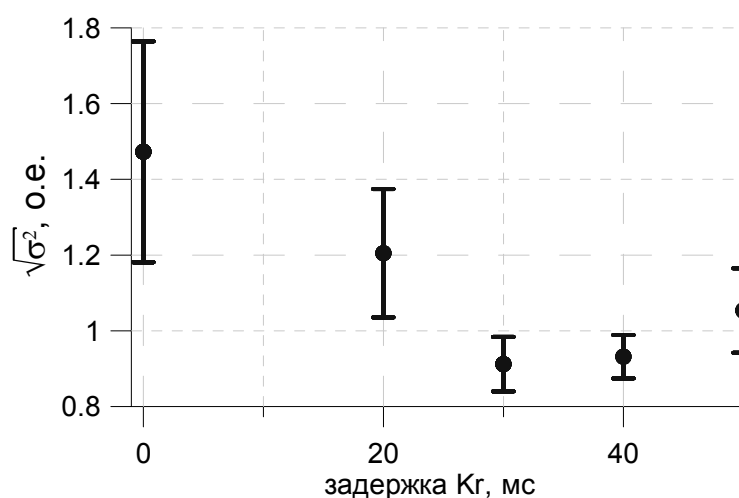


Рис. 4.7. Асимметрия сечения РЭП в области плазмopриемника.

#### **§ 4.4. Сравнение энергии колебаний тока с поперечным потоком энергии на стенку вакуумной камеры.**

Для диагностики потерь энергии плазмы поперек магнитного поля на установке ГОЛ-3 в настоящее время используется система калориметров, установленных в точках, отстоящих от центра входной пробки на  $z = 161, 557$  и  $975$  см, и находящихся соответственно в области максимума энерговыделения РЭП, середине плазменного шнура и вблизи от выходной пробки. Калориметры представляют собой графитные фольги толщиной 100 мкм, обеспечивающей полное поглощение излучения и тепловых частиц; поглощенная энергия определяется по изменению температуры фольги с помощью медь-константановой термопары.

Предполагается, что продольный профиль плотности поперечного потока энергии достаточно гладок и не имеет выбросов в выделенных точках установки, полный попе-

речный поток энергии может быть оценен через средний поток энергии для данных трех датчиков.

Наиболее характерными для изучения влияния облака тяжелого газа в выходной части установки представляются данные наиболее близкого к данной точке датчика, поскольку влияние на него процессов, происходящих в области нагрева плазмы, минимально. Зависимость данного потока от длительности инъекции криптона приведена на Рис. 4.8.

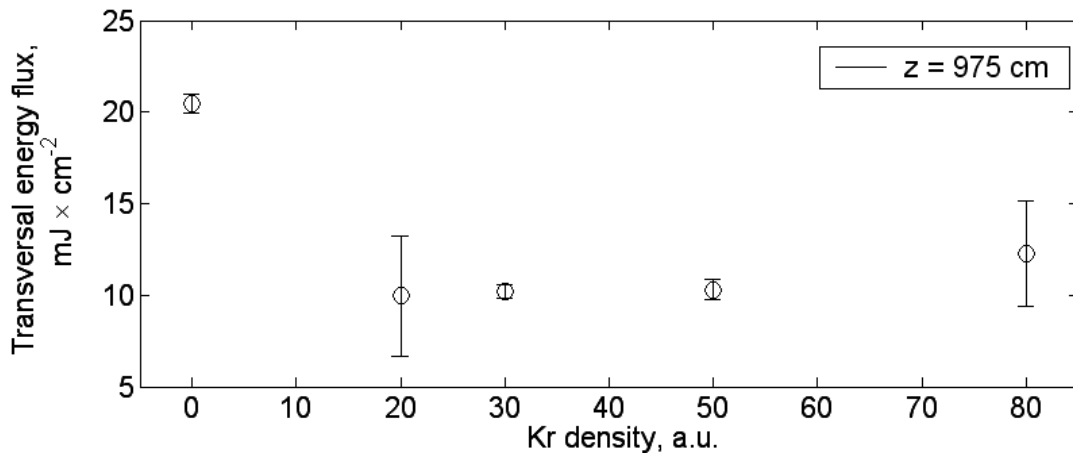


Рис. 4.8. Зависимость плотности поперечного потока энергии вблизи от выходной пробки от плотности облака тяжелого газа.

Приведенная зависимость также быстро падает с улучшением условий стабилизации тока в выходной части установки. Минимум, как и для асимметрии отпечатка пучка, наблюдается при длительности инъекции порядка  $20 \div 50$  мс. В дальнейшем наблюдается слабый рост поперечных потерь. Данный эффект может быть связан с распространением облака криптона до точки установки калориметра и резким повышением потерь энергии на излучение в данной области.

Кроме того, интерес могут представлять зависимости полного потока энергии на стенку вакуумной камеры. (Рис. 4.9) В оценке принято, что средний поток энергии на стенку вакуумной камеры равен

$$W_{mean} = \frac{1}{6}W_{161} + \frac{1}{2}W_{557} + \frac{1}{3}W_{975},$$

где  $W_i$  — поток энергии на соответствующий калориметр, а площадь поверхности камеры  $S \approx 40000 \text{ см}^2$ .

На данной зависимости резко выделен минимум поперечного потока энергии для концентрации облака криптона, также равной  $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Дальнейший рост не может вызываться повышением концентрации примесей вследствие низкой скорости движения границы облака, однако может объясняться изменением условий работы плазменного уз-

ла, и, как следствие, менее стабильным протеканием тока в предварительной плазме и при инъекции РЭП.

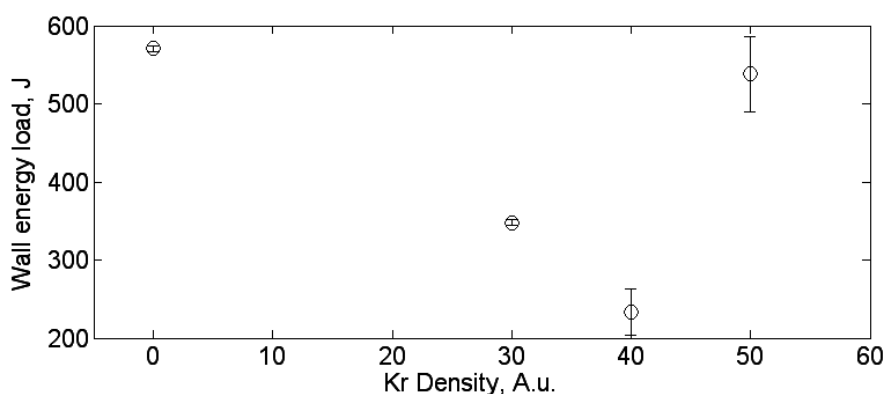


Рис.4.9. Зависимость полного потока энергии на стенку вакуумной камеры от плотности облака тяжелого газа.

#### § 4.5. Выводы по задаче.

В ходе экспериментов по стабилизации тонкого релятивистского электронного пучка был зафиксирован эффект влияния облака газа в выходном расширителе установки ГОЛ-3 на стабильность протекания электронного пучка через ловушку. Наблюдалось подавление колебаний тока системы «РЭП — плазма» до  $6 \div 8$  дБ на всех пространственных модах, не имеющих узла в выходной части установки, что привело к обострению спектрального пика с частотой 800 кГц и его гармоник; а также монотонному падению полной энергии колебаний с ростом плотности плазмы в расширителе.

Полученные результаты хорошо согласуются с прямыми измерениями асимметрии интегрального поперечного сечения электронного пучка на плазмодриемнике, минимальной при наличии облака криптона плотностью  $\sim 8 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . При дальнейшем увеличении плотности асимметрия медленно возрастает. Подобное явление хорошо объясняется подавлением колебаний плазмы в данной области.

Аналогичное поведение проявляет плотность поперечного потока энергии из плазмы, имеющая минимум при  $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , что обеспечивает уменьшение поперечных потерь из плазмы до 2 раз.

Стабилизация электронного пучка может быть объяснена улучшением электрического контакта плазмы с плазмодриемником, что приводит к более однородной компенсации тока пучка, а также замороженностью магнитного поля в торец плазмодриемника.

Таким образом, инъекция облака тяжелого газа в выходной расширитель представляется достаточно эффективным методом уменьшения потерь энергии за счет подавления колебаний и неустойчивостей РЭП, инжектируемого в плазму.



## Глава 5. Импульсная магнитная активность плазмы на стадии остывания.

### § 5.1. Введение в задачу.

При проектировании диагностики предполагалось, что полезный сигнал может быть получен только при наличии сильного продольного тока по плазме. Однако в отдельных экспериментах по инъекции РЭП в момент времени  $\sim 100 \div 600$  мкс от конца инъекции пучка, при малом токе по плазменному шнуру, возникали единичные короткоживущие возмущения. [14] (Рис. 5.1) Данное возмущение отличается от характерных электростатических наводок на измерительные цепи как более плавной формой фронтов, так и наличием фазовых сдвигов между соседними каналами.

