

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г. И. БУДКЕРА
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

СКЛЯРОВ ВЛАДИСЛАВ ФАТЫХОВИЧ

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЭМИССИИ СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ИЗ ПЛАЗМЫ
ПРИ КОЛЛЕКТИВНОЙ РЕЛАКСАЦИИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В
МНОГОПРОБОЧНОЙ ЛОВУШКЕ ГОЛ-3**

01.04.08 – физика плазмы

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
Бурдаков Александр Владимирович

Новосибирск – 2017

Оглавление

Оглавление	2
Введение	4
Глава 1. Основные физические представления о генерации излучения из плазмы	16
1.1. Плазменные механизмы генерации электромагнитного излучения.....	17
1.1.1. Излучение за счёт нелинейного слияния плазменных волн	18
1.1.2. Линейная конверсия электростатических волн в электромагнитные волны	19
1.1.3. Квазимодовая генерация излучения вблизи удвоенной плазменной частоты	21
1.1.4. Дипольное излучение вблизи удвоенной плазменной частоты.....	27
1.2. Циклотронный механизм генерации излучения.....	28
1.2.1. Мазерное усиление излучения в плазме	29
Глава 2. Описание экспериментальной установки ГОЛ-3.....	32
2.1. Режим однородного магнитного поля.....	35
2.2. Режим гофрированного магнитного поля	35
2.3. Инжекция слабoreлятивистского электронного пучка в плазму.....	36
2.4. Диагностика плотности плазмы	37
2.5. Измерение диамагнетизма плазмы	37
2.6. Регистрация рентгеновского и нейтронного излучения	38
Глава 3. Комплекс диагностик для регистрации излучения из плазмы	39
3.1. Обзорная регистрация излучения	39
3.2. Многоканальная радиометрическая система регистрации излучения	42
3.2.1. Четырёхканальный полихроматор.....	43
3.2.2. 8-канальный полихроматор.....	46
3.3. Двухканальный поляриметр	48
3.4. Юстировка квазиоптических элементов в радиометрических диагностиках	50

3.5.	Широкополосный калориметр терагерцового диапазона частот	53
3.6.	Абсолютная калибровка диагностических систем.....	55
3.7.	Быстродействующий цифровой регистрационный комплекс.....	59
Глава 4.	Методика обработки экспериментальных данных.....	60
4.1.	Предварительная обработка сигналов	61
4.2.	Восстановление спектров излучения.....	64
4.3.	Усреднённый спектр излучения.....	67
4.4.	Статистическая выборка экспериментальных данных	70
Глава 5.	Исследование эмиссии электромагнитного излучения из плазмы	73
5.1.	Эксперименты с релятивистским электронным пучком	74
5.1.1.	Типичный сценарий эксперимента.....	76
5.1.2.	Смещение спектра излучения при увеличении плотности плазмы.....	80
5.1.3.	Зависимость от магнитного поля.....	82
5.1.4.	Область источника излучения.....	84
5.1.5.	Временная структура излучения.....	87
	<i>Режим тонкого электронного пучка.....</i>	<i>92</i>
	<i>Подавление продольной электронной теплопроводности</i>	<i>94</i>
5.1.6.	Поляризация излучения.....	97
5.2.	Эксперименты по релаксации слаборелятивистского пучка электронов	105
	Заключение.....	119
	Список литературы	123

Введение

Актуальность темы исследования и степень её разработанности. Исследование генерации электромагнитного излучения из плазмы с сильно-анизотропной функцией распределения электронов является одной из краугольных задач современной физики плазмы, имеющей важные приложения к построению физических моделей солнечных процессов, а также проблемы управляемого термоядерного синтеза. Наличие сильно-анизотропной функции распределения частиц плазмы относится к случаю существования в плазме отдельного коллектива частиц с большой энергией, что соответствует инжекции пучков частиц (*например, электронов*) в плазму. Так, для задач термоядерного синтеза использование электронных пучков предполагается с целью нагрева плазмы до термоядерных температур. Более того, инжекция электронных пучков в плазму может быть использована для управления некоторыми видами неустойчивостей, в частности для стабилизации винтовой неустойчивости.

В 1952 г. Будкером Г. И. [1] и независимо Постом Р. [2] было предложено удержание плазмы в открытых линейных системах с магнитными пробками (зеркалами). Нагрев плазмы в таких системах можно осуществлять при помощи инжекции мощных электронных пучков (см. например [3 – 9]). Первые эксперименты по нагреву плазмы электронными пучками в СССР проводились с начала 60-х годов под руководством Завойского Е. К. [10 – 12] (Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова), в США и Японии – с начала 70-х годов группами под руководством Йонаса Г. [13] (Сандийские национальные лаборатории), Гольденбаума Г. [14] (Национальная лаборатория США), а также Окамуры Р. и Кавашимой Н. [15]. Также, с начала 70-х годов экспериментальные исследования по пучково-плазменному взаимодействию начались в Институте ядерной физики СО АН СССР, под руководством Бучельниковой Н. С. на установке Ц-3 [16], Куртмуллаева Р. Х. на основе ускорителя РИУС-5 [17], Рютова Д. Д. и Койдана В. С. на установке ИНАР [18], а впоследствии (с конца 80-х годов) и на установке ГОЛ-3 [19, 20]. При этом нагрев плазмы происходит из-за раскачки плазменных волн за счёт пучковых неустойчивостей, которые впоследствии передают свою энергию частицам плазмы за счёт бесстолкновительного затухания Ландау. Поскольку при таком процессе в плазме имеется большое число плазменных волн, то возникают условия для генерации электромагнитного излучения. Также во время интенсивного нагрева плазмы наблюдается аномальное увеличение сопротивления плазмы и подавление продольной теплопроводности [21, 22].

Задача взаимодействия электронного пучка с плазмой также является одной из основополагающих всей современной радиоастрономии, начавшейся, по-видимому, с первых измерений радиоизлучения Солнца в начале 1940-х годов Рёбером Г. [23, 24], Сэутвортом Г. К. [25] и Хэйемом Дж. С. [26]. При этом в работе Хейя было отмечено интенсивное излучение, изменяющееся со временем, что было отождествлено с появлением солнечной вспышки в момент наблюдения (об этом событии описано в [27]). По этой причине анализ электромагнитного излучения, выходящего из плазмы, является одним из методов исследования процессов, происходящих в плазме во время интенсивной солнечной активности.

Среди вспышек радиоизлучения Солнца выделяют несколько типов всплесков, обладающих характерными закономерностями [28]. Как правило, в астрономических наблюдениях во время солнечной вспышки наблюдают последовательное появление сначала всплесков III типа, а затем всплески V, II и IV типов. Определённый интерес вызывают всплески II и III типов в связи с определением состава хромосферы Солнца, а также происходящих в ней процессах, приводящих к вспышке излучения. Гипотеза, объясняющая солнечные всплески в радиодиапазоне, связанные с солнечными пятнами и другими явлениями, происходящими во время вспышек на Солнце, была впервые выдвинута Шкловским И. С. в 1946 г. [29] и Мартиным Д. Ф. в 1947 г. [30]. В рамках данной гипотезы излучение рассматривалось как следствие плазменных колебаний в короне, возникающих при прохождении через корону потоков быстрых частиц, которые впоследствии вызывают электромагнитное излучение из плазмы. Теория генерации электромагнитного излучения из плазмы (*в слабых магнитных полях и при достаточно малых амплитудах волн*) за счёт нелинейных волновых процессов была впоследствии разработана Гинзбургом В. Л. и Железняковым В. В. в 1958 г. [31]. Согласно разработанной теории излучение вблизи плазменной частоты возникает за счёт рассеяния плазменных (*ленгмюровских*) волн на флуктуациях плотности плазмы, возникающих при развитии модуляционной неустойчивости [32, 33] или из-за наличия ионного звука в плазме [34]; генерация излучения на удвоенной плазменной частоте связывается с нелинейным слиянием двух ленгмюровских волн в электромагнитную волну. Последний процесс аналогичен процессу комбинационного (*рамановского*) рассеяния на флуктуациях электронов, которые сами связаны с ленгмюровскими колебаниями плазмы. При наличии сильного внешнего поля и амплитудах плазменных волн (т. н. *развитая плазменная турбулентность*), сравнимых с тепловым движением частиц, что зачастую встречается в природе (и экспериментах), картина взаимодействия плазменных волн сильно усложняется и к настоящему времени законченной теории сильной плазменной турбулентности не существует. Поэтому для установления режима плазменной турбулентности проводится сравнение наблюдений на плазменной и удвоенной

плазменной частотах со спектрами излучения, получающимися в результате численного моделирования самосогласованной задачи, см. например [35]. Значительный прогресс в объяснении явления радиовсплесков III типа в солнечной короне был достигнут благодаря сравнению измеренной мощности излучения в этих всплесках на плазменной и на двойной плазменной частоте с соответствующими теоретическими оценками, что позволило выявить сильно-турбулентный механизм генерации этого излучения [32].

Изначально задача о взаимодействии электронных пучков с плазмой рассматривалась в квазилинейном режиме [36 – 42]. В рамках данного подхода предполагается, что раскачка плазменных волн за счёт двухпоточковой неустойчивости, стабилизируется выносом данных волн из области взаимодействия (в фазовом пространстве) со скоростью, соответствующей групповой [43, 44]. При больших величинах плотности плазмы для стабилизации пучковых неустойчивостей существенную роль начинают играть нелинейные эффекты, приводящие например к увеличению эффективной частоты рассеяния электронов и, соответственно омических потерь обратного тока [45 – 47]. В то же время, увеличение мощности электронных пучков приводит к развитию в плазме т. н. сильной турбулентности, а также развитию модуляционной неустойчивости, ведущей к образованию и коллапсу ленгмюровских каверн [48 – 51]. В дальнейшем были проведены работы по изучению развития плазменной турбулентности, с непрерывным источником в виде электронного пучка в плазме, в численном моделировании, при этом задача, как правило, была пространственно-однородной [52, 53]. Дальнейшее развитие данного подхода стало основанием для двухкомпонентной модели сильной ленгмюровской турбулентности (см. например [54, 55]). В случае достаточно больших величин амплитуд колебаний, когда значительная часть энергии системы находится в резонансных волнах, динамика взаимодействия пучка с плазмой может оказаться существенно нелинейной. Проявление подобного типа нелинейности явно проявляется при насыщении области источника (за счёт захвата частиц пучка в потенциальные ямы, сформированные вследствие модуляционной неустойчивости) плазменных волн в рамках пространственно-однородной задачи [56, 57]. При инжекции пучка через резкую границу плазмы захват частиц пучка также способствует образованию пространственно-локализованных волновых структур [47, 57 – 59]. Подобные пространственно-локализованные волновые пакеты также были обнаружены и в экспериментах (см. например [58, 59]).

Наличие электронного пучка в плазме также приводит к генерации интенсивного электромагнитного излучения, что было отмечено в большом количестве экспериментальных работ [60 – 67]. При этом интенсивность и спектр излучения изменялись в зависимости от внешних параметров системы. К сожалению, в данных работах не рассматривались вопросы о

поляризации и динамике излучения. Следует отметить, что особенностью соответствующих экспериментов было то, что плазма находилась в слабом магнитном поле ($\omega_H \ll \omega_p$), в связи с чем, влияние магнитного поля на дисперсию волн в плазме считалось несущественным. В то же время для целей управляемого термоядерного синтеза, предполагается удерживать плазму в сильных внешних магнитных полях. Также в астрофизических задачах нельзя пренебрегать влиянием магнитного поля вблизи оснований магнитных арок (для солнечных радиовсплесков III-го типа), а также некоторых областей магнитосферы. Однако, следует отметить, что одним из ключевых отличий астрофизических наблюдений от лабораторных экспериментов является размер электронного пучка по сравнению с размерами плазменного шнура. Несмотря на то, что в экспериментах *длина* пучка много больше длины плазменных волн, создаваемый пучком градиент плотности значительно выше, чем в астрофизических приложениях. В настоящий момент, к сожалению, нет данных о том, находится ли плазма в корональной арке в сильно-турбулентном режиме или нет. В то время, как пучково-плазменная система в экспериментах, при релаксации мощных электронных пучков, заведомо находится в режиме сильной ленгмюровской турбулентности.

Помимо термоядерных и астрофизических приложений задача о пучково-плазменном взаимодействии также может представлять собой интерес с позиции создания высокоэффективного генератора электромагнитного излучения. Первые работы по данному направлению начались, по-видимому, с конца 50-х – начала 60-х годов в Институте радиоэлектроники АН СССР Богдановым Е. В., Кисловым В. Я. и Черновым З. С. [68, 69]. В дальнейшем данные работы получили всестороннее экспериментальное развитие [70 – 76]. Последовательная теория данных устройств была изложена в [77 – 81].

Исходя из вышеизложенного тематика диссертационной работы, направленной на изучение эмиссии электромагнитных волн при коллективной релаксации электронного пучка в плазме и определения перспективности создания специализированных генераторов электромагнитного излучения на основе пучково-плазменного взаимодействия представляется актуальной.

Основной целью данной работы является исследование процесса генерации электромагнитного излучения при коллективной релаксации электронных пучков в плазме, удерживаемой во внешнем магнитном поле на установке ГОЛ-3, а также развитие диагностики коллективного взаимодействия электронного пучка с плазмой методами субмиллиметровой радиометрии.

Для достижения данной цели в рамках работы предполагалось решение следующих основных задач:

1. Создание комплекса абсолютно калибруемых радиометрических диагностик для регистрации электромагнитного излучения в широком диапазоне частот (от 100 до 500 ГГц). Разработка методик юстировки, калибровки и обработки данных радиометрических диагностик.
2. Проведение экспериментальных исследований по процессу генерации электромагнитного излучения в условиях интенсивной релаксации мощного релятивистского электронного пучка ($\gamma_L = 3$) в плотной плазме ($n_e = 10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$), удерживаемой во внешнем магнитном поле. Получение информации об абсолютной мощности, спектре, поляризации и временной структуре излучения, а также области источника излучения.
3. Проведение экспериментов по регистрации субмиллиметрового излучения при инжекции 100-кэВ электронного пучка в плазму ($n_e = 10^{11} \div 10^{13} \text{ см}^{-3}$). Получение информации об абсолютной мощности и спектре излучения. Определение зависимости параметров регистрируемого излучения от внешних параметров эксперимента (тока пучка, величины ведущего поля и т. п.). Поиск наиболее оптимальных условий для генерации излучения с целью определения перспективности создания генератора электромагнитного излучения на основе пучково-плазменного взаимодействия.

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, библиографического списка, а также одного приложения. Работа выполнена на 151 листе и содержит 75 рисунков и 1 таблицу. Библиографический список включает в себя 247 наименований.

В **первой главе** проведён обзор работ, посвященных основным физическим процессам, протекающим в плазме, которые могут приводить к генерации электромагнитного излучения вблизи плазменной частоты, а также её удвоенного значения. Основное внимание уделено процессам нелинейного взаимодействия плазменных волн с образованием электромагнитной волны. Поскольку в экспериментах генерация излучения происходит из плазмы, удерживаемой в магнитном поле, то необходимо учитывать поправки, связанные с влиянием магнитного поля на дисперсионное уравнение (*уширение спектра излучения и смещение в область более высоких частот*). Также на интерпретацию экспериментальных данных может оказывать существенное влияние распространение излучения через магнитоактивную плазму. При распространении излучения через плазму во многих случаях необходимо учитывать эффекты поглощения излучения, а также, при исследовании поляризационных свойств излучения, поворот

поляризации вследствие анизотропии показателя преломления плазмы (*эффект Фарадея*). Поскольку в экспериментах, рассматриваемых в пятой главе, характерная плотность плазмы имеет величину $n_e \approx (10^{14} \div 10^{15}) \text{ см}^{-3}$, магнитное поле – $B \approx (3,2 \div 4,8) \text{ Тл}$, а температура плазмы – $T_e \approx (0,1 \div 2) \text{ кэВ}$, и затухание излучения на частотах выше ленгмюровской в плазме очень мало (длина пробега составляет $\sim 10^2 \div 10^3 \text{ см}$ [82]), то эффектами затухания на масштабах $\sim 10 \text{ см}$ можно пренебречь. С другой стороны, при выполнении определённых резонансных условий может наблюдаться резкое увеличение интенсивности электромагнитного излучения, проходящего через плазму (*мазерное усиление*). В случае мазерного усиления наблюдаемый спектр излучения должен быть достаточно узким, чтобы длина когерентности была сравнима с длиной сгустка излучения ($\lambda^2 / \Delta\lambda \sim \ell$). Во всех выражениях, присутствующих в тексте диссертации, выбрана система единиц измерений СГС, в то время как для численных величин используется система SI, исключениями являются температура, для которой используется внесистемная единица – электронвольт (эВ).

Во **второй главе** описывается экспериментальная установка ГОЛ-3 (ИЯФ СО РАН), на которой были проведены эксперименты по генерации электромагнитного излучения из плазмы во время интенсивной релаксации электронных пучков. Также проводится обзор по диагностикам основных параметров плазмы, которые использовались при анализе экспериментальных данных. Плотность плазмы регистрировалась при помощи двух независимых систем: для определения эволюции средней плотности плазмы использовался интерферометр Майкельсона, а для регистрации локального профиля плотности плазмы – томсоновское рассеяние лазерного излучения. Для измерения ухода быстрых электронов пучка на элементы конструкции установки, в нескольких точках по длине установки, измерялся уровень жёсткого рентгеновского излучения. Число надтепловых электронов плазмы определяется исходя из величины мягкого рентгеновского излучения. Также использовался набор диамагнитных зондов, расположенных вдоль оси установки. Регистрация тока инжектируемого электронного пучка проводилась при помощи пояса Роговского, установленного перед входной катушкой ведущего магнитного поля в основной соленоид, а напряжение в ускоряющем зазоре (энергия электронов) – с помощью резистивного делителя.

Комплекс радиометрических диагностик, при помощи которого были проведены измерения спектральной плотности мощности излучения в диапазоне частот, включающем в себя ленгмюровскую частоту, верхнегибридную, а также их удвоенные значения, описан в **третьей главе**. В состав радиометрического комплекса входят 8-канальный полихроматор, позволяющий определить спектр анализируемого излучения в диапазоне частот от 100 до 550 ГГц; двухканальный поляриметр, дающий возможность проследить изменение двух

взаимно-ортогональных компонент поляризации излучения; набор одиночных детекторов, позволяющих проводить обзорную (в широком диапазоне частот) регистрацию мощности эмиссии в разных точках по длине установки; а также широкополосный (от 50 ГГц до 3 ТГц) калориметр. В качестве детектирующего элемента во всех диагностиках (за исключением калориметра) используются диоды с барьером Шоттки, с временным разрешением лучше 2 нс. Данные детекторы были произведены НПО «Орион». Для разделения исходного потока излучения на несколько вторичных в полихроматоре и поляриметре используются сеточные поляризаторы. Спектральное разделение каналов регистрации осуществляется, в основном, за счёт установки перед детекторами квазиоптических сеточных фильтров на основе частотно-избирательных поверхностей с изотропной топологией (данные фильтры были разработаны Кузнецовым С. А. в ЛПТМИ НИЧ НГУ и описаны, например в [173]). Для корректных метрологических измерений электрических сигналов с детекторов используется два набора АЦП: ADC200ME, разработанного группой Батракова А. М. в лаб. 6 ИЯФ СО РАН (с тактом 200 МГц), и ADC12500 – группой Хильченко А. Д. в сек. 9-15 (такт – 500 ГГц). Также в главе описана методика абсолютной калибровки диагностической аппаратуры.

Четвёртая глава посвящена методике обработки экспериментальных данных, которая включает в себя устранение ложных срабатываний детектирующей аппаратуры, а также восстановление распределения спектральной плотности излучения по измерениям в нескольких независимых спектральных диапазонах детекторами с известной аппаратной функцией. Восстановление спектра производится путём решения обратной задачи на поиск ядра системы уравнений Фредгольма I-го рода. Для решения данной задачи искомая функция разлагается по базисным функциям, в качестве которых выступает последовательность из «ступенек» Хевисайда. Ключевым отличием от итерационного метода, предложенного Танабой и Хуангом, состоит в том, что размер «ступенек» Хевисайда не является фиксированным внешним параметром, а определяется исходя из минимизации функционала отклонения численно получаемой функции от экспериментально измеренной величины, таким образом метод становится авторегуляризирующим. Для сокращения времени обработки экспериментальных данных также использовался метод восстановления спектра излучения по теореме о среднем. Также приводится сравнение с авторегуляризирующим методом при различных параметрах решаемой задачи.

В **пятой главе** приводится описание экспериментов по наблюдению эмиссии электромагнитного излучения из плазмы во время коллективной релаксации электронного пучка. Отдельно рассматриваются эксперименты по релаксации релятивистского ($\gamma_L \approx 3$) и субрелятивистского ($\gamma_L \approx 1,2$) электронных пучков. В экспериментах с релятивистским пучком,

экспериментально было установлено, что эмиссия электромагнитного излучения из плазмы происходит на стадии интенсивного нагрева плазмы. Излучение наблюдалось в частотном диапазоне вблизи верхнегибридной частоты, при этом излучение имеет поляризацию преимущественно вдоль магнитного поля (*степень поляризации излучения* $\Pi = |\mathcal{P}_\perp - \mathcal{P}_\parallel|/|\mathcal{P}_\perp + \mathcal{P}_\parallel| > 0,57$), а также её удвоенного значения (*поляризация преимущественно поперёк магнитного поля*, $\Pi > 0,7$). Наиболее вероятными механизмами генерации излучения являются: для излучения на первой гармонике – рассеяние плазменных волн на флуктуациях плотности плазмы (например, на ионно-звуковых волнах), а для генерации на удвоенной частоте – слияние двух плазменных волн в электромагнитную волну.

При увеличении величины ведущего магнитного поля происходило увеличение мощности эмиссии излучения: $\mathcal{P}(4 \text{ Тл})/\mathcal{P}(2 \text{ Тл}) \sim 10$. По-видимому, рост мощности связан с увеличением инкремента раскачки волн.

На основании того, что временная структура эмиссии излучения представляет собой последовательность кратковременных всплесков излучения длительностью $(2 \div 5)$ нс, происходящих в основном на стадии интенсивного нагрева плазмы, а источником электромагнитного излучения является область, занятая электронным пучком в плазме (при этом, наибольшая мощность излучения наблюдается в месте локального максимума диамагнетизма плазмы, то есть в области наиболее интенсивного взаимодействия пучка с плазмой), выдвигается гипотеза, что излучение в плазме образуется из локальных областей с пониженной плотностью. Во время релаксации электронного пучка одновременно с раскачкой плазменных волн в плазме возникает пространственная модуляция плотности (за счёт модуляционной неустойчивости). Области с изначально пониженной плотностью выступают в роли «потенциальных ям» для накопления коротковолновых плазменных волн, которые приводят к увеличению электрического поля внутри ямы, и, как следствие, углублению ямы. Поскольку в таком динамическом провале плотности плазмы одновременно существует большое количество плазменных волн, то в данных областях может происходить интенсивная передача энергии от волн частицам плазмы за счёт затухания Ландау – происходит увеличение температуры плазмы. При увеличении температуры плазмы увеличивается и газокинетическое давление плазмы на области с пониженной плотностью. При увеличении газокинетического давления больше некоторого предельного значения динамические провалы плотности не могут долго существовать в плазме (время существования динамического провала меньше, чем время накопления плазменных волн). Соответственно должно происходить прекращение передачи энергии частицам плазмы.

Указанная гипотеза также вписывается в модель подавления продольной электронной теплопроводности. Поскольку в динамических провалах плотности присутствует интенсивное электрическое поле, то для налетающих на такую область частиц плазмы динамический провал представляет собой потенциальный барьер, от которого происходит отражение. Таким образом, наличие данных областей в плазме приводит к эффективному увеличению частоты столкновений частиц.

В экспериментах по инжекции слабoreлятивистского электронного пучка в плазму также наблюдалась интенсивная генерация электромагнитного излучения вблизи первой гармоники верхнегибридной частоты, а также в полосе несколько ниже второй гармоники. Следует отметить, что регистрация излучения проводилась в диапазоне частот от 75 до 450 ГГц, поэтому при магнитных полях ниже 2 Тл было зарегистрировано излучение только вблизи второй гармоники, при увеличении магнитного поля спектр излучения смещался сначала в область более низких частот (при $B = 2,1$ Тл), а затем переходит в область несколько выше верхнегибридной частоты (при $B = 2,5$ Тл). Объяснить такое поведение спектра излучения только на основе процессов рассеяния плазменных волн на флуктуациях плотности и слиянии двух плазменных волн в электромагнитную волну кажется весьма затруднительным.

Поскольку в данных экспериментах полоса генерации излучения является достаточно узкой (менее 10 ГГц), то длина когерентности излучения ($\ell \gtrsim 5$ см) становится сопоставима (и даже больше) области источника излучения. Если предположить, что раскачка плазменных волн при более высоких значениях магнитного поля происходит при бóльших углах, то в таком случае также вероятна реализация мазерного усиления излучения в плазме.

В заключении сформулированы основные результаты диссертационной работы.

В рамках данной работы получены следующие **основные результаты**:

- В экспериментах по релаксации релятивистского ($\gamma_L \approx 3$) электронного пучка ($j_e \approx 2$ кА / см²) в плотной плазме ($n_e \approx 10^{14} \div 10^{15}$ см⁻³), удерживаемой во внешнем магнитном поле ($B \approx 3,2 \div 4,8$ Тл) экспериментально установлено наличие эмиссии электромагнитного излучения в диапазоне от 50 до 550 ГГц, обладающего следующими параметрами:
 - В спектре излучения имеется два выделенных локальных максимума: в окрестности верхнегибридной частоты (~ 5 Вт ср⁻¹ см⁻³ ГГц⁻¹) и её удвоенного значения ($\sim 5 \cdot 10^{-2}$ Вт ср⁻¹ см⁻³ ГГц⁻¹).

- Источником излучения является область в плазме, занятая электронным пучком; генерация излучения происходит на стадии интенсивного нагрева плазмы, причём чем выше темп нагрева плазмы, тем больше регистрируемая мощность излучения.
- Временная структура эмиссии излучения представляет собой последовательность кратковременных ($\tau \approx 2 \div 5$ нс) всплесков излучения. Если происходит инжекция электронного пучка диаметром $\sim 4,1$ см, то количество всплесков излучения уменьшается со временем, в то время как при инжекции пучка диаметром $\sim 1,3$ см количество всплесков в течение генерации излучения из плазмы остаётся практически неизменным.
- Излучение вблизи верхнегибридной частоты является преимущественно продольно-поляризованным (в момент максимума эмиссии $\Pi \geq 0,5$), в то время, как вблизи удвоенной верхнегибридной частоты – поперечно-поляризованным (в момент максимума эмиссии $\Pi \geq 0,7$). При этом степень поляризации изменяется в течение длительности генерации излучения.

Поскольку регистрируемое излучение вблизи верхнегибридной частоты является преимущественно продольно-поляризованным, то наиболее вероятным механизмом генерации излучения является рассеяние верхнегибридных плазменных волн на флуктуациях плотности плазмы. Излучение вблизи удвоенной верхнегибридной частоты, в таком случае, связывается с нелинейным слиянием двух верхнегибридных волн в электромагнитную волну.

- В экспериментах по релаксации слабoreлятивистского ($\gamma_L \approx 1,2$) электронного пучка ($j_e \approx 0,1$ кА / см²) в плазме ($n_e \approx 10^{11} \div 10^{13}$ см⁻³), удерживаемой во внешнем магнитном поле ($B \approx 0,3 \div 4$ Тл) установлено наличие эмиссии электромагнитного излучения вблизи верхнегибридной частоты и её удвоенного значения, обладающего следующими характеристиками:
 - При ведущем магнитном поле $B \approx 1$ Тл, наибольшее значение плотности мощности излучения наблюдается при токах $I \approx 25 \div 30$ А и имеет величину $0,5$ кВт ср⁻¹ см⁻³). В данных условиях относительная часть мощности электронного пучка, теряемая на излучение электромагнитных волн, имеет значение ~ 4 %. При бóльших токах происходит резкий спад мощности и при токах $I \approx 150$ А плотность мощности имеет величину $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ кВт ср⁻¹ см⁻³.
 - При поле $B \approx 2,3$ Тл зависимость от тока является более равномерной со средним значением плотности мощности $\sim 10^{-1}$ кВт ср⁻¹ см⁻³.

На защиту выносятся следующие **положения**:

- Создан абсолютно калиброванный комплекс радиометрических диагностик на квазиоптических элементах для регистрации субмиллиметрового электромагнитного излучения в диапазоне от 50 до 550 ГГц в экспериментах по пучково-плазменному взаимодействию на установке ГОЛ-3.
- Интенсивный нагрев микросекундным релятивистским ($\gamma_L \approx 3$) электронным пучком ($j_e \approx 2 \text{ кА} / \text{см}^2$) плотной плазмы ($n_e \approx 10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$), удерживаемой в магнитном поле ($B \approx 3,2 \div 4,8 \text{ Тл}$), сопровождается эмиссией электромагнитного излучения в частотных диапазонах в окрестности верхнегибридной плазменной частоты ($125 \div 300 \text{ ГГц}$) и её удвоенного значения ($250 \div 600 \text{ ГГц}$). Наиболее вероятным механизмом генерации в области верхнегибридной частоты является прямая конверсия плазменной волны на флуктуациях плотности плазмы, а в области удвоенной верхнегибридной частоты – нелинейное слияние двух плазменных волн.
- Установлено, что источником излучения являются локальные области пространства, располагающиеся внутри области плазмы, занятой электронным пучком. Обнаружена и исследована мелкомасштабная ($< 10 \text{ нс}$) временная структура эмиссии электромагнитного излучения. Область генерации излучения может быть связана с возникновением в плазме динамических провалов плотности.
- Регистрируемая мощность излучения коррелирует с темпом нагрева плазмы. При этом и интенсивная генерация субмиллиметрового излучения и нагрев плазмы могут прекращаться ещё во время инжекции электронного пучка.
- Удельная спектральная плотность мощности излучения (при $n_e \approx (1 \div 2) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\bar{B} = 4,2 \text{ Тл}$, $\gamma_L = 3$) в области верхнегибридной частоты составляет $\mathcal{P}_{\Omega, \nu, \nu}(\nu_{\text{ВГ}}) \approx 5 \text{ Вт} / (\text{ср} \cdot \text{см}^3 \cdot \text{ГГц})$ с шириной полосы $\sim 50 \text{ ГГц}$, а в окрестности удвоенной верхнегибридной частоты – $\mathcal{P}_{\Omega, \nu, \nu}(2\nu_{\text{ВГ}}) \approx 5 \cdot 10^{-2} \text{ Вт} / (\text{ср} \cdot \text{см}^3 \cdot \text{ГГц})$ с шириной полосы $\sim 100 \text{ ГГц}$.
- При релаксации электронного пучка ($\gamma_L \approx 1,2$) в плазме ($n_e \approx 10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-3}$), потери энергии электронного пучка на эмиссию излучения в окрестности верхнегибридной частоты достигают 4 % от полной энергии пучка (при $I \approx 25 \div 30 \text{ А}$, $B \approx 1 \text{ Тл}$) и составляют величину $\sim 0,5 \text{ кВт} / (\text{ср} \cdot \text{см}^3)$.

Личный вклад автора и апробация полученных результатов. Все основные результаты по теме исследования получены автором лично или при его непосредственном участии. Автор принимал участие в создании диагностического комплекса, планировании, подготовке и проведении экспериментов, обработке и анализе экспериментальных данных, проведении расчётов, подготовке публикаций. Материалы диссертационной работы опубликованы в 15 публикациях в реферируемых изданиях [184 – 198], а также докладывались на многочисленных всероссийских и международных конференциях [199 – 247].

Глава 1. Основные физические представления о генерации излучения из плазмы

Излучение плазмы представляет собой набор электромагнитных волн, испускаемых частицами плазмы при их индивидуальном или коллективном движении. Интенсивность и спектральный состав излучения отражают состояние плазмы, благодаря чему излучение плазмы может служить одним из средств её диагностики, см. например [83]. Следует отметить, что электромагнитное излучение плазмы является одним из каналов потерь энергии из плазмы, в связи с чем, является необходимым при учёте баланса энергии для получения полезного выхода в термоядерных установках. Всякий процесс, приводящий к излучению, может характеризоваться несколькими величинами:

1. сечение процесса σ_α , которое характеризует интенсивность протекания различных процессов в плазме;
2. удельная спектральная плотность мощности излучения в единичный телесный угол $d^3\mathcal{P}/d\omega d^3\vec{x} d\Omega$, представляющая собой распределение по частотному диапазону квантов излучения, рождённых в единице объёма оптически тонкой плазмы, распространяющихся в единичный телесный угол;
3. полная мощность излучения \mathcal{P} , определяющая какое количество энергии, теряет плазма в результате протекания определённого процесса;
4. степень поляризации излучения Π – характерное направление вектора электрической напряжённости \vec{E} электромагнитной волны в плоскости, перпендикулярной к вектору направления распространения волны в пространстве \vec{k} .

Основные механизмы излучения плазмы определяются как индивидуальными свойствами заряженных частиц, образующих плазму, так и коллективными эффектами, протекающими в плазме. Так, например, интенсивное электромагнитное излучение в радиодиапазоне из локальных областей солнечной короны, гелиосферы или радиационных поясов планет может быть связано с электростатическими ленгмюровскими колебаниями в плазме, которые возникают вследствие неустойчивостей электронного пучка в плазме [31, 84, 85]. В частности, такое излучение, связанное с коллективными процессами в плазме (без учёта магнитного поля), образуется вблизи электронной плазменной частоты ν_{pe} и удвоенной плазменной частоты $2\nu_{pe}$. Развитие пучковой неустойчивости и образование ленгмюровских

волн в плазме электронными пучками рассматривались теоретически, а также наблюдались экспериментально, например в [49, 86 – 88]. Здесь мы ограничимся только рассмотрением процессов, которые могут приводить к излучению электромагнитных волн в субмиллиметровом диапазоне частот из относительно плотной плазмы $n_e \approx 10^{13} \div 10^{14} \text{ см}^{-3}$, при умеренных магнитных полях $B \approx 1 \div 4 \text{ Тл}$. Это процессы, приводящие к возникновению излучения в области плазменной частоты, удвоенной плазменной частоты, а также циклотронное излучение частиц плазмы.

1.1. Плазменные механизмы генерации электромагнитного излучения

Под плазменным механизмом излучения в теории понимается возбуждение плазменных волн с их последующей трансформацией в электромагнитное излучение за счёт протекания в плазме нелинейных процессов. Существуют различные модели для реализации данного механизма излучения [89], в том числе: нелинейное взаимодействие волн в плазме [31, 90, 91], линейная конверсия электростатических волн в электромагнитные [92 – 96], квазимодовая генерация [97, 98], а также дипольное излучение [89, 99, 100]. Прежде чем перейти к более подробному рассмотрению каждой из этих моделей следует отметить, что при пучково-плазменном взаимодействии в мишенной плазме происходит рождение так называемых *плазменных волн* [101, 102]. При этом в условиях изотропной (*внешнее магнитное поле* $\vec{B}_0 \equiv 0$) бесстолкновительной (*частота столкновений* $\nu_{\text{эфф}} = 0$) плазмы раскачка поперечных волн невозможна ввиду того, что показатель преломления для таких волн $n_{1,2}^2 = 1 - \frac{4\pi q_e^2 n_e}{m_e(\omega^2 + \nu_{\text{эфф}}^2)} < 1$, то есть невозможно выполнение черенковского резонанса. Однако в то же время для продольных волн показатель преломления есть

$$n_3^2 = \frac{1 - \omega_{pe}^2/\omega^2}{3T_e^2/m_e c^2}, \quad (1.1)$$

где $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n_e q_e^2/m_e}$ – ленгмюровская частота колебаний. В таком приближении данные волны называются *ленгмюровскими*. Данный показатель преломления эквивалентен дисперсионному уравнению вида $\omega^2 = \omega_{pe}^2 + \frac{3T_e}{m_e} k^2$, соответственно фазовая и групповая скорости распространения волны равны:

$$v_{\phi} = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{n_3} = \sqrt{\frac{3T_e/m_e}{1 - \omega_{pe}^2/\omega^2}},$$

$$v_{gp} = \frac{d\omega}{dk} = \frac{3T_e}{m_e\omega} k = \sqrt{\frac{3T_e}{m_e} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)}.$$
(1.2)

Плазменные волны, в таком случае, являются одной из трёх равноправных ветвей нормальных волн в плазме, а поскольку фазовая скорость таких волн может быть меньше скорости света в вакууме, то возможна реализация раскачки данных волн по черенковскому механизму. В случае магнитоактивной плазмы имеется три нормальных волны, не являющихся ни продольными, ни поперечными.

1.1.1. Излучение за счёт нелинейного слияния плазменных волн

Слияние двух плазменных волн в электромагнитную волну является частным случаем процесса, обратного параметрической (распадной) неустойчивости при трёхволновом взаимодействии плазменной l , ионно-звуковой s и электромагнитной волн t . Данная модель, в основном, была разработана Гинзбургом В. Л. и Железняковым В. В. в 1958 г. [31, 103], впоследствии данная модель уточнялась и дополнялась [90, 91, 104]. Для упрощения описания далее будут рассматриваться процессы в бесстолкновительной плазме без учёта магнитного поля, соответственно для выделения данного обстоятельства далее мы будем явно выделять ветвь плазменных волн, соответствующих продольным волнам – ленгмюровские волны.

При трёхволновом взаимодействии волн, существующая ленгмюровская волна l_1 в плазме распадается на ленгмюровскую волну l_2 , распространяющуюся в направлении, противоположном исходному, а также ионно-звуковую волну s за счёт электростатического распада

$$l_1 \rightarrow l_2 + s. \tag{1.3}$$

Ленгмюровская волна, распространяющаяся в исходном направлении, также распадается за счёт существования ионно-звуковых волн, которые образовались за счёт электростатического распада, на ионно-звуковую волну s и электромагнитную волну t с частотой, близкой к плазменной частоте

$$l \rightarrow t_{\omega_p} + s. \tag{1.4}$$

В свою очередь две ленгмюровские волны, распространяющиеся в противоположных направлениях навстречу друг к другу, сливаются в электромагнитную волну вблизи удвоенной плазменной частоты $2\omega_{pe}$ по схеме

$$l_1 + l_2 \rightarrow t_{2\omega_{pe}}. \quad (1.5)$$

При этом предполагается, что ленгмюровские волны ограничены в узком интервале волновых чисел ($\Delta k/k_{рез} < 0,2$) вблизи резонансного волнового числа $k_{рез} = \omega_{pe}/v_{пучка}$, где ω_{pe} – электронная плазменная частота, а $v_{пучка}$ – скорость электронов пучка. При взаимодействии этих трёх волн должны выполняться законы сохранения импульса и энергии, которые дают резонансные условия для волновых векторов и частот

$$\begin{cases} \vec{k}^t = \vec{k}_1^l + \vec{k}_2^l, \\ \omega^t = \omega_1^l + \omega_2^l. \end{cases} \quad (1.6)$$

1.1.2. Линейная конверсия электростатических волн в электромагнитные волны

Вторым механизмом излучения является линейная конверсия ленгмюровских волн в электромагнитное излучение на градиентах плотности [105]. В данном случае падающие на градиент плотности плазмы почти монохроматические ленгмюровские волны (*z-мода*), частично отражаются, а частично переходят в электромагнитное излучение на плазменной частоте [92 – 96]. В данном случае характерный пространственный размер градиента плотности должен быть значительно больше, чем глубина скин-слоя в плазме c/ω_{pe} , где c – скорость света в вакууме. В дальнейшем отражённая ленгмюровская волна двигается навстречу исходной волне. Таким образом, появляется возможность генерации излучения вблизи двойной плазменной частоты $2\omega_{pe}$.