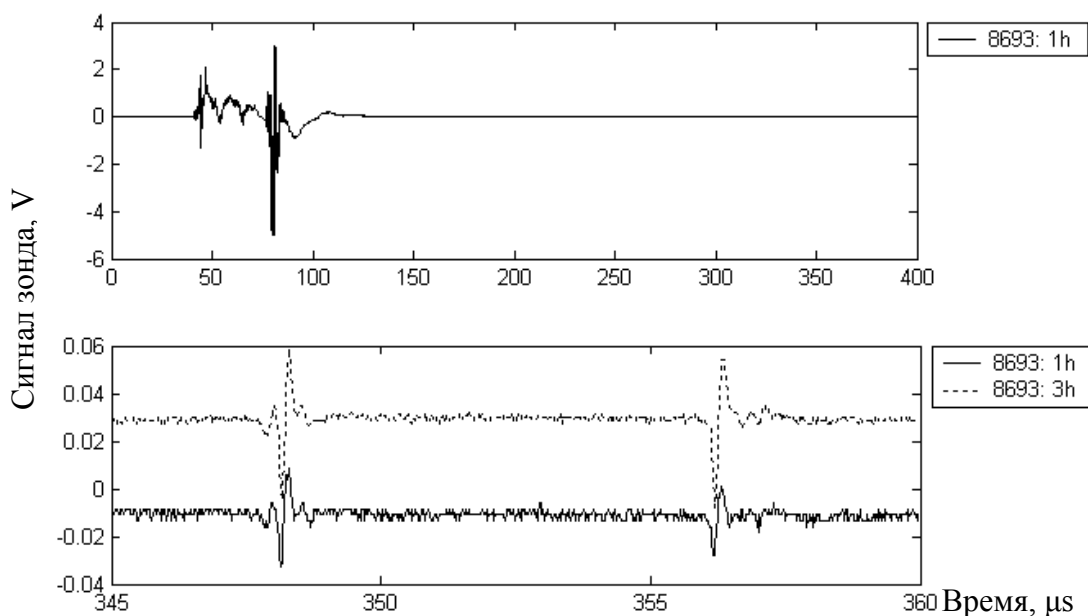


Рис. 5.1. Импульсная активность плазмы на стадии остывания.

Подобные явления также наблюдались в [6] на сигналах неинтегрирующих диамагнитных петель и регистраторов оптического свечения плазмы, однако их детальный анализ не производился.

Возмущение представляет собой короткий (несколько периодов колебаний, в отдельных случаях — один всплеск) волновой пакет с основной частотой порядка  $10^5 \div 10^6$  Гц. (Рис. 5.2) Интеграл амплитуды магнитного поля по всему времени импульса с приборной точностью равен нулю, т.е. данное явление не приводит к генерации полного тока по шнуру, а является следствием возникновения либо исчезновения встречных аксиально-несимметричных струй тока в плазме.

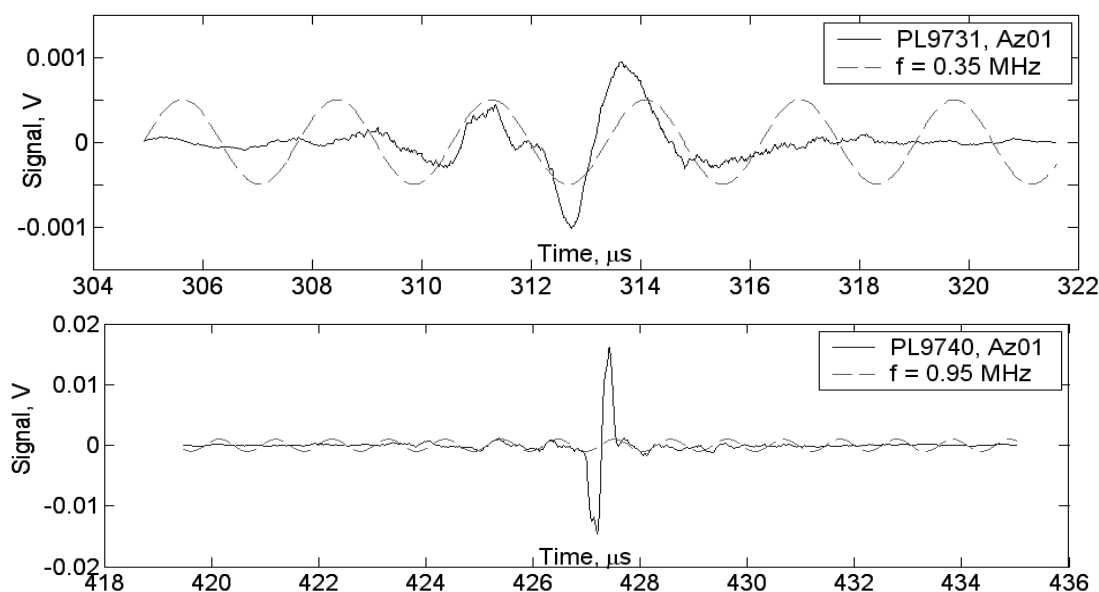


Рис. 5.2. Характерный вид импульсов различных типов. Для сравнения приведены гармонические колебания на несущей частоте импульсов.

Для построения модели данного явления было предложено провести статистический анализ зависимости вероятности возникновения подобного всплеска от его амплитуды и основной частоты. Начало и конец импульса определялись автоматически по уровню сигнала, превышающему  $3\sigma$  шумов АЦП. При математической обработке для гладкости исходных данных использовалась свертка сигнала с весовой функцией, равной 1 между моментами первого и последнего превышения уровня шумов и экспоненциально спадающей за этими границами. В качестве несущей частоты импульса выбиралась точка максимума Фурье-спектра полученной свертки; амплитуда принималась равной максимальному значению модуля самого сигнала.

Было обработано 1186 выстрелов в различных режимах и обнаружено  $\sim 8000$  событий.

В данной главе рассмотрены основные статистические характеристики указанных событий, в частности: протекающие токи, их амплитудное распределение, пространственные и частотные спектры; а также приведены возможные модели происхождения данного явления.

## § 5.2. Оценка силы тока импульса.

Будем считать характерной амплитудой возмущения магнитного поля величину

$$\delta B \sim \frac{1}{\omega_0} \frac{c}{\pi r^2 N} U_0,$$

где  $\omega_0$  — несущая частота импульса,  $U_0$  — амплитудное значение сигнала в измерительной системе, остальные обозначения совпадают с главой 3.

Подобное поле может создаваться линейным током

$$\delta I \sim \frac{r_0}{\omega_0} \frac{c^2}{2\pi r^2 N} U_0,$$

где  $r_0$  — характерное расстояние от измерительной катушки до протекающего тока. В общем случае для мультипольных возмущений тока в оценку войдет также множитель

$\left(\frac{\delta r}{r_0}\right)^n$ , где  $\delta r$  — характерный размер мультиполя, но для малых  $n$  его можно считать

близким к 1.

Тогда для  $r_0 = 5$  см,  $\omega_0 = 400$  кГц имеем

$$\delta I [A] \sim U_0 [mB].$$

Поскольку указанные явления наблюдаются в течение длительного времени после инжекции РЭП, необходимо предположить длительное сохранение в плазме магнитной энергии, что отвечает существованию устойчивых конфигураций тока, замыкающихся в области выходных пробок.

Максимальное время существования подобных конфигураций может быть оценено временем диффузии магнитного поля на размерах, сравнимых с размерами системы:

$$\tau_B \sim \frac{\pi r^2}{D_B} \sim \frac{4\pi^2 r^2 \sigma_{\parallel}}{c^2} \sim 1 \text{ мс} \sim \tau_E,$$

где  $\sigma_{\parallel}$  — продольная проводимость плазмы для температуры  $T \sim 50 \div 100$  эВ.

Данное время сравнимо с энергетическим временем жизни  $\tau_E$ ; следовательно, достаточно сложное распределение токов внутри плазмы может существовать в течение всего эксперимента.

## **§ 5.3. Пространственный спектр возмущений.**

### **5.3.1. Азимутальный спектр.**

Для анализа поперечной структуры возмущений пространственные моды были нормированы на среднюю амплитуду сигналов. Во всех импульсах наблюдается повышенный уровень первой азимутальной гармоники, функция распределения которой существенно несимметрична. (Рис. 5.3.)

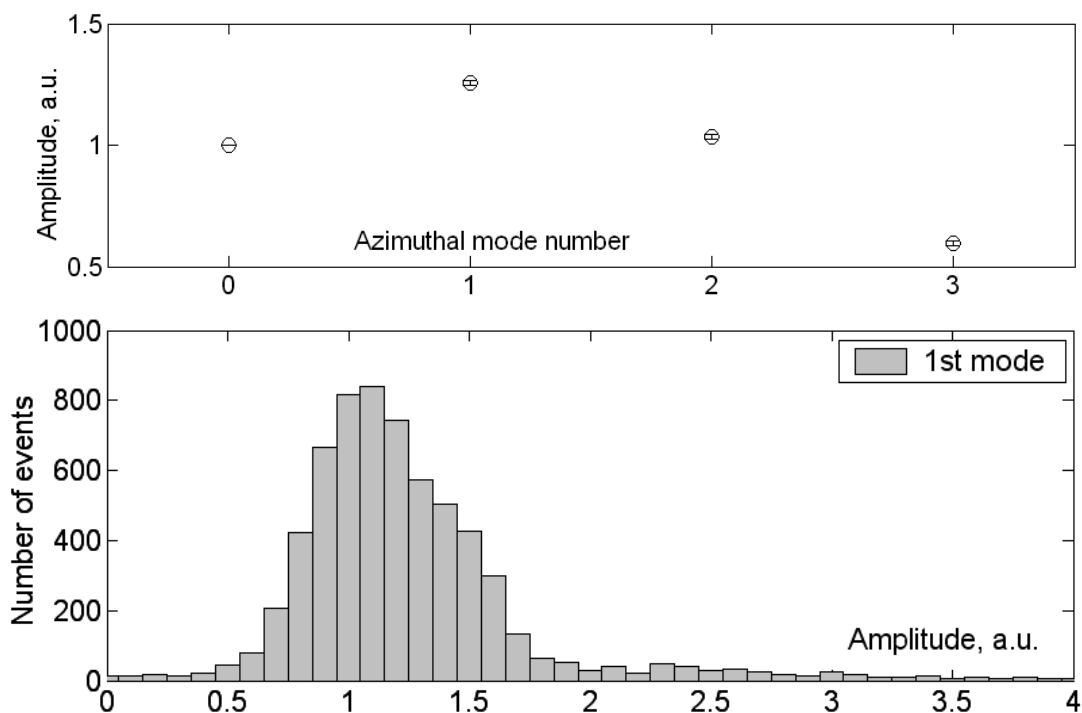


Рис. 5.3. Азимутальный спектр возмущений (вверху), функция распределения первой моды возмущений (внизу).

Амплитуды более высоких мод монотонно спадают. Стоит отметить, что для локализованного на малом масштабе  $a$  возмущения амплитуды азимутального разложения для низких мод могут быть оценены как:

$$A_n \sim \int_{-a}^a \cos^n x dx \sim \int_{-a}^a \left(1 - \frac{nx^2}{2}\right) dx = \tilde{A} - \alpha n,$$

где  $\tilde{A}, \alpha$  — некоторые константы.

Для приведенного распределения  $\alpha \sim \frac{1}{3}$ .

Подобная картина предположительно отвечает существованию в плазме тонких встречных струй тока, смещенных относительно центра. Отсутствие магнитного сигнала, вызванного вращением плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях, в данном предположении говорит об их достаточно симметричном распределении по сечению шнура. К возникновению магнитного сигнала приводит их быстрое затухание либо асимметричное перемещение.

Указанная ситуация может быть вызвана дальнейшей эволюцией распределения токов, возникающего в ходе тиринг-неустойчивости в системе «РЭП — плазма» и описанного в [15] (Рис. 5.4) в случае существования механизма дальнейшего дробления токовых струй.

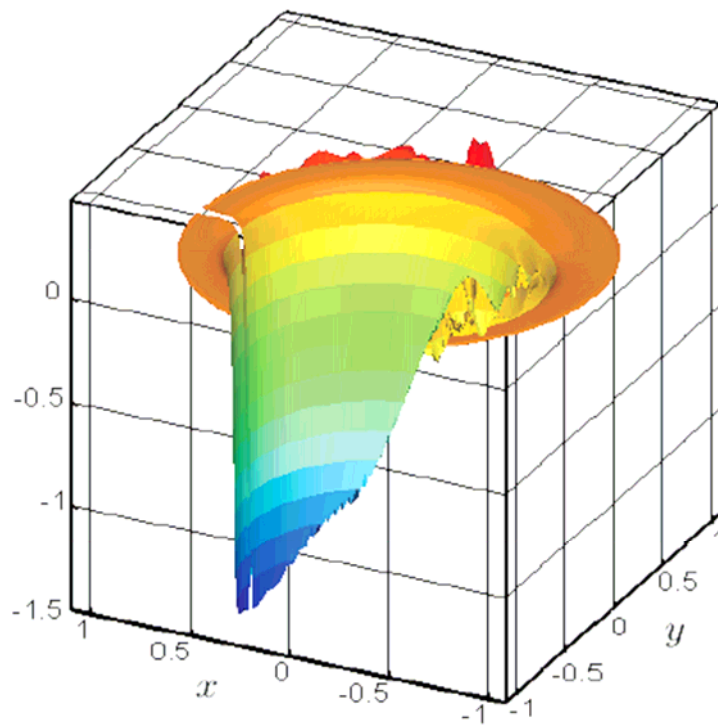


Рис. 5.4. Распределение плотности тока, образующееся в ходе развития тиринг-неустойчивости в системе «РЭП — плазма» в однородном магнитном поле (см. [15]).

### 5.3.2. Продольная корреляция возмущений.

Импульсный характер событий предполагает быструю эволюцию распределения токов из одного квазистационарного состояния в другое. Линейная эволюция несобственных колебаний [16] предполагает распространение области перестройки топологии магнитных поверхностей, и, как следствие, текущих по плазме токов, вдоль ведущего магнитного поля с локальной альфвеновской скоростью.

Процесс распространения возмущения по длине установки непосредственно наблюдался системой компактных азимутальных зондов. (Рис. 5.5) Сигналы различных каналов достаточно сильно скоррелированы между собой. Скорость распространения фронта возмущения составляет  $1 \div 5 \times 10^8$  см/с, что соответствует альфвеновской скорости для среднего поля установки 4 Т и концентрации частиц  $10^{14} \div 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. Волна распространяется от одного из концов установки вдоль всей ее длины. Повышение проводимости плазмы в области входной либо выходной пробки за счет повышения плотности плазмы либо концентрации тяжелых примесей снижает вероятность возникновения возмущения в указанной области.

Подобное поведение позволяет предположить зависимость упомянутого эффекта от локальной скорости диссипации магнитной энергии.

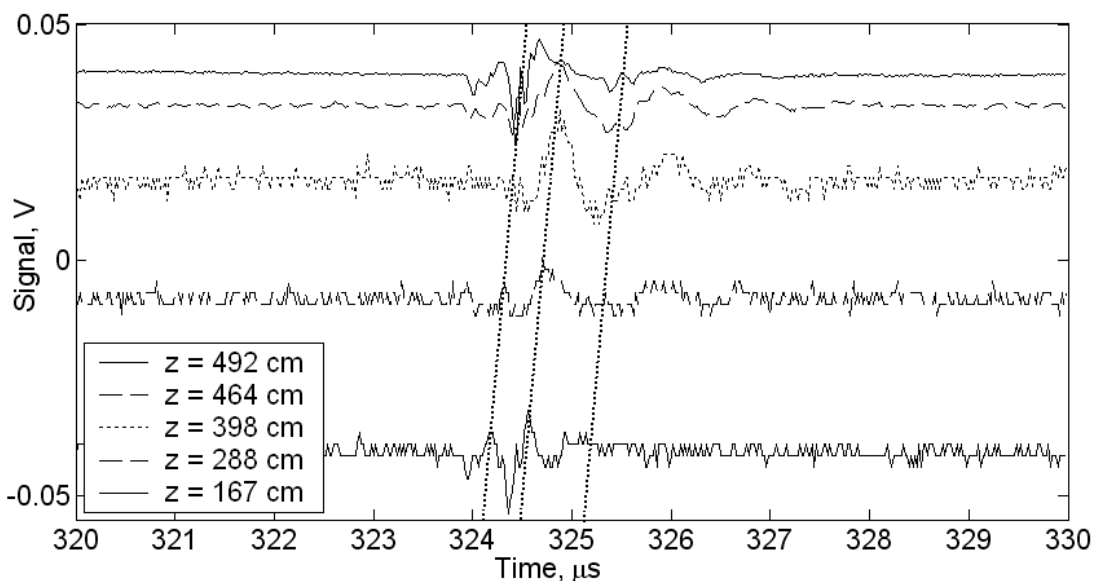


Рис. 5.5. Продольная корреляция возмущений. Нулевые линии сигналов для наглядности смещены пропорционально координатам датчиков, вверху расположены сигналы каналов, наиболее удаленных от начала установки.

Поскольку характерные времена процесса малы по сравнению с временем диффузионного затухания тока, эффект должен вызываться более быстрыми процессами; наиболее характерным для условий конфигурации с встречными токами представляется пере замыкание магнитных силовых линий.

#### **§ 5.4. Сравнение с эмиссией излучения из установки.**

Пере замыкание магнитных силовых линий в общем случае приводит к ускорению заряженных частиц в токовом слое, в результате чего происходит генерация ультрафиолетового и рентгеновского излучения.

В отдельных экспериментах локальными детекторами нейтронного и гамма-излучения наблюдались вспышки, хорошо скоррелированные по времени с импульсами магнитной активности плазмы. (Рис. 5.6, 5.7)

Недостаточная чувствительность детекторов не позволяет провести статистический анализ указанных событий, поскольку наблюдаемый эффект для наиболее интенсивных вспышек близок по уровню к шумам системы регистрации.