Для случая конверсии ленгмюровских волн в электромагнитное излучение на линейном градиенте плотности плазмы схема конверсии приведена на рис. 1.1. Раскачка ленгмюровских волн происходит в области низкой плотности. Далее раскаченные волны распространяются как в положительном, так и отрицательном направлении (в одномерном случае, как показано на рис. 1.1). При этом, волны, распространяющиеся в положительном направлении $l_{пад}$, с течением времени, попадают в область сильной неоднородности плазмы (например наличия градиента плотности), где возможно протекание двух взаимно-конкурирующих процессов: отражение ленгмюровских волн в направлении, противоположное исходному ($l_{отр}$), и конверсия

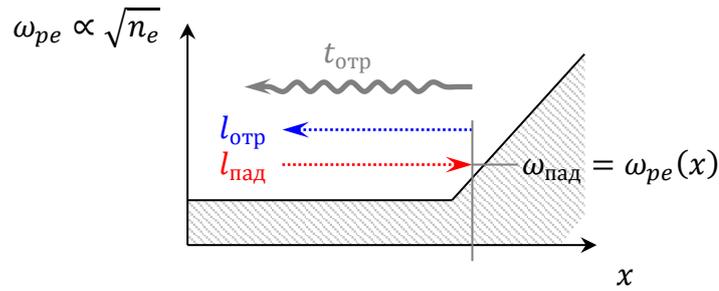


Рисунок 1.1. Схема линейной конверсии ленгмюровских волн в электромагнитные волны на неоднородностях плотности плазмы:

l – ленгмюровская волна; t – электромагнитная волна.

ленгмюровских волн в электромагнитные волны t . Поскольку распространение получаемой электромагнитной волны, имеющей частоту, близкую к частоте исходной ленгмюровской волны, происходит в условиях увеличивающейся плотности плазмы, то возникает отражение электромагнитной волны от плотных областей плазмы $t_{отр}$. В результате образующаяся электромагнитная волна распространяется в отрицательном направлении.

Влияние магнитного поля на эффективность процесса преобразования плазменных волн в электромагнитные волны исследовалось, например в работе [95]. Для разреженной ($n_e \approx 1,25 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$) холодной плазмы ($T_e \approx 10 \text{ эВ}$) эффективность трансформации ленгмюровских волн в излучение на плазменной частоте может достигать 50 %. Зависимости поляризации излучения и эффективности трансформации ленгмюровских волн в электромагнитные волны для параметров задачи $\{k_0 L = 10^3: (k_0 L)^{2/3} \cdot (k_x/k_0)^2 = 0,5; \omega_{pe} = 2 \cdot 10^5 \text{ рад/с}\}$ представлены на рис. 1.2.

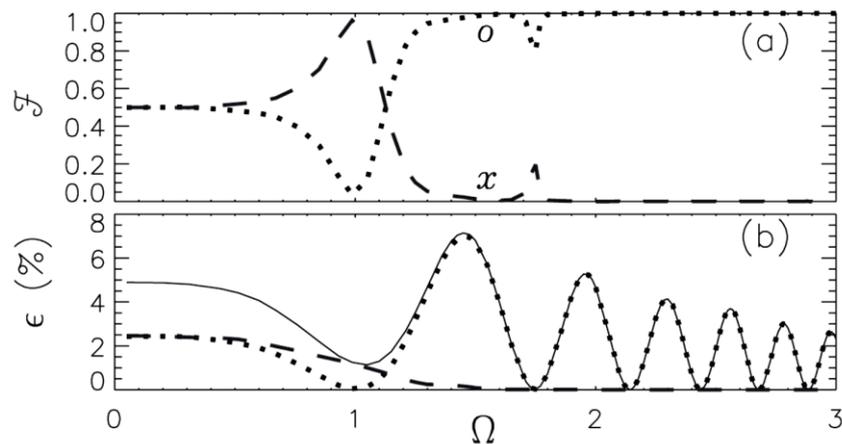


Рисунок 1.2. *а*) Зависимость относительной мощности излучения различной поляризации от частоты излучения; *б*) эффективность преобразования ленгмюровских волн в излучение.

Обозначения: $F = \mathcal{P}_{o-x\text{-мода}}/\mathcal{P}_{\Sigma}$; $\Omega = (k_0 L)^{1/3} \sqrt{\omega_{He}/\omega}$.

Рисунок взят из [95].

Как видно из рис. 1.2, максимальная эффективность конверсии ленгмюровской волны в электромагнитное излучение достигает 7 % при $\Omega = 1,75$. При этом образующееся излучение имеет поляризацию преимущественно $\vec{E} \parallel \vec{B}_{\text{внешн}}$ (является O -модой).

1.1.3. Квазимодовая генерация излучения вблизи удвоенной плазменной частоты

Третий механизм генерации излучения вблизи удвоенной плазменной частоты описывается на основании метода с использованием квазимод, см. например [97]. В рамках данного метода предполагается, что вынужденное рассеяние ленгмюровских волн на тепловых ионах приводит также к рождению ленгмюровских волн, распространяющихся в направлении противоположном направлению распространения исходной волны [106]. Далее при взаимодействии двух волн, распространяющихся навстречу друг к другу, образуется электростатическая квазинормальная мода с частотой близкой к $2\omega_{pe}$, которая может преобразовываться в электромагнитную волну за счёт процесса нелинейного взаимодействия мод в области с пониженной плотностью плазмы. Данная модель подробно рассматривается в [98] с приложением к образованию излучения в радиационных поясах Земли.

Следует подчеркнуть, что в данной модели на нелинейной стадии пучковой неустойчивости обратно распространяющиеся, ленгмюровские волны образуются вследствие вынужденного рассеяния исходных ленгмюровских волн на тепловых ионах. Возможность такого процесса наблюдалась в численных экспериментах, например в [107]. По отношению к другим нелинейным процессам данный процесс является значительно более медленным, поскольку скорость его протекания связана с процессом вынужденного рассеяния и имеет порядок величины

$$\frac{a}{\omega_{pe}} \simeq \frac{w}{n_0 T_i}, \quad (1.7)$$

где a^{-1} представляет собой характерное время протекания вынужденного рассеяния, w – плотность энергии раскаченной изначальной ленгмюровской волны, образованной в результате пучковой неустойчивости, T_i – температура ионов.

Пучок электронов, проходя через плазму, за счёт пучковой неустойчивости приводит к раскачке плазменных волн, которые, в свою очередь, рассеиваясь на тяжёлых ионах, приводят к образованию ленгмюровских волн, распространяющихся в направлении, противоположном исходному. В таком случае становится важной модуляция обратно-распространяющихся волн

по траектории движения электронов пучка, поскольку она приводит к изменению функции распределения электронов. В предположении, что изначальное распределение электронов плазмы описывается максвелловским распределением, электрическое поле ленгмюровской волны может быть представлено как сумма плоских волн

$$\vec{E}(\vec{x}, t) = -i \sum_{\vec{k}} \vec{k} \cdot \varphi_{\vec{k}} \cdot e^{-i(\omega_{\vec{k}} t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (1.8)$$

и что фазовая скорость обратно-распространяющихся волн много больше тепловой скорости электронов

$$\omega_{\vec{k}} \gg |\vec{k} \cdot \vec{v}_{Te}|, \quad (1.9)$$

где $v_{Te} = \sqrt{2T_e/m_e}$ – тепловая скорость электронов, модифицированная функция распределения электронов может быть записана в виде [97, 98]

$$f_{e \text{ плазм}}(\vec{r}, \vec{v}, t) = \frac{n_e}{\left(\frac{2\pi T_e}{m_e}\right)^{3/2}} \cdot e^{-\frac{m_e}{2T_e}(\vec{v} - \vec{u}(\vec{r}, t))^2}, \quad (1.10)$$

где

$$\vec{u}(\vec{r}, t) = \frac{|q_e|}{m_e} \sum_{\vec{k}} \frac{\vec{k}}{\omega_{\vec{k}} - \vec{k} \cdot \vec{v}} \cdot \varphi_{\vec{k}} \cdot e^{-i(\omega_{\vec{k}} t - \vec{k} \cdot \vec{r})}. \quad (1.11)$$

Под величиной $\varphi_{\vec{k}}$ подразумевается спектральная амплитуда потенциала, связанного с ленгмюровской волной, рассеянной в направлении противоположном исходному, соответственно вектор \vec{k} направлен в направлении против распространения исходной волны. Также предполагается, что для ленгмюровских волн справедливо следующее дисперсионное соотношение

$$\omega_{\vec{k}} = \omega_{pe} \left(1 + \frac{3}{2} \frac{k^2 T_e}{4\pi n_e q_e^2} \right). \quad (1.12)$$

В экспериментальных условиях, можно считать, что

$$v_{Te} m_e \omega_{\vec{k}} \gg |q_e| k \varphi_{\vec{k}}, \quad (1.13)$$

Тогда

$$f_{e \text{ плазм}}(\vec{r}, \vec{v}, t) = \frac{n_e}{\left(\frac{2\pi T_e}{m_e}\right)^{3/2}} \cdot \left(1 - \frac{m_e}{T_e} \vec{v} \cdot \vec{u} \right) \cdot e^{-\frac{m_e v^2}{2T_e}}. \quad (1.14)$$

Помимо компоненты функции распределения, связанной с электронами плазмы, член, связанный с электронами пучка также может быть записан в виде

$$f_{e \text{ пучок}}(\vec{v}) = \frac{n_b}{\left(\frac{2\pi T_b}{m_e}\right)^{3/2}} \cdot e^{-\frac{m_e}{2T_b}(\vec{v}-\langle\vec{v}\rangle)^2}, \quad (1.15)$$

где $\langle\vec{v}\rangle$ – средняя скорость электронов пучка, T_b – соответственно температура электронов пучка. В выражении (1.15) для функции распределения электронов пучка влиянием обратнораспространяющихся ленгмюровских волн пренебрегается, как оказывается – это очень хорошее приближение [108].

Таким образом, суммарная функция распределения электронов плазмы с учётом электронов пучка при плотности пучка $n_b \ll n_e$ есть

$$f_e = f_{e \text{ плазм}} + f_{e \text{ пучка}}. \quad (1.16)$$

Линеаризованное уравнение Власова для возмущённой функции распределения электронов имеет следующий вид

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} + \frac{q_e}{m_e} \vec{E} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{v}}\right) \delta f_e = -\frac{q_e}{m_e} \left(\delta \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v} \times \delta \vec{B}]\right) \cdot \frac{\partial f_e}{\partial \vec{v}}, \quad (1.17)$$

здесь δf , $\delta \vec{E}$ и $\delta \vec{B}$ – являются возмущениями функции распределения электронов, электрического и магнитного полей соответственно, а f_e – суммарной функцией распределения электронов в нулевом приближении (невозмущённая часть).

Используя (1.15) и (1.17), дополненные уравнениями Максвелла, можно получить дисперсионные соотношения. Тогда, как было показано в [108], при допущении $\omega \gg |\vec{k} \cdot \vec{v}_{Te}|$ получается следующее выражение [98, 108]

$$\omega^2 - \omega_{pe}^2 - c^2 k^2 = \sum_{\vec{k}'} \frac{\omega_{\vec{k}', \vec{k}-\vec{k}'} \cdot \omega_{pe}^4}{(\omega - \omega_{\vec{k}'})^2 \cdot \varepsilon^{\parallel}(\vec{k} - \vec{k}', \omega - \omega_{\vec{k}'})}, \quad (1.18)$$

где

$$\omega_{\vec{k}', \vec{k}-\vec{k}'} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{q_e^2 \langle \varphi^2 \rangle_{\vec{k}'}}{T_e^2} \cdot \frac{v_{Te}^4}{\omega_{pe}^4} \cdot \frac{(\vec{k} \cdot \vec{k}')^2}{k^2} \cdot \frac{[\vec{k} \times \vec{k}']^2}{|\vec{k} - \vec{k}'|^2}, \quad (1.19)$$

а $\varepsilon^{\parallel}(\vec{k} - \vec{k}', \omega - \omega_{\vec{k}'})$ – продольная составляющая диэлектрической проницаемости плазмы, которая определяется из уравнения (1.20):

$$\begin{aligned}
& (\omega - \omega_{\vec{k}'})^2 \cdot \varepsilon^{\parallel}(\vec{k} - \vec{k}', \omega - \omega_{\vec{k}'}) = \\
& = (\omega - \omega_{pe})^2 - \omega_{pe}^2 - 3k'^2 v_{Te}^2 - \frac{n_b}{n_e} \cdot \frac{(\omega - \omega_{pe})^2}{|\vec{k} - \vec{k}'|^2} \cdot \frac{\omega_{pe}^2}{v_b^2} \times Z'(\zeta_{\vec{k}-\vec{k}'}).
\end{aligned} \tag{1.20}$$

Здесь $Z'(z)$ является первой производной дисперсионной функции и даётся выражением вида

$$Z'(z) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\xi^2} d\xi}{(\xi - z)^2} = -2(1 + z \cdot Z(z)). \tag{1.21}$$

Величина $\zeta_{\vec{k}-\vec{k}'}$ в свою очередь

$$\zeta_{\vec{k}-\vec{k}'} = \frac{\omega - \omega_{pe} - \frac{3}{2} \vec{k}' \cdot \vec{v}_{Te} - (\vec{k} - \vec{k}') \cdot \langle \vec{v} \rangle}{|\vec{k} - \vec{k}'| v_b}, \tag{1.22}$$

где $v_b = \sqrt{2T_b/m_e}$ – тепловая скорость электронов пучка.

Следует отметить, что при отсутствии нелинейного члена, то есть при нулевой правой части выражения (1.18), это выражение описывает поперечные электромагнитные волны с дисперсионным соотношением $\omega_{\vec{k}}^t = \sqrt{\omega_{pe}^2 + c^2 k^2}$. В (1.18) появление в правой части члена, пропорционального $\sum_{\vec{k}} q_e^2 \langle \varphi^2 \rangle_{\vec{k}} / T_e^2$, является следствием взаимодействия между пучком электронов и ленгмюровскими волнами, сильно меняющим дисперсионное соотношение и, в частности, приводящего к появлению двух новых эффектов:

- электронный пучок может приводить к возникновению электростатической квазинормальной моды с частотой близкой к $2\omega_{pe}$,
- в условиях нового дисперсионного соотношения разрешено нелинейное преобразование между модой на частоте $2\omega_{pe}$ и поперечной модой.

Пусть в (1.20) член, связанный с электронным пучком пренебрежимо мал, то есть членом в правой части, пропорциональным отношению n_b/n_e , можно пренебречь. Также пренебрежём третьим членом в (1.20), поскольку он приводит к малым поправкам за счёт теплового движения частиц в плазме. В таком случае можно получить следующее приближённое решение (1.18)

$$\omega = \frac{1}{2} \left(\omega_{\vec{k}}^t + 2\omega_{pe} \pm \sqrt{(\omega_{\vec{k}}^t - 2\omega_{pe})^2 + 4(\Delta\omega_{\vec{k}})^2} \right), \tag{1.23}$$

где

$$\Delta\omega_{\vec{k}} = \frac{\omega_{pe}}{2} \sqrt{\frac{1}{\sqrt{3}} \sum_{\vec{k}'} w_{\vec{k}', \vec{k}-\vec{k}'}}}, \quad (1.24)$$

$$\omega_{\vec{k}}^t = \sqrt{\omega_{pe}^2 + c^2 k^2}. \quad (1.25)$$

Решение (1.23) определяет корни дисперсионного уравнения (1.18), в пренебрежении влияния электронного пучка и теплового движения частиц, представляют, в основном, ветвь поперечных колебаний $\omega = \omega_{\vec{k}}^t$ и электростатическую квазинормальную моду с частотой $\omega = 2\omega_{pe}$. В месте, где эти две моды пересекаются в $(\omega - k)$ -пространстве, существует устойчивое нелинейное преобразование одной моды в другую. Параметр связи $\Delta\omega_{\vec{k}}$ пропорционален корню из плотности энергии обратно-распространяющихся ленгмюровских волн (см. рис. 1.3).

При наличии электронного пучка оказывается, что часть дисперсионной кривой, которая соответствует поперечной моде, сильно не изменяется. В то же время, часть кривой, соответствующей квазимоды с частотой $\omega = 2\omega_{pe}$ оказывается неустойчивой в зависимости от волнового числа. Если предположить, что инкремент неустойчивости, связанной с электростатической квазимодой на $2\omega_{pe}$, удовлетворяет условию $|a^Q| \ll |\omega^Q|$ (индекс Q обозначает «квазимоду»), то можно записать [97]

$$a^Q = -\sqrt{\pi} \cdot \frac{n_b}{n_e} \cdot \frac{\omega_{pe}^3}{\omega_{\vec{k}}} \cdot \sum_{\vec{k}'} \frac{w_{\vec{k}', \vec{k}-\vec{k}'}}{|\vec{k} - \vec{k}'|^2 v_b^2} \xi_{\vec{k}-\vec{k}'} \cdot e^{-\xi_{\vec{k}-\vec{k}'}}}, \quad (1.26)$$

где

$$w_{\vec{k}} = \sum_{\vec{k}'} w_{\vec{k}', \vec{k}-\vec{k}'}, \quad (1.27)$$

и

$$\xi_{\vec{k}-\vec{k}'} = \frac{\omega_{pe} - (\vec{k} - \vec{k}') \cdot \langle \vec{v} \rangle}{|\vec{k} - \vec{k}'| v_b}. \quad (1.28)$$

Следует отметить, что инкремент неустойчивости квазимоды на $2\omega_{pe}$ по существу зависит от величины энергии обратно-рассеянной ленгмюровской волны $q_e^2 \langle \varphi^2 \rangle_{\vec{k}} / T_e^2$ (т. е. от величины $w_{\vec{k}', \vec{k}-\vec{k}'}$), поскольку данная величина входит как в числитель, так и в знаменатель

правой части (1.26). Как следствие этого, величина a^Q примерно равна величине инкремента пучковой неустойчивости в кинетическом случае [109], см. рис. 1.3.

$$a = -\sqrt{\pi} \cdot \frac{n_b}{n_e} \cdot \frac{\omega_{pe}^3}{k^2 v_b^2} \cdot \xi_{\vec{k}} \cdot e^{-\xi_{\vec{k}}^2}. \quad (1.29)$$

То есть электростатическая квазимода на $\omega = 2\omega_{pe}$, которую можно рассматривать как ответвление основной моды ленгмюровской волны, и изначальная ленгмюровская волна с частотой $\omega = \omega_{pe}$, которая образуется в результате пучковой неустойчивости, раскачиваются приблизительно с одинаковой скоростью.

Чтобы наглядно показать связь между квазимодой на $2\omega_{pe}$ и поперечной модой на рис. 1.3 изображены схематически дисперсионные соотношения для нескольких мод. Сплошные линии относятся к дисперсионным кривым, соответствующим определённым модам, пунктирные линии – к инкрементам нарастания соответствующих мод. Поперечная мода $\omega = \sqrt{\omega_{pe}^2 + k^2 c^2}$ и основная ленгмюровская мода $\omega = \omega_{pe} \left(1 + \frac{3}{2} k^2 r_D^2\right)$ являются нормальными модами, в последнем выражении $r_D = \sqrt{\frac{T_e T_i / (T_e + T_i)}{4\pi n_e q_e^2}}$ – радиус Дебая, для случая, когда $T_e \gg T_i$: $r_D = \sqrt{T_i / (4\pi n_e q_e^2)}$. Однако, при наличии большой амплитуды обратнорассеянной ленгмюровской волны дисперсионное уравнение (1.18) также разрешает электростатическую квазинормальную моду с частотой $\omega \simeq 2\omega_{pe}$. Следует заметить, что (1.18) не даёт возможности рассмотрения ленгмюровской моды в начальный момент времени, поскольку при выводе данного соотношения изначально использовалось допущение $\omega \gg kv_{Te}$.

Для сравнения нормальная ленгмюровская мода также представлена на рис. 1.3, наравне с инкрементами нарастания для пучковой неустойчивости нормальной моды a и электростатической квазимоды a^Q . Таким образом, в области источника электростатическая мода раскачивается с инкрементом неустойчивости a^Q , сравнимым с инкрементом пучковой неустойчивости a . Также как и другие возбуждённые электростатические волны, они распространяются из области источника и могут столкнуться с другими волнами в области с пониженной плотностью плазмы. Когда реализуется данная ситуация, в силу выполнения закона сохранения энергии, раскаченные волны преобразуются в поперечные электромагнитные волны за счёт нелинейного преобразования мод, как это показано на рис. 1.3. В данном случае предполагается, что неоднородности плотности достаточно малы, чтобы выполнялось квазиклассическое приближение (*Вентцеля-Крамерса-Бриллюэна*). Далее, раскаченные квазимоды на $2\omega_{pe}$, согласно дисперсионным соотношениям могут трансформироваться в электромагнитные волны, после чего они выходят из плазмы.

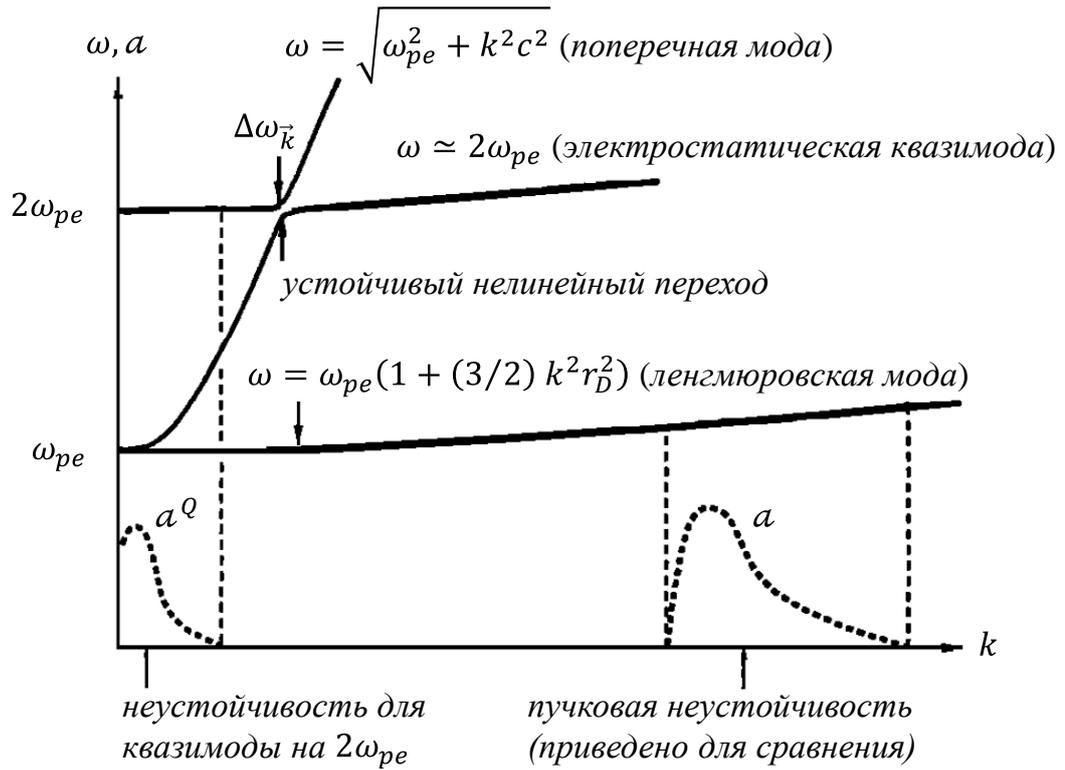


Рисунок 1.3. Схематическое изображение различных мод с соответствующими инкрементами нарастания. Изображение взято из [97].

1.1.4. Дипольное излучение вблизи удвоенной плазменной частоты

Данный механизм генерации очень похож на излучение электромагнитных волн радиоантеннами. Собственные колебания плазмы на ленгмюровской частоте ω_p приводят к возникновению электрических токов с частотой, соответствующей удвоенной плазменной частоте $2\omega_p$, которые приводят к генерации электромагнитных волн, как коллектив ускорено движущихся заряженных частиц [99, 100]. При рассмотрении данного механизма генерации излучения остаётся открытым вопрос о локализации источника излучения в плазме. В первых работах, использующих такое описание, предполагалось, что локализация токов в плазме достигается за счёт коллапса плазменных каверн [110], наравне с данным рассмотрением в теории также используются класс ленгмюровских волн, имеющих пространственную локализацию – так называемые интенсивные локальные структуры [89, 111].

$$I_{2\omega_p} = \begin{cases} \frac{3\sqrt{3}}{8} \left(\frac{v_e}{c}\right)^3 \frac{c}{\Delta z} \frac{E_0^2}{8\pi} \cdot \frac{1}{k_0^2 L^2}, & \text{если } \frac{4}{k_0^2 L^2} \ll 1, \\ \frac{3\sqrt{3}}{8} \left(\frac{v_e}{c}\right)^3 \frac{c}{\Delta z} \frac{E_0^2}{8\pi} \cdot \frac{k_0^2 L^2}{30}, & \text{если } \frac{4}{k_0^2 L^2} \gg 1. \end{cases} \quad (1.30)$$

1.2. Циклотронный механизм генерации излучения

В магнитном поле электрон движется по винтовой траектории с осью на магнитной силовой линии. При этом он испытывает ускорение, что приводит к излучению. Механизм излучения заряженных частиц в магнитном поле называют в общем случае магнитотормозным, излучение нерелятивистских частиц ($\mathcal{E}_K \ll m_e c^2$), обычно называют циклотронным, а релятивистских частиц – синхротронным.

Частота обращения электронов в магнитном поле [112], и соответственно частота дипольного излучения электрона соответствует ларморовской частоте

$$\omega_{He} = \frac{q_e B}{\gamma_L m_e c}. \quad (1.31)$$

Соответственно радиус вращения частицы

$$r_L = \frac{v_e}{\omega_{He}} = \frac{\gamma_L m_e v_e c}{q_e B}. \quad (1.32)$$

При условии $v_e \ll c$ излучение можно рассматривать как излучение двух взаимно ортогональных гармонических осцилляторов, сдвинутых друг относительно друга по фазе на $\pi/2$, или как излучение электрического диполя с дипольным моментом $\vec{d}_e = q_e \vec{r}_L$, вращающегося вокруг силовой линии с частотой ω_{He} . Средняя за период интенсивность циклотронного излучения

$$\mathcal{P}_1 = \frac{q_e^2 \omega_{He}^4 r_L^2}{8\pi c^3} \cdot (1 + \cos^2 \theta), \quad (1.33)$$

где θ – угол между направлением волнового вектора \vec{k} и магнитного поля \vec{B} . Излучение происходит на частотах вблизи ω_{He} . Полная мощность циклотронного излучения на s -й гармонике в вакууме даётся выражением вида [113]

$$\mathcal{P}_c = \frac{2q_e^2 \omega_{He}^2}{c} \cdot \left(\frac{v_\perp}{c}\right)^{2s} \cdot \frac{s^{2s+1} \cdot (s+1)}{(2s+1)!}. \quad (1.34)$$

Интенсивность излучения быстро спадает с увеличением номера гармоники s . Таким образом, спектр циклотронного излучения состоит из дискретных спектральных линий вблизи циклотронной частоты и её гармоник.

1.2.1. Мазерное усиление излучения в плазме

Под мазерным усилением в плазме подразумевается усиление интенсивности электромагнитного излучения, проходящего через плазму, за счёт индуцированного испускания резонансных фотонов возбуждёнными атомами среды [114]. Одними из первых работ по электронным циклотронным мазерам являются [115 – 118]. Достаточно подробное описание мазерного механизма усиления излучения в плазме рассмотрено в работе [119] (которой мы и будем следовать).

В основе работы мазера лежит циклотронная неустойчивость [120 – 122], обусловленная поперечной анизотропией функции распределения электронов в пространстве скоростей. Данная анизотропия естественна для открытых ловушек, ввиду наличия конуса потерь.

Излучение или поглощение электромагнитной волны с дисперсионным соотношением $\omega(\vec{k})$ потоком электронов с функцией распределения $f_e(\vec{p})$ на s -й гармонике циклотронной частоты возможно при следующем условии

$$\omega - s\omega_{He} - k_{\parallel}v_{\parallel} = 0. \quad (1.35)$$

Инкремент раскачки волны на s -й гармонике есть [119, 123]

$$a_s^{(\sigma)}(\vec{k}) = \int A_s^{(\sigma)}(\vec{p}, \vec{k}) \cdot \delta(\omega - s\omega_{He} - k_{\parallel}v_{\parallel}) \times \\ \times \left(\frac{s\omega_{He}}{v_{\perp}} \frac{\partial}{\partial p_{\perp}} + k_{\parallel} \frac{\partial}{\partial p_{\parallel}} \right) f_e(\vec{p}) d^3\vec{p}, \quad (1.36)$$

где $\sigma = 1$ для O -моды (обыкновенной волны), и $\sigma = -1$ для X -моды (необыкновенной волны).

При этом коэффициенты $A_s^{(\sigma)}(\vec{p}, \vec{k})$ имеют следующий вид

$$A_s^{(\sigma)}(\vec{p}, \vec{k}) = \frac{4\pi^2 q_e^2 v_{\perp}^2}{\omega n_{\sigma} \frac{\partial(\omega n_{\sigma})}{\partial \omega} (1 + T_{\sigma}^2)} \times \\ \times \left| \frac{c \cdot K_{\sigma} \sin \theta + (c \cdot \cos \theta - n_{\sigma} v_{\parallel}) T_{\sigma}}{n_{\sigma} v_{\perp} \sin \theta} \cdot J_s + J_s' \right|^2, \quad (1.37)$$

в последнем выражении аргумент функции Бесселя есть $(\omega/\omega_{He}) \cdot \frac{n_{\sigma} \gamma_L v_{\perp}}{c} \sin \theta$. Показатель преломления волн n_{σ} , продольная часть поляризации K_{σ} и угол поворота эллипса поляризации T_{σ} даются выражениями вида

$$\left\{ \begin{array}{l} n_{\sigma}^2 = 1 - \frac{XT_{\sigma}}{T_{\sigma} - Y \cos \theta}, \\ K_{\sigma} = \frac{XY \sin \theta}{1 - X} \cdot \frac{T_{\sigma}}{T_{\sigma} - Y \cos \theta}, \\ T_{\sigma} = -\sigma \sqrt{x^2 + 1} - x, \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} x = \frac{Y \sin^2 \theta}{2(1 - X) \cos \theta}, \\ X = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}, \\ Y = \frac{\gamma_L \omega_{He}}{\omega}. \end{array} \quad (1.38)$$

В случае если $k_{\parallel} = 0$ резонансное условие (1.35) соответствует случаю «поперечного эффекта Доплера». Резонансные электроны при этом имеют энергию $\gamma_L = sq_e H / (\omega mc)$ и в пространстве $(v_{\perp} - v_{\parallel})$ лежат на окружности с центром в начале координат. Для раскачки волн необходимо чтобы $\partial f_e / \partial p_{\perp} > 0$, которое естественным образом справедливо при $\partial f_e / \partial p > 0$ [113], однако может и выполняться и при $\partial f_e / \partial p < 0$ (при условии достаточно большой анизотропии питч-угла электронов [124]). Излучение в таком случае возможно на частотах $\omega < s\gamma_L \omega_{He}$.

Раскачка волн при ненулевых углах ($k_{\parallel} \neq 0$) может наблюдаться и в нерелятивистском случае ($\gamma_L \simeq 1$), при котором резонансные электроны в пространстве $(v_{\perp} - v_{\parallel})$ лежат на линии $v_{\parallel} = (\omega - s\omega_{He}) / k_{\parallel}$. Этот случай соответствует развитию электронно-циклотронной неустойчивости в плазме [117]. Данная неустойчивость развивается вследствие анизотропии функции распределения, которая естественно реализуется при неравномерном распределении частиц по импульсам, из-за наличия конуса потерь или при движении потоков частиц [117, 125]. Можно показать, что вклад члена с $\partial f_e / \partial p_{\perp}$ в выражение (1.36) имеет отрицательный знак (это следует, например, если в (1.36) провести интегрирование по частям по p_{\perp} в приближении $\gamma_L = 1$ и при $A_s^{(\sigma)} \propto p_{\perp}^{2(s-1)}$). Таким образом данный член не может приводить к раскачке колебаний в плазме. Мазерная раскачка может происходить только в случае, когда член с $(k_{\parallel} \partial f_e / \partial p_{\parallel})$ является существенно положительным.

При $\gamma_L \simeq 1$ для компенсации члена с $\partial f_e / \partial p_{\perp}$, приводящего к подавлению циклотронной неустойчивости, требуется наличие сильной анизотропии. Вследствие теплового движения частиц происходит доплеровское уширение резонансных линий излучения. Раскачка колебаний при этом наблюдается только в низкочастотной области усиления излучения [126].

В общем случае резонансные электроны, удовлетворяющие условию (1.35), в пространстве $(v_{\perp} - v_{\parallel})$ лежат на эллипсе [119]. В случае при $k_{\parallel} = 0$ эллипс переходит в окружность с радиусом $(c \sqrt{1 - \omega / (\gamma_L s \omega_{He})})$ и центром в начале координат. В нерелятивистском случае ($\gamma_L = 1$) окружность сжимается в линию, параллельную оси v_{\perp} в пространстве скоростей. Для $k_{\parallel} \neq 0$, как было показано в [127], в слаборелятивистском

приближении $\gamma_L^{-1} \simeq 1 - v^2/(2c^2)$ резонансное условие (1.35) соответствует окружности с центром в $\{v_{\parallel} = v_{\parallel c}, \quad v_{\perp} = 0\}$ и радиусом $v = v_0$:

$$\begin{cases} v_{\parallel c} = \frac{k_{\parallel} c^2}{\omega}, \\ \frac{v_0}{c} = \sqrt{\frac{k_{\parallel}^2 c^2}{\omega^2} - \frac{2(\omega - s\gamma_L \omega_{He})}{s\gamma_L \omega_{He}}}. \end{cases} \quad (1.39)$$

Следует отметить, что в слаборелятивистском приближении для развития циклотронной неустойчивости не требуется сильной анизотропии функции распределения частиц: всякая функция распределения с $\partial f_e / \partial p_{\perp} > 0$ при $v_{\perp} < v_0$ может приводить к развитию неустойчивости и v_0 может принимать любое значение $0 \leq v_0 \ll c$. В отличие от случая $k_{\parallel} = 0$ резонансные электроны не обязаны находится на окружности с центром в начале координат (в пространстве скоростей), то есть мазерное усиление может осуществляться анизотропным распределением электронов, находящимися не вблизи начала координат. Излучение при этом может наблюдаться на частотах $\omega > s\gamma_L \omega_{He}$.

Глава 2. Описание экспериментальной установки ГОЛ-3

Экспериментальная установка ГОЛ-3 представляет собой открытую магнитную ловушку для удержания заряженных частиц в гофрированном магнитном поле (рис. 2.1 – рис. 2.2) [128]. Одной из основных физических задач, стоящих перед экспериментальным комплексом ГОЛ-3 является изучение взаимодействия микросекундного электронного пучка с плотной ($10^{13} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$) плазмой, а также быстрый нагрев плазмы, находящейся во внешнем магнитном поле. Нагрев плазмы в ловушке осуществляется при помощи инъекции мощного релятивистского электронного пучка (РЭП) в предварительную плазму. Основные результаты, полученные на установке ГОЛ-3, приведены в [129, 130].

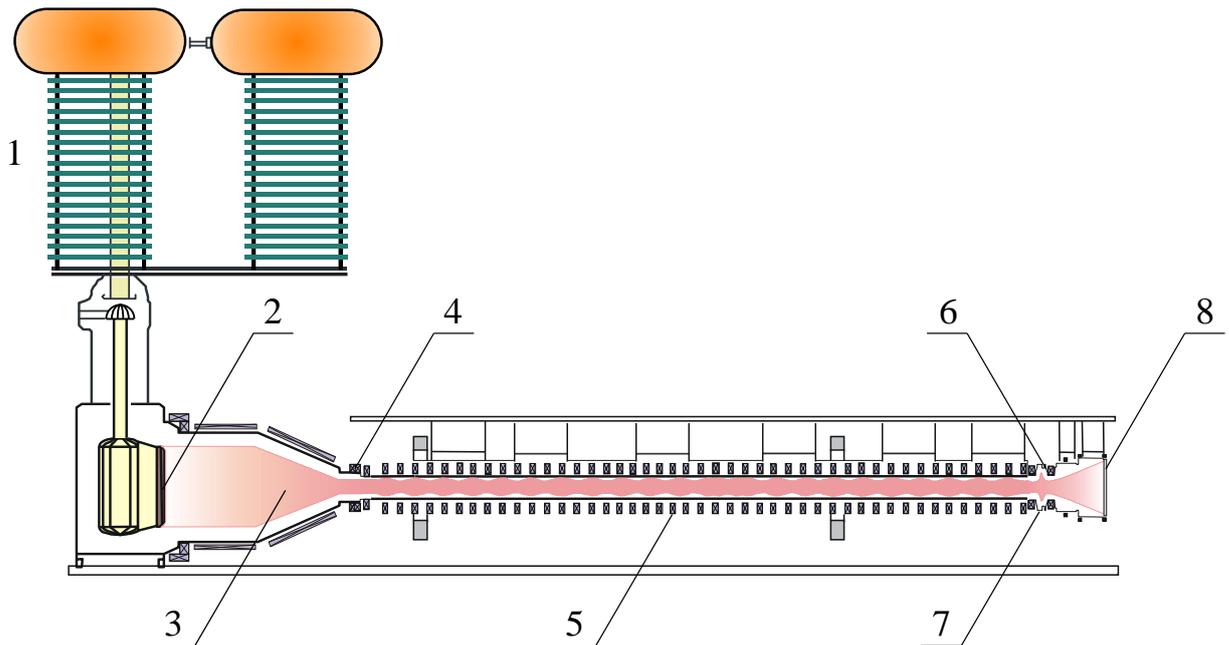


Рисунок 2.1. Схема установки ГОЛ-3. 1 – ускорительная система У-2; 2 – ленточный диод; 3 – система сжатия электронного пучка; 4 – входная пробка; 5 – основной соленоид; 6 – выходная пробка; 7 – система создания предплазмы; 8 – приёмник пучка.

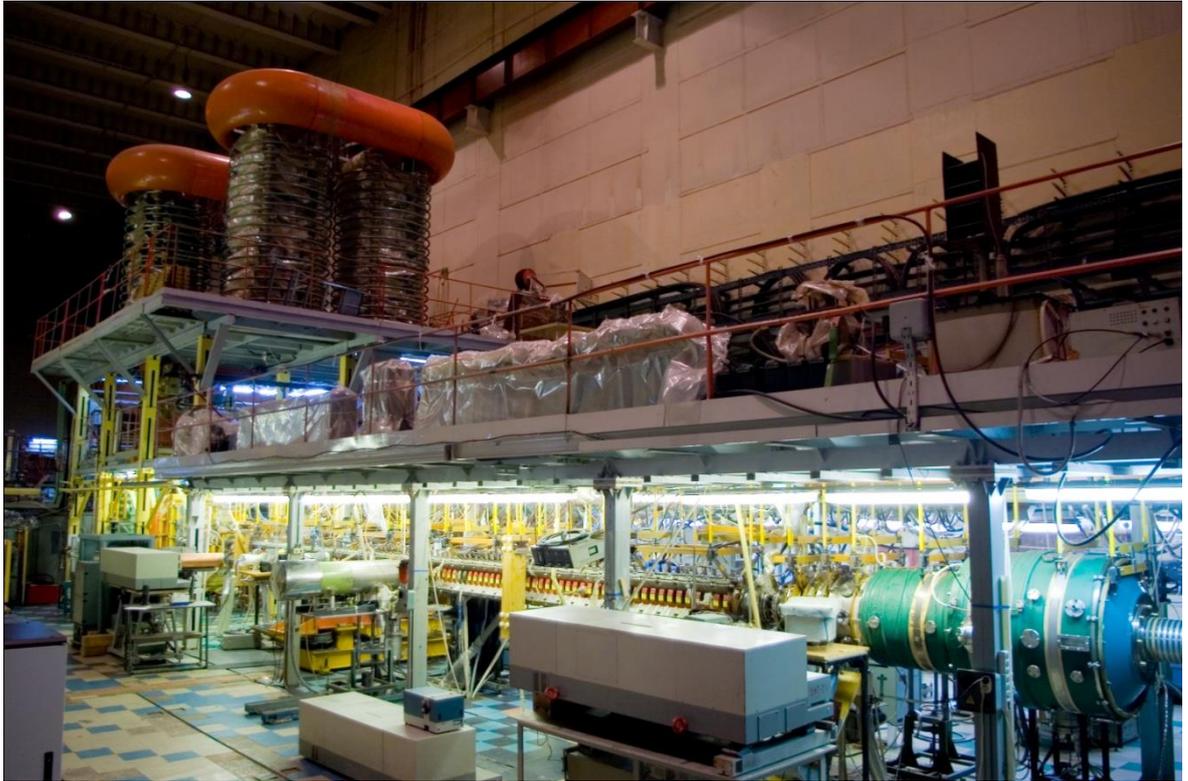


Рисунок 2.2. Фотография установки ГОЛ-3.

Установка состоит из генератора ленточного электронного пучка У-2, магнитной системы удержания плазмы с 15 МДж емкостным накопителем, плазменной камеры и выходного узла, предназначенного для создания предплазмы и приёма пучка [131, 132].

Генератор У-2 позволяет получить пучок с энергосодержанием до 0,3 МДж. Принцип работы высоковольтного генератора можно описать следующим образом. Высоковольтный *LC*-генератор (1 на рис. 1.1) создаёт импульс, амплитудой ~ 1 МВ и длительностью ~ 10 мкс, который прикладывается к ленточному диоду (2). В этом диоде волокнистый графитовый катод эмитирует электроны с площади размером $3,5 \times 140$ см² которые далее ускоряются до релятивистских скоростей ($\gamma_L \approx 3$) в зазоре между катодом и анодом. Полный ток электронного пучка при этом достигает 50 кА. Пучок через анодную щель идёт в щелевой вакуумный канал с внутренним размером 6×150 см² и длиной ~ 1 м. Сопровождающее магнитное поле в щелевом канале $\sim 0,3$ Тл. После прохождения канала пучок попадает в преобразователь поперечного сечения пучка (3), где ленточное поперечное сечение преобразуется в круглое. После преобразования пучок адиабатически сжимается магнитным полем, которое вырастает с величины 0,3 до 4,5 Тл. Сжатый круглый пучок инжектируется в плазму через графитовую диафрагму, выполняющую роль лимитера плазмы. Размер диафрагмы зависит от режима работы установки; в рамках данной работы установка работала в двух режимах: «стандартный» пучок (диаметр $\varnothing \approx 4,1$ см) и «тонкий» пучок (диаметр $\varnothing \approx 1,12$ см). Диаметр электронного

пучка приведён для места регистрации эмиссии электромагнитного излучения из плазмы (81 см от места инъекции РЭП в плазму, $B = 4$ Тл) с учётом влияния гофрированного магнитного поля в установке.

Энергия электронов пучка сопоставляется с величиной напряжения ускоряющего электрического поля на основном разряднике, которое измеряется при помощи двух делителей напряжения, включенных последовательно. Измерение тока пучка в системе проводится при помощи системы поясов Роговского, установленных по направлению распространения пучка (в областях разрядника, диодного узла, после системы сжатия пучка и после первой входной магнитной пробки). Для измерений спектра энергии электронов пучка использовался многофольговый анализатор [133].

Магнитная система установки состоит из магнитной системы генератора электронного пучка У-2, входной пробки (4), соленоида (5), двух выходных пробок (6) с областью слабого поля между ними и магнитной системы приёмника пучка. Магнитное поле достигает величин ~ 5 Тл на оси установки и до 10 Тл в выходных пробках.

Основной соленоид установки (5) состоит из 110 многовитковых катушек с внутренним диаметром ~ 16 см. Катушки установлены по длине установки с пространственным периодом ~ 11 см, при этом полная длина соленоида составляет $\sim 12,2$ м. Для создания сильного поля на торцах установки установлены специальные катушки сильного поля – входная (4) и выходная (6) пробки. Входная пробка представляет собой сдвоенную секцию двух стандартных катушек магнитного поля, и является условной границей раздела между магнитными и вакуумными системами генератора пучка и плазменной части. Выходная пробка состоит из двух катушек с уменьшенным внутренним диаметром. Выходная пробка формирует сильное магнитное поле на выходе из соленоида и в узле создания предварительной плазмы. В узле выходного расширителя магнитное поле постепенно уменьшается для того, чтобы снизить тепловую нагрузку на расположенный в торце установки выходной приёмник пучка (8).

Система питания соленоида позволяет получать до 15 МДж энергии при напряжении разряда до 6 кВ. Система питания состоит из 6000 конденсаторов типа ИК 6-1500, расположенных в шести отсеках. При этом система разделена на 60 секций, каждая из которых состоит из 100 соединённых параллельно конденсаторов, и подключенных к двум последовательно соединённым катушкам через тиристорный ключ.

2.1. Режим однородного магнитного поля

Для формирования квазиоднородного поля к каждой батарее подключаются две катушки, между которыми имеется ещё одна катушка на рис. 2.3. В случае, когда напряжение на всех батареях одинаковое в камере создаётся квазиоднородное магнитное поле по всему соленоиду. Время выхода тока разряда батарей на максимум при этом составляет ~ 13 мс. Функциональная схема подключения питания показана на рис. 2.3.

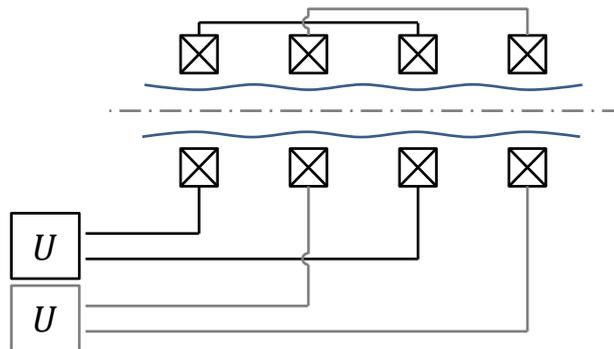


Рисунок 2.3. Схема питания катушек магнитного поля для создания однородного магнитного поля (на рис. также условно показаны силовые линии магнитного поля).

2.2. Режим гофрированного магнитного поля

Для создания сильной гофрировки магнитного поля секции конденсаторной батареи от двух разных зарядных устройств подключаются попарно параллельно к двум последовательно соединенным катушкам соленоида (см. рис. 2.4). При этом катушки оказываются подключенными через одну и эффект продольной неоднородности магнитного поля усиливается. Период гофрировки магнитного поля в данном режиме составляет ~ 22 см.

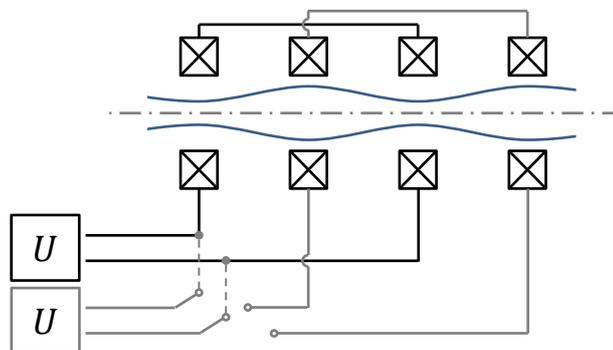


Рисунок 2.4. Схема питания катушек магнитного поля для создания существенно гофрированного магнитного поля.

2.3. Инжекция слабoreлятивистского электронного пучка в плазму

Для перспектив создания термоядерного реактора на основе адиабатического удержания плазмы в открытых магнитных системах [1] помимо интенсивного нагрева частиц плазмы также требуется эффективное удержание плазмы во внешнем магнитном поле [134, 135]. Для улучшения магнитогидродинамической устойчивости плазмы в открытой ловушке можно, например, привести плазму во вращение, путём создания радиального электрического поля. Так, например, на установке ПСП-2 [136], вращение плазмы осуществлялось при помощи введения специальной системы электродов внутрь вакуумной камеры установки. Другим способом ввода дополнительно потенциала в плазму является инжекция электронного пучка. Также, за счёт плазменной турбулентности, наличие электронного пучка в плазме приводит к подавлению продольных электронных потерь. В связи с этим на установке ГОЛ-3 проводилась серия экспериментов по инжекции слабoreлятивистского электронного пучка в плазму. Для реализации данной программы использовался генератор электронного пучка с плазменным эмиттером на основе дугового разряда с холодным катодом и многоапертурной электронно-оптической системой диодного типа [137]. Работа подобного генератора пучка описана в [138]. Генератор пучка включает в себя сам инжектор электронного пучка, системы питания магнитного поля и газонапуска, а также измерительные цепи.

Эмиссионная плазма создаётся при помощи импульсного генератора дугового разряда с холодным катодом (конструкция данного генератора похожа на схемы, использованные в [139, 140]). В качестве рабочего газа использовался водород, напускающийся быстрым электромагнитным клапаном через отверстие в катоде дугового генератора. После напуска газа в канале дуги зажигается разряд, создающий плотную эмиссионную плазму. Для облегчения создания дуги использовался вспомогательный разряд между катодом и поджигающим электродом.

Для формирования пучка используется многоапертурная диодная электронно-оптическая система, катодный и анодный электроды которой представляют собой «решётки» с 241 отверстием, просверленным в гексагональном порядке [137]. В экспериментах измерялся ток в высоковольтной цепи, являющийся током эмиссии. Измерение осуществлялось при помощи измерительного трансформатора тока. При помощи низкоомного шунта измерялся ток, оседающий на ускоряющий электрод (анод диода). Напряжение на ускоряющем зазоре измерялось с помощью делителя напряжения.

2.4. Диагностика плотности плазмы

Комплекс диагностик плотности плазмы, которые использовались в данной работе, подробно описан в [188]. Для определения временного хода интегральной по диаметру плотности плазмы используется интерферометр Майкельсона основе СО₂-лазера ($\lambda = 10,6$ мкм) [186]. Временное разрешение интерферометра определяется свойствами КРТ-диода и соответствует ~ 1 нс. Чувствительность интерферометра ограничена шумами электроники и имеет значение $\sim 5 \times 10^{-4}$ интерференционной полосы. При размере диаметра плазменного столба ~ 10 см, минимально измеряемая плотность плазмы составляет $\sim 10^{12}$ см⁻³. Калибровка начальной фазы и амплитуды интерференционного сигнала осуществляется дистанционно с помощью пьезоэлемента в опорном плече интерферометра.

Для регистрации распределения плотности плазмы по диаметру плазменного столба используется система томсоновского рассеяния [141, 142]. Данная система позволяет в наперёд заданный момент времени проводить измерения плотности плазмы в восьми точках по хорде. Измерение плотности плазмы в разные моменты времени осуществлялось при помощи двух лазерных импульсов, следующих друг за другом с интервалом не меньше, чем 1 мкс. Данная система позволяет измерять профиль плотности плазмы в двух точках по времени. Длительность импульса лазерного излучения составляет ~ 20 нс, энергосодержание ~ 20 Дж, поперечный размер лазерного луча составляет ~ 2 мм, длина волны излучения $\lambda = 1054$ нм.

2.5. Измерение диамагнетизма плазмы

Энергосодержание плазмы измеряется при помощи набора диамагнитных зондов, расположенных вдоль оси установки на расстоянии {44, 77, 126, 142, 192, 208, 264, 357, 373, 458, 475, 524, 623, 701, 844, 987 и 1020 см} от входной пробки. Зонд представляет собой диамагнитную петлю [143], диаметром 9,2 см, которая защищена от плазмы с двух сторон ситалловыми диафрагмами с апертурой 80 мм, а со стороны торца эпоксидным компаундом. Ограничивающие диафрагмы также определяют область, занятую плазмой – 80 мм, при диаметре электронного пучка в камере ~ 60 мм.

2.6. Регистрация рентгеновского и нейтронного излучения

В результате нагрева плазмы электронным пучком часть энергии пучка передаётся высокоэнергичным частицам плазмы. Для измерения ухода быстрых электронов пучка на элементы конструкции установки, измерялся уровень жёсткого рентгеновского излучения, а число надтепловых электронов плазмы определяется исходя из величины мягкого рентгеновского излучения [144]. Регистрация мягкого рентгеновского излучения (кинетическая энергия электронов $0,5 \div 10$ кэВ) осуществляется при помощи кремниевых поверхностно-барьерных детекторов. Толщина чувствительной области детектора составляет ~ 200 мкм. Данная толщина выбрана для того, чтобы снизить чувствительность детектора для жёсткого излучения, и, таким образом, уменьшить вклад релятивистских электронов в полезный сигнал. В качестве фильтра использовался слой бериллия толщиной ~ 2 мм.

Для регистрации быстрых нейтронов [145, 146], образующихся при нагреве плазмы до термоядерной температуры, в реакциях типа



использовались локальные детекторы, выполненные на основе органического сцинтиллятора (*полистирол*) и имеют цилиндрическую форму, диаметром $\varnothing 15$ мм, длиной 75 мм [147]. Благодаря своим размерам, детекторы нейтронов могут быть размещены между катушками соленоида вплотную к стенке вакуумной камеры. При этом массивные катушки магнитного поля также экранируют детектор от нежелательного потока тормозных γ -квантов, основные источники которых находятся в области входной диафрагмы в начале установки и приёмника пучка в конце установки. Таким образом локальные детекторы регистрируют излучение только в пределах одной ячейки многопробочной ловушки. Дополнительно для мониторинга фона жёсткого γ -излучения применялся отдельный локальный детектор на основе кристалла BGO (*ортогерманит висмута*).

Глава 3. Комплекс диагностик для регистрации излучения из плазмы

Электромагнитное излучение, образующееся в результате взаимодействия электронного пучка с плазмой, может быть характеризовано: 1) полной мощностью излучения, 2) спектральной плотностью мощности, а также 3) степенью поляризации излучения. Для получения информации о каждой из этих характеристик используется набор радиометрических диагностик на основе квазиоптических элементов: многоканальный полихроматор, поляриметр, а также ряд одиночных детекторов и широкополосный калориметр.

Вывод электромагнитного излучения из вакуумной камеры установки осуществляется через фторопластовые окна, которые обладают малым тангенсом диэлектрических потерь в диапазоне частот выше 50 ГГц. Для того чтобы исключить возможность «ложной» регистрации излучения, переотражённого от противоположной стенки вакуумной камеры, напротив выходного окна (через которое проводится измерение) устанавливалось ещё одно окно.

3.1. Обзорная регистрация излучения

Для осуществления обзорной регистрации электромагнитного излучения в широком диапазоне частот использовались четыре отдельных приёмника излучения (одиночные детекторы). Принципиальная схема и внешний вид одиночных детекторов приведены на рис. 3.1 и рис. 3.2. Непосредственная регистрация излучения проводится при помощи приёмников излучения на основе диодов с барьером Шоттки. Входной тракт приёмника излучения представляет собой волноводный переход от сверхразмерного сечения $3,6 \times 1,8 \text{ мм}^2$ до сечения внутреннего волновода секции $0,72 \times 0,36 \text{ мм}^2$. Поперечный размер входного тракта определяет частоту волноводной отсечки приёмника. Фокусировка излучения на входной тракт осуществляется при помощи квазиоптической линзы плоско-гиперболической формы с показателем преломления $n \approx 1,44$ (фторопласт-4).

Разработка приёмников излучения была выполнена в ГП НИИ «Орион» (г. Киев, Украина). Приёмник представляет собой функционально законченный узел, внутренняя часть которого состоит из трёх основных частей: первая часть представляет собой переход с

волновода на микрополосковую линию. Вторая часть – диод с барьером Шоттки, включенный в микрополосковую линию с элементами согласования. Третья часть – быстродействующий усилитель, изготовленный на основе интегрального операционного усилителя *AD 8001* с шириной полосы ~ 900 МГц. Усилитель устанавливает на диоде напряжение, соответствующее опорному. В связи с этим регистрируется только величина избыточного тока, текущего через диод, что позволяет осуществлять регистрацию как непрерывного излучения, так и модулированного во времени. Также ввиду малого входного сопротивления, усилитель исполняет роль согласующей нагрузки.

Чувствительность детектора определяется как отношение приращения тока, протекающего через диод, к приращению мощности: $S_I = \frac{dI}{dP}$. Так как в экспериментах происходит регистрация напряжения с сопротивления R , на которое нагружен диод, то для описания чувствительности приёмников используется вольт-ваттная характеристика: $S_U = \frac{d(IR)}{dP} = \frac{dU}{dP}$. Типичные значения вольт-ваттной характеристики для используемых детекторов $S_U \sim 0,1$ кВ / Вт (более подробно см. раздел 3.6). Временное разрешение приёмников излучения не хуже 2 нс. Динамический диапазон измеряемых сигналов – более 50 дБ.

Поскольку регистрацию мощности излучения необходимо проводить в условиях сильных внешних электромагнитных наводок при работе ускорителя электронного пучка, то все регистрирующие элементы помещаются в электростатический экран, который представляет собой металлический корпус с проложенным внутри поглотителем излучения, предназначенный для подавления возможного переотражённого излучения внутри экрана.

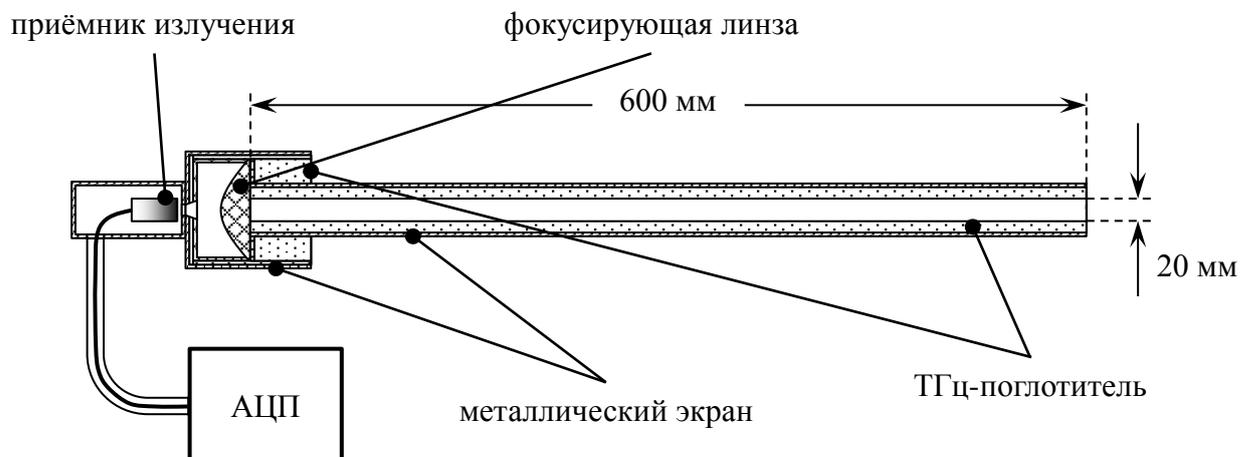


Рисунок 3.1. Схема экранированного приёмника излучения, позволяющая использовать радиометрические измерения в условиях внешних высоких электростатических наводок.

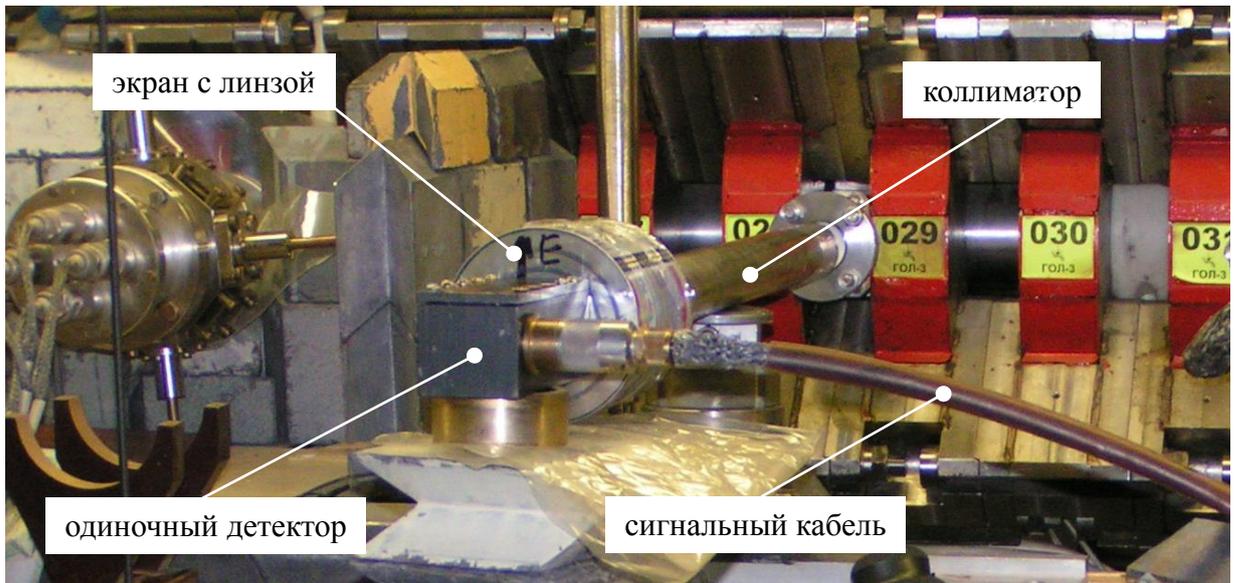


Рисунок 3.2. Фотография введённого в эксплуатацию широкополосного одиночного детектора, установленного в электростатический экран.

С целью уменьшения влияния возможных сторонних источников излучения перед фокусирующей линзой устанавливается длинный коллиматор, который фактически задаёт угловую диаграмму направленности чувствительности детектора. В качестве поглотителя используется пенополиуритан, толщиной ~ 1 см, пропитанный графитовой смесью (аквадагом). При такой пропитке полотно приобретает значительную величину тангенса диэлектрических потерь. Характеристики поглощения поглотителя, изготовленного по такому способу, приведены на рис. 3.3. Характерный вид диаграммы направленности чувствительности одиночных детекторов приведён на рис. 3.4 (масштаб по углу θ увеличен).

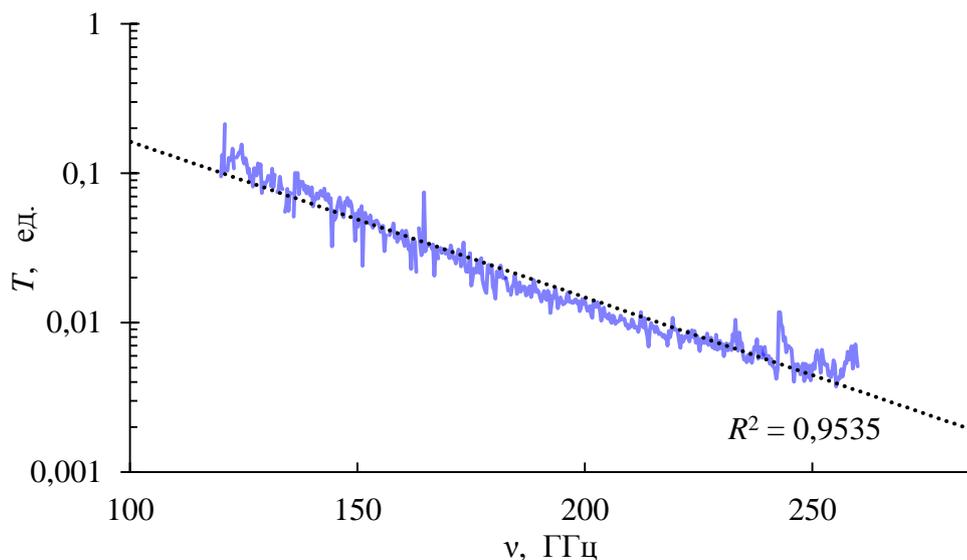


Рисунок 3.3. Характерная амплитудно-частотная характеристика используемого поглощающего вещества на основе суспензии аквадага. Пунктирной линией показана функция в экспоненциальном приближении соответствующим коэффициентом детерминации R^2 .

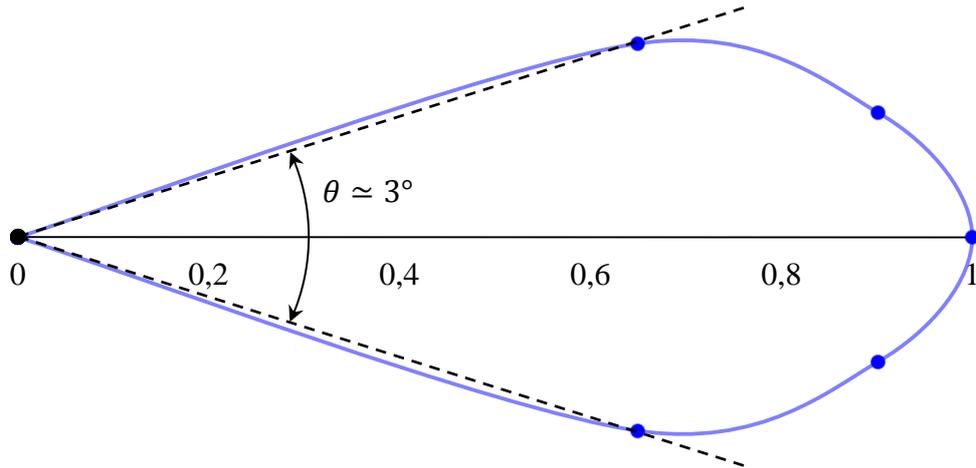


Рисунок 3.4. Диаграмма направленности чувствительности детекторной секции без коллиматора. Масштаб по зенитному углу θ увеличен.

Диаграмма направленности одиночного детектора в основном определяется фокусирующими свойствами плоскогиперболической линзы (см. рис. 3.4), и составляет $\theta \sim 3^\circ$. Поскольку в экспериментах регистрируется излучение с частотой $\nu \approx 300$ ГГц (длина волны $\lambda \approx 0,1$ см), то при установленном коллиматоре, диаметром $\varnothing = 2,5$ см влияние дифракционных эффектов на угловое разрешение оказывается малым ($\Delta\theta \approx \lambda / \varnothing \sim 10^{-2}$). При этом на более низких частотах влияние дифракции оказывается сравнимым с геометрическим пределом.

3.2. Многоканальная радиометрическая система регистрации излучения

Для регистрации спектральной плотности мощности была разработана и создана специальная многоканальная радиометрическая диагностика с использованием квазиоптических селективных элементов. Ввиду эксплуатации радиометрической диагностики в условиях работы высоковольтных систем, вся аппаратура, также как в случае и с одиночными детекторами, помещается в электростатический экран.

Функциональная схема диагностики может быть описана следующим образом. Изначальный пучок излучения при помощи делителей пучка разделяется на несколько отдельных лучей. Далее на пути каждого пучка устанавливается частотно-селективный фильтр, который определяет анализируемую полосу частот в соответствующем пучке излучения.

Впоследствии излучение, при помощи квазиоптической линзы, фокусируется на приёмный элемент, сигнал, с которого, передаётся на аналого-цифровой преобразователь.

3.2.1. Четырёхканальный полихроматор

Четырёхканальный полихроматор представляет собой радиометрическую диагностику для непосредственной регистрации электромагнитного излучения в четырёх независимых спектральных диапазонах. Данная диагностика базировалась на созданной ранее четырёхканальной радиометрической диагностике, в которой селекция частот осуществлялась при помощи анизотропных сеточных фильтров [148] (анизотропные фильтры в данной статье вводились для выделения отдельных полос частот для разных поляризаций). К сожалению, диагностика, описываемая в данной статье, не имела возможности абсолютной калибровки (ввиду отсутствия возможности юстировки элементов диагностики относительная калибровка осуществлялась при помощи разбора диагностики, и калибровки отдельных детекторов, входящих в диагностику, на стенде, после чего детекторы вновь вносились в оптическую схему диагностики – отсутствие юстировки квазиоптического тракта вообще говоря может приводить к погрешности измерений на неопределённую величину (это связано с использованием плоскогиперболических фокусирующих линз, которые имеют очень малую угловую характеристику), а также ввиду отсутствия поглотителей излучения внутри нерабочей трассы диагностики приводит к тому, что отдельные каналы могут регистрировать излучение, перерассеянное от элементов диагностики). Также в указанной диагностике использовались фильтры с анизотропной топологией. У данных фильтров есть несколько недостатков: во-первых, полосы пропускания для разных поляризаций оказываются связанными, что приводит к ограничению на выбор полос анализируемых частот, а во-вторых, ширина частотной полосы была $\Delta\nu / \nu_0 \approx (20 \div 30) \%$. Последнее обстоятельство приводит к сильно неравномерной чувствительности детекторных секций (поскольку на ширине пропускания фильтра чувствительность детекторов может меняться в несколько раз), что не позволяет получить достоверную информацию о спектре излучения. В связи с данными недостатками была создана новая диагностика, лёгшая затем в основу восьмиканального полихроматора. Принципиальными отличиями данной диагностики от диагностики, описанной в [148] является то, что 1) каждый функциональный элемент диагностики располагается на отдельной микроподвижке, что позволяет осуществлять юстировку квазиоптической трассы и согласование входного тракта с детектирующими элементами; 2) каждый независимый луч, полученный от деления исходного пучка излучения при помощи полупрозрачных зеркал, до

детектирующего элемента проводится через квазиоптическую трассу (что уменьшает интенсивность регистрируемого перерассеянного излучения, и соответственно величину внеполосового пропускания); 3) в качестве частотно-селективных элементов используются изотропные сеточные фильтры с полосой $\Delta\nu / \nu_0 \approx 15\%$; 4) электрические сигнальные кабели и питание подводится не отдельно к каждому приёмнику излучения, а единой кабельной системой, что позволяет уменьшить влияние электрических наводок на регистрирующую аппаратуру (за счёт отсутствия паразитных электрических петель).

Диагностика имеет принципиальную схему, изображённую на рис. 3.5. В данной схеме пучок электромагнитного излучения, входящий в диагностику, разделяется на четыре независимых пучка, каждый из которых в дальнейшем отфильтровывается соответствующим полосовым квазиоптическим фильтром и регистрируется приёмником излучения.

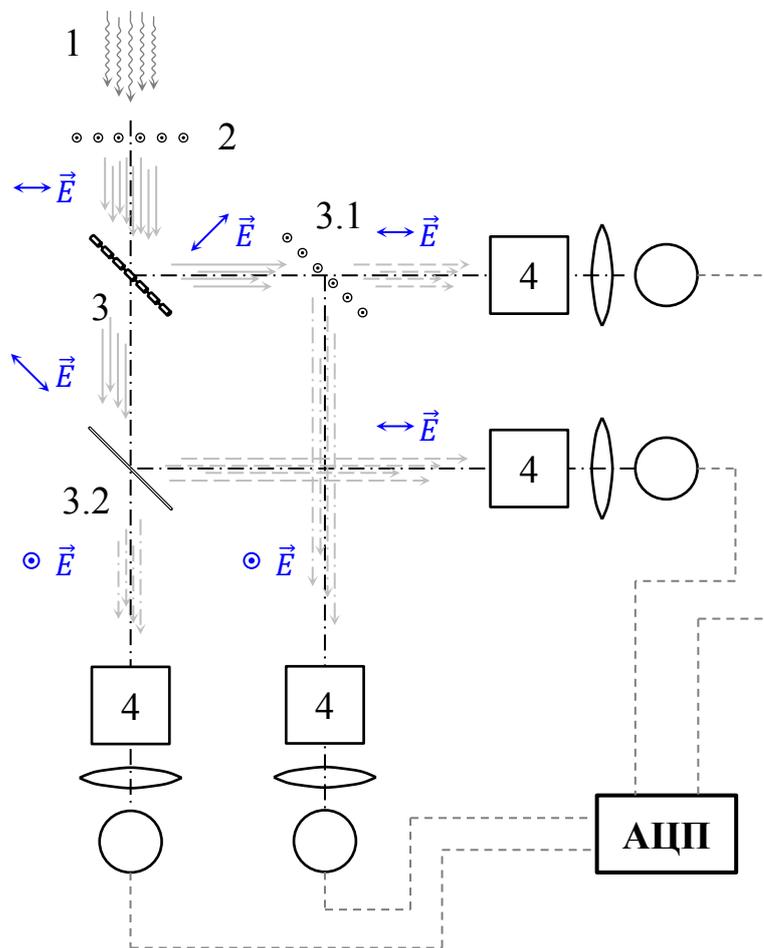


Рисунок 3.5. Принципиальная схема четырёхканальной радиометрической диагностики. 1 – анализируемый поток излучения; 2 – поляризатор, задающий анализируемую поляризацию (*анализатор*); 3 – поляризационные делители; 4 – квазиоптические селективные фильтры, фокусирующая оптика и приёмники излучения.

Разделение исходного пучка излучения на четыре пространственно-независимых пучка осуществляется при помощи сеточных поляризаторов. При падении на такой поляризатор

электромагнитного излучения, поляризованного таким образом, что вектор электрической напряжённости \vec{E} перпендикулярен металлизированным полосам, беспрепятственно проходит через поляризатор [149], а случае если поляризация излучения такова, что \vec{E} направлен вдоль металлизированных полос – излучение полностью отражается. Таким образом, для разделения исходного пучка излучения на два независимых пучка одинаковой интенсивности можно использовать два поляризатора. Первый поляризатор будет определять поляризацию анализируемого потока излучения; второй поляризатор должен быть установлен под углом в 45° к направлению распространения излучения и должен иметь плоскость поляризации, повернутую на угол 45° относительно предыдущего поляризатора, как это показано на рис. 3.6.

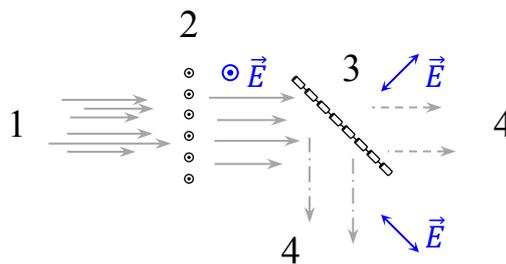


Рисунок 3.6. Прохождение электромагнитной волны через два повернутых относительно друг друга поляризатора. 1 – исходный поток излучения; 2 – анализатор, задающий анализируемую поляризацию излучения; 3 – сеточный поляризатор; 4 – вторичный пучок излучения (один из пучков имеет поляризацию, совпадающую с плоскостью поляризации поляризатора 3 (штрихпунктирная линия), другой – ортогональную поляризацию).

В соответствии с вышесказанным, в используемой схеме рис. 3.5 сначала изначальный пучок (1) проходит через входной поляризатор (2), выполняющий роль *анализатора*, после чего падает на поляризатор (3), повернутый на угол 45° относительно направления распространения излучения, с плоскостью поляризации, повернутой на 45° относительно плоскости поляризации анализатора. Далее на пути распространения каждого пучка устанавливается ещё один поляризатор (3.1 и 3.2), установленный под относительным углом 45° , с плоскостью поляризации, повернутой на угол 45° относительно предыдущего поляризатора. Таким образом, в итоге получается четыре независимых линейно-поляризованных пучка излучения. В дальнейшем на пути каждого из пучков излучения устанавливается квазиоптический фильтр, определяющий частотную полосу регистрируемого излучения, фокусирующая оптика и приёмник излучения (4).

Как упоминалось выше, для защиты аппаратуры от электрических наводок, все приёмники как единое целое дополнительно помещены в электростатический магнитный экран.

3.2.2. 8-канальный полихроматор

Для увеличения числа спектральных каналов также была создана восьмиканальная система регистрации для анализа спектра излучения. Система представляет собой два смещённых четырёхканальных полихроматора, анализирующие два потока излучения с взаимно ортогональными поляризациями. Схема диагностики приведена на рис. 3.7 – рис. 3.8.

Анализируемый пучок излучения (1) сначала проходит через поляризатор (2), пропускающий излучение только под углом 45° к плоскости рисунка. Далее излучение (3), поляризованное под 45° , падает на делитель пучка (4), представляющий собой также поляризатор, но повернутый на угол 45° к направлению распространения излучения и имеющий повернутую на 45° относительно входного поляризатора плоскость поляризации (на рисунке данный поляризатор имеет плоскость поляризации, ориентированную вдоль плоскости рисунка

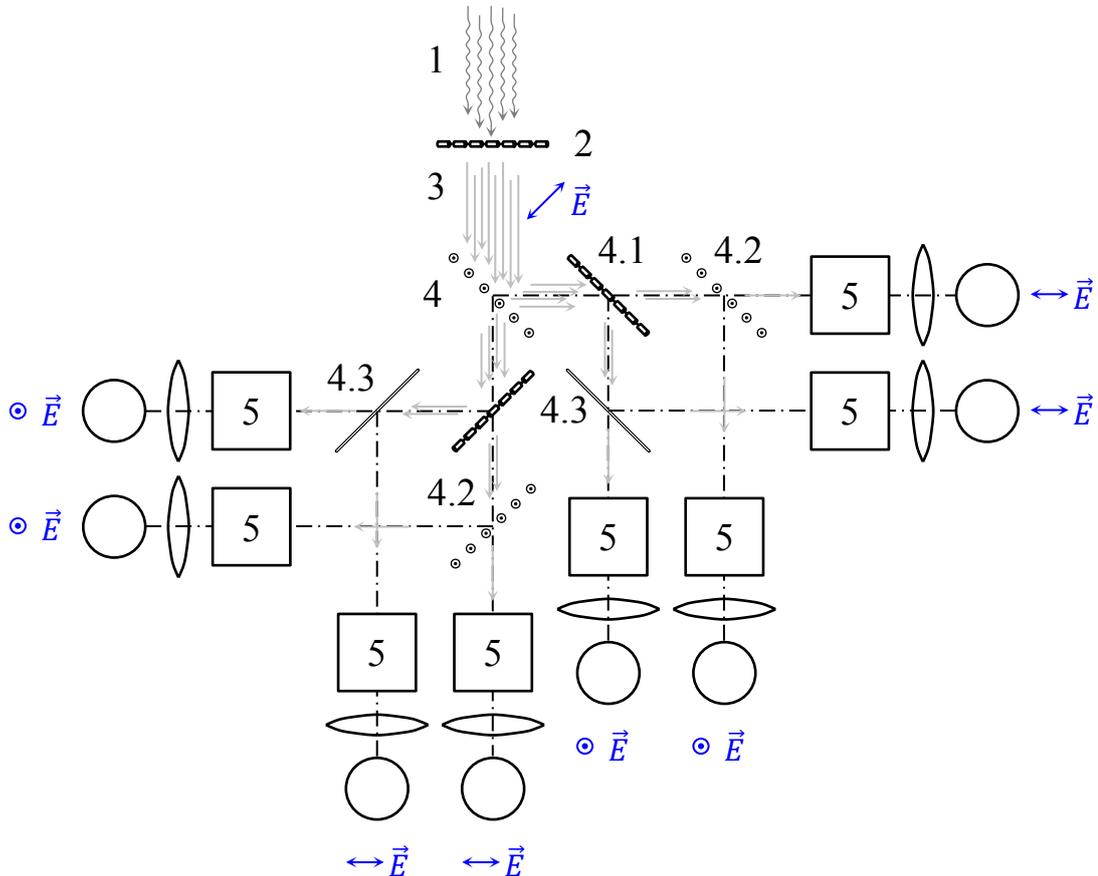


Рисунок 3.7. Функциональная схема восьмиканальной диагностики. 1 – анализируемый поток излучения; 2 – анализатор; 3 – излучение, имеющее 45° -поляризацию; 4 – первый поляризационный делитель (плоскость поляризации – параллельна плоскости рисунка); 4.1 – плоскость поляризации – 45° ; 4.2 – плоскость поляризации – параллельна плоскости рисунка; 4.3 – плоскость поляризации – перпендикулярна плоскости рисунка; 5 – квазиоптические селективные фильтры, фокусирующая оптика и примники излучения.