Данный эффект также может быть вызван генерацией нейтронов при столкновении ускоренных частиц со стенкой вакуумной камеры.

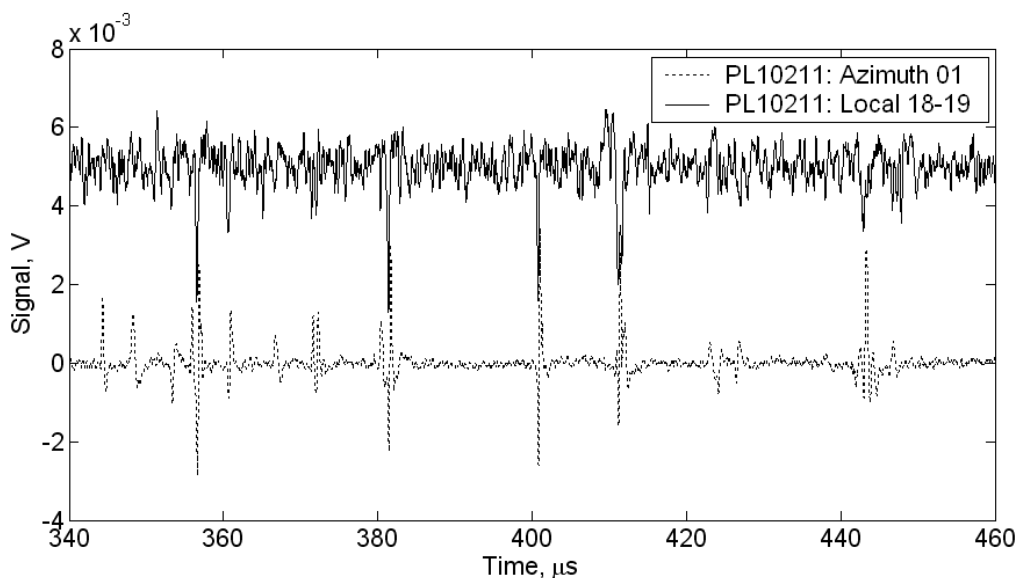


Рис. 5.6. Корреляция импульсной магнитной активности плазмы и нейтронной/гамма-эмиссии из установки, сверху: сигнал локального детектора излучения, внизу: сигнал азимутального магнитного зонда.

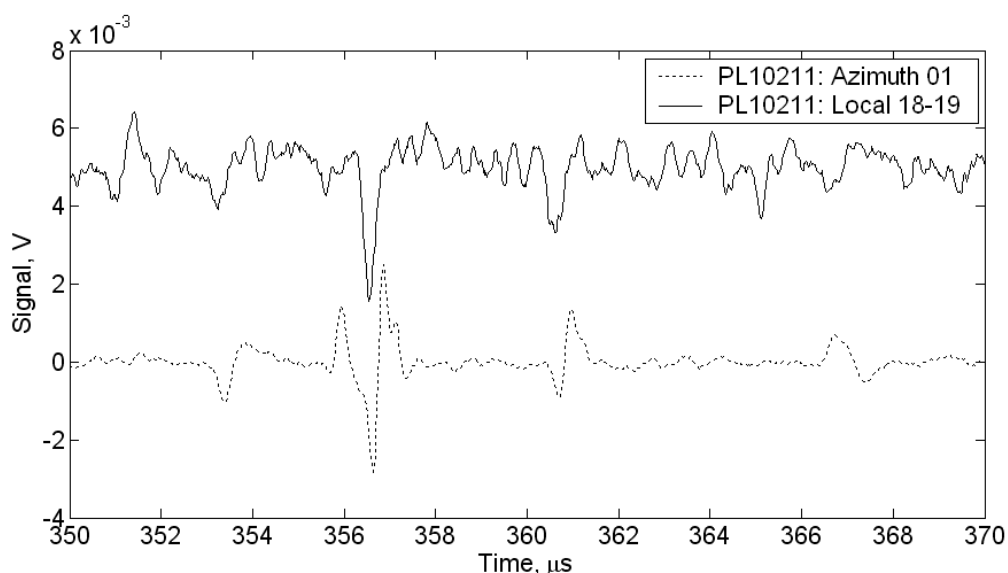


Рис. 5.7. Корреляция импульсной магнитной активности плазмы и нейтронной/гамма-эмиссии из установки, сверху: сигнал локального детектора излучения, внизу: сигнал азимутального магнитного зонда..

### § 5.5. Частотный спектр возмущений.

Магнитная природа возмущений приводит также к отсутствию зависимости параметров колебаний от температуры плазмы и слабой зависимости от плотности плазмы. Основные частоты должны определяться временами пробега альфвеновской волны на характерных пространственных масштабах. Так, для полной длины установки  $L = 12$  м и средней плотности плазмы  $n_i = 4 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$  получаем

$$f_L = \left\langle \frac{2\sqrt{\pi n_i m_i}}{B} \right\rangle L \approx 350 \text{ кГц.}$$

Статистический анализ выделил три характерных пика в частотном распределении импульсов; их вероятности соотносятся, как 4:2:1. (Рис. 5.8) Представляется возможным существование и более высокочастотных пиков, однако для их обнаружения требуется больший набор статистики.

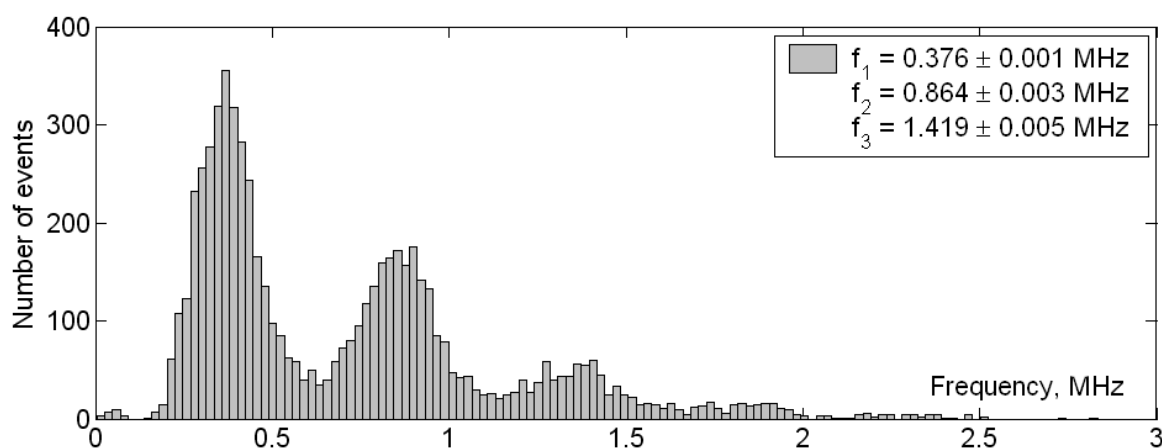


Рис. 5.8. Распределение импульсов по ведущим частотам.

Распределение описывалось суммой трех гауссовских функций. Полученное приближение имело максимумы при  $f \sim 375$  кГц,  $f \sim 850$  кГц,  $f \sim 1400$  кГц. Наименьшая из данных частот хорошо согласуется с предположением о несущей частоте как времени пробега альфвеновской волны вдоль всей длины установки. Стоит отметить, что более высокие частоты не являются ее гармониками. В отдельном выстреле могут наблюдаться импульсы из разных пиков.

Характерный вид более высокочастотных колебаний (Рис. 5.1) отличен более быстрым затуханием возмущения. Возможно, данные периоды отвечают процессам генерации возмущений; либо однократным отражением волны от неоднородностей магнитного поля с масштабom  $l_2 = 5.2$  м и  $l_3 = 3.2$  м для второго и третьего пиков соответственно. Проверка этих предположений требует изменения магнитной конфигурации установки.

## § 5.6. Амплитудное распределение возмущений.

Построим полную функцию распределения импульсов по амплитудам. Для этого разобьем весь наблюдаемый интервал на промежутки равной ширины и найдем количество событий, приходящихся на каждый бин; нормируем полученную функцию, чтобы полная



вероятность равнялась единице. На Рис. 5.9. приведено распределение, полученное разбиением полного интервала на 512 бинов.

В диагностируемой области функция распределения хорошо описывается степенным законом с показателем степени  $\alpha = -1.87$ .

Выход функции распределения на константу в области  $U_0 < 1$  A.u. объясняется потерей значительной части событий на фоне шумов АЦП, а также ненулевой вероятностью наложения событий друг на друга в области малых амплитуд; вследствие чего нахождение нижней границы степенного распределения с помощью существующей измерительной системы не представляется возможным.