– пропускает излучение с поляризацией вдоль плоскости рисунка и отражает излучение, с поляризацией поперёк плоскости рисунка). Таким образом получается два независимых пучка излучения с взаимно ортогональными поляризациями. Для последующего разделения каждого из полученных пучков излучения используется схема, подобная той, что описана в разделе 3.2.1. Разделение на четыре пучка осуществляется при помощи последовательно установленных ещё трёх поляризаторов, установленных под углом 45° к направлению распространения излучения: сначала устанавливается поляризатор с плоскостью поляризации под углом 45° (4.1) к плоскости рисунка, затем в каждом плече устанавливается полярizationный делитель (4.2 и 4.3), с плоскостью поляризации, ориентированной вдоль или поперёк плоскости рисунка. Для группировки приёмников излучения (5), регистрирующих излучение с одной и той же ориентацией поляризации, в диагностике используются поляризационные делители с плоскостью поляризации, как поперёк (4.3) плоскости рисунка, так и вдоль (4.2).

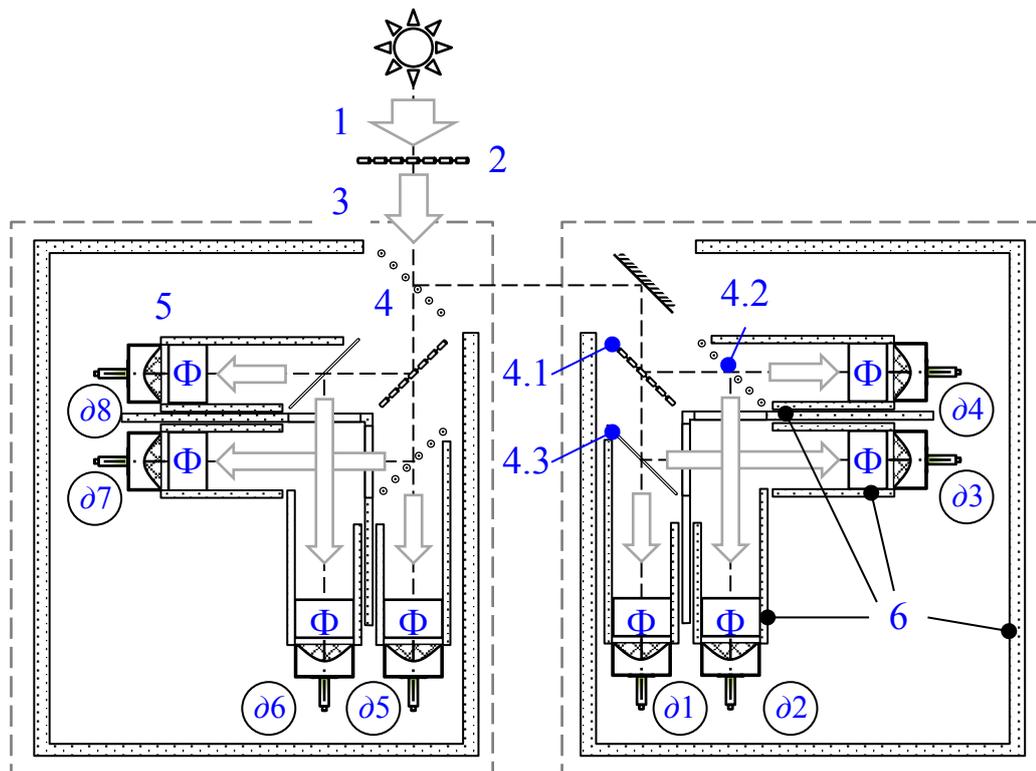


Рисунок 3.8. Принципиальная схема восьмиканальной диагностики.
 (1 – 5) – обозначения, принятые на рис. 3.7; 6 – поглотители излучения;
 (d1 – d8) – соответствующие приёмники излучения.

Ещё одним немаловажным элементом диагностики является квазиоптический тракт для распространения излучения от входного окна до приёмного устройства. Квазиоптический тракт представляет собой полиэтиленовую трубу, диаметром $\varnothing 100$ мм, внутри которой проложен поглотитель электромагнитного излучения. Поглотитель вдоль распространения пучка

излучения вводится для того, чтобы обеспечить подавление переотражённого излучения от элементов конструкции диагностики. Также внутри электростатического экрана установлены дополнительные поглотители излучения, с целью устранения запираания излучения внутри защищённого экрана.

Калибровка диагностики описана в разделе 3.6. Чувствительность отдельных каналов диагностики с установленным набором квазиоптических фильтров приведена на рис. 3.9. Полоса чувствительности канала в основном определяется фильтром, установленным перед приёмником, в связи с этим имеется возможность изменения области спектральной чувствительности канала.

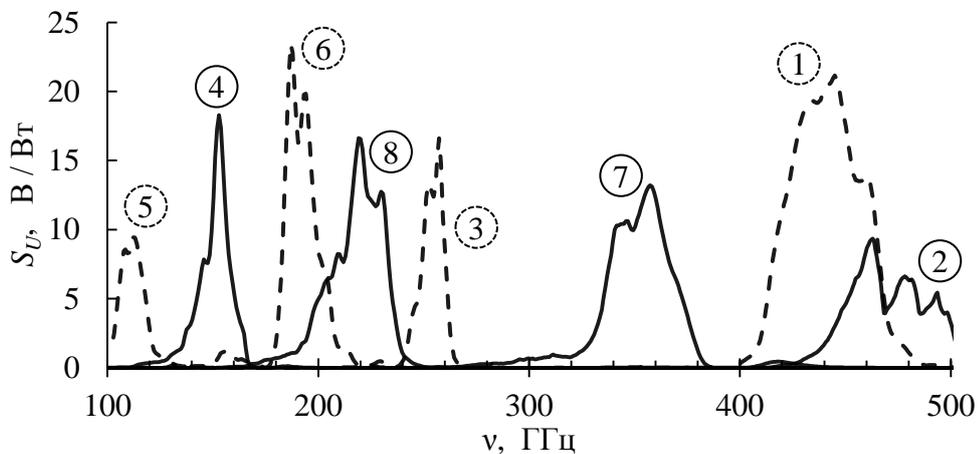


Рисунок 3.9. Спектральная чувствительность диагностики. Для сравнимого масштаба каналы имеют следующие множители: 1 канал $\times 10$; 2 канал $\times 10$; 3 канал $\times 50$; 4 канал $\times 1$; 5 канал $\times 10$; 6 канал $\times 5$; 7 канал $\times 10$; 8 канал $\times 1$.

3.3. Двухканальный поляриметр

Для непосредственного измерения динамики поляризации электромагнитного излучения была разработана и создана ещё одна радиометрическая диагностика – двухканальный поляриметр. Принципиальная схема данной диагностики приведена на рис. 3.10.

Разделение поляризации анализируемого потока излучения (3) происходит при помощи квазиоптического сеточного поляризатора (4), аналогичного используемым в многоканальном

полихроматоре. Поляризатор устанавливается под углом 45° к направлению распространения излучения. Ориентация плоскости поляризации поляризатора определяет какие две взаимно-ортогональные поляризации измеряются в эксперименте (на рис. 3.10 плоскость поляризации ориентирована вдоль плоскости рисунка). В качестве характерных выделенных направлений вектора \vec{E} были выбраны – вдоль ведущего магнитного поля установки и поперёк. Далее поляризационно- и пространственно-разделённые потоки излучения регистрируются при помощи одиночных детекторов (5), с условно одинаковыми спектральными чувствительностями. Для получения информации о поляризационных свойствах излучения в наперёд заданном диапазоне частот на пути исходного потока излучения (1), выходящего из плазмы, устанавливается квазиоптический фильтр (2).

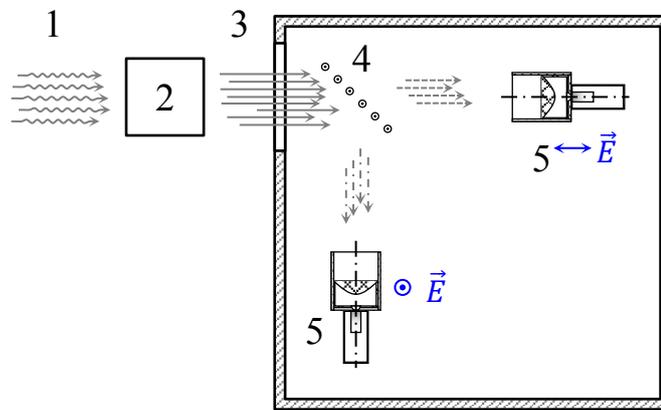


Рисунок 3.10. Принципиальная схема двухканального поляриметра. 1 – анализируемый пучок излучения; 2 – фильтр; 3 – отфильтрованный пучок излучения; 4 – поляризатор; 5 – регистрирующие детекторы.

В экспериментах регистрировалась динамика двух взаимно ортогональных компонент излучения с поляризацией, ориентированной вдоль ведущего магнитного поля установки, и – поперёк ведущего магнитного поля. Исследуемые частотные диапазоны при этом были $(120 \div 220)$ и $(270 \div 360)$ ГГц, что связано с двумя выделенными частотами в спектре излучения. Чувствительность отдельных каналов поляриметра при использовании различных фильтров приведена на рис. 3.11.

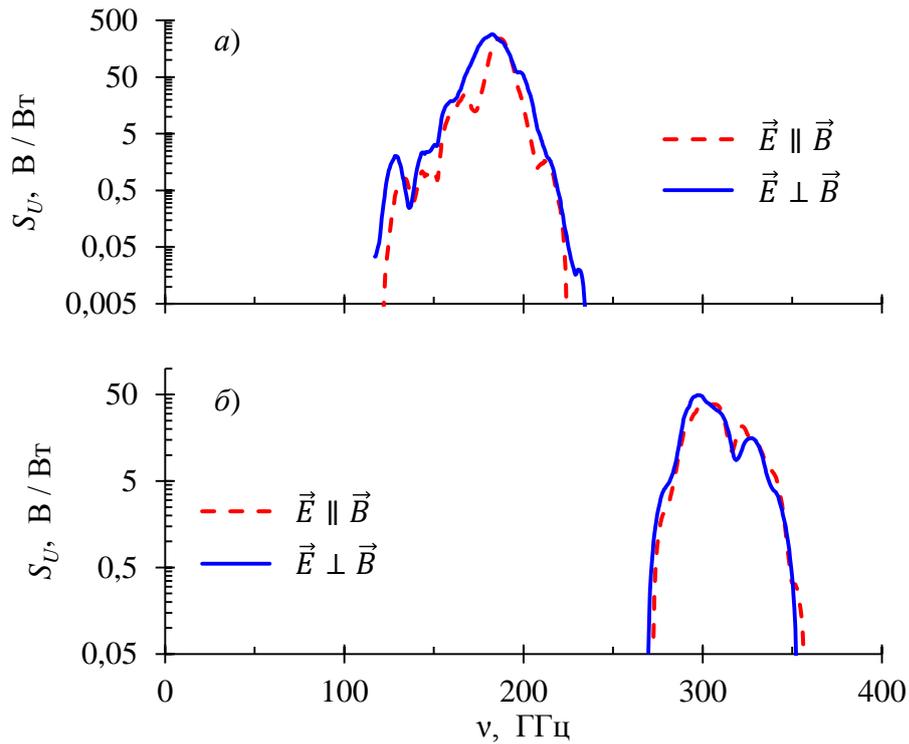


Рисунок 3.11. Чувствительность каналов поляриметра: а) при установке перед входом диагностики фильтра с полосой пропускания $\Delta\nu/\nu_0 \approx 10 \%$, с центральной частотой $\nu_0 \approx 188 \text{ ГГц}$; б) с центральной частотой $\nu_0 \approx 312 \text{ ГГц}$.

Пунктирная красная линия относится к детектору, измеряющему мощность излучения с поляризацией вдоль магнитного поля, а сплошной синей линией – поперёк магнитного поля.

3.4. Юстировка квазиоптических элементов в радиометрических диагностиках

В условиях проведения экспериментов по регистрации электромагнитного излучения из плазмы многоканальной системой регистрации с изменяющейся комплектацией фильтров необходимо, с одной стороны, обеспечить стабильное повторение положения каждого из детекторов в отдельности внутри диагностического бокса. С другой стороны, необходимо контролировать путь распространения электромагнитного излучения через квазиоптический тракт внутри диагностики.

Изначально предполагалось использовать для юстировки квазиоптического тракта генератор электромагнитного излучения, основанный на лампе обратной волны. Однако при использовании промышленного компактного переносного генератора СВЧ-излучения

наблюдалась недостаточная мощность генерации излучения, что не позволило использовать генераторы подобного типа для юстировки комплекса.

При настройке положения детекторов и квазиоптических элементов диагностики используется стандартная оптическая схема юстировки положения объектов, которая основывается на отражении падающего луча света видимого диапазона отражательной поверхностью. При этом отражение падающего луча в место входной диафрагмы может свидетельствовать о нормальном падении луча на поверхность рис. 3.12.

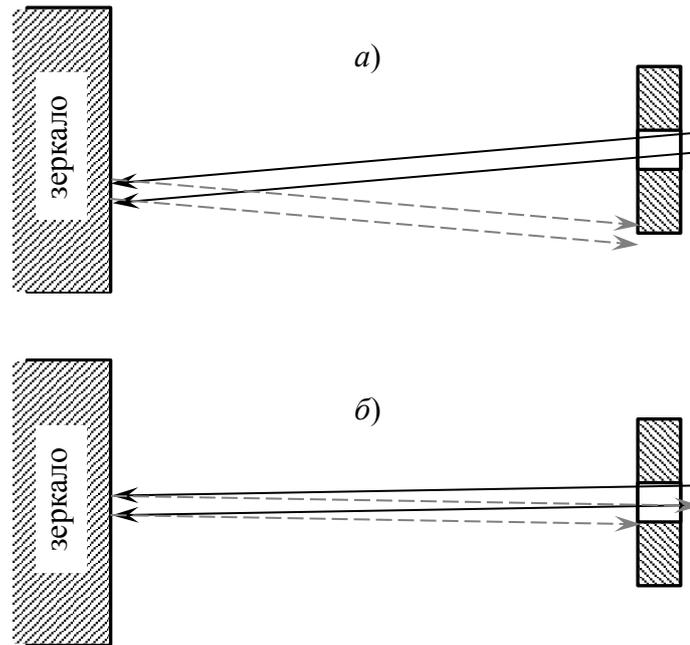


Рисунок 3.12. Геометрический ход лучей при падении луча юстировочного лазера под малыми углами к нормали зеркальной поверхности:
 а) падение луча под углом $\sim 3^\circ$, б) падение луча под углом $\sim 1,5^\circ$.

Для выполнения юстировки квазиоптического тракта и детекторов было изготовлено специальное зеркало (рис. 3.12 – рис. 3.14), жёстко фиксирующееся на поверхности входной плоско-гиперболической линзы, что имитирует зеркальность поверхности линзы.

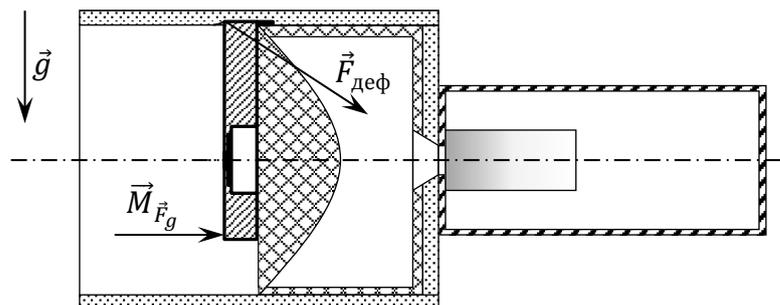


Рисунок 3.13. Схема позиционирования юстировочной системы относительно детектора.

При позиционировании юстировочной системы (рис. 3.13) используется специфическая конструкция детекторов, а именно использование в качестве фокусирующего элемента – плоско-гиперболической фокусирующей линзы. При сборке детектора приёмный элемент и линза имеют гарантированную точность соосного позиционирования на уровне нескольких микрон, что достигается за счёт высокоточного механического изготовления всех сопутствующих деталей.

Юстировочная система имеет зажимной элемент, фиксирующийся между поглотителем электромагнитного излучения и поверхностью крепёжного элемента линзы. Деформация поглотителя приводит к появлению силы, которая притягивает юстировочную систему к поверхности линзы, что с учётом размера системы обеспечивает соосность юстировочного зеркала и детектора. Таким образом, выставляется поверхность юстировочного отражающего зеркала параллельно поверхности фокусирующей линзы, что в дальнейшем позволяет использовать оптические методы для позиционирования элементов квазиоптического тракта.

Процесс юстировки квазиоптического тракта показан на рис. 3.15. При этом видно, что отражённый луч падает почти в коллимирующее отверстие, что свидетельствует о хорошей точности позиционирования элементов квазиоптического тракта и детектора относительно входного луча.

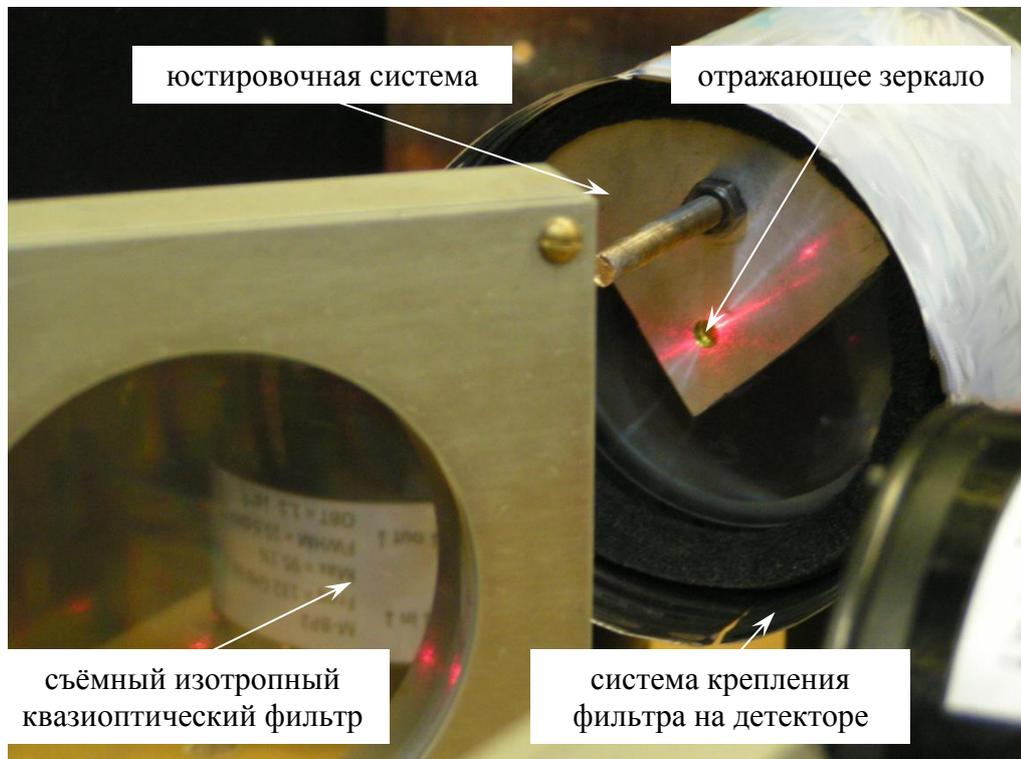


Рисунок 3.14. Фотография юстировочной системы, установленной на одном из детекторов радиометрического полихроматора.

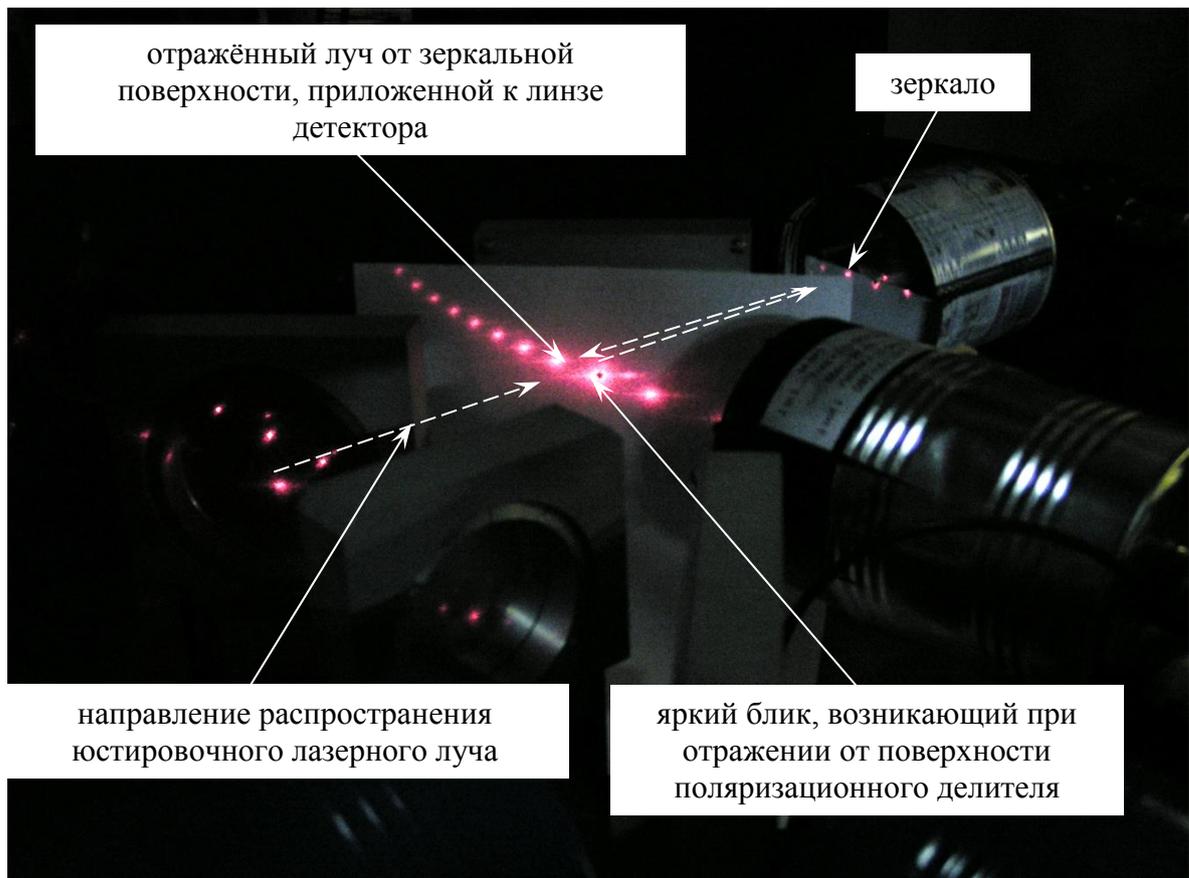


Рисунок 3.15. Процесс юстировки квазиоптического тракта и детекторных секций.

Также во время абсолютных калибровок диагностических систем регистрации производилась подстройка квазиоптических элементов для получения наибольшего уровня сигнала при регистрации детектирующим элементом калиброванного потока излучения.

3.5. Широкополосный калориметр терагерцового диапазона частот

Поскольку радиометрическая диагностика в своём составе имеет детекторы с чувствительностью от 50 до 550 ГГц, то возникает необходимость дополнительной обзорной регистрации излучения в более высоком диапазоне частот – от 500 ГГц и выше. Для такой обзорной регистрации использовался калориметрический детектор, созданный компанией *Thomas Keating Ltd.*

Данная система позволяет проводить измерения мощности потока излучения, направленного во входное окно системы. Детектор представляет собой закрытую газонаполненную камеру, образованную двумя близкорасположенными параллельными окнами и тонкой металлической плёнкой, находящейся в зазоре между окнами. Падающее излучение

частично (~ 50 %) поглощается металлической плёнкой, отражается (~ 25 %) в обратном направлении и проходит (~ 25 %) через газонаполненную камеру. При этом, для регистрации мощности поток мощности должен быть модулированным во времени, с частотой модуляции $10 \div 50$ Гц (наименьшая эквивалентная мощность шума находится приблизительно в середине указанного диапазона частот). В идеальном случае пучок излучения должен быть модулирован по времени в виде меандра. Поскольку длительность экспериментов по пучково-плазменному взаимодействию составляет несколько микросекунд, то детектор используется в качестве калориметра (*измерение полного энергосодержания*), а не болометра (*измерение мощности*).

Поглощение мощности металлической плёнкой приводит к нагреву плёнки и прилегающих слоёв газа. Также, поскольку падающее излучение имеет временную модуляцию, то и изменение температуры во времени также имеет временную модуляцию. В свою очередь изменение температуры приводит к модуляции давления в камере, которое регистрируется при помощи датчика давления в камере. Изменение давления в камере пропорционально полной поглощённой мощности излучения и почти не зависит от того, в какой части плёнки преимущественно произошло поглощение.

Калибровка калориметра осуществляется путём прямого измерения омического нагрева плёнки при пропускании через неё наперёд заданного модулированного тока. Электрический контакт с плёнкой осуществляется при помощи электродов, находящихся на границах плёнки. На рис. 3.16 приведена функциональная схема калориметра. Для более хорошего электрического контакта при калибровке используется два независимых входа.

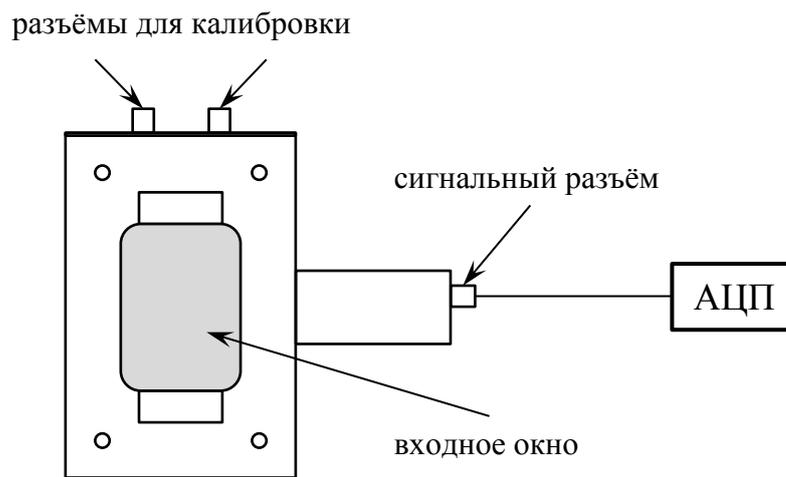


Рисунок 3.16. Функциональная схема широкополосного калориметра.

Регистрируемое энергосодержание, вообще говоря, зависит от частоты падающего излучения. Зависимость величины пропускания излучения входным окном (величина

падающего излучения, доходящего до плёнки) от частоты приведена на рис. 3.17. При этом система имеет величину эквивалентной мощности шума $\sim 5 \text{ мкВт} / \text{Гц}^{1/2}$, а энергии $\sim 1 \text{ мкДж}$.

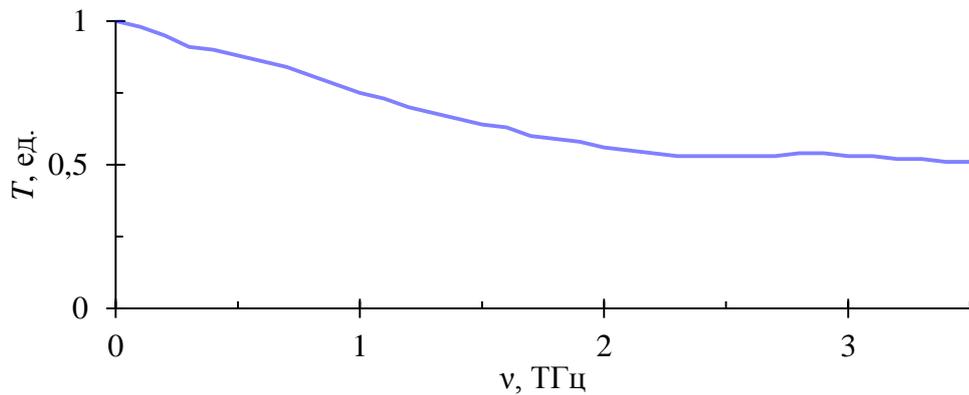


Рисунок 3.17. Зависимость пропускания входного окна калориметра от частоты падающего излучения.

3.6. Абсолютная калибровка диагностических систем

Калибровка регистрирующей аппаратуры проводится на стенде СВЧ-измерений в Лаборатории перспективных исследований по миллиметровому и терагерцовому излучению (Новосибирский государственный университет). Схема калибровки показана на рис. 3.18.

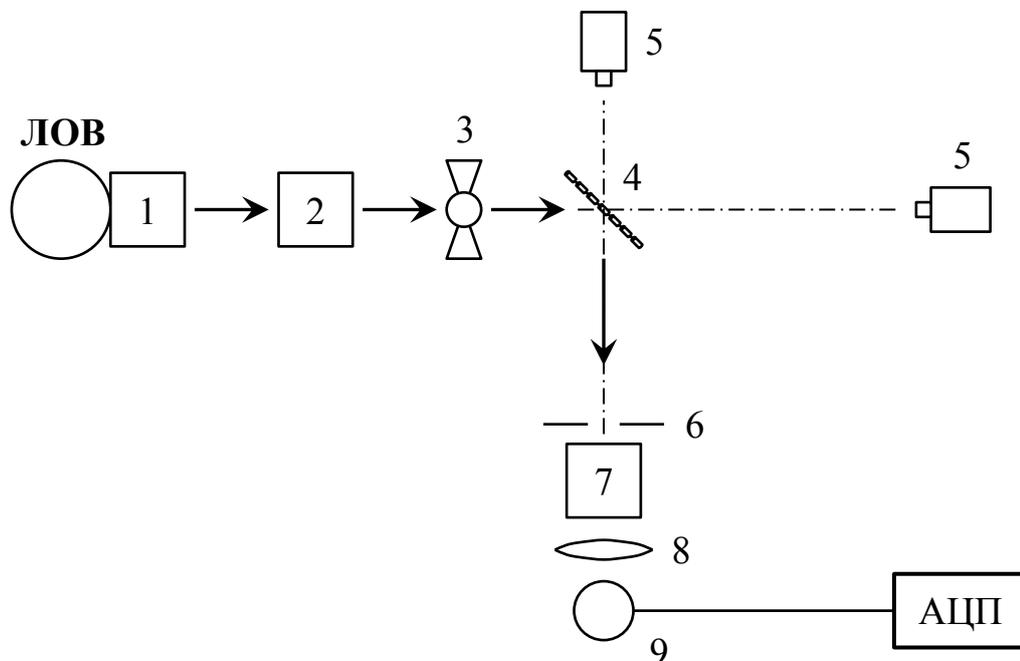


Рисунок 3.18. Схема калибровки СВЧ-детекторов. На рис. используются следующие обозначения: 1 – рупор / волноводно-лучеводный переход; 2 – аттенюатор; 3 – модулятор; 4 – делитель луча / поворотное зеркало; 5 – юстировочные лазеры; 6 – входная диафрагма; 7 – квазиоптический тракт; 8 – фокусирующая линза; 9 – приёмник излучения.

В качестве калиброванного источника излучения используется набор ламп обратной волны (ЛОВ), который перекрывает диапазон частот от 50 ГГц до 1,5 ТГц. Формирование направленного пучка излучения создаётся при помощи рупора (1) на выходе из ЛОВ. Для возможного ослабления мощности излучения, падающего на детектор, используется набор аттенюаторов (2), позволяющих ослаблять поток падающего излучения в $\sim 3, 10, 30$ и 100 раз, а также все возможные их произведения. Использование для абсолютной калибровки калориметра накладывает необходимость использовать модулированных по времени пучков излучения, для этой цели используется модулятор (3), представляющий собой механический прерыватель. Частота модуляции излучения составляет $f \approx 23$ Гц. Далее пучок излучения при помощи (поляризационного) поворотного зеркала направляется во входное окно квазиоптической диагностики и через квазиоптический тракт (7) и фокусирующую линзу (8) попадает на приёмник (9). Перед входом в диагностику устанавливается диафрагма (6), ограничивающая пространственный размер пучка излучения до размера входного окна калориметра, с целью определения полной мощности излучения в пучке. Для видимой трассировки пучка излучения в данной схеме используется два юстировочных лазера (5), задающие плоскость, в которой происходит распространение пучка излучения. Один лазерный луч направляется по изначальному направлению распространения излучения из рупора. Положение второго лазерного луча определяется отражением первого луча от поляризационного поворотного зеркала и настраивается по направлению распространения главного максимума в дифракционной картине. Таким образом второй лазерный луч показывает *приблизительное* (точность по угловому распространению $\sim 2^\circ$, пространственное смещение ± 5 мм на базе 2 м) направление распространения пучка излучения после поворотного зеркала. Для более полного перехвата излучения диагностической аппаратурой используются микроподвижки на которых установлена диагностика.

Абсолютная калибровка диагностики происходит в два этапа. На первом этапе производятся калибровочные измерения выходной мощности излучения от источника излучения. Данные измерения проводятся при помощи широкополосного калориметра, описанного в п. 3.5. Калориметр устанавливается перед входным окном многоканальной диагностики или, в случае калибровки одиночных детекторов, на место детектора. Сигнал с калориметра считывается при помощи АЦП (рис. 3.19), входящего в состав стенда измерений (входное сопротивление ~ 1 МОм).

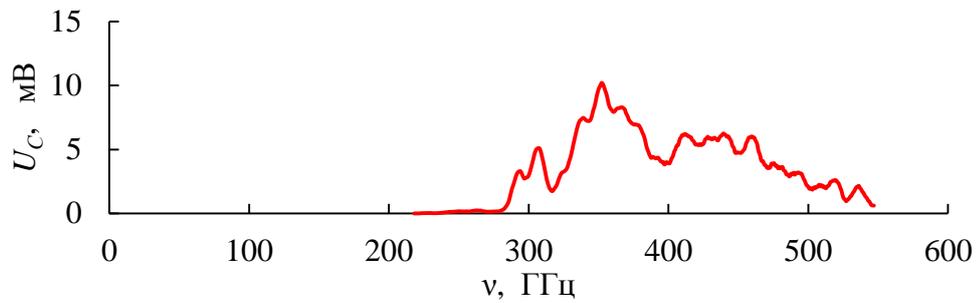


Рисунок 3.19. Пример выходного напряжения калориметра на АЦП в зависимости от частоты излучения.

Для установления абсолютной величины выходящей мощности параллельно выполняется автокалибровка калориметра (рис. 3.20). В результате определяется соответствующая чувствительность калориметра на заданное входное сопротивление.

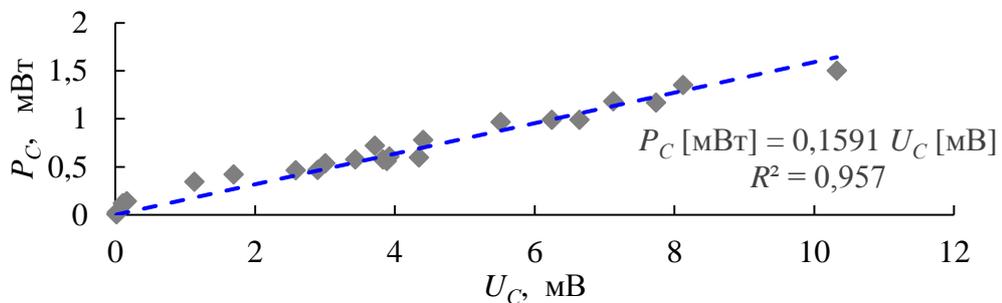


Рисунок 3.20. Определение коэффициента линейного пересчёта напряжения с калориметра в мощность падающего излучения. Синяя пунктирная линия – экспериментальные значения приведены серыми точками (погрешность измерений внутри точек), а линейная модельная функция, вписанная методом χ^2 и проходящая через начало координат (коэффициент достоверности аппроксимации R^2 приведён на рис.).

В предположении линейной зависимости между измеряемым напряжением и падающей мощностью на калориметр по экспериментальным измерениям вписывается методом χ^2 линейная функция, проходящая через нуль. Коэффициент линейной связи $C_U = P_C/U_C \approx 0,16$ В/Вт фактически является чувствительностью калориметра. Таким образом зависимость мощности излучения от частоты, можно определить как отношение величины напряжения с детектора на заданной частоте к соответствующему калибровочному коэффициенту: $P_C(\nu) = U_C(\nu)/C_U$.