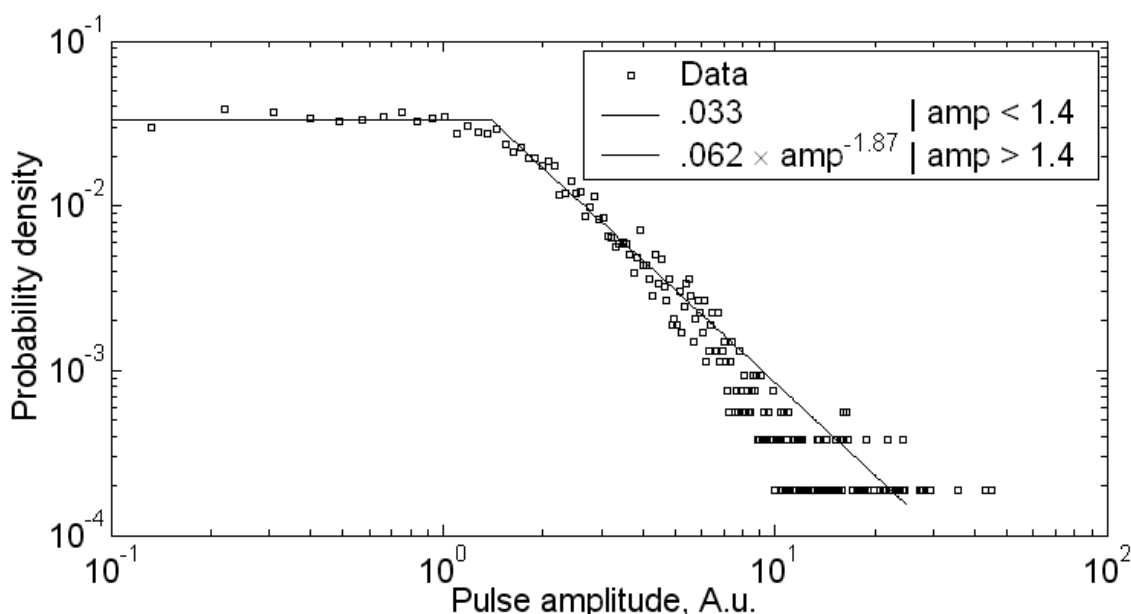


Рис. 5.9. Амплитудное распределение возмущений. Условная единица приблизительно соответствует протеканию тока  $I = 1$  A.

Положение верхней границы степенного закона (максимальной амплитуды импульсов) варьируется в зависимости от режима работы установки и лежит в пределах  $U_0 \sim 10 \div 50$  A.u.; точка перегиба графика и показатель степени в его основной части при этом не изменяются. Снижение данной границы наблюдалось при улучшении условий замыкания тока в области выходных пробок. Изменением положения верхней границы объясняется, в частности, слабое уменьшение показателя степени экспериментальной функции распределения в области амплитуд, больших  $U_0 \sim 10$  A.u.

В отдельных экспериментах вследствие узкого динамического диапазона измерений может наблюдаться только малая часть функции распределения. Распределение амплитуд на данном отрезке может существенно отличаться от статистически полного вследствие близости к его правой границе.

## **§ 5.7. Эволюция поперечной структуры токов как несобственного возмущения магнитного поля.**

Согласно теории альфвеновских колебаний неоднородной плазмы [16] в равновесной столкновительной плазме эффекты конечной проводимости приводят к затуханию возмущений по закону

$$\phi \sim \exp\left(-\frac{1}{24} D_B \omega_A'^2 t^3\right),$$

где  $D_B$  — коэффициент диффузии магнитного поля,  $\omega_A = kV_A \cos \phi$  — локальная альфвеновская частота, на временах

$$t > |\omega_A'|^{-1} (24|\Lambda|)^{\frac{1}{3}} \sim l |\omega_A|^{-1} (24|\Lambda|)^{\frac{1}{3}},$$

$$\Lambda = i\omega_A(x) \frac{1}{D_B} \frac{n_0'}{n_0} \sim i\omega_A(x) \frac{1}{lD_B},$$

$n$  — локальная плотность частиц,  $l$  — характерный масштаб изменения плотности и альфвеновской частоты.

Коэффициент диффузии магнитного поля, вычисленный по спитцеровской проводимости для температуры электронов  $T_e = 50$  эВ равняется

$$D_B = 3.4 \times 10^4 \frac{\text{см}^2}{\text{с}}.$$

Тогда оценим

$$\Lambda \sim i \frac{k}{l} \cos \phi \times \frac{6 \times 10^3}{\text{см}}.$$

Затухание возмущений происходит на временах

$$t > 1 \text{ мкс} \times \left(\frac{kl}{\cos \phi}\right)^{\frac{2}{3}}$$

Данная величина хорошо описывает время затухания импульса, распространяющегося вдоль магнитного поля, в предположении коротковолнового (сравнимого с длиной отдельной ячейки магнитного поля) возмущения.

Для описания эволюции поперечной структуры магнитного поля необходимо оценить угол наклона магнитных силовых линий к оси установки. Будем предполагать, что существующие в плазме токовые струи устойчивы по отношению к изгибной неустойчивости. В таком случае угол наклона силовой линии не превышает отношения длины окружности токовой струи к ее длине, т.е.

$$\frac{\pi}{2} - \phi \sim \frac{1}{kL},$$

где  $L$  — длина установки.

В таком случае

$$\cos^{-1} \phi \sim kL \sim 10^3$$

В таком случае время релаксации поперечного распределения токов сравнимо с полной длительностью эксперимента, в результате чего эволюция распределения токов по сечению будет определяться более быстрыми процессами, в частности, резистивной тиринг-неустойчивостью.

### **§ 5.8. Оценка транспорта энергии магнитного поля за счет перезамыкания магнитных силовых линий.**

При распаде замкнутой структуры токов, образуемой РЭП и обратным током по плазме, за счет резистивной тиринг-неустойчивости, масштаб диссипации энергии определяется соотношением между коэффициентом диффузии магнитного поля сквозь плазму конечной проводимости и альфвеновской скоростью, т.е.

$$\frac{l_{dis}}{V_a} \sim \frac{l_{dis}^2}{D_B},$$

где  $l_{dis}$  — масштаб диссипации,  $V_a$  — альфвеновская скорость, а

$$D_B = \frac{c^2}{4\pi\sigma_{\parallel}}.$$

Примем продольную проводимость плазмы равной Спитцеровской:

$$\sigma_{\parallel} = \frac{n_e e^2 \tau_e}{m_e},$$

где  $n_e$  — концентрация электронов,  $e$ ,  $m_e$  — заряд и масса электрона,  $\tau_e$  — характерное время электронных столкновений. Таким образом, вязкий масштаб для магнитного поля равен

$$l_{dis} = \frac{c^2}{\omega_{pe}^2 \tau_e V_a}.$$

Для параметров плазмы установки ГОЛ-3 ( $n_e \sim 4 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e \sim 50 \div 100 \text{ эВ}$ ,  $B = 4 \text{ Тл}$ ) получаем  $l_{dis} \sim \lambda_{Debye} \sim 10^{-4} \text{ см} \ll R_{current}$ , где  $R_{current}$  — характерный радиус исходного распределения токов. Быстрая диссипация магнитной энергии продольных плазменных токов возможна за счет транспорта энергии по спектру в область больших волновых чисел, т.е. дальнейшего дробления токовых филаментов. Подобная филаментация может вызываться, в частности, сдвиговым вращением плазмы с замороженным в нее магнитным полем [17].

В данном процессе на масштабах больше вязкого сохраняется интегральная величина магнитной спиральности

$$H_0 = \int_V \vec{A} \cdot \vec{B} dV,$$

что в геометрии ГОЛ-3 равнозначно сохранению полного тока по плазме. Будем считать также, что при дроблении филаментов сохраняется плотность тока, т.е. магнитная спиральность сохраняется локально. Данное предположение отвечает отсутствию процессов затухания тока, отличных от магнитного пересоединения с последующей диссипацией на вязком масштабе.

Малость масштаба диссипации позволяет также предположить, что единственным параметром, определяющим спектральное распределение филаментов, является значение передаваемой по спектру и диссипируемой в объеме мощности. Из размерности

$$[E] = \frac{cM^2}{c^3}, [\epsilon_k] = \frac{cM^{1+d}}{c^2} \text{ получим следующий вид спектра:}$$

$$k\epsilon_k \sim E^{2/3} k^{-d-2/3},$$

где  $\epsilon_k$  – энергия магнитного поля токов с волновым числом  $k$ ,  $E$  – диссипируемая в единице объема мощность,  $d = 2$  – размерность задачи.