Вторым этапом является измерение амплитудного значения сигналов с детектирующей системы. При этом измеряется величина $U(\nu)$ (рис. 3.21 а). Спектральной чувствительностью (рис. 3.21 б) детекторов при таком измерении является величина

$$S_U(\nu) = \frac{U_{\text{дет}}(\nu)}{P_C(\nu)} = \frac{U_{\text{дет}}(\nu)}{U_C(\nu) \cdot C_U}. \quad (3.1)$$

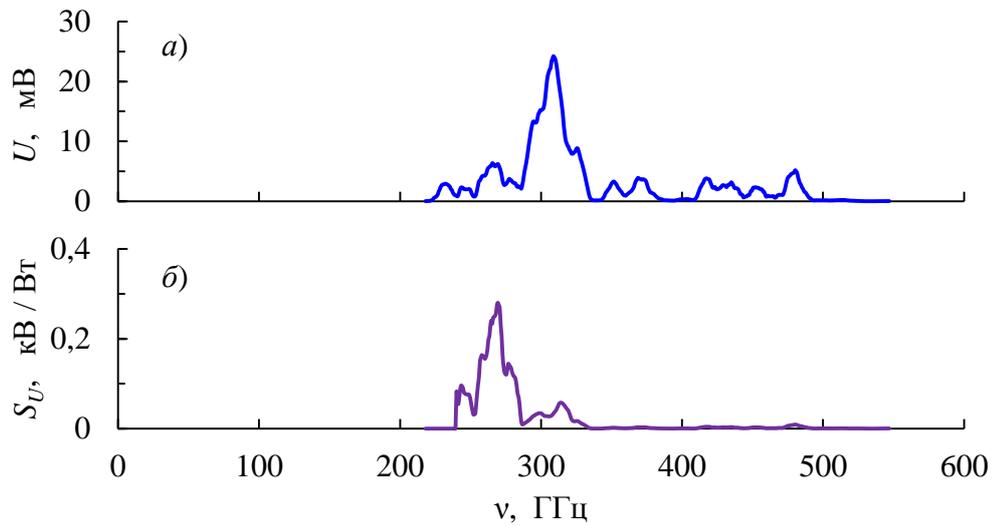


Рисунок 3.21. *a)* пример выходного напряжения с детектора на АЦП в зависимости от частоты излучения; *б)* зависимость вычисленной чувствительности по (3.1) от частоты.

Для корректной оценки погрешности измерения чувствительности детекторов необходимо учитывать изменение режима генерации источника излучения (ЛОВ). Для оценки данной погрешности после измерений сигналов с детектирующей аппаратуры производится реперное измерение мощности излучения при помощи калориметра. При длительной работе ЛОВ спектральная плотность излучения может изменяться на величину $\sim 2 \div 5 \%$ (рис. 3.22).

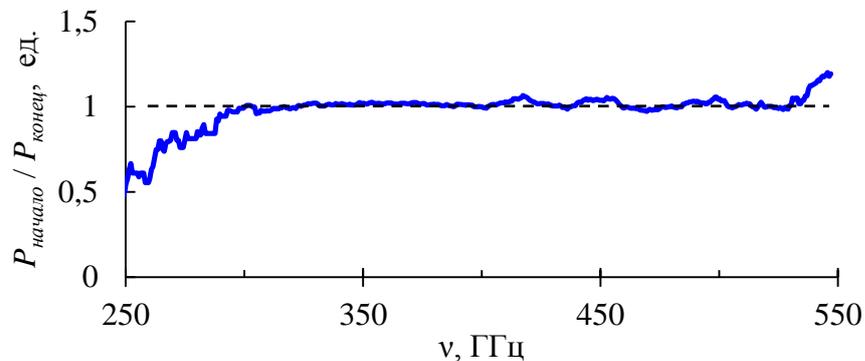


Рисунок 3.22. Пример изменения режима генерации ЛОВ при калибровке. Время между измерениями ~ 30 мин.

Итоговую погрешность измерения чувствительности детекторов можно определить, как

$$\frac{\sigma_S}{\bar{S}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_U}{U_{\text{дет}}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_U}{U_{\text{калорим}}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{C_U}}{C_U}\right)^2} + \frac{\sigma_P}{P} < 10 \%. \quad (3.2)$$

3.7. Быстродействующий цифровой регистрационный комплекс

Для метрологически правильного аппаратного обеспечения работы радиометрической диагностики используется многоканальная система регистрации, которая способна синхронно измерять сигналы нескольких каналов диагностики с частотой дискретизации до 500 МГц и с широким динамическим диапазоном (разрядность $10 \div 12$ бит).

Для регистрации используется два набора АЦП. Один набор разработан в лаб. 6 ИЯФ СО РАН АЦП ADC200ME. Этот АЦП является встраиваемым, мезонинного типа и имеет интерфейс стандарта Industrial PCI. Для адаптации этих АЦП к измерительной системе установки ГОЛ-3 были разработаны и созданы блоки адаптеров, позволяющих включать АЦП в состав измерительной системы стандарта КАМАК, в котором также выполнено питание всех детекторов. Другой, разработанный сектором 9-15 ИЯФ СО РАН – ADC12500. Данный прибор основан на 12-разрядных АЦП ADS5463, при этом связь с ним осуществляется при помощи сети Ethernet, подробно данный прибор описан в [150]. Сравнительные характеристики данных АЦП приведены в табл. 3.1.

Таблица 3.1. Основные характеристики используемых АЦП.

	ADC200ME	ADC12500
	два канала с синхронным тактированием	
Диапазоны входных сигналов	±512 мВ ±1024 мВ ±2048 мВ ±4096 мВ	±625 мВ ±1250 мВ ±2500 мВ ±5000 мВ
Разрядность	12 бит	
Полоса частот (0,7) входного сигнала	0 ÷ 100 МГц	0 ÷ 150 МГц
Внутренний такт	200 МГц	500 МГц
Входное сопротивление	50 Ом / 1кОм	50 Ом
буферная память	1048576 × (2 × 12 бит)	3 MS / канал

Глава 4. Методика обработки экспериментальных данных

Основными характеристиками электромагнитного излучения, регистрируемого в экспериментах, являются абсолютная мощность излучения, а также распределение мощности по частоте (*спектр излучения*). Соответственно, в данной главе приводится описание математических процедур получения информации о спектральном распределении мощности излучения, а также о статистически значимой динамике спектра во времени. Данная задача формулируется в виде системы уравнений Фредгольма второго рода [151]:

$$\left\{ U_k(t) = \int_{\Omega_{vk}} A_k(v) \frac{d\mathcal{P}(v, t)}{dv} dv = \int_{\Omega_{vk}} A_k(v) \mathcal{P}_v(v, t) dv \right\}_{k=1}^s, \quad (4.1)$$

где $U_k(t)$ – величина сигнала с соответствующего канала спектрометрической диагностики, $A_k(v)$ – аппаратная функция k -го канала (поскольку под $U(t)$ понимается сигнал напряжения с детектора, то в качестве аппаратной функции выступает чувствительность детектора S_U), $\mathcal{P}_v(v, t)$ – спектральная плотность мощности излучения, s – число независимых каналов регистрации, Ω_{vk} – спектральная область чувствительности канала регистрации. Строго говоря, Ω_{vk} является областью всех положительно определённых действительных чисел \mathbb{R}_+ , однако в случае, если спектральная чувствительность детекторов является сильно неоднородной по частоте, то можно ограничиться рассмотрением только конечной ограниченной области $\tilde{\Omega}_{vk} = [v_k^H, v_k^K]$, границу которой можно определить исходя из условия пренебрежимо малой внеполосовой чувствительности:

$$\frac{\int_{\Omega_{vk} \setminus [v_k^H, v_k^K]} A_k(v) dv}{\int_{[v_k^H, v_k^K]} A_k(v) dv} < \alpha, \quad (4.2)$$

причём величина относительной погрешности должна быть мала, например $\alpha \sim 10^{-2}$.

Необходимо отметить, что сигнал $U(t)$, входящий в уравнения (4.1) должен обладать конечной нормой по времени (иными словами конечной энергией). Также иначе интегральное выражение должно будет расходиться. Наиболее естественным является предположение, что $U(t) \in L^2$ – является квадратично-интегрируемой функцией. С другой стороны, как отмечалось ранее в главе 3, детектирующим элементом являются приёмники на основе диодов с барьером Шоттки, в связи с этим реально регистрируемый сигнал $\tilde{U}_{\text{эсп}}(t)$ обладает определёнными

искажениями: в первую очередь, это смещение нуля, а также ввиду особенностей регистрирующей аппаратуры, наличие «артефактных» всплесков сигнала.

Соответственно при обработке экспериментальных данных сначала проводится предварительная обработка экспериментальных сигналов $\tilde{U}_{\text{эксп}}(t) \rightarrow U(t)$, а впоследствии решается задача (4.1) для поиска функции $\mathcal{P}_v(v, t)$.

4.1. Предварительная обработка сигналов

Под предварительной обработкой экспериментальных сигналов подразумевается процедура учёта смещения нуля и артефактных всплесков излучения, вызванный, по всей видимости разрядкой стабилизирующей ёмкости в схеме усилителя. Характерный сигнал, получаемый в экспериментах, изображён на рис. 4.1. На представленной осциллограмме видно как смещение нуля полезного сигнала, так и артефактный выброс сигнала, который наблюдается после 10 мкс (т. е. в момент времени, где заведомо отсутствует полезный сигнал).

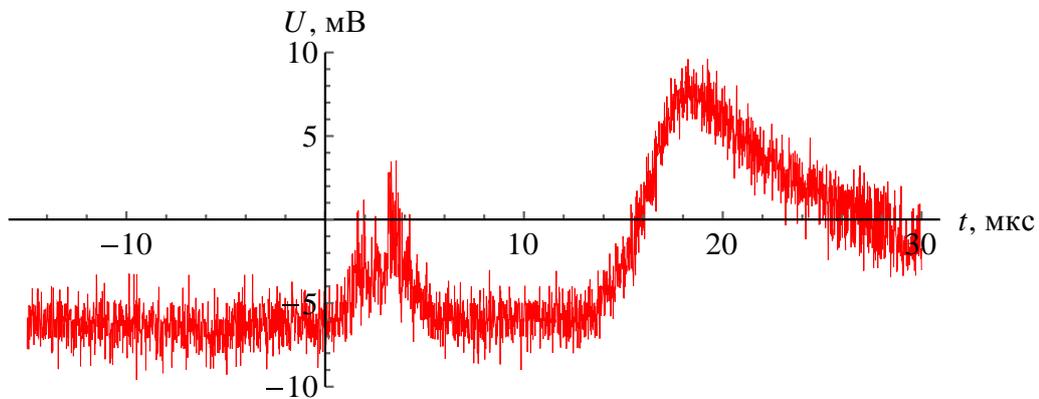


Рисунок 4.1. Характерный вид сигналов, считываемых с АЦП.

Для учёта искажений полезного сигнала используются предварительно измеренные (в условиях полного отсутствия полезной информации) реперные сигналы. Пример подобного сигнала приведён на рис. 4.2.

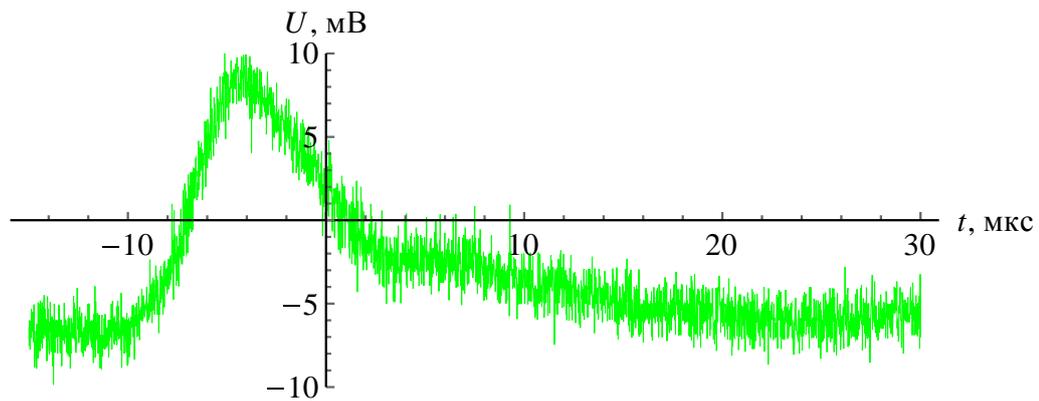


Рисунок 4.2. Пример реперного значения сигнала.

Для корректного вычитания нуля и артефактных выбросов на экспериментальном сигнале выделяется область без полезного сигнала (в рассматриваемом случае – это область после 10 мкс, в экспериментальных данных бралась вся временная область за вычетом области существования электронного пучка в плазме). На рис. 4.3 показаны экспериментальный сигнал с ограниченной областью определения (областью, где заведомо отсутствует полезная информация), а также один из реперных сигналов.

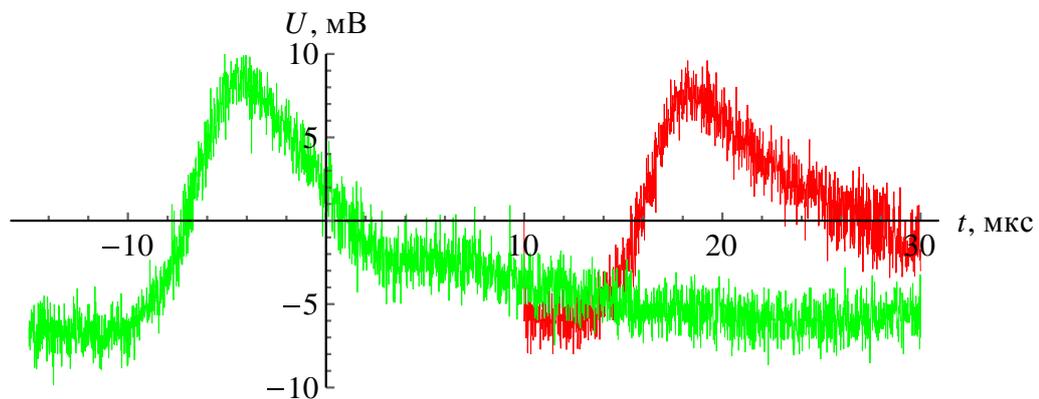


Рисунок 4.3. Ограниченный экспериментальный сигнал с одним из реперных сигналов до процедуры совмещения и вычитания.

Для уменьшения абсолютной ошибки измерений (связанной с приборной погрешностью) при вычитании одного сигнала из другого проводится предварительное усреднение регистрируемых сигналов по временному окну $1/f_{\text{шума}} \ll \Delta\tau \ll \tau_{\text{выброса}}$, где $f_{\text{шума}}$ – основная частота шума в спектре сигнала, а $\tau_{\text{выброса}}$ – характерная длительность артефактных выбросов сигнала. Без учёта бегущего среднего абсолютная ошибка измерений увеличилась бы в $\sqrt{2}$ раза.

Необходимое смещение по времени τ_0 реперного сигнала относительно экспериментального определяется из минимизации интеграла

$$\int_{\Omega_{\text{огр.эксп.}}} |U_{\text{огр}}^{\text{эксп}}(t) - U^{\text{репер}}(t - \tau)| dt \xrightarrow{\tau = \tau_0} \min. \quad (4.3)$$

Соответственно, интегрирование проводится по всей области существования ограниченного экспериментального сигнала. В свою очередь смещение нуля сигнала относительно нуля может быть определено как

$$\Delta U = \frac{\int_{\Omega_{\text{огр.эксп.}}} t \cdot (U_{\text{огр}}^{\text{эксп}}(t) - U^{\text{репер}}(t - \tau)) dt}{\int_{\Omega_{\text{огр.эксп.}}} t dt}. \quad (4.4)$$

Однако, как правило, данная величина близка к нулю, и ею в большинстве случаев можно пренебречь. Таким образом, получается функция $(U^{\text{репер}}(t - \tau_0) + \Delta U)$, разница между которой и исходным экспериментальным сигналом даёт скорректированную функцию полезного сигнала от времени. Данная функция совместно с исходным экспериментальным сигналом $U(t)$ показана на рис. 4.4.

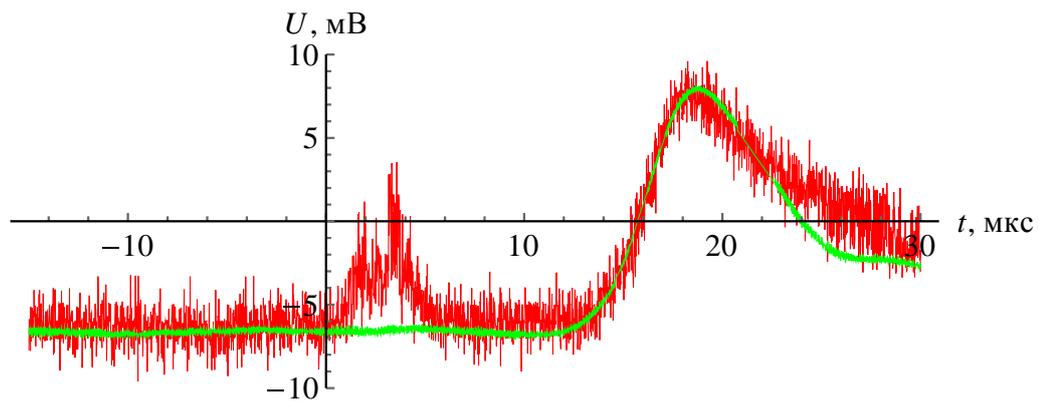


Рисунок 4.4. Экспериментальный сигнал и корректирующая нулевая функция.

Итоговое скорректированное значение экспериментального сигнала задаётся функцией вида $U(t) = U^{\text{эксп}}(t) - U^{\text{репер}}(t - \tau_0) - \Delta U$. Данное выражение приведено на рис. 4.5 .

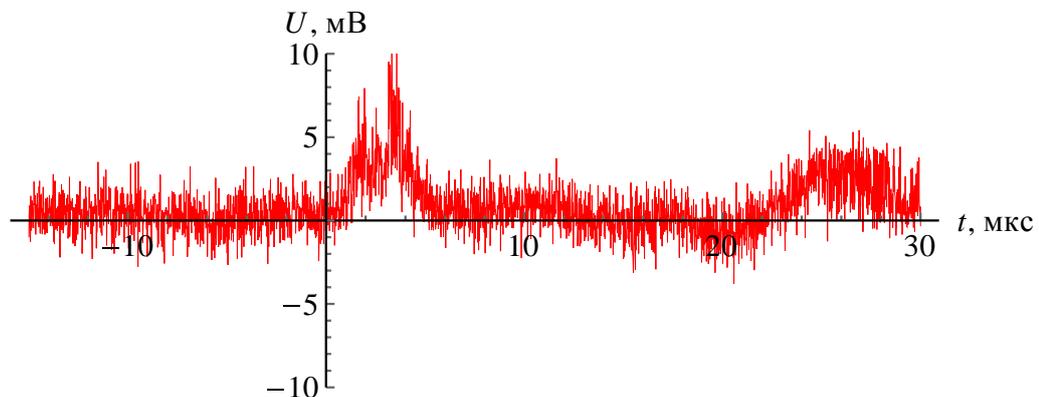


Рисунок 4.5. Скорректированный сигнал $U(t)$.

Наличие оставшегося выброса в сигнале (рис. 4.5) после 20 мкс связано с неполной повторяемостью формы артефактных всплесков со временем. Для уменьшения влияния ошибки подобного рода можно использовать реперный сигнал с большим количеством всплесков во времени.

Стоит также отметить, что для сигналов, в которых полезная информация существует только ограниченное время $\tau_1 \ll \{T_{\text{выброс}}, \tau_{\text{выброс}}\}$ много меньше периода повторения артефактных выбросов и характерного времени артефактного выброса может применяться более простая методика вычитания нулевой линии, связанная с доопределением ограниченной функции $U_{\text{огр}}^{\text{экс}}(t)$ на удалённой области определения (например, интерполяцией), и объявлении полученной таким образом функции как нулевой. Данный способ прост в реализации, однако может приводить к серьёзным искажениям экспериментального сигнала, если не выполнены изначальные условия.

4.2. Восстановление спектров излучения

Как отмечалось ранее, для определения спектра излучения необходимо решать обратную задачу вида (4.1). При этом в данную задачу входят предварительно скорректированных (в соответствии с п. 4.1) экспериментальные значения регистрируемых сигналов $U(t)$. В общем случае данная задача не имеет корректного решения [152] и требует некоторых предположений о виде $\{U, \mathcal{P}_\nu\}$. Мы будем предполагать, Ω_ν является ограниченной областью, и все функции, входящие в (4.1) имеют конечную норму на Ω_ν : $\|\mathcal{P}_\nu\|_{\Omega_\nu}^2 = \int_{\Omega_\nu} |\mathcal{P}_\nu(t, \nu)|^2 d\nu < \infty$ для любого наперёд заданного t . Фактически решение данной задачи $\mathcal{P}_\nu(\nu, t)$ можно рассматривать как набор решений редуцированной задачи

$$\left\{ U_k(t_0) = \int_{\Omega_\nu} A_k(\nu) \mathcal{P}_\nu(\nu, t_0) d\nu \right\}_{k=1}^s, \quad (4.5)$$

в которой параметр t_0 пробегает все допустимые значения для аргумента t . Следует отметить, что в (4.5) в качестве $\{U_k(t_0)\}_{k=1}^s$ выступает просто набор наперёд заданных значений функции $U(t)$. При таком подходе, вообще говоря, функция $\mathcal{P}_\nu(\nu, t)$ может терять гладкость по аргументу t , что следует учитывать, если имеется некоторая априорная информация о том, что функция $\mathcal{P}_\nu(\nu, t)$ должна быть достаточно гладкой. Как было предложено, например Танабой К.

в [153], искомым функцию \mathcal{P}_v можно разложить по некоторым базисным функциям, например набору последовательно идущих ступенек Хевисайда от $v^{\text{начало}}$ до $v^{\text{конец}}$:

$$\mathcal{P}_v(v, t) \triangleq \sum_{k=1}^s \pi_k(t) \cdot (\theta(v - v_k^{\text{начало}}) - \theta(v - v_k^{\text{конец}})), \quad (4.6)$$

где π_k – амплитуда k -й ступеньки, $\theta(x)$ – функция Хевисайда. При этом область Ω_v разбивается на s интервалов

$$\begin{aligned} \Omega_v &= \bigcup_s \omega_{vs} = \\ &= \left(\min_{k=1 \dots s} [v_{\min k}], v_1^{\text{конец}} \right) \cup (v_2^{\text{начало}}, v_2^{\text{конец}}) \cup \dots \cup \\ &\cup \left(v_s^{\text{начало}}, \max_{k=1 \dots s} [v_{\max k}] \right). \end{aligned} \quad (4.7)$$

В работе Хуанга Т. [154] был предложен итерационный алгоритм нахождения коэффициентов (амплитуд) при базисных функциях в случае, когда базисные функции остаются неизменными во времени, в выбранном нами выше случае это означает, что параметры $\{v_k^{\text{начало}}, v_k^{\text{конец}}\}_{k=1}^s$ являются фиксированными. Однако, такое ограничение приводит к тому, что если существует корректное восстановление функции $\mathcal{P}_v(t_0, v)$ в некоторый момент времени t_0 , то не обязательно существование корректного решения для любого другого момента времени $t_0 + \delta t$, что связано с выбором базисных функций.

Для того, чтобы иметь корректное решение задачи (4.1) для любого наперед заданного момента времени необходимо положить, что базисные функции могут меняться со временем (изменяется не только их амплитуда, но и форма). Для разложения (4.6) это значит, что $\{v_k^{\text{начало}}, v_k^{\text{конец}}\} = \{v_k^{\text{начало}}(t), v_k^{\text{конец}}(t)\}$ ширина ступенек Хевисайда может меняться во времени. Для уменьшения количества свободных параметров задачи можно ввести связь между базисными функциями, например считать, правую границу одной базисной функции – левой границей следующей. То есть $\forall k = \overline{1, s-1}: v_k^{\text{конец}} = v_{k+1}^{\text{начало}}$.

Далее исходя из минимальности функционала вида

$$\mathcal{F}_\Delta = \sqrt{\sum_{k=1}^s \left(\sum_{l=1}^s \pi_l(t) \int_{v_l^{\text{начало}}}^{v_l^{\text{конец}}} A(v) dv - U_k(t) \right)^2} \rightarrow \min, \quad (4.8)$$

находим все коэффициенты при базисных функциях $\{\pi_l\}$, а также соответствующее разбиение области Ω_v – фиксированными являются только значения, определяющие границу области.

Поскольку разбиение области Ω_ν осуществляется из поиска глобального минимума функционала \mathcal{F}_Δ , то для каждого наперёд заданного времени t_0 , вообще говоря, будет иметься своё собственное разбиение $\{\omega_\nu\}_{t_0}$, то есть задача становится *авторегуляризованной*. Естественно, при этом информация о гладкости искомой функции \mathcal{P}_ν теряется.

Для примера, рассмотрим восстановление заранее известной функции, изображённой на рис. 4.6 (а), при помощи измерений, выполненных детекторами с аппаратными функциями, показанными также на рис. 4.6 (б).

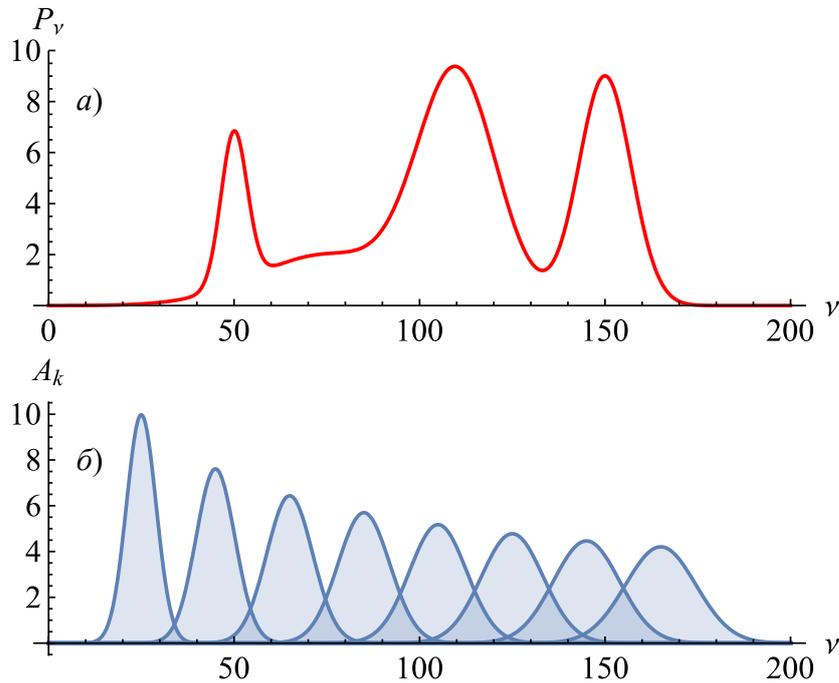


Рисунок 4.6. Восстанавливаемая функция (а), а также аппаратные функции детекторов (б).

В данном примере граница область рассматриваемых частот Ω_ν : $\nu \in [15; 200]$, и $s = 8$ (поскольку используется 8 независимых детекторов). В качестве базисных функций выбираем набор ступенек Хевисайда, определённых на соответствующем разбиении Ω_ν . Результат восстановления авторегуляризационным методом приведён на рис. 4.7 в виде гистограмм совместно с искомой функцией (красная линия).

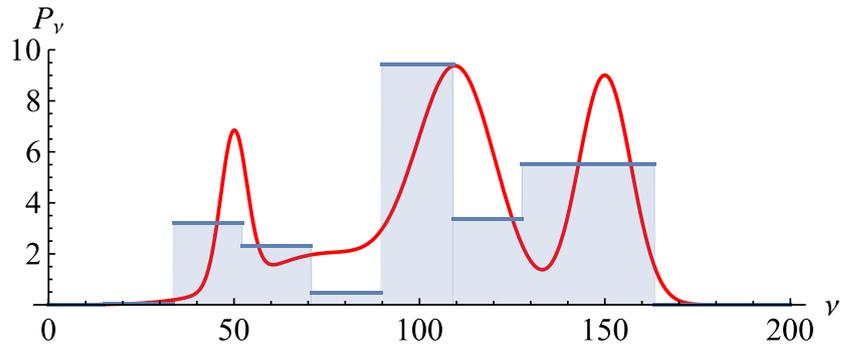


Рисунок 4.7. Результат восстановления искомой функции авторегуляризационным методом.

4.3. Усреднённый спектр излучения

Процедура восстановления спектра излучения путём решения обратной задачи требует больших вычислительных мощностей ЭВМ. Также, описанным выше методом, невозможно получить сведения о спектре $\mathcal{P}_\nu(\nu, t)$ по результатам измерений только одного детектора. В связи с этим, наряду с решением обратной задачи в данной работе также использовалось приближённое решение уравнения (4.1) исходя из теоремы о среднем

$$U(t) = \int_{\Omega_\nu} A(\nu) \mathcal{P}_\nu(\nu, t) dt \xrightarrow{\text{т. о среднем}} \bar{A}(\nu_0) \mathcal{P}_\nu(\nu_0, t) \Delta\nu, \quad (4.9)$$

где $\bar{A}(\nu_0)$ – некоторое среднее значение аппаратной функции $A(\nu)$ в интервале $\Delta\nu$ в окрестности частоты ν_0 . В данном выражении предполагается, что функция $\mathcal{P}_\nu(\nu, t)$ слабо меняется на Ω_ν – как правило, данное условие выполняется при достаточно малой Ω_ν (узкой полосе чувствительности детектора). Из выражения (4.9) следует, что

$$\mathcal{P}_\nu(\nu_0, t) \simeq \frac{U(t)}{\bar{A}(\nu_0) \Delta\nu}. \quad (4.10)$$

Соответственно основная задача состоит в корректном определении величин \bar{A} и $\Delta\nu$, которые являются характеристиками только детектирующей системы, при этом $\Delta\nu$ имеет смысл спектральной ширины детектора. Искать данные величины будем итерационным образом.

В качестве некоторой характерной частоты ν_0 будем считать среднюю частоту аппаратной функции (при этом мы полагаем, что $\Omega_\nu \simeq \mathbb{R}^+$) (см. рис. 4.8 (а, б))

$$\nu_0 = E[\nu] = \frac{\int_{\mathbb{R}^+} \nu A(\nu) d\nu}{\int_{\mathbb{R}^+} A(\nu) d\nu}, \quad (4.11)$$

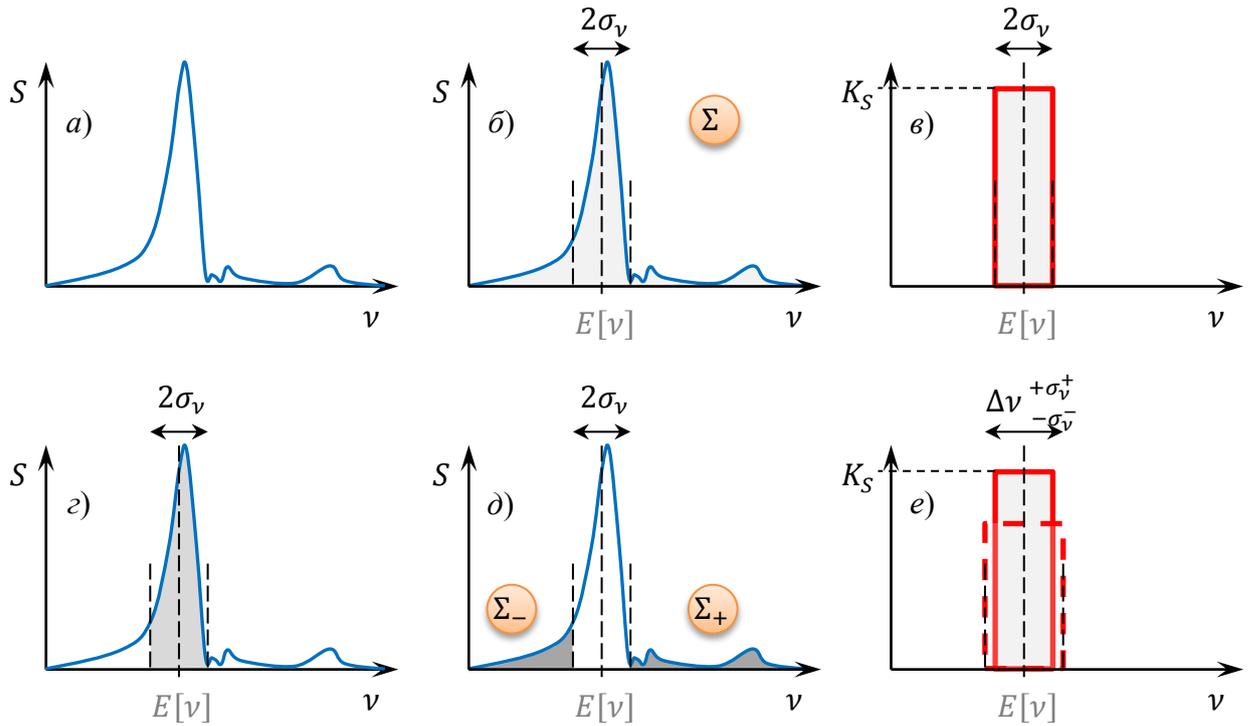


Рисунок 4.8. Процедура определения калибровочного множителя и доверительного интервала, в котором наблюдается излучение.

а в качестве центральной полосы чувствительности – удвоенное среднеквадратичное отклонение

$$2\sigma_v = 2 \sqrt{\frac{\int_{\mathbb{R}^+} (v - E[v])^2 A(v) dv}{\int_{\mathbb{R}^+} A(v) dv}}. \quad (4.12)$$

Далее заменим функцию $A(v)$ прямоугольником с шириной $2\sigma_v$ и высотой K_S , которая по существу является соответствующим калибровочным коэффициентом (см. рис. 4.8 (в, г)). При этом полный интеграл прямоугольника и функции $A(v)$ по области Ω_v совпадают. Соответственно

$$K_S = \frac{\int_{\mathbb{R}^+} A(v) dv}{2\sigma_v}. \quad (4.13)$$

Однако такое замещение реальной аппаратной функции $A(v)$ функцией $\bar{A}(v)$ в виде прямоугольника не совсем корректно, поскольку если аппаратная функция имеет несколько локальных максимумов, то возможно существенное «внеполосовое» влияние на коэффициент чувствительности. Учёт данного явления состоит в увеличении доверительного интервала (см. рис. 4.8 (д, е)). Поправки доверительного интервала в положительную и отрицательную область частот соответственно вычисляются как

$$\sigma_+ = \frac{\int_{\nu_0+\sigma_\nu}^{\infty} A(\nu) d\nu}{\int_{\nu_0-\sigma_\nu}^{\nu_0+\sigma_\nu} A(\nu) d\nu} = \frac{\Sigma_+}{\Sigma},$$

$$\sigma_- = \frac{\int_0^{\nu_0-\sigma_\nu} A(\nu) d\nu}{\int_{\nu_0-\sigma_\nu}^{\nu_0+\sigma_\nu} A(\nu) d\nu} = \frac{\Sigma_-}{\Sigma}.$$
(4.14)

Таким образом мы получаем калибровочный множитель K_S в окрестности частоты $\nu_0 \pm \sigma_\nu$. Для случая восстановления спектра излучения по нескольким детектирующим каналам, приведённом на рис. 4.6 получается зависимость, изображённая на рис. 4.9 (а).

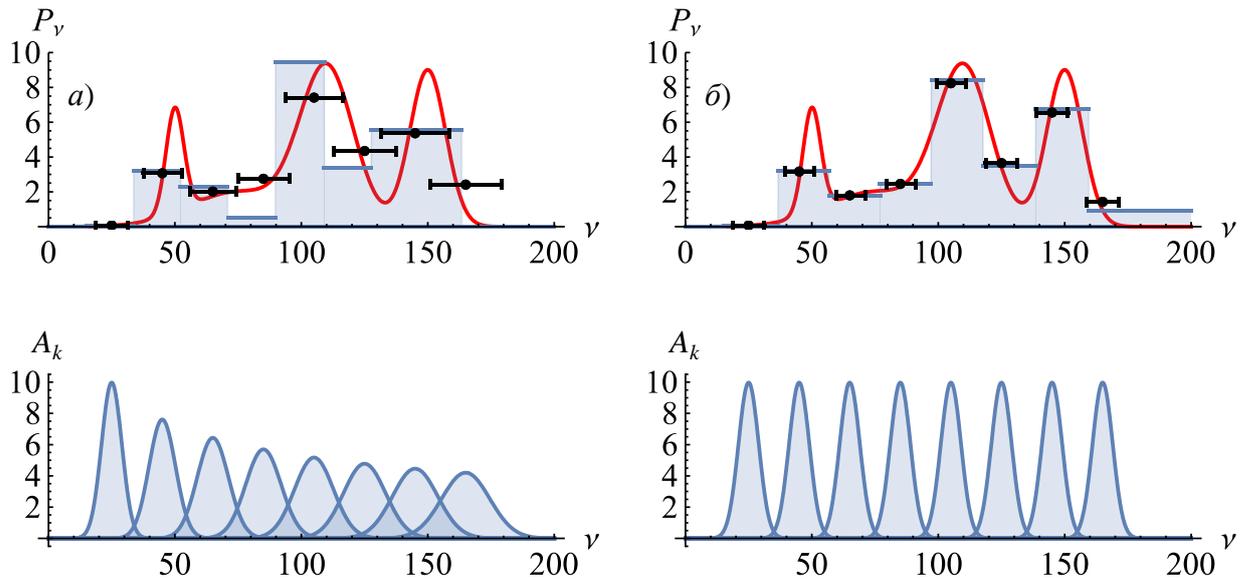


Рисунок 4.9. Примеры восстановления спектра излучения путём решения обратной задачи с использованием теоремы о среднем и сравнение результатов с авторегуляризационным решением. а) случай сильно-перекрывающихся аппаратных функций, б) случай слабо-перекрывающихся аппаратных функций детекторов.

Следует отметить, что приведённый пример показывает, что для восстановления спектра по детектирующим каналам с сильно перекрывающимися аппаратными функциями наиболее адекватно восстанавливать спектр излучения путём решения обратной задачи. Ситуация несколько меняется, если характеристики детекторов разнесены по частотному диапазону. Для подобного случая результат восстановления спектра по теореме о среднем приведён на рис. 4.9 (б).

4.4. Статистическая выборка экспериментальных данных

Экспериментально получаемые данные о спектральной плотности мощности излучения имеют сложную временную структуру. Как правило, регистрируемый сигнал состоит из большого числа отдельных всплесков, которые носят индивидуальный неповторяющийся характер на фоне относительно медленного изменения сигнала со временем. Поскольку в условиях работы установки ГОЛ-3 со временем ряд внешних параметров (*величина газонапуска, время срабатывания клапанов, отстройка синхронизации времени инжекции электронного пучка относительно газового разряда и другие*) может отличаться между отдельными выстрелами в серии экспериментов, то для установления общих закономерностей требуется статистический учёт. Также данная процедура необходима для сопоставления с результатами других диагностик. В частности, (как отмечалось ранее в главе 2) локальный профиль плотности плазмы регистрируется при помощи системы томсоновского рассеяния в наперёд заданный момент времени, соответственно для получения информации о эволюции профиля плотности необходимо использовать результаты данной диагностики (полученные в различные относительные времена) по серии с идентичными внешними условиями.

Одним из возможных критериев «идентичности» двух выстрелов ξ и ζ может быть высокое значение коэффициента корреляции Пирсона между рассматриваемыми сигналами.

$$r_{\xi\zeta} = \frac{\text{cov}(\xi, \zeta)}{\sigma_{\xi} \sigma_{\zeta}} = \frac{\sum_k (\xi_k - \bar{\xi})(\zeta_k - \bar{\zeta})}{\sqrt{\sum_k (\xi_k - \bar{\xi})^2 \cdot \sum_k (\zeta_k - \bar{\zeta})^2}}. \quad (4.15)$$

Поскольку рассматриваемые сигналы представляют собой композицию быстропротекающих стохастических событий (*отдельные всплески излучения*), связанных с локальными экспериментальными параметрами, определяемыми в основном турбулентными процессами, которые не повторяются от эксперимента к эксперименту (s_g) и относительно медленной огибающей (s_m), то сигнал можно представить в виде $s(t) = s_m(t) + s_g(t)$. При этом, по построению, можно положить, что $\bar{s}_g(t) \equiv 0$ (*характерный масштаб времени усреднения должен быть больше, чем длительность быстропротекающих процессов*). Поскольку отдельные всплески излучения во время вспышки носят индивидуальный характер и связаны с локальными турбулентными процессами, то они не должны иметь корреляционной связи между двумя отдельными выстрелами. С другой стороны макроскопические параметры эксперимента определяют средний энергобаланс в системе, в связи с этим, не смотря на локально неповторяющуюся динамику всплесков излучения во время всей вспышки средняя мощность

излучения во времени может носить повторяющийся характер. Для учёта данного факта необходимо провести локальное (по времени) усреднение мощности излучения со временем усреднения с одной стороны много больше, чем характерная длительность отдельного всплеска излучения (чтобы исключить из рассмотрения неповторяющиеся быстропротекающие процессы), а с другой стороны – много меньше характерного времени изменения «огибающей» сигнала (для возможности исследования глобальной динамики спектральной плотности мощности излучения).

Распределение относительного числа выстрелов в условно одинаковых внешних экспериментальных условиях – по газонапуску, магнитному полю, току и энергии электронного пучка, изображено на рис. 4.10. Случаи (а) и (б) – относятся к двум взаимно ортогональным поляризациям, при этом в данных выборках дополнительное усреднение сигналов по времени не произведено. Как видно из данных результатов (в особенности на рис. 4.10 а) сигналы с радиометрической диагностики имеют слабую корреляцию между отдельными выстрелами, что не позволяет осуществить выборку «идентичных» экспериментов. С другой стороны, при дополнительном усреднении сигналов (рис. 4.10 в и г) наблюдается наличие группы скоррелированных сигналов, что позволяет отождествить их со статистически-значимыми результатами. Возникновение нормального распределения числа выстрелов от коэффициента корреляции также косвенным образом подтверждает наше предположение о том, что

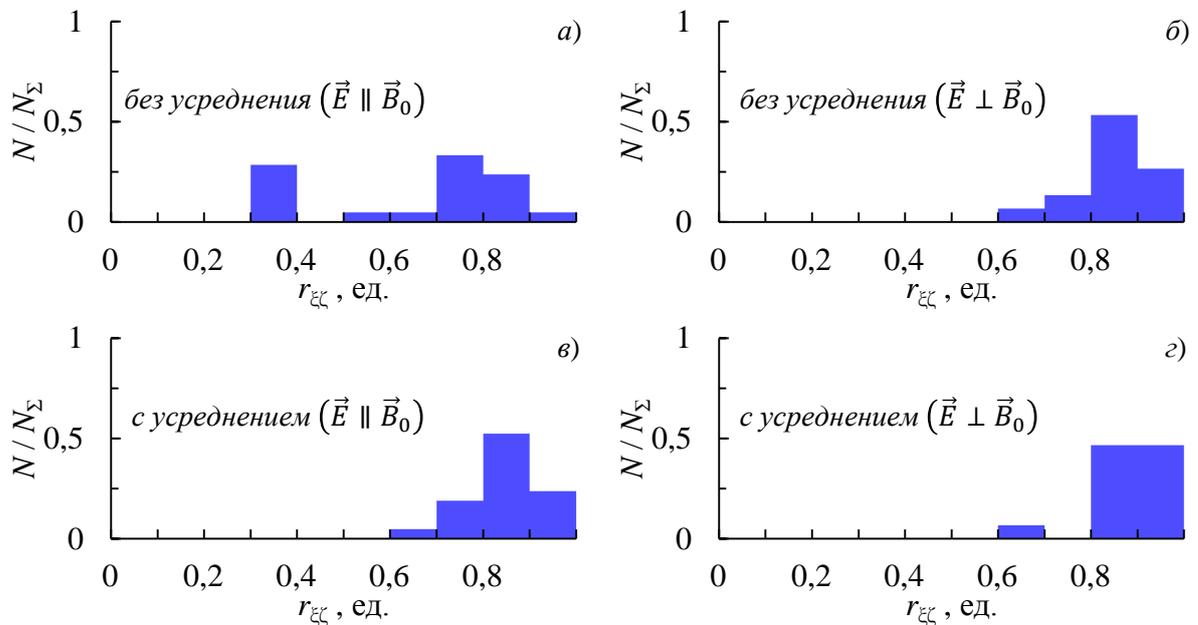


Рисунок 4.10. Распределение относительного числа выстрелов в условно одинаковых внешних экспериментальных условиях по газонапуску по коэффициентам корреляции между сигналами с радиометрической диагностики (~ 350 ГГц) для разных регистрируемых поляризаций.

а), б) – без предварительного усреднения сигналов;
 в) и г) – с предварительным усреднением.

мелкомасштабная структура сигналов (отдельные всплески излучения), связана с быстропротекающими процессами, определяемыми локальными параметрами турбулентности.

Следует отметить, что статистическая «идентичность» применима не только к сигналам радиометрической диагностики, но и к сигналам других диагностик (*например диамагнитные измерения или измерение токов*), при этом разделение экспериментальных режимов работы установки на основании диамагнитных измерений или данных по радиометрическим диагностикам являются скоррелированными. По данному критерию эксперименты считались «идентичными» по условиям, если коэффициент корреляции между отдельными сигналами $r_{\zeta\zeta}$ был больше 75 %.

Глава 5. Исследование эмиссии электромагнитного излучения из плазмы

В условиях проведения экспериментов на установке ГОЛ-3 предполагается инжекция в предварительную плазму релятивистского электронного пучка с током, обычно превосходящим критерий возникновения неустойчивости Крускала-Шафранова [155 – 157]. Критерий развития винтовой неустойчивости для случая цилиндрической геометрии выглядит следующим образом:

$$q = \frac{2\pi r}{L} \cdot \frac{B_z}{B_\varphi} > 1, \quad (5.1)$$

где q имеет обычный для тороидальных систем смысл запаса устойчивости, r и L - радиус и длина плазменного шнура, B_z и B_φ – аксиальная и азимутальная компоненты магнитного поля. В обсуждаемой системе продольное поле создаётся соленоидом, в то время как азимутальное – полным током, текущим по плазме. Для 12-метровой плазмы установки ГОЛ-3 критерий Крускала-Шафранова даёт порог в плотность тока $\sim 0,3$ кА/см². Поскольку в экспериментах используется пучок электронов с плотностью до ~ 2 кА/см², то без предварительно созданной плазмы, создающей компенсирующий обратный ток, устойчивая транспортировка пучка была бы невозможной.

При этом обеспечение устойчивости плазменного столба в целом достигается за счёт генерации обратного тока в тонком поверхностном слое горячей плазмы с классической проводимостью вне области, занятой пучком. Инжекция электронного пучка в плазму проводится с целью нагрева плазмы посредством так называемого «*турбулентного нагрева*», в котором увеличение энергии частиц плазмы осуществляется за счёт развития неустойчивостей [158]. При скорости электронов пучка, превышающих тепловую скорость электронов плазмы, происходит развитие пучковых неустойчивостей, которые приводят к возникновению в плазме большого количества плазменных волн. В дальнейшем, за счёт затухания Ландау плазменных волн на частицах плазмы, происходит увеличение энергии частиц плазмы. Следует отметить, что в таком процессе нагрев частиц с низкой энергией за счёт взаимодействия с ленгмюровскими волнами не происходит (на данное обстоятельство, по-видимому, впервые обратил внимание Рютов Д. Д. в [4]). Это связано с тем, что для удовлетворения черенковского резонанса между волнами и частицами плазмы ($\omega_p = k_{\parallel} v_e \triangleq k v_e \cos \theta$) необходимо, чтобы

тепловая скорость электронов была не меньше фазовой скорости плазменных волн. Таким образом в плазме должна существовать фракция быстрых частиц, которыми, предположительно, могут являться быстрые электроны пучка, (из-за чего-то) ушедших в плазму, или высокоэнергетичный «хвост» функции распределения частиц плазмы. Нагрев частиц с меньшей энергией может осуществляться за счёт столкновительных процессов. Учёт магнитного поля также приводит к перераспределению энергии ($\omega_p - s\omega_H = k_{\parallel}v_e$, $s \in \mathbb{Q}_+$), поскольку в такой системе возбуждаются также электрон-циклотронные волны, обладающие значительно более низкой частотой, чем ленгмюровские волны.

При пучково-плазменном взаимодействии также наблюдается аномальный рост сопротивления плазмы. Впервые в экспериментах, данное явление наблюдалось, скорее всего, группой Завойского Е. К. в начале 1960-х годов [159]. Также в пучково-плазменных экспериментах наблюдался процесс подавления продольной электронной теплопроводности [21].

Помимо нагрева плазмы при инжекции электронного пучка в плазму из-за образования канала перекачки энергии, в условиях ленгмюровской турбулентности также возникает возможность протекания волновых плазменных процессов, приводящих к генерации электромагнитного излучения. В связи с данным обстоятельством появляется возможность экспериментального исследования особенностей излучения, выходящего из плазмы с целью изучения коллективных явлений в турбулентной плазме.

5.1. Эксперименты с релятивистским электронным пучком

Исследование эмиссии излучения проводилось в области максимального нагрева плазмы, находящейся на расстоянии $80 \div 200$ см от входной пробки соленоида ГОЛ-3, через которую осуществляется инжекция электронного пучка в плазму (см. рис. 5.1). Магнитное поле было сильно гофрированным, в месте наблюдения излучения величина поля $B \approx 4,5$ Тл.

Такое месторасположение было выбрано из-за наличия в данном месте локального максимума диамагнетизма плазмы (см. рис. 5.2), который должен соответствовать области с максимальным взаимодействием между пучком и плазмой. Как следствие, в данном месте можно ожидать и максимальный уровень эмиссии электромагнитного излучения из плазмы. Регистрация диамагнитных сигналов проводилась при помощи диамагнитных зондов. Спектральные измерения проводились в точке 83 см с помощью многоканальной

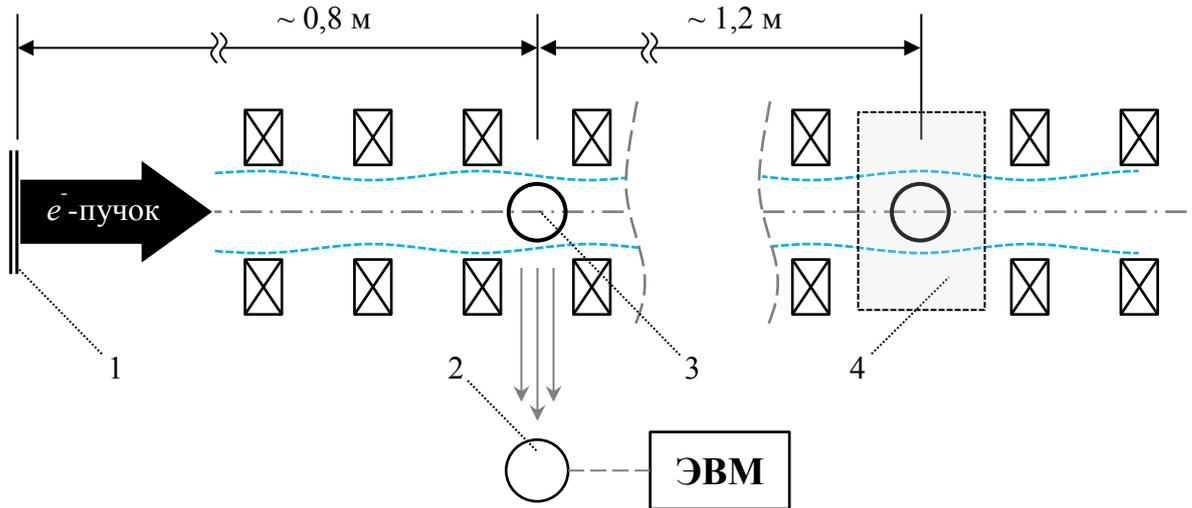


Рисунок 5.1. Схема регистрации электромагнитного излучения в пучково-плазменных экспериментах. 1 – место инъекции электронного пучка в плазму; 2 – радиометрическая диагностика, наблюдение производится в вертикальной плоскости установки; 3 – место регистрации плотности плазмы при помощи интерферометра Майкельсона (*регистрация осуществляется в горизонтальной плоскости установки и производится в том же сечении, что и наблюдение излучения*); 4 – узел томсоновского рассеяния, позволяющий регистрировать плотность плазмы в два момента по времени.

радиометрической диагностики. Одновременно, при помощи отдельных широкополосных детекторов, с чувствительностью в интервале $(75 \div 250)$ ГГц, измерялась мощность в нескольких точках по пространству (83 см, 115 см и 192 см). Для получения информации о характеристиках эксперимента проводились измерения плотности плазмы при помощи интерферометра (*в месте измерения спектра излучения*), а также на расстоянии 192 см от места инъекции электронного пучка в плазму была установлена система томсоновского лазерного рассеяния для измерения радиального распределения плотности плазменного шнура.

Выбор полосы наблюдения в заданном частотном диапазоне для электромагнитного излучения обусловлен характерными частотами, которые соответствуют частотам пучково-плазменной системы – это плазменная (ленгмюровская), циклотронная (ларморовская) и верхнегибридная частоты. Поскольку при интерферометрических исследованиях наблюдалась плотность плазмы в среднем равная $n_e \approx (10^{13} \div 10^{15}) \text{ см}^{-3}$, то диапазон изменения плазменной частоты $\nu_p \approx (30 \div 280)$ ГГц. Регистрация излучения проводилась в области спада магнитного поля, со средним значением магнитного поля $B \approx (4 \div 4,5)$ Тл (циклотронная частота $\nu_{\text{ц}} \equiv \nu_H \approx (112 \div 126)$ ГГц). Следовательно, диапазон изменения верхне-гибридной частоты $\nu_{\text{ВГ}} \approx (140 \div 310)$ ГГц. В связи с этим радиометрические наблюдения проводились в диапазоне от 50 до 550 ГГц. Нижняя граница по частоте обусловлена исключительно конструктивными особенностями детектирующих элементов (отсекающим волноводным окном), а верхняя граница – областью частот, где детекторы имеют ещё приемлемую чувствительность.

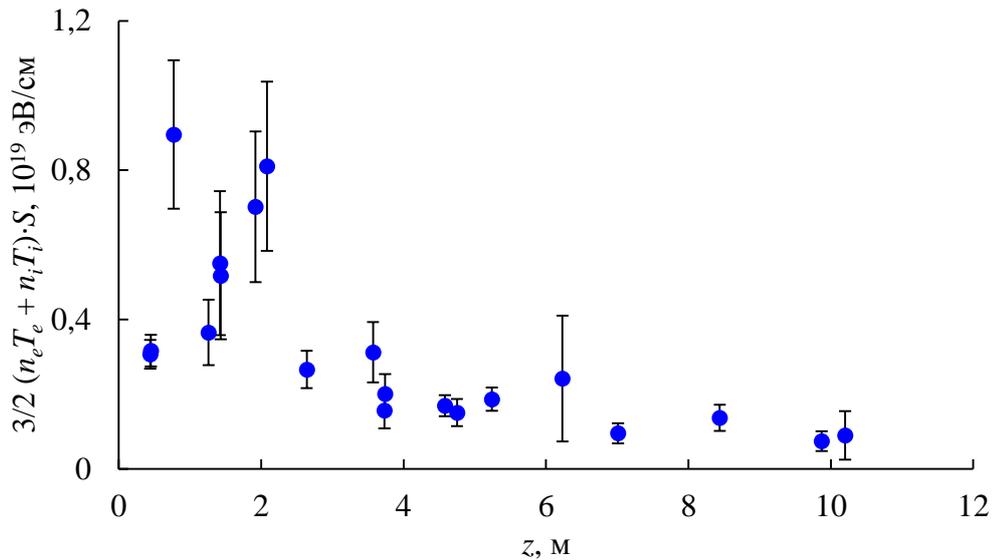


Рисунок 5.2. Распределение диамagnetизма по длине установки ГОЛ-3.

Как отмечалось ранее, при инжекции мощного пучка электронов, в плазме возникает пучковая неустойчивость, в соответствии с резонансным условием $\omega - s\omega_H - k_{\parallel}v_{e\parallel} = 0$, которая приводит к генерации плазменных волн. В результате коллективного взаимодействия в плазме раскачивается широкий спектр плазменных колебаний в большом диапазоне углов. Данное обстоятельство также наблюдалось на установке ГОЛ-М [160]. С другой стороны, из численных экспериментов по взаимодействию электронных пучков с плазмой [161 – 163] известно, что образующиеся плазменные волны имеют волновой вектор, направленный преимущественно вдоль ведущего магнитного поля. В дальнейшем раскаченные в плазме волны могут приводить к образованию электромагнитного излучения, которое может быть зарегистрировано при помощи радиометрических диагностик. Механизмы, приводящие к возникновению излучения из плазмы, описаны в главе 1.

5.1.1. Типичный сценарий эксперимента

В экспериментах, как правило, наблюдается следующая картина (рис. 5.3). Во время инжекции электронного пучка в плазму происходит интенсивная релаксация последнего, сопровождающаяся эффективной раскачкой плазменных колебаний (образованием плазменной турбулентности), в результате турбулентных процессов происходит перекачка энергии от электронов пучка частицам плазмы. При этом наибольшую энергию получают пролётные

частицы (надтепловые электроны) с энергией $\sim (10 \div 50)$ кэВ [164]. Также во время инжекции пучка, происходит дополнительная наработка плазмы, связанная с доионизацией плазмы, так как её начальная температура, создаваемая прямым разрядом, имеет величину ~ 1 эВ, недостаточна для полной ионизации. Соответственно рост диамагнитных сигналов, наблюдаемых во время релаксации электронного пучка в плазме, связан с двумя факторами: увеличением плотности плазмы и увеличением средней кинетической энергии (температуры) частиц плазмы.

Экспериментально было зарегистрировано, что эмиссия электромагнитного излучения из плазмы происходит во время роста диамагнетизма плазмы, то есть на стадии её интенсивного нагрева, и практически отсутствует при неизменной величине диамагнитных сигналов. Излучение наблюдается в частотном диапазоне вблизи верхнегибридной частоты и её удвоенного значения.

Поскольку при инжекции пучка происходит увеличение плотности плазмы, то также должен изменяться и спектр излучения – должно происходить смещение частоты генерации излучения в область более высоких частот. Процесс смещения спектра излучения в область более высоких частот со временем для выстрела №11149 приведён на рис. 5.4. Смещение уверенно наблюдается в области высоких частот (в области удвоенной верхнегибридной частоты) и разрешается с учётом спектральной ширины каналов регистрации.

Для получения статистически достоверной информации о спектральном распределении плотности мощности эмиссии излучения проводилась отдельная серия экспериментов при плотности плазмы $n_e \approx (1 \div 2) \cdot 10^{14}$ см⁻³. Средний спектр электромагнитного излучения, выходящего из плазмы, в диапазоне от 100 до 350 ГГц приведён на рис. 5.5.

Механизмом образования излучения на плазменной частоте может являться линейная конверсия плазменных волн на градиентах плотности плазмы. При инжекции электронного пучка в плазму за счёт пучковой неустойчивости раскачиваются плазменные волны, которые в результате рассеяния на локальных градиентах (флуктуациях) плотности плазмы приводят к интенсивной генерации излучения на частотах, близких к верхнегибридной плазменной частоте $\nu_{\text{ВГ}} = \sqrt{n_e q_e^2 / \pi m_e + (q_e B / 2\pi \gamma_L m_e c)^2}$. Вторым локальным максимумом в спектре излучения связывается с нелинейным слиянием двух верхнегибридных волн в электромагнитную волну. Данный процесс происходит независимо от излучения на более низких частотах: при пучковой неустойчивости часть плазменных волн, относящихся к верхнегибридным модам, может рассеиваться на флуктуациях плотности плазмы, тем самым меняя направление своего распространения на противоположное, далее в результате нелинейного трёхволнового

взаимодействия двух движущихся навстречу друг другу, верхнегибридных волн образуется электромагнитная волна с частотой близкой к удвоенной верхнегибридной частоте. Наличие большой дисперсии верхнегибридных волн в плазме даёт относительно широкую полосу допустимых частот вблизи $\nu_{ВГ}$.

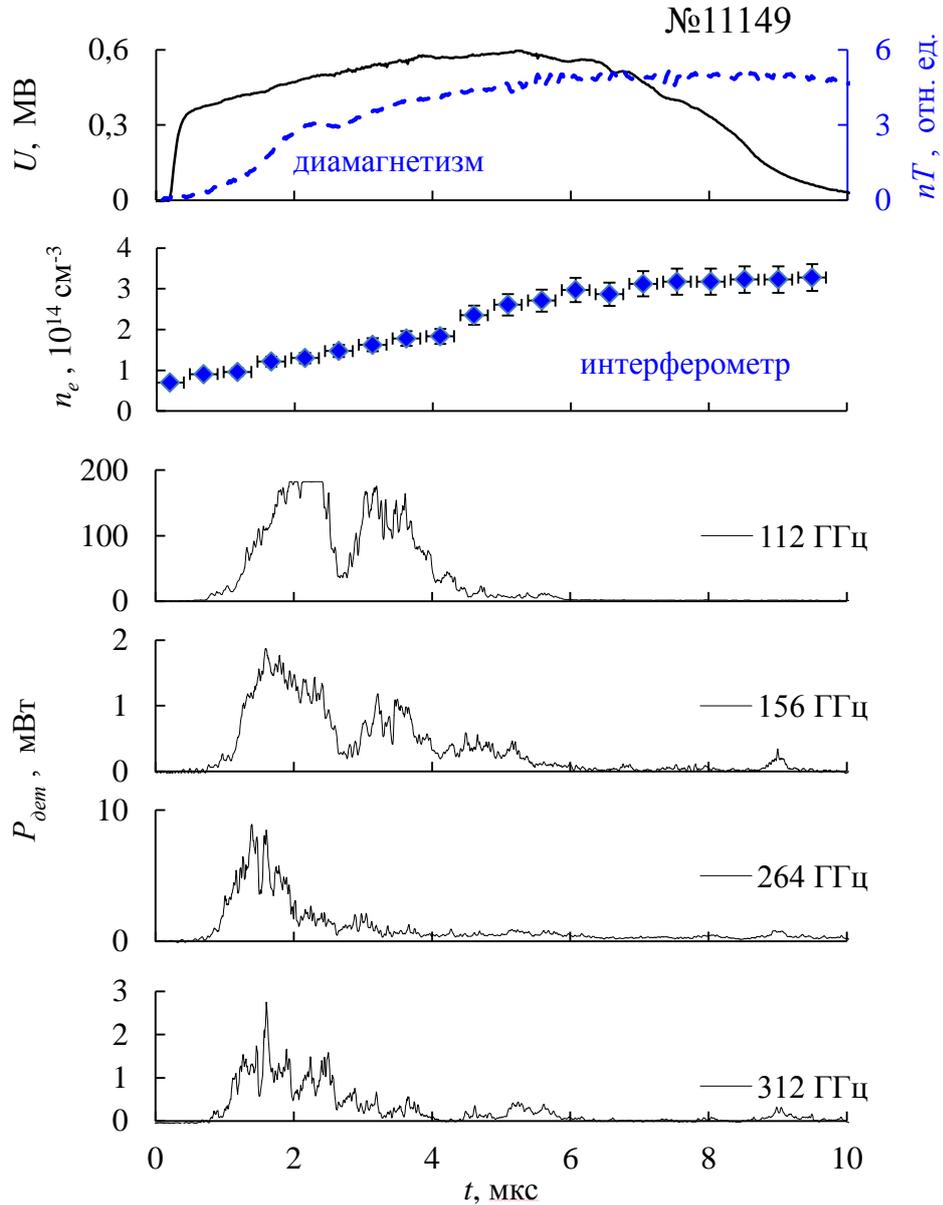


Рисунок 5.3. Пример «типичного» сценария параметров эксперимента во время релаксации сильнооточного релятивистского электронного пучка в плазме.

На рисунке представлены: напряжение зарядки ускорительной секции в ускорителе У-2 (энергия электронов пучка); энергосодержание плазмы; ход плотности плазмы; мощность эмиссии излучения в окрестности указанных частот (поляризация: $\angle 45^\circ$ к ведущему магнитному полю).

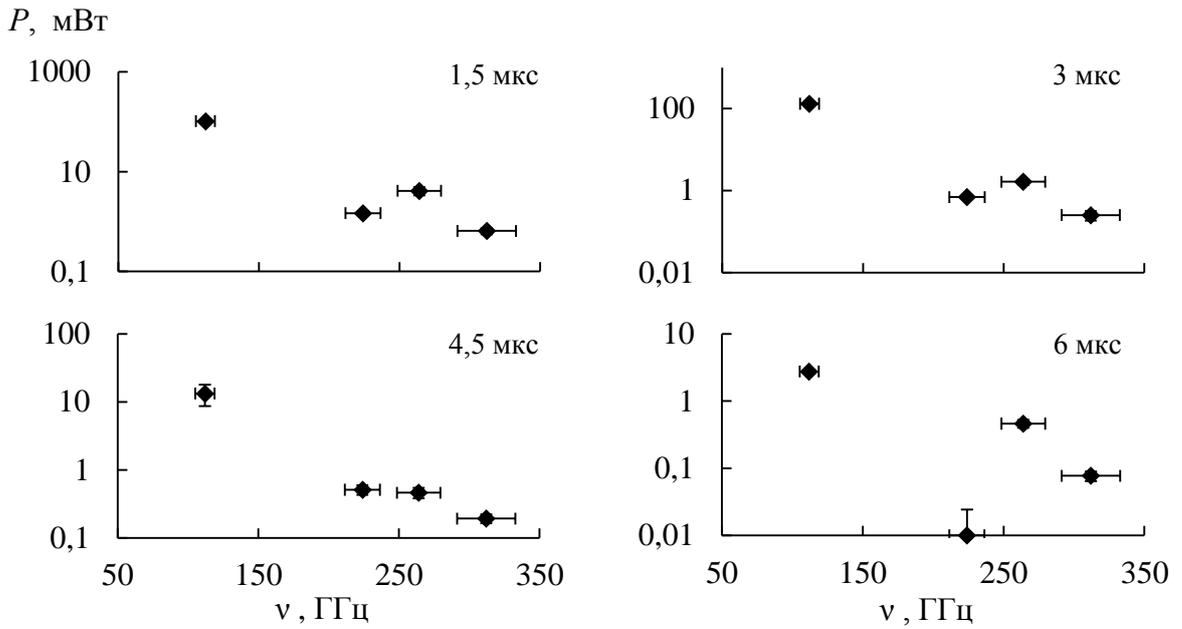


Рисунок 5.4. Изменение спектра излучения со временем для выстрела №1149 (рис. 5.3).

Значение плотности плазмы для различных моментов по времени:

$$t = 1,5 \text{ мкс} : n_e \approx 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}; \quad t = 3 \text{ мкс} : n_e \approx 1,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3};$$

$$t = 4,5 \text{ мкс} : n_e \approx 2,4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}; \quad t = 6 \text{ мкс} : n_e \approx 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}.$$

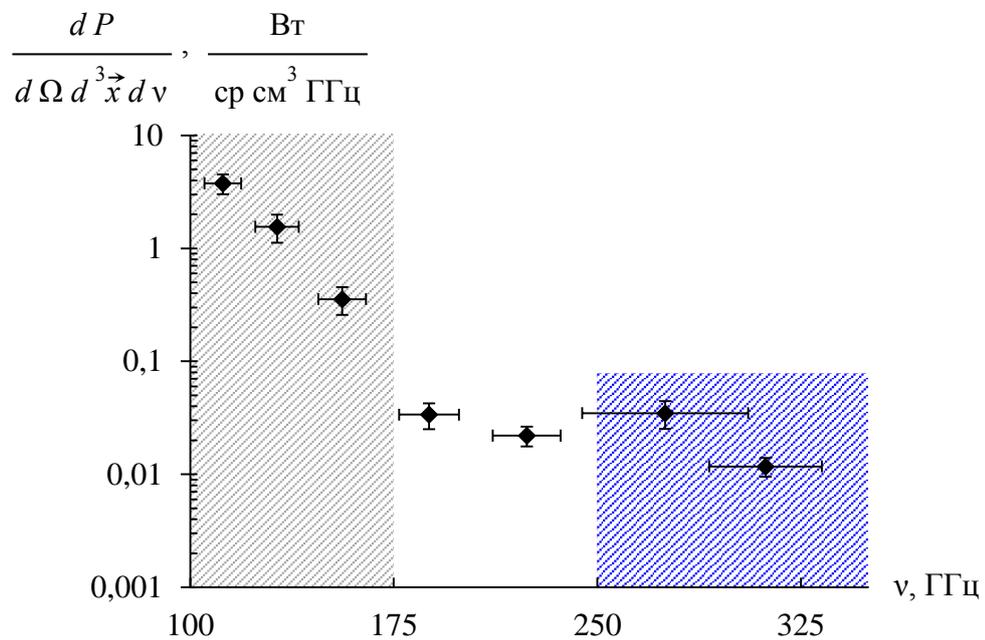


Рисунок 5.5. Средний спектр регистрируемого излучения. Отмеченная область *низких* частот (*серая*) соответствует области допустимых значений верхнегибридной частоты ν_{BG} , а область *высоких* частот (*синяя*) – удвоенному значению ν_{BG} .

5.1.2. Смещение спектра излучения при увеличении плотности плазмы

Если спектр излучения имеет выделенные частоты, связанные с верхнегибридной частотой и её удвоенным значением, то при увеличении плотности плазмы должен наблюдаться сдвиг спектра излучения в область более высоких частот. Для подтверждения гипотезы о том, что наблюдаемое излучение связано с волновыми процессами в плазме была проведена серия экспериментов с сильным изменением средней величины плотности плазмы. Результаты двух отдельных выстрелов из данной серии приведены на рис. 5.6.

При увеличении плотности мишенной плазмы происходит увеличение регистрируемых сигналов нейтронного излучения и мягкого рентгена (*регистрация рентгена осуществлялась при помощи кремниевого фотодиода, расположенного на расстоянии $\sim 1,5$ м от места инжекции электронного пучка в плазму; также на входе был установлен бериллиевый фильтр, отсекавший ультрафиолетовое излучение*). Рост рентгеновского излучения, по-видимому, в основном связан с увеличением величины тормозного излучения частиц плазмы (за счёт увеличения плотности), также регистрируемое излучение может быть связано и с уходом частиц на элементы вакуумной камеры [165, 166].

С другой стороны, по данным диамагнитных зондов, энергосодержание плазмы (величина $n_e T_e + n_i T_i$) уменьшается $\sim 1,5$ раза, то есть температура электронов уменьшается в ~ 6 раз (ввиду увеличения плотности плазмы в ~ 4 раза). В рамках механизма быстрого нагрева ионов в многопробочной ловушке во время пучково-плазменного взаимодействия [146] предполагается, что передача энергии ионам от электронов плазмы происходит, в основном, при коллективном движении потока электронов и ионов из областей с сильным магнитным полем (магнитных пробок) в область слабого магнитного поля, где встречные потоки (движущиеся от разных магнитных пробок) перемешиваются. Соответственно вследствие увеличения нейтронного выхода при увеличении плотности энергия ионов почти не меняется. В рамках модели, предложенной в [146], степень передачи энергии от электронов к ионам существенным образом зависит от величины продольного градиента газокинетического давления плазмы. Такой процесс нагрева ионов в некотором смысле является резонансным и имеет наибольшую эффективность при определённых внешних параметрах эксперимента. Не смотря на то, что при увеличении плотности плазмы относительный инкремент раскачки плазменных волн падает $\frac{a}{\omega_p} \propto \left(\frac{n_{\text{пучка}}}{\gamma_L \cdot n_{\text{плазм}}} \right)^{1/3}$, ввиду неоднородного нагрева плазмы в областях с разным магнитным полем (в «пробках» плазма греется более эффективно, ввиду большего

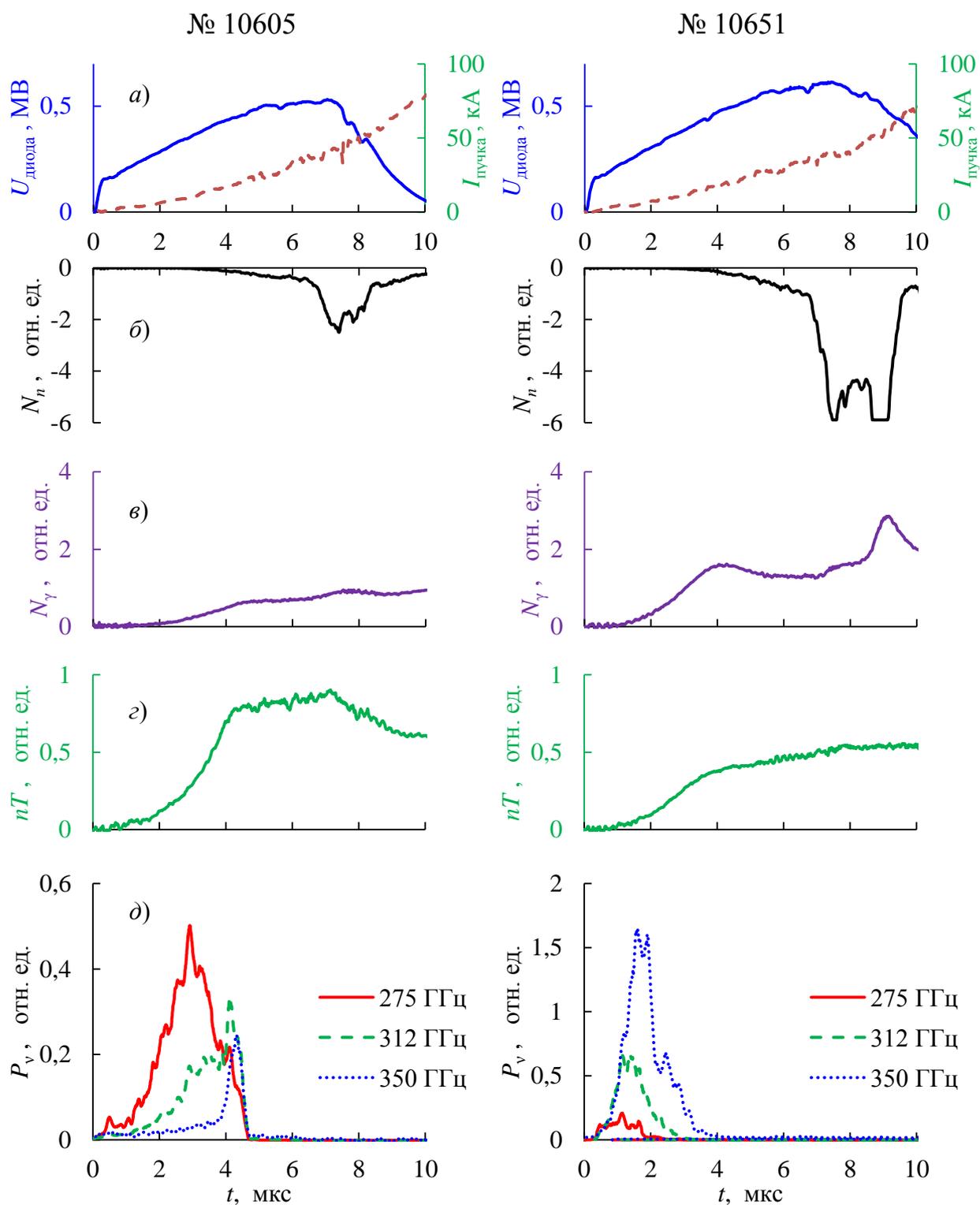


Рисунок 5.6. Смещение спектра излучения при изменении плотности мишенной плазмы.

№10605 : $n_e \approx 0,7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ №10651 : $n_e \approx 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$

- а) энергия (синяя линия) и ток (зелёная пунктирная линия) электронного пучка; б) сигналы с нейтронной диагностики вблизи места регистрации излучения; в) поток рентгеновского излучения; г) энергосодержание плазмы; д) распределение мощности эмиссии излучения из плазмы по каналам диагностики (приведено бегущее среднее с временным усреднением 0,1 мкс).

значения плотности тока), градиент продольного давления может оставаться практически неизменным.

При последующем значительном увеличении плотности плазмы (до величин $n_e > 10^{15} \text{ см}^{-3}$), нейтронный поток сильно уменьшается. Данное явление может быть связано с тем, что сечение термоядерной реакции ${}^2\text{D} ({}^2\text{D}, {}^1n) {}^3\text{He}$ сильно зависит от кинетической энергии ионов дейтерия, участвующих в реакции (см. например [167]), таким образом если предположить, что функция распределения ионов не изменяет свой функциональный вид, то выход нейтронов $n_D \cdot \langle \sigma_{D(D,n)He}(\mathcal{E}_K) \cdot v \rangle$ при более высокой плотности плазмы должен быть сильно подавлен.

Следует отметить, что электромагнитное излучение, регистрируемое при помощи радиометрической диагностики принципиально (по временным характеристикам) отличается от регистрируемого нейтронного и рентгеновского излучения.

Как видно из рис. 5.6, спектр регистрируемого излучения в диапазоне от 250 до 400 ГГц при увеличении плотности мишенной плазмы переходит в область более высоких частот. Для плотности плазмы $n_e \approx 0,7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ удвоенная верхнегибридная частота $2\nu_{BG} \approx 295 \text{ ГГц}$, а при $n_e \approx 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ — $2\nu_{BG} \approx 400 \text{ ГГц}$. Соответственно в экспериментах наблюдается переход полосы генерации излучения из наиболее низкочастотного канала регистрации ($\nu_0 \approx 275 \pm 30 \text{ ГГц}$) в высокочастотный ($\nu_0 \approx 350 \pm 45 \text{ ГГц}$).

5.1.3. Зависимость от магнитного поля

Для определения зависимости эмиссии излучения из плазмы от величины ведущего магнитного поля была проведена серия экспериментов с плавным изменением величины ведущего магнитного поля в установке. В данной серии экспериментов одновременно с изменением ведущего поля соленоида, в котором происходит удержание плазмы в гофрированном поле, также пропорционально изменялось магнитное поле в области компрессии электронного пучка в генераторе У-2. Изменение магнитного поля в области компрессии производилось для того, чтобы величина плотности тока электронного пучка j_e оставалась неизменной при изменении магнитного поля в соленоиде. Экспериментальные результаты приведены на рис. 5.7.

Увеличение величины ведущего магнитного поля ведёт к увеличению полной мощности эмиссии излучения из плазмы. При относительно низкой величине магнитного поля

($B = 2 \div 3$ Тл) излучение в области удвоенной верхнегибридной частоты ($250 \div 400$ ГГц) практически отсутствует, при увеличении магнитного поля выше 3 Тл происходит резкий рост эмиссии излучения в указанной области частот. Мощность эмиссии излучения вблизи первой гармоники верхнегибридной частоты при увеличении магнитного поля монотонно растёт. В то же время интенсивного роста диамагнетизма плазмы при увеличении магнитного поля не наблюдается.