Энергия отдельного филамента в предположении постоянной плотности тока может быть определена как

$$\epsilon = \frac{LI^2}{2} \sim I^2 \ln r \sim k^{-4} \ln k.$$

В таком случае спектральное распределение числа филаментов будет иметь вид:

$$n_k \sim \frac{\epsilon_k}{\epsilon} \sim E^{2/3} \frac{k^{1/3}}{\ln k} \sim E^{2/3} \frac{I^{-1/6}}{\ln I}.$$

Перейдем к распределению по силе протекающего тока, слабую логарифмическую зависимость внесем в показатель степени (Рис. 5.10):

$$n_l = n_k \frac{dk}{dI} \sim E^{2/3} I^{5/3} \frac{\ln \ln I}{\ln I}.$$

Азимутальное магнитное поле, возникающее при распаде филамента, зависит от тока линейно, и поэтому распределено по тому же закону. При разумных плотностях тока в филаментах ( $10^1 \div 10^3$  А/см<sup>2</sup>) наблюдаема лишь наиболее крупномасштабная часть данного распределения. Если принять плотность тока равной 100 А/см<sup>2</sup>, показатель степени распределения для наблюдаемых проявлений МГД-активности в данной трактовке изме-

няется в пределах от 1.85 до 1.89, что хорошо согласуется с экспериментально обнаруженной зависимостью.

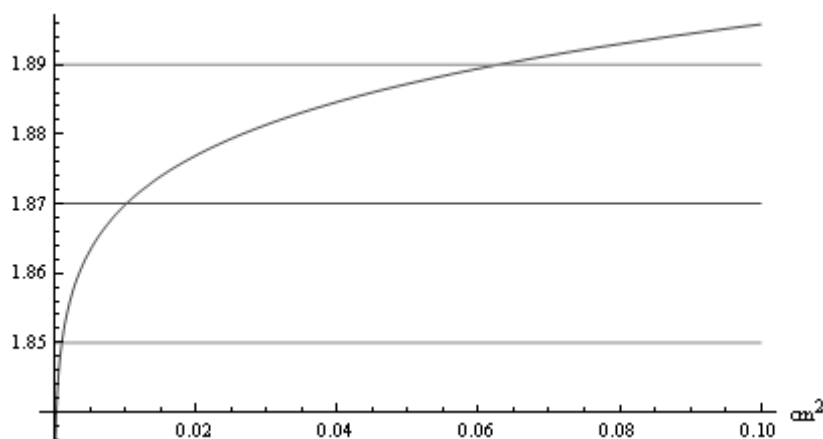


Рис. 5.10. Зависимость показателя степени распределения от поперечного сечения филамента.

Недостатками описания являются требования локального сохранения плотности тока и накачки энергии магнитного поля за счет ненулевого ротора поля скоростей плазмы.

### § 5.9. Выводы по задаче.

На стадии остывания плазменного шнура была обнаружена магнитная активность плазмы с модовыми числами  $n \sim 1$ ,  $m \sim 1$ , возмущение распространяется со скоростью, сравнимой с альфвеновской. События скоррелированы по времени с вспышками нейтронной либо гамма-эмиссии из плазмы. Причиной данного явления может являться генерация встречных аксиально-несимметричных струй тока силой до 50 А. Спектр возмущений не зависит от режима работы установки, наиболее характерна частота колебаний  $f \sim 375$  кГц, соответствующая времени пробега альфвеновской волны вдоль всей установки. Подобная картина токов может соответствовать распаду (за счет перезамыкания магнитных силовых линий) замкнутых токовых структур, образующихся в плазме при инъекции РЭП.

Сильно филаментированные следы подобных структур существуют в плазме длительное (сравнимое с  $\tau_E$ ) время, поскольку длительность процесса диффузионного затухания тока составляет порядка 1 мс. Пространственное распределение токов представляется достаточно сложным, что не позволяет выдвинуть обоснованные предположения о влиянии данного эффекта на удержание плазмы.

Формирование данного распределения, по всей видимости, связано с дроблением исходных токов РЭП и плазмы, одним из возможных механизмов которого может являться дифференциальное вращение вмороженных силовых линий.

## Заключение.

В ходе данной работы была сконструирована, изготовлена и включена в комплекс сбора данных система диагностики возмущений азимутального распределения токов по плазменному шнуру («катушки Мирнова») на установке ГОЛ-3. Система состоит из одного 16-канального, трех двухканальных и трех одноканальных детекторах, расположенных в различных точках по длине установки, что позволяет при их одновременном включении определять азимутальные моды до седьмой и продольные моды до шестой включительно. В экспериментах максимальное диагностируемое азимутальное модовое число было снижено до 4 для уменьшения количества задействованных каналов регистрации.

Разработаны и реализованы в программном обеспечении математические методы обработки результатов данной диагностики, базирующиеся на быстром дискретном преобразовании Фурье, корреляционном и вейвлет-анализе. Методика обработки позволяет определить частотную структуру возмущений токовой поверхности. Алгоритмы пригодны также для экспериментов с длинноимпульсным электронным пучком.

При измерении локальной величины азимутального магнитного поля в разных режимах работы установки ГОЛ-3 обнаружена сложная структура сигнала. Определены характерные периоды и пространственные моды колебаний.

Показана стабилизация колебаний тока системы «РЭП — плазма» с снижением спектральной плотности возмущений до  $6 \div 8$  дБ на всех пространственных модах, не имеющих узла в выходной части установки, что привело к обострению спектрального пика с частотой 800 кГц и его гармоник; а также монотонному падению полной энергии колебаний с ростом плотности плазмы в расширителе. Наблюдается также двукратное уменьшение поперечного потока энергии на стенку вакуумной камеры. Данный эффект хорошо согласуется с наблюдениями асимметрии пучка.

Была обнаружена магнитная активность на стадии остывания плазменного шнура, скоррелированная по времени со вспышками нейтронной либо гамма-эмиссии из плазмы. Спектр возмущений не зависит от режима работы установки, наиболее характерна частота колебаний  $f \sim 375$  кГц, соответствующая времени пробега альфвеновской волны вдоль всей установки. Подобная картина токов может соответствовать распаду (за счет перезамыкания магнитных силовых линий) замкнутых токовых структур с филаментами силой до 50 А с модовыми числами  $n \sim 1$ ,  $m \sim 1$ , образующихся в плазме при инжекции РЭП. Обнаружено степенное распределение амплитуд данного явления.

Автор выражает признательность В. В. Поступаеву за непосредственное руководство работой, а также возглавляемому А. В. Бурдаковым коллективу установки ГОЛ-3 в состав-

ве В. Т. Астрелина, В. И. Баткина, В. С. Бурмасова, Л. Н. Вячеславова, С. С. Гарифова, В. Г. Иваненко, И. А. Иванова, М. В. Иванцовского, И. В. Кандаурова, К. Н. Куклина, М. А. Макарова, К. И. Меклера, С. В. Полосаткина, С. С. Попова, А. Ф. Ровенских, С. Л. Синицкого, Н. В. Сорокиной, В. Д. Степанова, Ю. С. Суляева, Ю. А. Трунева, А. А. Шошина – за полезные обсуждения и совместную экспериментальную работу. Следует упомянуть людей, так или иначе оказавшихся сопричастными с выполненной работой: А. Д. Беклемишева — за консультации в области теории несобственных возмущений, А. С. Аракчеева и Д. И. Сковородина — за обсуждение результатов и рабочих гипотез, а также А. Н. Савченко — за ценные советы по методам цифровой обработки данных, В. А. Ярового — за консультации по инженерным вопросам и В. И. Игнатьева — за важную информацию о технологии обработки металлов и сплавов.

## Список литературы

1. Будкер Г.И., Мирнов В.В., Рютков Д.Д., Влияние гофрировки магнитного поля на расширение и остывание плотной плазмы// Письма в ЖЭТФ. 1971. Т.14. С.320-322.
2. Burdakov A., Arzhannikov A., Astrelin V., Beklemishev A., Burmasov V., Derevyankin G., Ivanenko V., Ivanov I., Ivantsivsky M., Kandaurov I., Konyukhov V., Kotelnikov I., Kovenya V., Kozlinskaya T., Kuklin K., Kuznetsov A., Kuznetsov S., Lotov K., Timofeev I., Makarov A., Mekler K., Nikolaev V., Popov S., Postupaev V., Polosatkin S., Rovenskikh A., Shoshin A., Shvab I., Sinitsky S., Sulyaev Yu., Stepanov V., Trunyov Yu., Vyacheslavov L., Zhukov V., Zubairov Ed., Plasma Heating and Confinement in GOL-3 Multi Mirror Trap // Fusion Science and Technology. 2007. Vol. 51, No.2T. P.106-111.
3. A. Burdakov, A. Arzhannikov, V. Astrelin, V. Batkin, A. Beklemishev, V. Burmasov, G. Derevjankin, V. Ivanenko, I. Ivanov, M. Ivantsivskiy, I. Kandaurov, V. Konyukhov, I. Kotelnikov, K. Kuklin, S. Kuznetsov, K. Lotov, I. Timofeev, A. Makarov, M. Makarov, K. Mekler, S. Popov, S. Polosatkin, V. Postupaev, A. Rovenskikh, A. Shoshin, I. Shvab, S. Sinitsky, Yu. Sulyaev, V. Stepanov, Yu. Trunyov, L. Vyacheslavov, V. Zhukov, Eh. Zubairov. Status and Prospects of GOL-3 Multiple Mirror Trap. // Fusion Science and Technology, 2009, Vol.55, No.2T, p. 63-70.
4. Мирнов С.В., Зондовая методика измерения смещения токового шнура в цилиндрической и тороидальной камерах // Атомная энергия. 1964. Т.17. С.209-211.
5. R.Yu. Akentjev, A.V. Arzhannikov, V.T. Astrelin, A.V. Burdakov, I.A. Ivanov, M.V. Ivantsivsky, V.S. Koidan, V.V. Konyukhov, A.G. Makarov, K.I. Mekler, S.S. Perin, S.V. Polosatkin, V.V. Postupaev, A.F. Rovenskikh, S.L. Sinitsky, V.D. Stepanov, Yu.S. Sulyaev, A.A. Shoshin, Eh.R. Zubairov. Multimirror Open Trap GOL-3: recent results // Fusion Science and Technology Vol.43, No 1T, 2003, p.30-36.
6. Postupaev V.V., Arzhannikov A.V., Astrelin V.T., Averkov A.M., Beklemishev A.D., Burdakov A.V., Ivanov I.A., Koidan V.S., Mekler K.I., Polosatkin S.V., Rovenskikh A.F., Shoshin A.A., Sinitsky S.L., Zubairov Eh.R., Role of q-profile for plasma confinement in the multimirror trap GOL-3 // Transactions of Fusion Science and Technology. 2005. Vol.47, No.1T. P.84-91.
7. В.В. Поступаев, В.Т. Астрелин, В.И. Баткин, А.В. Бурдаков, В.С. Бурмасов, Л.Н. Вячеславов, В.Г. Иваненко, И.А. Иванов, М.В. Иванцовский, С.А. Кузнецов, К.Н. Куклин, М.А. Макаров, К.И. Меклер, С.В. Полосаткин, С.С. Попов, А.Ф. Ровенских, С.Л. Синицкий, В.Д. Степанов, А.В. Судников, Ю.С. Суляев,