Наиболее вероятно, что увеличение мощности излучения в окрестности удвоенной верхнегибридной частоты при увеличении магнитного поля связано с увеличением инкремента раскачки волн $a_{\text{ВГ}} \propto B^{0,5...1}$ [168]. Следует отметить, что при изменении магнитного поля также должен меняться оптимальный угол раскачки плазменных волн. Данное обстоятельство связано с тем, что изменение циклотронной частоты приводит к тому, что в соответствии с резонансным условием $\omega - s\omega_H - k_{\parallel}v_e = 0$ при более низком магнитном поле должны эффективно раскачиваться волны (на заданной частоте) с большими продольными волновыми числами k_{\parallel} .

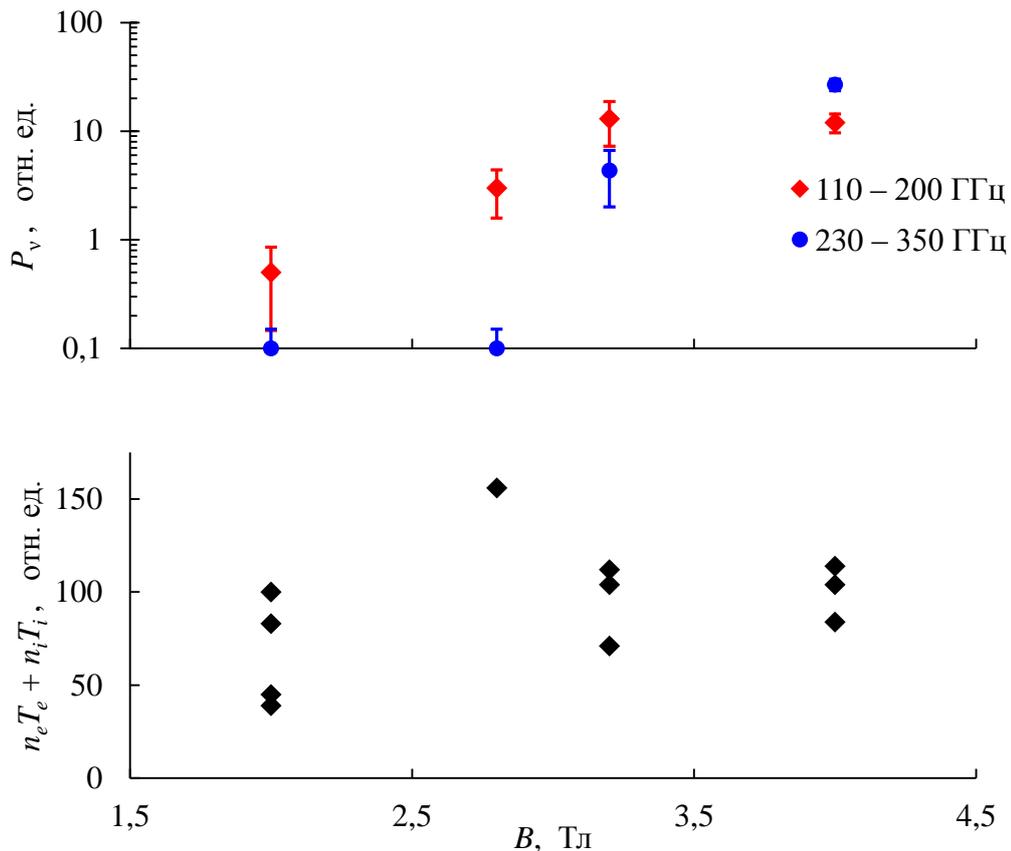


Рисунок 5.7. На верхнем графике представлена зависимость величины эмиссии излучения в двух спектральных диапазонах: ($110 \div 200$ ГГц) и ($230 \div 350$ ГГц), соответствующих верхнегибридной частоте и её удвоенному значению. На нижнем – зависимость диамагнетизма плазмы от магнитного поля.

5.1.4. Область источника излучения

Информация об области источника генерации излучения является определяющей для адекватного выбора модели, описывающей процесс возникновения излучения из плазмы. Для получения данной информации было проведено две серии экспериментов: 1) измерение мощности эмиссии излучения, выходящего из плазмы, в нескольких точках вдоль установки, а также 2) регистрация излучения из двух радиально разнесённых областей плазмы.

Измерение аксиального распределения мощности эмиссии излучения осуществлялось при помощи двух одиночных детекторных секций, описанных в главе 3. Спектральные чувствительности использовавшихся детекторных секций приведены на рис. 5.8 – полоса чувствительности одной детекторной секции $\nu_0 = (110 \div 200)$ ГГц, а другой – $\nu_0 = (220 \div 350)$ ГГц. Соответственно первый детектор (*низкие частоты*) осуществляет обзорную регистрацию излучения вблизи плазменной частоты, а второй – в окрестности удвоенной верхнегибридной частоты.

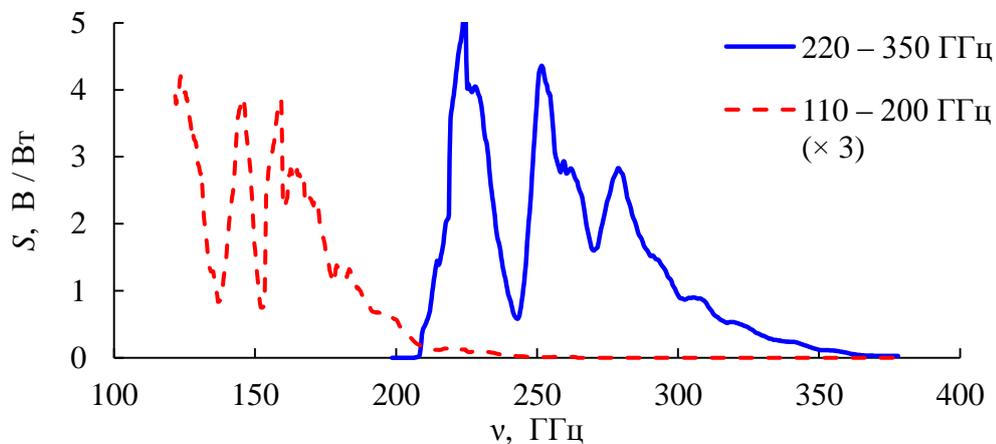


Рисунок 5.8. Спектральные чувствительности одиночных детекторов. Красная пунктирная линия соответствует чувствительности детектора, с полосой чувствительности от 110 до 200 ГГц, умноженной на 3; синяя сплошная линия – детектору с полосой от 220 до 350 ГГц.

Также одновременно проводились измерения при помощи широкополосного калориметра (от 50 ГГц до 3 ТГц). Поскольку детекторы на основе диодов с барьером Шоттки проводят измерение мгновенной мощности излучения, а калориметр – полное энерговыделение в заданном интервале частот, то для сопоставления данных с этих двух принципиально разных

диагностик проводилось вычисление энерговыделения по данным с одиночных детекторов. Полное энерговыделение излучения из единицы объёма плазмы в единичный телесный угол есть

$$\frac{d^2Q}{dVd\Omega} = \int_0^{\tau} dt \int_{\Omega_v} \frac{d^2\mathcal{P}_v(t)}{dVd\Omega} dv, \quad (5.2)$$

где τ – длительность инжекции пучка в плазму, Ω_v – область спектральной чувствительности детектора.

Для получения результатов в отдельных точках по длине установки проводилось по $8 \div 20$ независимых измерений в условно одинаковых экспериментальных условиях. В соответствии с полученными экспериментальными данными (рис. 5.9), максимум эмиссии излучения находится на расстоянии ~ 83 см от входной пробки. В этом же месте по

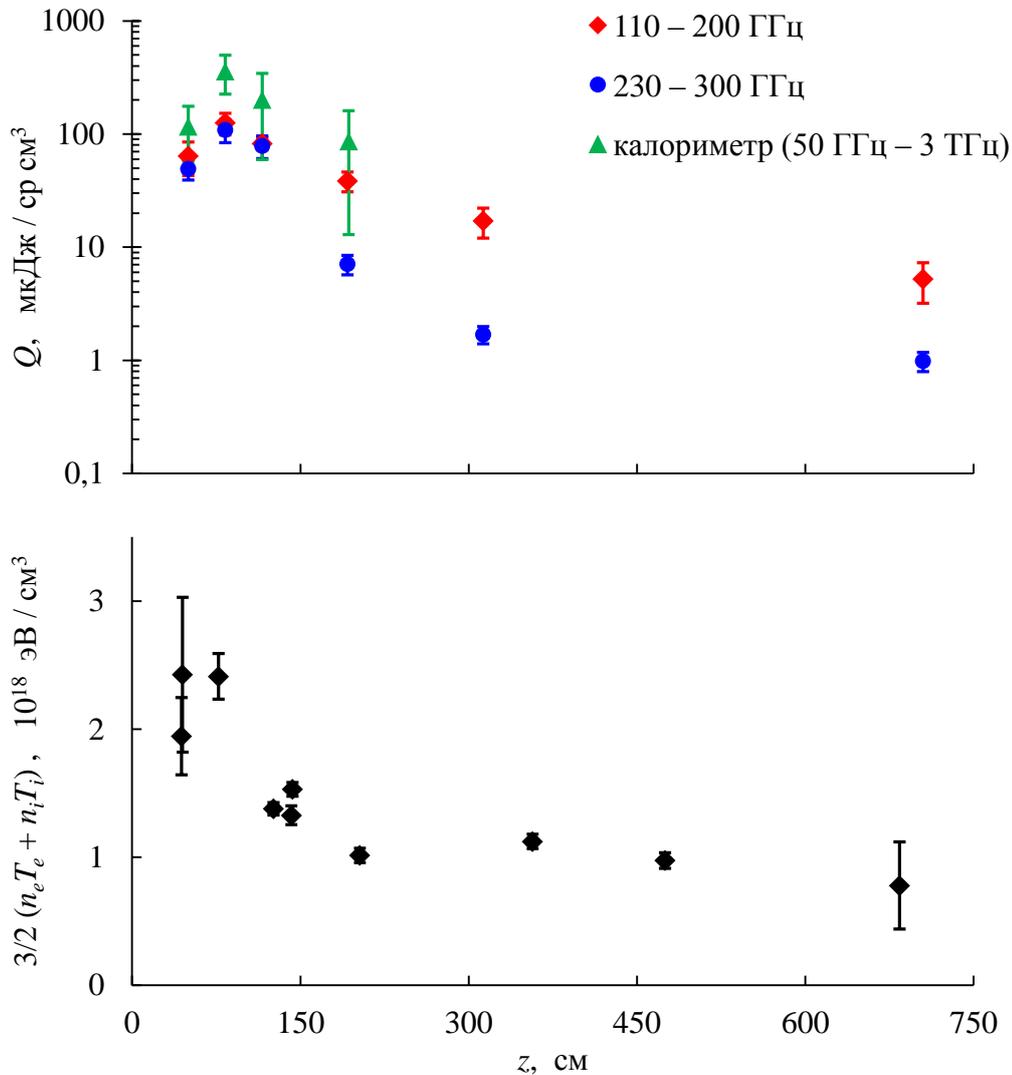


Рисунок 5.9. Сверху – распределение энерговыделения излучения из плазмы по длине установки; снизу – распределение диамагнетизма плазмы (плотность плазмы $n_e \approx (1 \div 3) \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$).

пространству наблюдается локальный максимум диамагнетизма плазмы. Таким образом эмиссия излучения напрямую связана с эффективностью релаксации электронного пучка в плазме. Поэтому изначальное предположение о том, что максимальная мощность эмиссии должна наблюдаться в области наиболее интенсивного взаимодействия пучка в плазме было верным. При смещении точки наблюдения по длине от области наибольшего диамагнетизма плазмы происходит резкое падение интенсивности излучения.

Для радиальной определения области источника излучения в плазме проводилось одновременное измерение спектральной плотности мощности излучения по двум разным хордам наблюдения (один детектор производит наблюдение области, занятой пучком, а другой – с периферии плазмы) при помощи двух пространственно-независимых одиночных детекторов с условно одинаковыми спектральными чувствительностями (полоса чувствительности: $230 \div 300$ ГГц). Схема эксперимента показана на рис. 5.10. Как отмечалось ранее в главе 3, диаграмма направленности одиночных детекторных секций с коллиматором определяется в основном дифракционной расходимостью, и составляет величину $\Delta\theta \approx 7^\circ$.

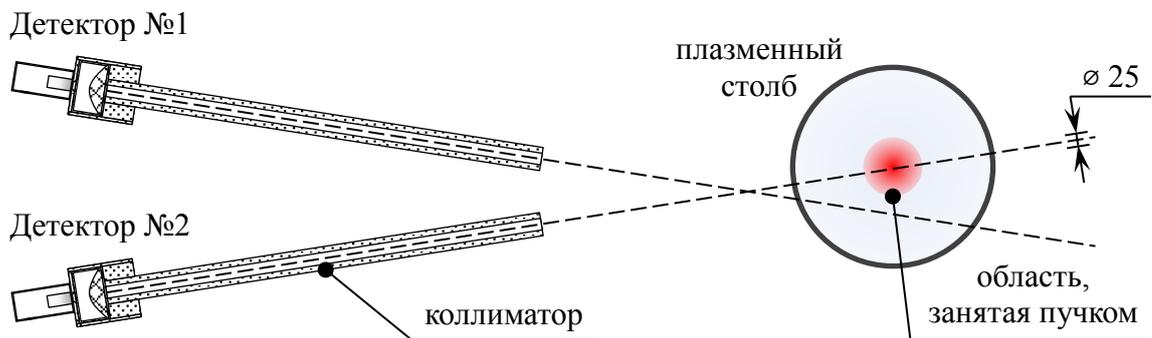


Рисунок 5.10. Схема эксперимента по определению области источника излучения внутри плазмы.

Мощность эмиссии излучения, регистрируемая с различных областей плазмы приведена на рис. 5.11. Таким образом источником излучения из плазмы является область занятая пучком. Ненулевой сигнал на детекторе, регистрирующем излучение на периферии плазмы, может быть объяснён тем, что диаграмма направленности детектора частично захватывает область, занятую пучком (косвенно это также подтверждается совпадением сигналов с разных детекторов в первые микросекунды инжекции).

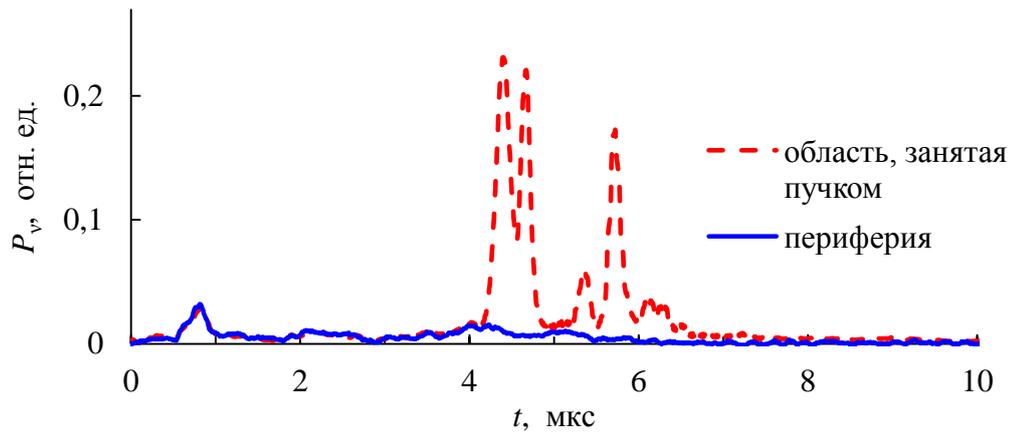


Рисунок 5.11. Эмиссия излучения из разных областей плазмы. Красная пунктирная линия соответствует области, занятой электронным пучком; синяя сплошная линия – периферия плазмы.

5.1.5. Временная структура излучения

Как было показано выше (см. например рис. 5.3) во времени сигналы с радиометрических диагностик сильно изрезаны и представляют собой последовательность кратковременных всплесков излучения с характерной длительностью $5 \div 20$ нс. На рис. 5.12 представлена синхронная динамика эмиссии излучения из плазмы ($z = 83$ см от места инжекции электронного пучка в плазму) и сигнала с диамагнитного зонда, расположенного вблизи места регистрации излучения ($z = 77$ см). Эмиссия излучения происходит в основном на стадии интенсивного нагрева электронов плазмы (*во время роста диамагнетизма плазмы*). На рис. 5.13 представлена зависимость излучения на верхнегибридной частоте от скорости изменения диамагнетизма со временем.

Таким образом мощность излучения пропорциональна скорости изменения энергосодержания плазмы. По-видимому, процесс генерации излучения является не следствием нагрева плазмы, а является одним из проявлений более общего процесса, приводящего и к нагреву электронной компоненты плазмы и к излучению.

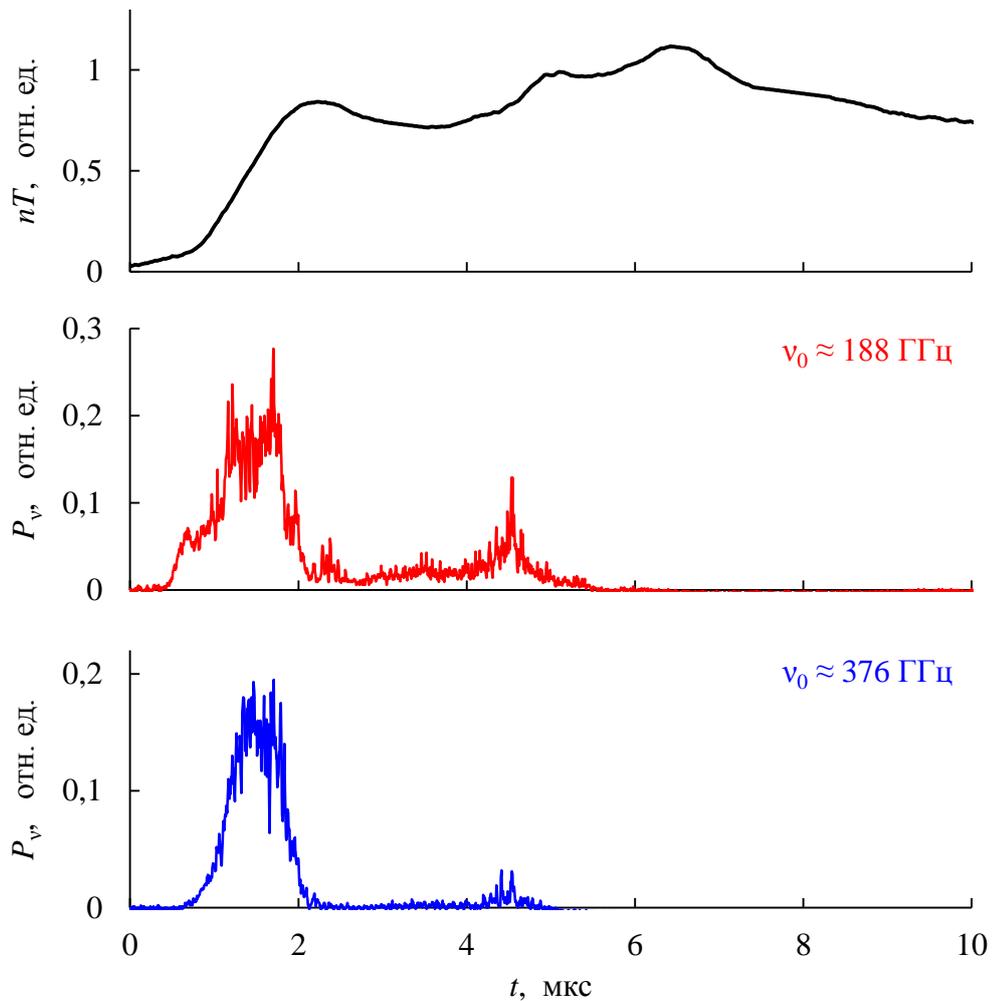


Рисунок 5.12. Динамика диамагнетизма плазмы, а также эмиссии излучения в окрестности верхнегибридной частоты и её второй гармонике. №12660.

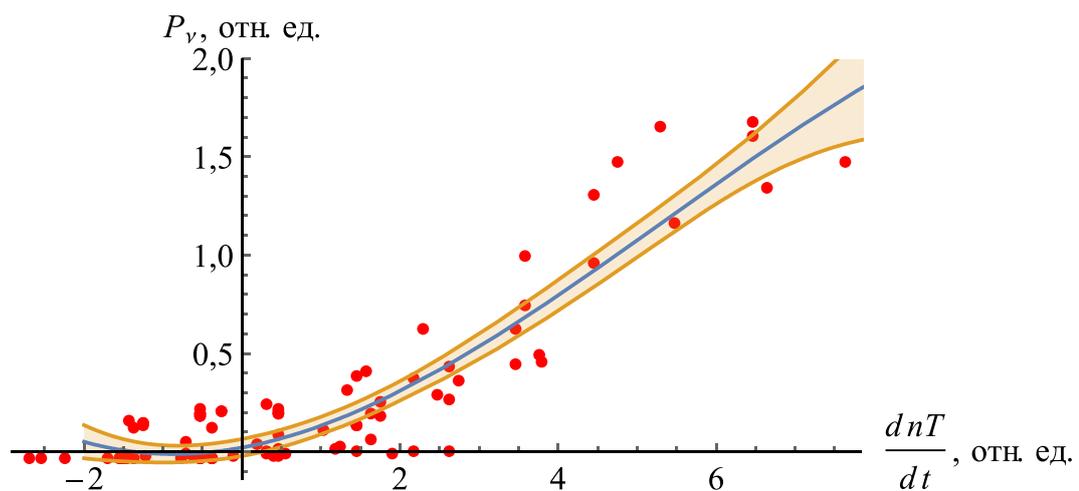


Рисунок 5.13. Зависимость мощности эмиссии излучения в окрестности верхнегибридной частоты от производной по времени диамагнетизма плазмы. Сплошной линией приведена кривая по гипотезе кубической зависимости; полосой отмечена область доверительного интервала на уровне 0,95.

Величину напряжённости электрического поля внутри области генерации можно определить из величины запасённой плотности энергии

$$w = \frac{d\mathcal{E}}{dV} = \int_{\Omega_t} dt \int_{\Omega_\Omega} d\Omega \int_{\Omega_\nu} \frac{d^2 \mathcal{P}_\nu}{dV d\Omega} d\nu \simeq \bar{\mathcal{P}}_\nu \cdot \Delta\nu \cdot 4\pi \cdot \tau \triangleq \frac{E^2}{8\pi}, \quad (5.3)$$

то есть

$$E \simeq \sqrt{32\pi^2 \bar{\mathcal{P}}_\nu \cdot \Delta\nu \cdot \tau}. \quad (5.4)$$

Соответственно для случая, изображённого на рис. 5.3 и рис. 5.4 электрическое поле, относящееся к излучению на верхнегибридной частоте, составляет величину

$$E_1 > 12 \text{ кВ/см},$$

а на второй гармонике

$$E_2 > 0,5 \text{ кВ/см}.$$

Нижнее ограничение соответствует предположению, что излучающей областью является вся область, занятая электронным пучком в плазме. Если генерация излучения происходит из более компактных областей пространства, то величина электрического поля должна быть увеличена в $\sqrt{\mathfrak{B}/V_0}$ раз, где \mathfrak{B} – «видимый» объём, занятый пучком в плазме, регистрирующей диагностикой, а V_0 – *действительный* объём области генерации.

Одной из возможных гипотез, объясняющих связь эмиссии излучения с темпом нагрева плазмы, может быть процесс турбулентного нагрева плазмы, состоящий в следующем. При инжекции электронного пучка в плазму возникает модуляционная неустойчивость (за счёт дисперсии плазменных волн) которая приводит к образованию пространственных структур (сгущение / разрежение плотности плазмы) с характерным масштабом $\ell \sim 2\pi c/\omega_p$, на что было обращено внимание в 1964 г. в работе Веденова А. А. и Рудакова Л. И. [169] (*явление пространственной модуляции плотности в турбулентной плазме также рассматривалось в работе [170]*). Одновременно с этим, за счёт пучковых неустойчивостей в плазме возникают плазменные волны в широком диапазоне волновых чисел, при этом волны с $k \gtrsim 1/\ell$ могут эффективно накапливаться в затравочных «ямах» плотности. Это связано с тем, что при захвате одиночного плазмона в яме плотности увеличивается плотность энергии на величину $E_{\text{плазмона}}^2/8\pi$, которая приводит к выталкиванию электронов из ямы плотности, что ведёт к углублению потенциальной ямы для плазмонов. В результате в таких областях пространства

возникает сильно пониженная плотность плазмы и накопление коротковолновых плазменных волн. Такие области называются *плазменными кавернами*.

При выталкивании электронов из области, занятой каверной, на каверну начинает действовать две силы: сжимающая – со стороны газокINETического давления плазмы и распирающая – со стороны электрического поля, запертого в каверне. Соответственно дальнейшая эволюция определяется соотношением $\frac{E^2/8\pi}{nT} \gtrless 1$. В случае, когда газокINETическое давление превосходит давление электрического поля в каверне, каверна схлопывается – происходит так называемый коллапс каверны. Если газокINETического давления недостаточно для того, чтобы осуществить коллапс каверны, то каверна будет существовать длительное время в плазме. Если каверна рассматривается в трёхмерном случае, то, как было показано Захровым В. Е. в 1972 г., должен всегда наблюдаться коллапс каверн в плазме [110].

С другой стороны, плазменные каверны могут являться хорошим посредником передачи энергии от пучка частицам плазмы. Если в каверне заперты ленгмюровские волны с частотой ω_k , то при прохождении мимо (или через) каверну частицы, удовлетворяющие резонансному условию $k_{\text{частиц}} v_{\text{частиц}} \simeq \omega_k$, могут эффективно отбирать энергию от плазменных волн, что ведёт к уменьшению плотности энергии в каверне, и в итоге – к её коллапсу. При таком процессе происходит увеличение температуры плазмы и, как следствие, увеличение и газокINETического давления. При увеличении газокINETического давления больше некоторого предельного значения каверны уже не могут долго существовать в плазме (время существования каверны меньше, чем время накопления в каверне ленгмюровского конденсата и, соответственно передачи энергии от ленгмюровских волн частицам плазмы). Как следствие прекращается интенсивная перекачка энергии от ленгмюровских волн, возбуждённых электронным пучком частицам плазмы.

Экспериментально данное явление должно проявляться в виде прекращения роста диамагнитных сигналов ещё во время инжекции электронного пучка в плазму. Также, поскольку коллапс каверны сопровождается (является областью источника) вспышками электромагнитного излучения, образующегося за счёт нелинейных волновых процессов в плазме (рассеяние плазменных волн на флуктуациях плотности и слияние плазменных волн), то также должен наблюдаться срыв генерации излучения из плазмы при определённом уровне газокINETического давления плазмы. Более того, поскольку большая величина nT препятствует появлению каверн в плазме, то также должно наблюдаться и уменьшение количества всплесков внутри вспышки излучения с увеличением диамагнетизма.

Проверка данной гипотезы может быть осуществлена при помощи частотно-временного анализа регистрируемой эмиссии излучения. Для соответствующей обработки сигналов использовался вейвлет-анализ (*хороший обзор по теории и приложениям вейвлет-преобразований можно найти в [171 – 175]*). В качестве материнского вейвлета использовалась комплексная функция Морлэ [173, 176]:

$$\psi(t) = \frac{1}{\sqrt[4]{\pi}} e^{i 2\pi t / \sqrt{\ln 2}} \cdot e^{-\frac{t^2}{2}}. \quad (5.5)$$

Результаты представлены на рис. 5.14.

Вся вспышка излучения представляет собой последовательность кратковременных всплесков эмиссии. При этом в экспериментах наблюдается несколько ярко выраженных частот появления всплесков. В первые микросекунды после инжекции электронного пучка в плазму ($1 \div 2$ мкс) имеется три отдельные характерные частоты появления всплесков: ~ 120 , 4 и < 1 МГц. В дальнейшем, при наиболее интенсивной эмиссии излучения ($\sim 2,5 \div 4$ мкс), характерными частотами появления всплесков являются $f_{быстр} \approx 120$ МГц и $f_{медлен} \approx 2$ МГц, при этом низкочастотные (~ 1 МГц) осцилляции эмиссии со временем плавно увеличивают свою частоту в ~ 2 раза (до величины $f_{медлен}$). Осцилляции в средней полосе частот равномерно расплываются от частот ~ 2 МГц (низкочастотного локального максимума в спектре плотности энергии) до высоких частот ~ 200 МГц. Высокочастотные осцилляции при этом остаются практически без изменений и составляют второй локальный максимум в спектре плотности энергии сигнала. Далее, с уменьшением абсолютной величины мощности эмиссии излучения, наиболее высокая частота появления всплесков ($f_0 \approx 120$ МГц) со времени уменьшается, и к $6,5$ мкс монотонно снижается до величины ~ 20 МГц.

Уменьшение частоты появления всплесков излучения на протяжении всей вспышки может свидетельствовать о справедливости выше выдвинутой гипотезы.

Ещё одним немаловажным фактором наличия каверн должно быть прямое наблюдение затухания Ландау плазменных волн, запертых в кавернах, на частицах плазмы, что должно проявляться в виде роста температуры плазмы. Итого должно одновременно наблюдаться излучение и интенсивный рост температуры плазмы. При прекращении интенсивного роста температуры плазмы (исчезают области, в которых заперты плазменные волны) также должна прекращаться генерация излучения (ср. с рис. 5.13).

Поскольку на газокINETическое давление плазмы влияет как плотность, так и температура частиц плазмы, то при определённых параметрах *среднего* газокINETического давления плазмы может быть недостаточно для реализации коллапса каверн. Естественная

эволюция каверны при этом всё равно будет приводить к коллапсу (выталкивание электронов из ямы плотности и отбор энергии из каверны за счёт затухания Ландау). Однако экспериментально может наблюдаться выход интенсивного электромагнитного излучения из плазмы без регулярного снижения частоты всплесков. В качестве проверки данной гипотезы рассмотрим эксперименты по инжекции в плазму релятивистского электронного пучка уменьшенного диаметра.

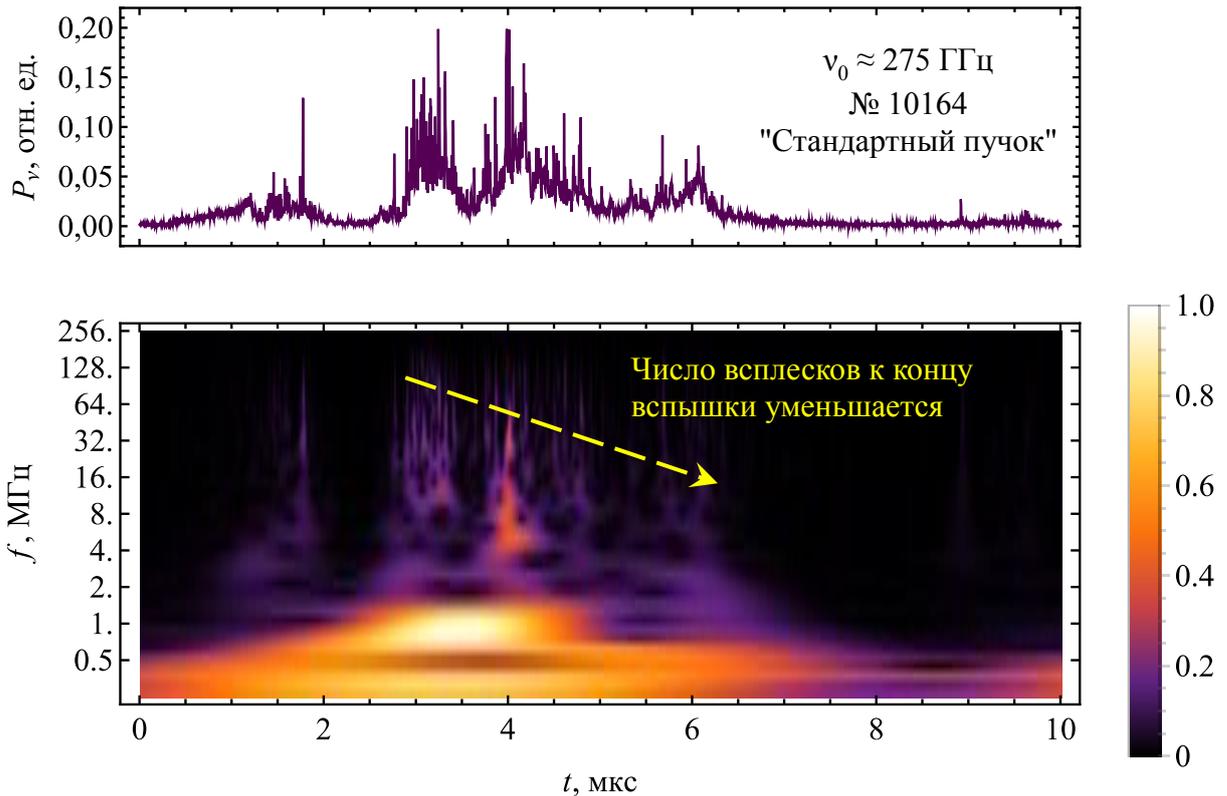


Рисунок 5.14. Осциллограмма эмиссии излучения из плазмы и соответствующая шкалограмма (нормированная спектральная плотность энергии сигнала).
Случай инжекции «стандартного» электронного пучка.

Режим тонкого электронного пучка

Особенностью данного режима является то, что полный ток пучка существенно меньше предельного вакуумного тока. В данном режиме работы ток пучка достигает ~ 2 кА в максимуме, в то время, как при работе со «стандартным» пучком ток равен $(20 \div 25)$ кА. В связи с этим появляется возможность проведения экспериментов с инжекцией электронного пучка не только в заранее приготовленную низкотемпературную предварительную плазму, но

также в вакуум и в неионизированный газ. Помимо этого, при уменьшении диаметра пучка ухудшается отношение площади поперечного сечения горячей плазмы к её периметру. Соответственно, возрастает роль процессов поперечного переноса энергии, которые в обычном режиме с хорошим удержанием не превышают $\sim 10\%$ в полном энергобалансе [185]. Изменяется и пространственное распределение токов, текущих по плазме по всему сечению, то есть винтовая структура магнитного поля в области удержания, от которой зависит качество удержания плазмы в ГОЛ-3.

Уменьшение тока пучка производилось при помощи установки металлической диафрагмы перед входной пробки в основной соленоид, ограничивающей диаметр инжектируемого электронного пучка. Сравнение геометрических размеров в области минимального магнитного поля приведено на рис. 5.15.

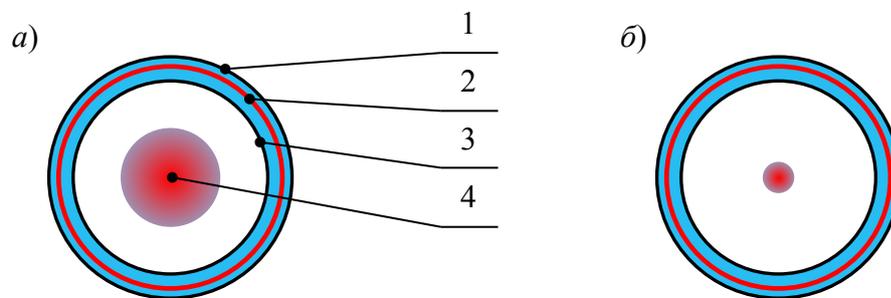


Рисунок 5.15. Геометрия эксперимента в разных режимах работы установки ГОЛ-3.

1 – вакуумная камера ($\varnothing = 10$ см); 2 – диамагнитные зонды ($\varnothing = 9,2$ см); 3 – диафрагмы и предплазма ($\varnothing = 8$ см); 4 – область занятая пучком. В центре выделена область горячей плазмы, соответствующая расчётному диаметру электронного пучка: а) режим «стандартного» пучка ($\varnothing \approx 4,2$ см); б) режим «тонкого» пучка ($\varnothing \approx 1,3$ см).

Характерная временная динамика эмиссии излучения из плазмы в окрестности удвоенной верхнегибридной частоты и соответствующая шкалограмма приведены на рис. 5.16.

Также как и в случае инжекции «стандартного» пучка в плазму, вся эмиссия состоит из последовательности отдельно взятых всплесков излучения. Частотный спектр осцилляций всплесков излучения является широким и лежит в интервале от ~ 1 до 120 МГц. При этом в спектре имеется два локальных максимума: в наиболее низкочастотной области (~ 2 МГц) и высокочастотной (~ 120 МГц). Во время всей вспышки излучения высокочастотные компоненты в спектре не смещаются в область более низких частот осцилляций, а остаются практически неизменными, что ярко отличает данные эксперименты от экспериментов по инжекции электронного пучка стандартного сечения в плазму. Таким образом, уменьшение диамагнитного давления в ~ 5 раз ($0,4 \cdot 10^{18}$ эВ / см³ при «тонком» пучке и $2 \cdot 10^{18}$ эВ / см³ в стандартном режиме) приводит к тому, что число всплесков в течение вспышки остаётся

практически без изменений, что может быть косвенным подтверждением изложенной выше гипотезы о возникновении в плазме динамических провалов плотности.

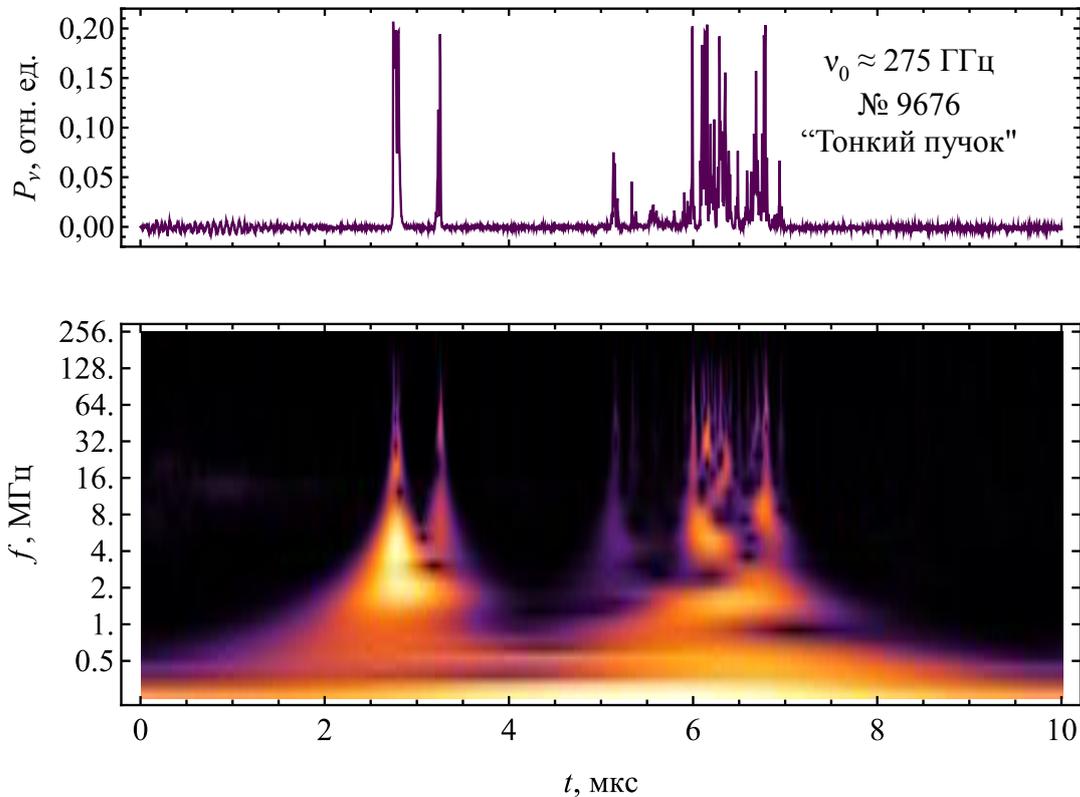


Рисунок 5.16. Осциллограмма эмиссии излучения из плазмы и соответствующая шкалограмма. Случай инжекции «тонкого» электронного пучка.