- В.Ф. Скляр, Н.В. Сорокина, А.А. Шошин. Эксперименты с тонким электронным пучком на установке ГОЛ-3. // Тезисы докладов XXXVII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, Звенигород, 2010, стр.31.*
8. *Поступаев В. В., Судников А. В.,* Магнитная диагностика плазменных колебаний в многопробочной ловушке ГОЛ-3. // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2007. Том 2, выпуск 3.
  9. *Гурко В.Ф., Зубарев П.В., Квашинин А.Н., Моисеев Д.В., Хильченко А.Д., Хильченко В.А.,* Быстродействующая синхронная 32-канальная система сбора данных // ПТЭ. 2003. №5. С.32-37.
  10. *В.В. Поступаев, А.В. Бурдаков, И.А. Иванов, К.Н. Куклин, М.А. Макаров, К.И. Меклер, С.В. Полосаткин, А.Ф. Ровенских, С.Л. Сеницкий, А.В. Судников.* Магнитная диагностика плазмы на установке ГОЛ-3. // Тезисы докладов XXXVI Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, Звенигород, 2009, стр.74.
  11. *В. В. Поступаев, А. В. Аржанников, В. Т. Астрелин, В. И. Баткин, А. М. Батраков, А. В. Бурдаков, В. С. Бурмасов, Л. Н. Вячеславов, И. А. Иванов, М. В. Иванцовский, А. Н. Квашинин, С. А. Кузнецов, К. Н. Куклин, М. А. Макаров, С. С. Попов, М. А. Примак, А. Ф. Ровенских, С. В. Полосаткин, В. Я. Сазанский, С. Л. Сеницкий, В. Ф. Скляр, Н. В. Сорокина, А. В. Судников, Ю. С. Суляев, М. Г. Федотов, А. Д. Хильченко, А. А. Шошин.* Статус и развитие диагностического комплекса многопробочной ловушки ГОЛ-3. // Тезисы докладов XIII Всероссийской конференции «Диагностика высокотемпературной плазмы», Звенигород, 2009, стр. 131.
  12. *Чуи Чарльз,* Введение в вейвлеты. // М.: «Мир». 2001.
  13. *А.В. Бурдаков, И.А. Иванов, В.Г. Иваненко, М.А. Макаров, К.И. Меклер, С.В. Полосаткин, В.В. Поступаев, А.Ф. Ровенских, А.В. Судников, С.Л. Сеницкий, А.А. Шошин, И.М. Щудло.* Стабилизация релятивистского электронного пучка облаком плотной плазмы в расширителе установки ГОЛ-3. // Тезисы докладов XXXVII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, Звенигород, 2010, стр.93.
  14. *А.В. Судников, А.В. Бурдаков, И.А. Иванов, М.А. Макаров, К.И. Меклер, С.В. Полосаткин, В.В. Поступаев, А.Ф. Ровенских, С.Л. Сеницкий.* Импульсная МГД-активность плазмы установки ГОЛ-3 на стадии остывания. // Тезисы докладов XXXVII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, Звенигород, 2010, стр.69.

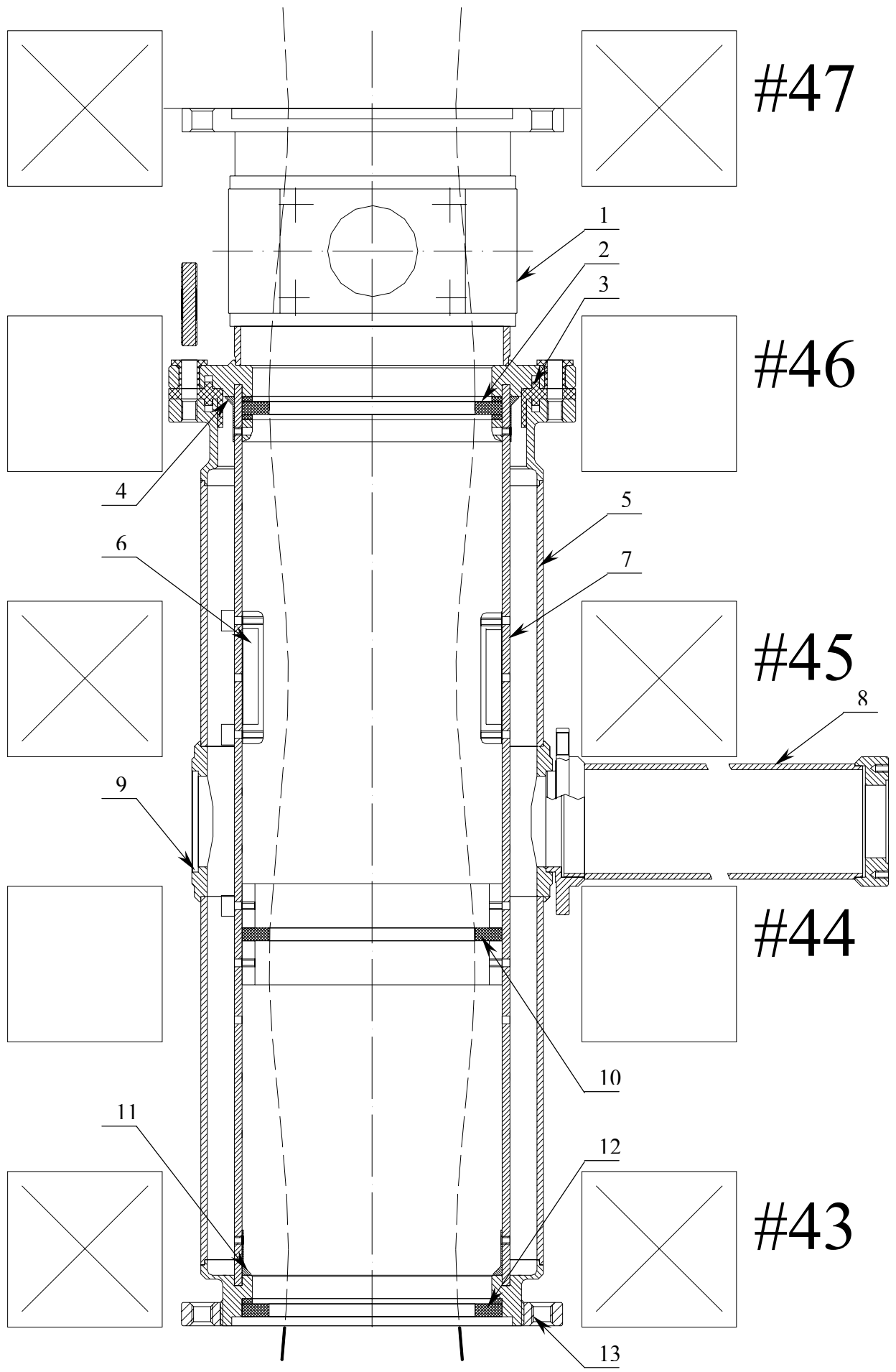
15. *В.П. Жуков, И.В. Шваб, А.В. Бурдаков.* Численное моделирование винтовых возмущений в открытых ловушках с электронным пучком. // Прикладная механика и техническая физика, 2007. т. 48, № 6, с. 3-14.
16. *Тимофеев А. В.* К теории альфвеновских колебаний неоднородной плазмы. // Вопросы теории плазмы. Т. 9. Стр. 205.
17. *A. A. van Ballegooijen.* Electric currents in the solar corona and the existence of magnetostatic equilibrium // Astrophysical journal, v. 298, p. 421. (1985)

## **Приложение 1.**

Конструкция диагностического модуля вакуумной камеры установки ГОЛ-3 с 16-канальной азимутальной магнитной измерительной системой.

Цифрами обозначены:

1 — отрезок стандартной вакуумной камеры установки ГОЛ-3, 2, 10, 12 — защитные диафрагмы, 3 — изолирующая прокладка, 4, 11 — контактные кольца, 5 — вакуумная камера диагностического модуля, 6 — измерительная катушка, 7 — лайнер, 8 — выходной патрубок (для наглядности развернут на  $90^\circ$  вокруг собственной продольной оси), 9 — стандартный круглый диагностический порт, 13 — стыковочный фланец; # 43 ÷ 47 — порядковые номера катушек ведущего поля (включены катушки 43, 45 и 47); штриховой линией обозначена условная граница плазмы.



## Приложение 2

Листинг кода, строящего спектрограмму заданного сигнала с заданной длиной окна.

```
function [SPGR, freq] = sp_gramm(data, frame, step, tmin, tmax, dt);
% Building of the spectrogramme for any kind of signal. Receives 1d array of ints for
data, ints for frame length, step between frames, minimal and maximal time, time step
between two points. Returns 2d array of ints for spectrogramme, 1d array of ints for
used frequencies.
% [int2d int1d] = sp_gramm(int1d, int,int,int,int,int);

freq_0 = 10^6;

for iter = fix(tmin/step)+1 :100: min(fix((tmax - frame)/step), length(data))
    spec_c(:, iter/100+.99) = fft(data( fix(step*iter/dt) : fix(step*iter/dt) +
fix(frame/dt) ))';    % Fourie spectre for chosen frame.
    %spec_c(:, iter) = data( fix(step*iter/dt) : fix(step*iter/dt) + fix(frame/dt) )';
end;

spec_c(1, :) = [];    % 1st element is for sum of elements
n = size(spec_c , 1)/2;    % Frequencies higher than n doesn't con-
tain any valuable information.
SPGR = abs(spec_c(1:n, :));
freq = freq_0/ (n*dt) * (1:n)'
```

### Приложение 3

Листинг кода, производящего пространственное Фурье-преобразование сигнала с произвольно распределенных по окружности датчиков.

```
function [ind_1, ind_2, dt] = spatial_fft(shot, calibr);
% Spatial fourie transformation of azimuthal magnetic signal. Receives int for shot
number and 1d array of ints for calibration, returns 2*2d array of ints for modes'
magnitudes /fast+slow/ and 1d array of ints for timings. Zeros in 'calibr' mean dead
channels.
% [int_2d, int_2d, int_1d] = spatial_fft(int, int_1d); [fast, slow, timing] = spa-
tial_fft(9856, [1 1 1 0 1 1 0 1 1 1 0 1 1 0 1]);
% Remember! We can only have TWO different timings!!
% Structure of [fast, slow]: [[a0, a1, ... ak, b1, ... bk'], [a(k+1), ... an, b(k'+1),
... b(n)]]

hex = ['0' '1' '2' '3' '4' '5' '6' '7' '8' '9' 'A' 'B' 'C' 'D' 'E' 'F'];      % Hexa-
decimal numbers of channels

alive = find(calibr);                % Numbers of alive channels
len = 0;                             % Just a dummy for latter length of data row con-
tainment.
data = [];
for iter = 1:length(alive)
    name = sprintf('Azimuth_0%c', hex(alive(iter)));    % Writing a name of a probe
No.'iter'. E.g., 'Azimuth_0A'
    [data_temp, dt(iter)] = raw_data(shot, name);      % Reading raw data for this
probe on given shot
    if (len == length(data_temp))                    % Here we check number of
data's points. If some signal is rougher than others, its tail could be lengthen with
zeros.
        data(iter,:) = data_temp;
    else if (length(data_temp) > len)
        data = [data zeros(size(data,1), length(data_temp)-len)];
        len = length(data_temp);
        data(iter,:) = data_temp;
    else
        data(iter,:) = [data_temp zeros(1, len-length(data_temp))];
    end;
end;
data(iter, :) = numint(data(iter, :)) * dt(iter);    % Numerical integration of the
data. We do know, we've read derivative... 'dt' is for time scale
    data(iter, :) = data(iter, :) - (1:length(data(iter,:)))/length(data(iter,:)) *
data(iter, end);
end;
```

```

dt=round((dt/min(dt))*100)*min(dt)/100;
data = (ones(length(data),1)*calibr(alive))'.*data;           % Correction
of signals.

fast = (find(dt==min(dt)));                                  % First we calculate modes for fast
ADCs
cs = fix(length(fast)/2);                                   % dim of cosine matrix. Mode
appearance: a0,a1,b1,a2...
sn = length(fast) - cs - 1;                                 % dim of sine matrix.
zr = ones(length(fast),1);                                  % 1st coloumn: (1 1 ... 1)'

    FT = [zr cos((alive(fast)'*(1:cs)) / 8 * pi) sin((alive(fast)'*(1:sn)) / 8 * pi)];
% Fourie matrix
    R = abs(max(eig(FT)))/abs(min(eig(FT)));                 % Here we shift points unifor-
mely to find matrix with the best conditional number
for shift = 1:15
    alive_t = alive(fast) + shift;
    alive_t(find(alive_t > length(calibr))) = alive_t(find(alive_t > length(calibr))
- length(calibr));
    alive_t = sort(alive_t);
    FT_t = [zr cos((alive_t'*(1:cs)) / 8 * pi) sin((alive_t'*(1:sn)) / 8 * pi)];
    R_t = abs(max(eig(FT_t)))/abs(min(eig(FT_t)));
    if (R_t < R)
        FT = FT_t;
        R = R_t;
    end;
end;
if (R > 5)
    sprintf('Warning!!! High conditional number!!! %i/', R)
end;

IFT = inv(FT);                                             % Let us save inverted matrix...

ind_1 = IFT * data(fast , :);                               % First indices of FT. For
fast ADC.

slow = (find(dt~=min(dt)));                                 % It contains numbers of slow ADC.
If we do have any.
if (length(slow) > 0)
    c_zr = ones(length(slow),1);                             % 1st coloumn for correction: (1 1
... 1)'
    C_FT = [c_zr cos((alive(slow)'*(1:cs)) / 8 * pi) sin((alive(slow)'*(1:sn)) / 8 *
pi)]; % Fourie matrix for slow ADC correction
    sl_len = (1 : fix(size(data,2) * min(dt) / max(dt)));    % Length of slow signal
    data_slow = data(slow, sl_len) - C_FT * ind_1(: , round(sl_len * max(dt) /
min(dt))); %Corrected data from slow ADCs doesn`t contain first modes

```

```

s_cs = fix(length(alive)/2); % FT for slow ADCs
s_sn = length(alive) - s_cs - 1;

S_FT = [cos((alive(slow))*(cs+1:s_cs)) / 8 * pi)
sin((alive(slow))*(sn+1:s_sn)) / 8 * pi)];
R = abs(max(eig(S_FT))/abs(min(eig(S_FT))));
for shift = 1:15
    alive_t = alive(slow) + shift;
    alive_t(find(alive_t > length(calibr))) = alive_t(find(alive_t >
length(calibr))) - length(calibr);
    FT_t = [cos((alive_t)*(cs+1:s_cs)) / 8 * pi) sin((alive_t)*(sn+1:s_sn)) /
8 * pi)];;
    R_t = abs(max(eig(FT_t))/abs(min(eig(FT_t))));
    if (R_t < R)
        S_FT = FT_t;
        R = R_t;
    end;
end;
if (R > 25)
    sprintf('Warning!!! High conditional number!!! %i/', R)
end;

S_IFFT = inv(S_FT) / sqrt(2*pi)
ind_2 = S_IFFT * data_slow;
else
    ind_2 = [];
end;

```



## Приложение 4

Листинг кода, вычисляющего матрицу перехода от данных о магнитном поле в данные о сечении плазменного шнура.

```
function FS = field2spat(size, R, r)
% Matrix for field -> spatial transformation. Receives 3 ints for matrix size, probe's
and plasma's radiuses. Returns 2d array of ints for matrix.
% int2d = field2spat(int, int, int); FS = int2spat(7, 4.5, 2.1)

FS = zeros(size);

for k=1:size
    for n = 1:size;
        if((fix(k/n) ~= k/n) | (fix((n+k)/2) ~= (n+k)/2) | (n/2 - fix(n/2) + k/2 -
fix(k/2) == .5) )
            C=0;
        else
            C = gamma(k+1)/(gamma((k+n)/2+1) * gamma((k-n)/2+1));
        end;
        FS(k,n) = C * (pi^2*r*(R^2+r^2)/R)*(R*(2*r*R/(r^2+R^2))^k -
r*(2*r*R/(r^2+R^2))^(k-1)) / 2^k;
    end;
end;

FS = inv(FS);
```