Подавление продольной электронной теплопроводности

В экспериментах по нагреву плазмы при помощи электронных пучков наблюдается подавление продольной электронной теплопроводности плазмы, измеряемое за счёт сравнения динамики диамагнетизма плазмы по длине установки. Данное обстоятельство связывается с аномальным увеличением эффективной частоты столкновений в плазме за счёт турбулентных процессов. По-видимому, впервые это было отмечено в работе Бурдакова А. В. и Поступаева В. В. [21], где проводилось сравнение распределений энерговыделения в плазме по длине установки, полученных в численном моделировании и экспериментах на установке ГОЛ-3-1. При использовании модели «классической» частоты столкновений было установлено сильное отличие в результатах численного моделирования относительно эксперимента. В

случае *искусственного* увеличения эффективной частоты столкновений на два-три порядка результаты численного моделирования согласовывались с экспериментами. Для объяснения данного явления в моделях предполагалось, что эффективная частота столкновений становится сравнима с инкрементом раскачки плазменных волн ($\nu_{\text{эфф}} \simeq a$) [177]. Также на возможное наличие каверн в плазме может указывать и характерное время одиночного всплеска радиоизлучения ($2 \div 5$ нс), которое, при определённых параметрах эксперимента, становится сопоставимым со временем жизни каверны (см. например [35]).

С другой стороны, возникновение в плазме каверн плотности с запертыми плазменными колебаниями очевидно будет приводить к дополнительному (по сравнению с классическим) подавлению потока электронов вдоль оси установки. Частота столкновений электронов с частицами сорта a в плазме имеет выражение вида $\langle \sigma_{ea} n_a v_e \rangle_e$, где σ_{ea} – сечение рассеяния электронов на частицах сорта a , n_a – плотность частиц сорта a , v_e – относительная скорость движения электронов в плазме (в среднем – $\langle v_e \rangle = v_{Te}$). Усреднение проводится по рассматриваемым электронам плазмы. Также, будем предполагать, что электроны плазмы имеют нормальное распределение (функция распределения является максвелловской). Пусть при модуляционной неустойчивости возникают каверны, имеющие аксиальную симметрию, и, для упрощения, будем полагать, что они имеют цилиндрический вид. Поскольку в каверне заперто высокочастотное электрическое поле, приводящее к выталкиванию электронов из заданной области пространства, то для низкоэнергичных электронов плазмы такая область пространства представляет собой потенциальный барьер, от которого происходит полное отражение частиц. Сечение рассеяния электронов на такой каверне можно оценить как площадь поперечного сечения каверны, то есть $\sigma_{\text{каверн}} = \pi r_{\text{кав}}^2$. Классическое (транспортное) сечение столкновений даётся известным выражением [178]

$$\sigma_{\text{Кулон}} = \frac{4\pi Z^2 q_e^4}{m_e^2 v_e^4} \cdot \Lambda, \quad (5.6)$$

где m_e , q_e , v_e – соответственно масса, заряд и скорость электронов, Z – зарядовое число рассеивающего центра (для водородной плазмы $Z = 1$), Λ – кулоновский логарифм. Тогда эффективное увеличение частоты столкновений электронов в плазме определяется отношением

$$\frac{\langle \sigma_{\text{каверн}} n_{\text{кав}} v_e \rangle}{\langle \sigma_{\text{Кулон}} n_i v_e \rangle}. \quad (5.7)$$

В данном выражении n_i – плотность ионов в плазме, $n_i = n_e$ (для полностью ионизованной однозарядной плазмы), $n_{\text{кав}}$ – плотность каверн. На рис. 5.17 приведена зависимость отношения

частоты рассеяния электронов на кавернах к кулоновской частоте рассеяния. Полоса возможных значений относится к $\Lambda = (10 \div 15)$ и $n_{\text{кав}} = (1 \div 5) \text{ см}^{-3}$.

Как видно из приведённой зависимости, возникновение плазменных каверн, в которых происходит запираение высокочастотного электрического поля в плазме, оказывает существенное влияние на увеличение эффективной частоты столкновений частиц в плазме. Для температуры плазмы $T_e \sim (1 \div 2) \text{ кэВ}$ рассеяние на кавернах приводит к увеличению эффективной частоты столкновений на ~ 2 порядка, что находится в соответствии с более ранними предположениями об увеличении частоты столкновений частиц в плазме при сильной ленгмюровской турбулентности, возникающей в результате интенсивной релаксации электронного пучка в плазме.

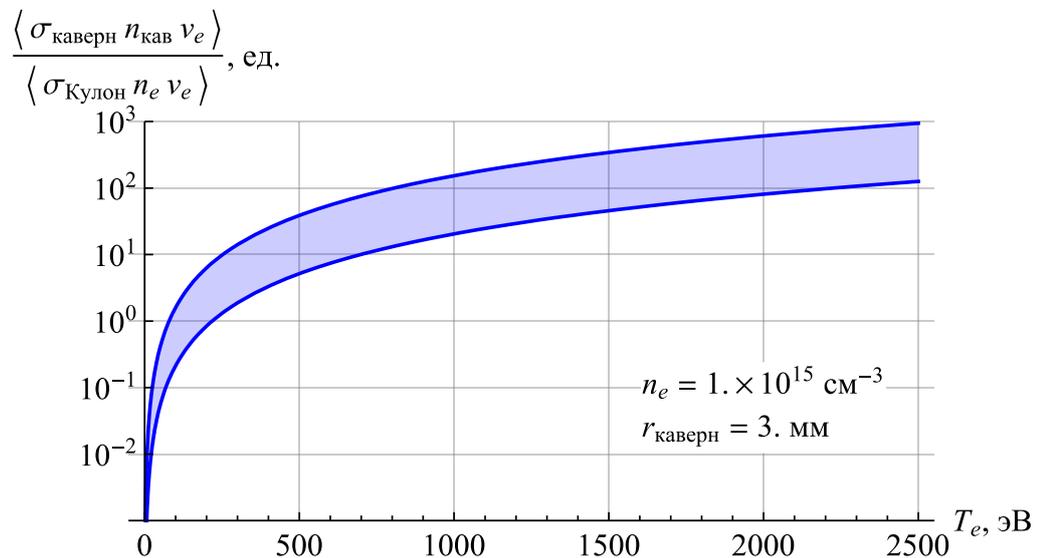


Рисунок 5.17. Зависимость отношения сечения рассеяния электронов на плазменных кавернах к сечению кулоновских столкновений электронов от температуры плазмы.

Следует отметить (*напомнить*), что при достаточно высокой температуре или плотности плазмы (*когда газокинетическое давление плазмы сильно превосходит давление высокочастотного поля внутри зарождающейся каверны*), каверны не могут долго существовать в плазме. Соответственно, в таком случае, интенсивного рассеяния на кавернах не происходит. Поэтому при сверхвысоких температурах и плотностях эффекта подавления продольной электронной теплопроводности может не наблюдаться.

5.1.6. Поляризация излучения

Поскольку на образование плазменных каверн влияет локальное магнитное поле в плазме, то исследование поляризационных свойств регистрируемого электромагнитного излучения проводилось в условиях квазиоднородного магнитного поля на первых двух метрах установки (где выполнялись основные радиометрические измерения) (см. рис. 5.18), с последующим переходом в гофрированную конфигурацию. Также, в описываемых в данном подразделе экспериментах была изменена система генерации электронного пучка путём уменьшения ускоряющего зазора в генераторе У-2 с целью увеличения плотности тока пучка. В связи с данными изменениями в экспериментах изменилось поведение во времени диамагнитных сигналов, по сравнению с предыдущими экспериментами по релаксации электронных пучков в плазме, находящейся в гофрированном магнитном поле. В экспериментах с гофрированным магнитным полем на всей длине диамагнетизм плазмы нарастал в течение $(5 \div 6)$ мкс, что означает интенсивную релаксацию инжектируемого в течение такого отрезка времени. В рассматриваемой же серии экспериментов рост диамагнетизма плазмы стал происходить в течение первых двух микросекунд после инжекции пучка в плазму с последующим выходом на квазистационарное значение.

Измерение плотности плазмы производилось в двух сечениях по длине плазменного столба с использованием лазерных диагностик (см. рис. 5.18), описанных в главе 2. Интерферометр Майкельсона располагался на расстоянии $z \approx 83$ см от входной пробки. Система томсоновского рассеяния была установлена в сечении на $z \approx 192$ см. Результат регистрации распределения плотности плазмы по сечению плазменного столба по данным томсоновского рассеяния представлен на рис. 5.19. Представленное распределение соответствует временному интервалу $(1 \div 2)$ мкс от начала инжекции. Из рис. 5.19 видно, что плазменный столб имеет плотность выше $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ в диаметре около 40 мм. При этом центральная область диаметром около 20 мм имеет плотность выше $4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ с большим статистическим разбросом относительно указанного значения. Следует отметить, что в отсутствие инжекции пучка в плазму измерения по томсоновскому рассеянию плотности дают в центральной части плазменного столба существенно меньшее значение ($\sim 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$). При этом средняя плотность по диаметру плазменного столба, измеренная по набегу фазы в интерферометре, находится в хорошем согласии со значением плотности, вычисленному по результатам регистрации сигналов томсоновского рассеяния ($n_e \approx (3,7 \pm 1,4) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$). В связи с этим, во время инжекции пучка в плазму наряду с ростом температуры электронов происходит рост плотности плазмы, величина которого сильно флуктуирует в серии экспериментов от одного

импульса инжекции к другому. Это и проявляется в значительном статистическом разбросе величины плотности плазмы в центральной части плазменного столба, показанного в виде дисперсии (с учётом погрешности измерений) экспериментальных значений на рис. 5.19.

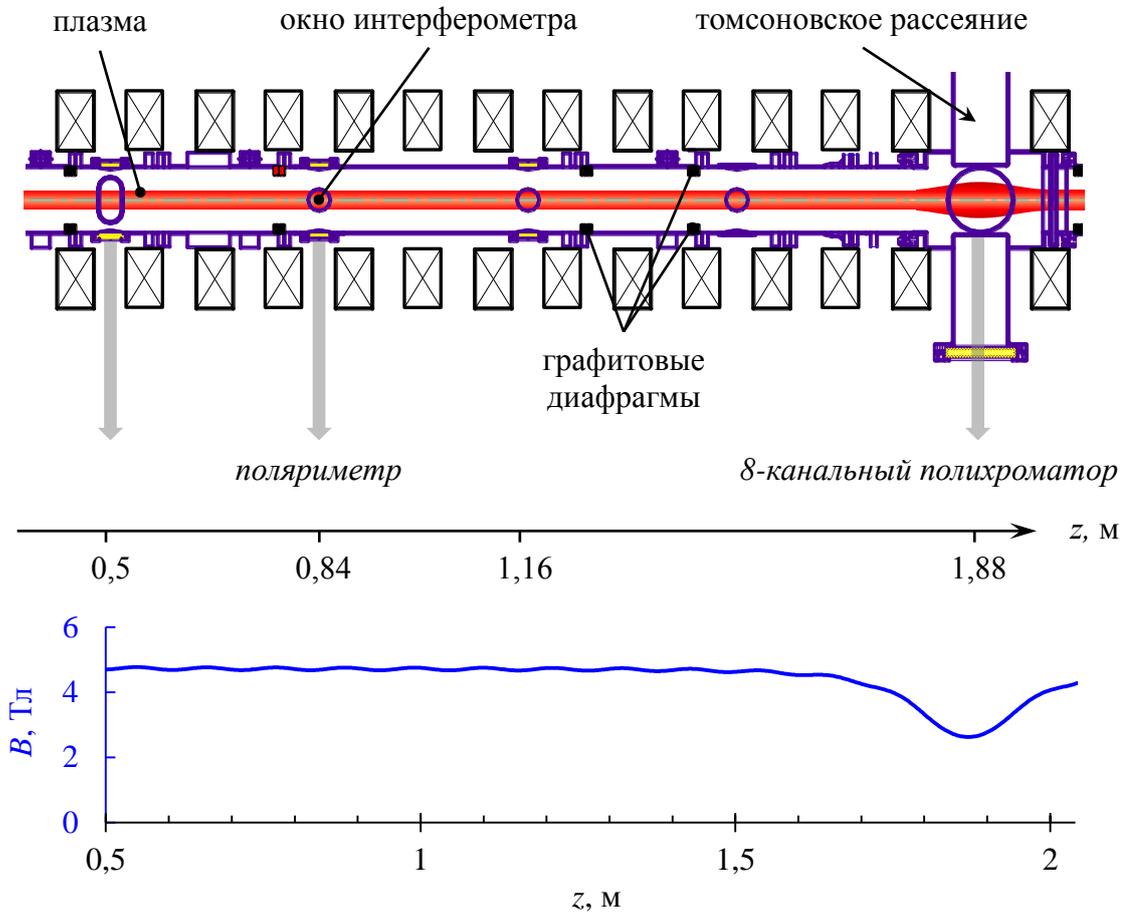


Рисунок 5.18. Схема эксперимента с обозначением ключевых позиций использовавшихся диагностик. Снизу представлено изменение величины магнитного поля вдоль оси установки.

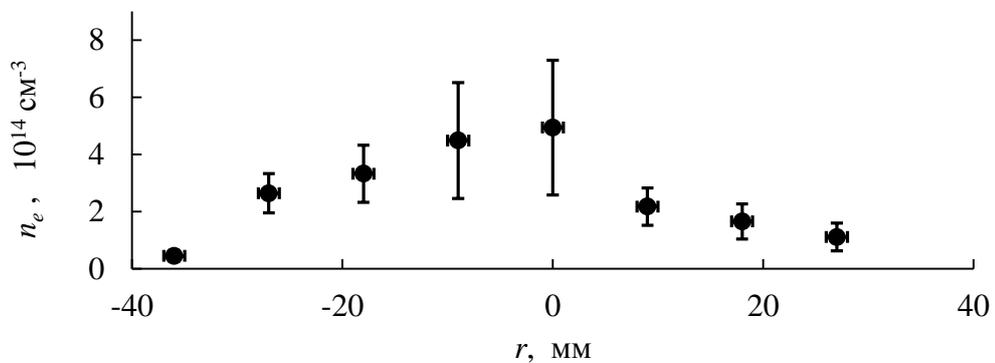


Рисунок 5.19. Статистически среднее (по 8-и экспериментам) радиальное распределение плотности плазмы, полученное при помощи томсоновского рассеяния. Измерения относятся к временному интервалу (1 ÷ 2) мкс.

Выделение отдельных компонент вектора поляризации излучения, направленных вдоль магнитного поля или перпендикулярно к нему, осуществлялось при помощи установления перед полихроматором дополнительного сеточного поляризатора, который ориентирован, соответственно, вдоль или поперёк оси установки. Данная методика регистрации позволяет получать за один импульс установки информацию только по одной компоненте вектора поляризации излучения по всему спектральному диапазону одновременно. Однако она не позволяет проследить изменение соотношения между компонентами вектора поляризации в течение времени инжекции пучка в одном импульсе срабатывания установки.

Характерные осциллограммы с детекторов спектральной диагностики (рис. 5.20) показывают, что в спектре эмиссии излучения имеется две выделенные полосы частот: одна полоса располагается ниже 200 ГГц, а другая – выше 300 ГГц. В промежутке от 200 до 300 ГГц эмиссия излучения из плазмы практически отсутствует. Из представленных сигналов хорошо видно, что в обеих частотных областях происходит смещение максимума интенсивности излучения в сторону более высоких частот. При этом в области частот ниже 200 ГГц эмиссия излучения достигает максимума в момент времени 0,5 мкс от начала инжекции пучка и завершается к концу первой микросекунды. Что касается высокочастотной области, выше 300 ГГц, то максимум интенсивности здесь достигается в момент времени около 0,75 мкс, а длительность эмиссии достигает 2 мкс.

В соответствии с нашей гипотезой излучение в «низкочастотной» области связано с рассеянием верхнегибридных волн на градиентах плотности. Причём при релаксации электронного пучка в плазме первоначально раскачиваются волны в основном вдоль магнитного поля и имеют поляризацию преимущественно $\vec{E} \parallel \vec{B}$ [179]. Соответственно, электромагнитное излучение, образующееся в результате рассеяния таких волн на флуктуациях плотности, также должно иметь преимущественно поляризацию $\vec{E} \parallel \vec{B}$. Поляризация излучения на более высоких частотах, связанного с нелинейным слиянием волн в плазме, сильно зависит от спектра ленгмюровской турбулентности [180]. Статистически средние спектры излучения по 7 выстрелам каждый для разных моментов времени приведены на рис. 5.21 и рис. 5.22. Затенёнными областями показаны интервалы допустимых значений для верхнегибридной частоты и её удвоенного значения с учётом дисперсии плотности плазмы, а стрелкой – положение частоты циклотронного резонанса для электронов плазмы.

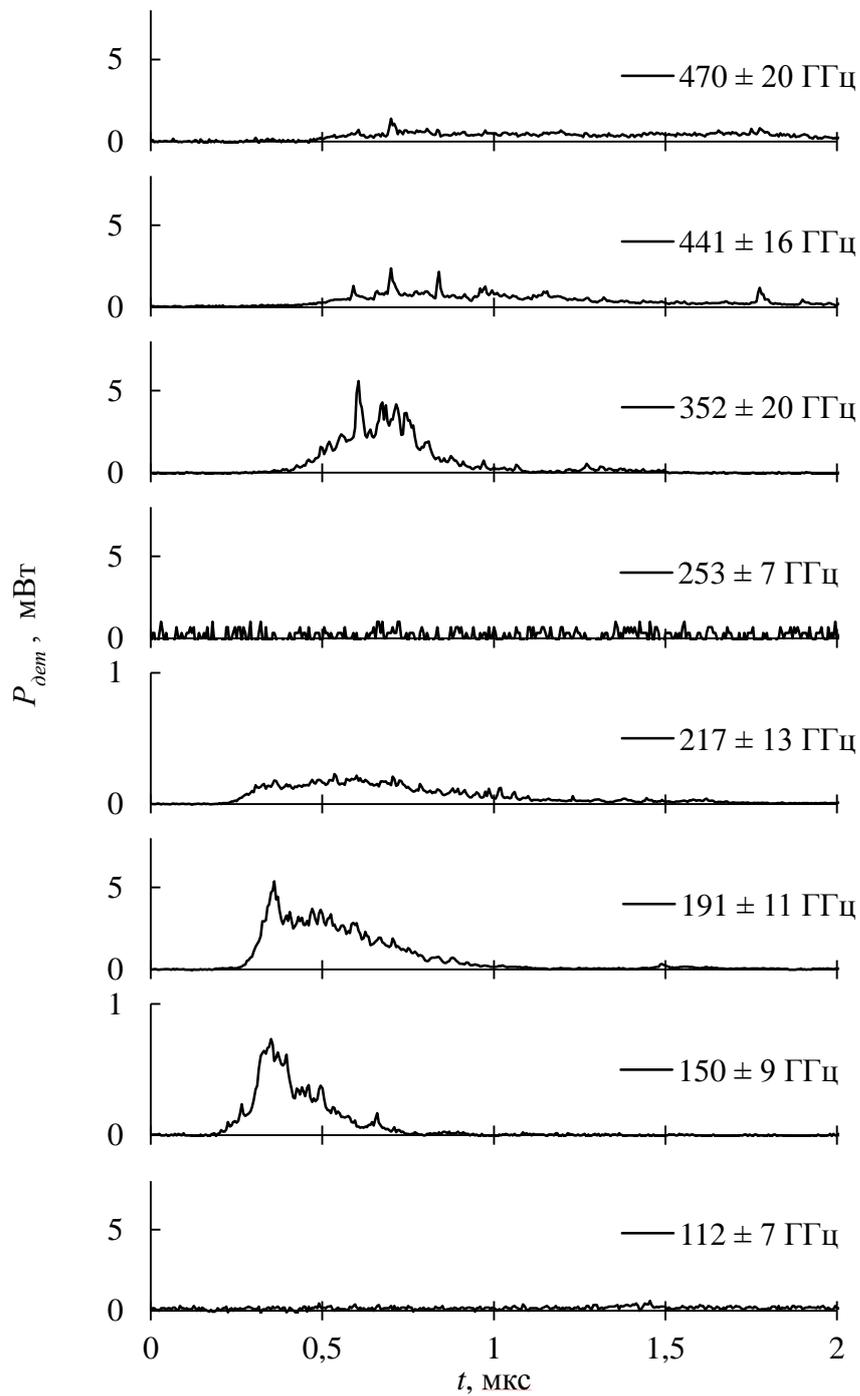


Рисунок 5.20. Характерные осциллограммы с отдельных каналов радиометрической диагностики (№12525 // $\vec{E} \perp \vec{B}$). Для каждой осциллограммы приведено значение средней частоты пропускания соответствующего фильтра в диагностике.

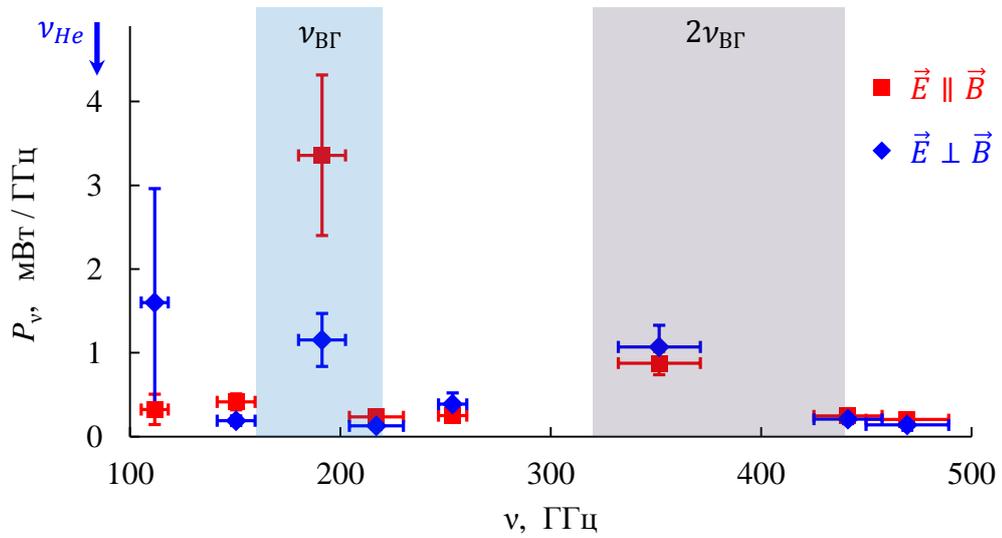


Рисунок 5.21. Статистически средний спектр излучения двух взаимно ортогональных поляризаций. Спектры построены для момента времени $t \approx 0,5$ мкс.

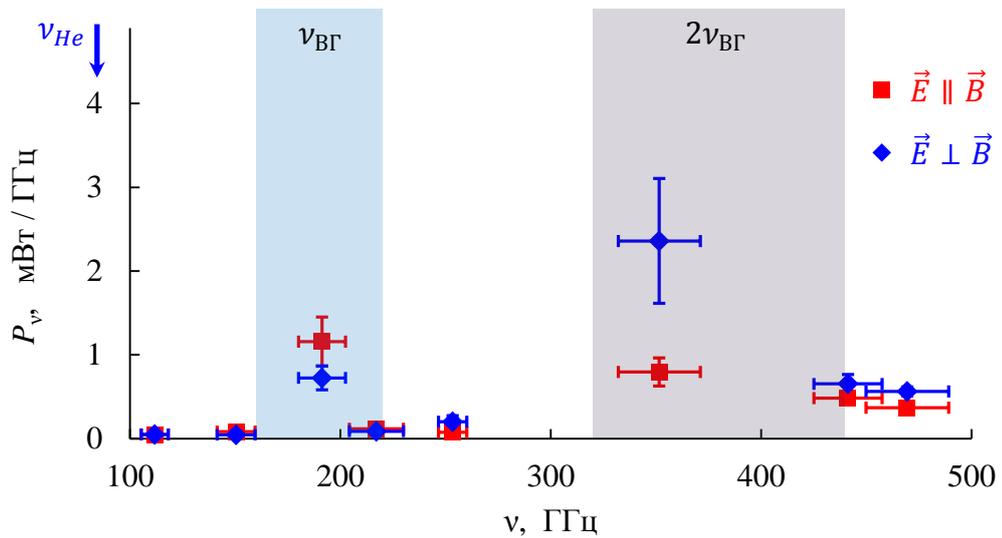


Рисунок 5.22. Статистически средний спектр излучения двух взаимно ортогональных поляризаций. Спектры построены для момента времени $t \approx 0,75$ мкс.

Как видно из экспериментальных данных, излучение в окрестности верхнегибридной плазменной частоты является преимущественно продольно-поляризованным, а излучение в окрестности удвоенной верхнегибридной частоты – поперечно-поляризованным. При этом со временем происходит изменение соотношения между продольно- и поперечно-поляризованными компонентами излучения. Также следует отметить, что в начальный момент времени в спектре излучения наблюдается ещё один локальный максимум излучения вблизи циклотронной частоты электронов плазмы. Мощность циклотронного излучения на первой гармонике при температуре электронов $T_e \approx 0,5$ кэВ, в предположении равновесного излучения всех частицы плазмы, имеет величину порядка ~ 25 мВт (для диаграммы направленности $(\Delta\Omega / 4\pi)$ регистрационной аппаратуры данная величина имеет величину ~ 2 мкВт). Также, данное излучение наблюдается только в первые 0,5 мкс инжекции пучка в плазму, более того плазменная частота ($\nu_p \approx 170$ ГГц) в месте наблюдения вдвое превышает циклотронную частоту ($\nu_H \approx 84$ ГГц), за счёт сильного затухания электромагнитных волн на циклотронном резонансе, циклотронное излучение оказывается «запертым» в плазме. Соответственно источником могут выступать только частицы на периферии плазмы, которые составляют менее 5 % всех частиц (для диаметра плазменного столба 4 см). В связи с этим, с точки зрения магнитотормозного излучения частиц плазмы, весьма затруднительно объяснить данный локальный максимум (несмотря на соответствие частоте излучения циклотронной).

По-видимому, излучение на циклотронной частоте связано с развитием электронно-циклотронной неустойчивости в плазме, условием которого является равенство s -й гармоники циклотронной частоты плазменной частоте колебаний: $s\omega_{He} = \omega_{pe}$. Образующиеся электронно-циклотронные возмущения распространяются почти перпендикулярно направлению распространения пучка электронов (на периферию плазменного шнура), при этом, ввиду радиальной неоднородности плазмы, происходит рассеяние данных волн на флуктуациях плотности (аналогично образованию излучения вблизи верхнегибридной частоты), что приводит к генерации электромагнитного излучения на циклотронной частоте [181]. Быстрый срыв генерации излучения на циклотронной частоте связан с увеличением плотности плазмы во время инжекции электронного пучка. При повышении плотности плазмы нарушается условие резонансной раскачки электронно-циклотронных волн, и, соответственно, генерации электромагнитного излучения на циклотронной частоте.

Ввиду того, что описанная выше методика определения поляризации излучения регистрирует только одну компоненту поляризации в течение отдельного эксперимента, а сопоставление разных компонент поляризации излучения достигается при помощи среднестатистических данных, то для получения информации о динамике поляризации

излучения использовалась ещё одна радиометрическая диагностика – двухканальный поляриметр, описанный в 3.3.

Так как в спектре излучения наблюдается, в основном, два локальных максимума вблизи верхнегибридной частоты и её удвоенного значения, то непосредственное измерение динамики поляризационных свойств излучения проводилось именно в данных спектральных диапазонах. Для параметров эксперимента – это диапазон (170 ÷ 230) ГГц и, соответственно (340 ÷ 460) ГГц. Совокупные чувствительности детекторов с учётом двух различных фильтров приведены на рис. 3.11.

Изменение мощности эмиссии двух ортогональных компонент поляризации ($\vec{E} \parallel \vec{B}$ и $\vec{E} \perp \vec{B}$) излучения приведена на рис. 5.23 и рис. 5.24. Поскольку степень поляризации излучения Π может изменяться в пределах

$$\left| \frac{\mathcal{P}_\perp - \mathcal{P}_\parallel}{\mathcal{P}_\perp + \mathcal{P}_\parallel} \right| \leq \Pi \leq 1, \quad (5.8)$$

на данных диаграммах также представлена динамика *нижней границы* области допустимых значений степени поляризации. Следует отметить, что во время релаксации электронного пучка в плазме происходит изменение степени поляризации излучения или поворот эллипса поляризации (*на основе только двух измерений E_\perp и E_\parallel различить эти две возможности не представляется возможным*). При этом в максимуме эмиссии излучения степень поляризации излучения в окрестности верхнегибридной частоты составляет не менее 57 %, а её удвоенного значения – 70 %.

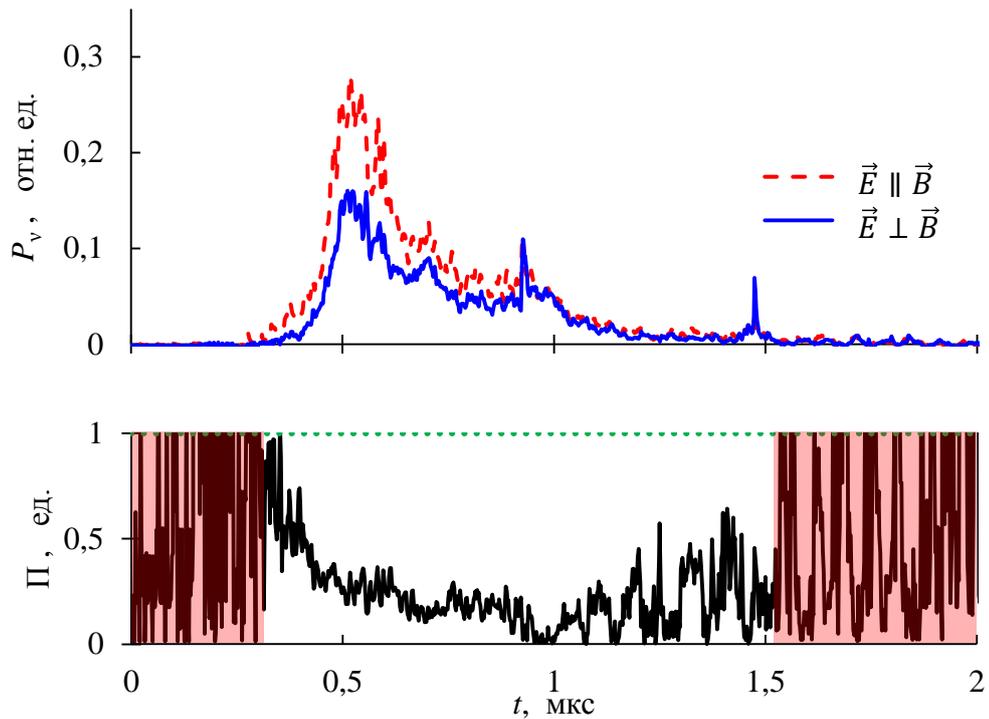


Рисунок 5.23. Динамика мощности излучения двух компонент эмиссии излучения в области верхнегибридной частоты (в окрестности 180 ГГц): красная пунктирная линия соответствует поляризации $\vec{E} \parallel \vec{B}$, а синяя сплошная линия – $\vec{E} \perp \vec{B}$. Внизу также представлена динамика нижней границы степени поляризации излучения.

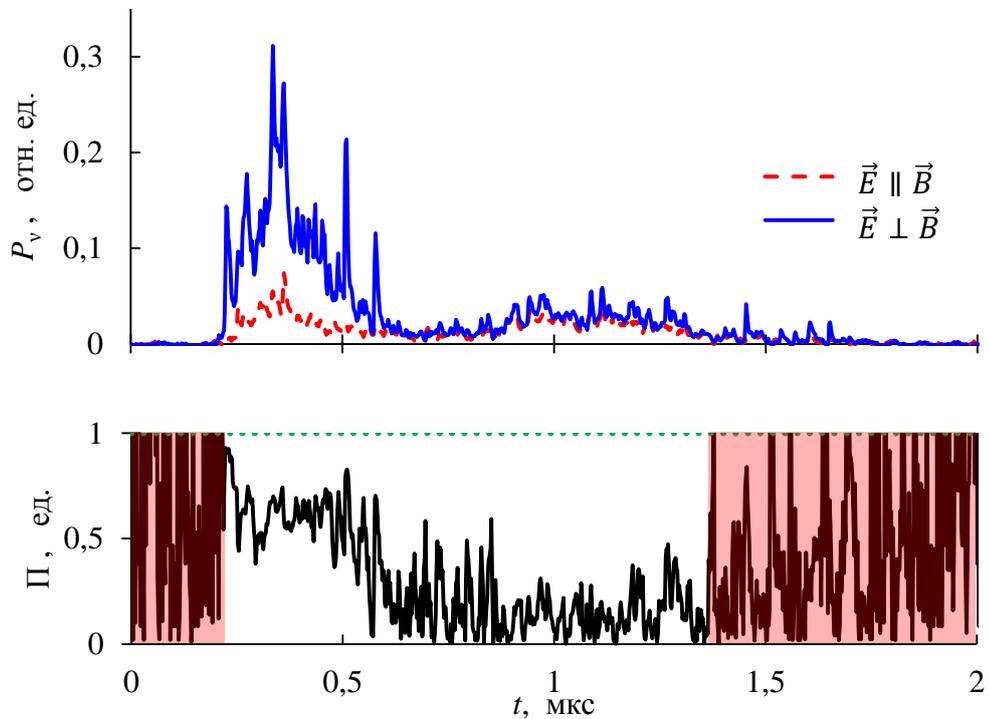


Рисунок 5.24. Динамика мощности излучения двух компонент эмиссии излучения в области удвоенной верхнегибридной частоты (в окрестности 320 ГГц): красная пунктирная линия соответствует поляризации $\vec{E} \parallel \vec{B}$, а синяя сплошная линия – $\vec{E} \perp \vec{B}$. Внизу также представлена динамика нижней границы степени поляризации излучения.

5.2. Эксперименты по релаксации слабoreлятивистского пучка электронов

Помимо экспериментов по исследованию релаксации релятивистского сильноточного электронного пучка в плазме, также проводились эксперименты по взаимодействию слабoreлятивистских ($\gamma_L \approx 1,2$) пучков длительностью до 300 мкс. В отличие от экспериментов с релятивистским электронным пучком, плотность тока пучка в данной серии экспериментов имела величину $j_e \sim 0,1 \text{ кА/см}^2$, что позволяет транспортировать электронный пучок через 12-метровую вакуумную камеру без развития винтовой неустойчивости (отсутствует необходимость дополнительной компенсации тока пучка). Ввиду данного обстоятельства инжекция электронного пучка проводилась непосредственно в дейтериевый газ. Схема эксперимента по инжекции слабoreлятивистского электронного пучка в дейтериевый газ представлена на рис. 5.25. Перед инжекцией пучка в системе создаётся колоколообразное распределение дейтериевого газа по длине установки. Магнитное поле в системе является гофрированным. При инжекции электронного пучка в дейтерий происходит ионизация газа с последующим нагревом полученной плазмы. Поскольку после ионизации пучок продолжает

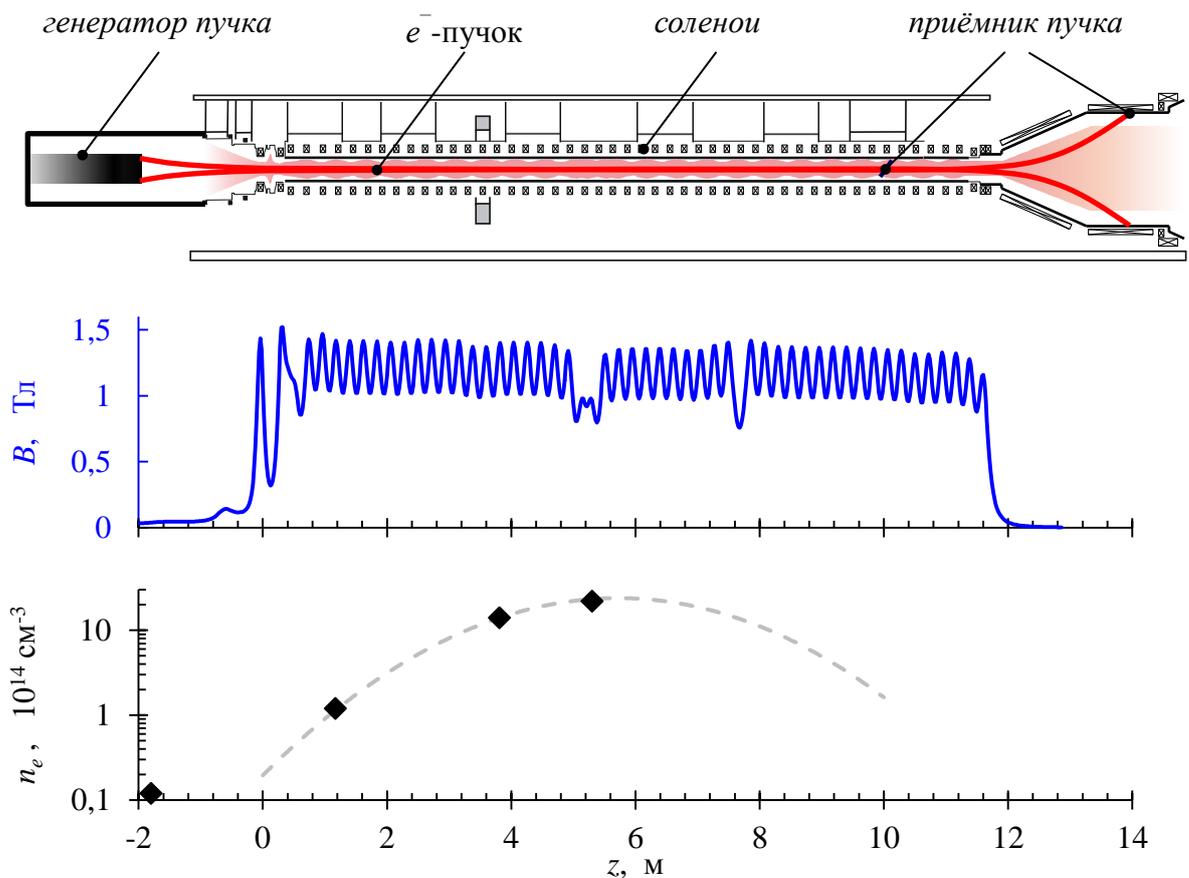


Рисунок 5.25. Схема эксперимента по инжекции слабoreлятивистского электронного пучка в плазму. На рисунке также представлены распределения магнитного поля и газонапуска по длине установки.

инжектироваться в плазму, то при определённых экспериментальных условиях можно ожидать проявление интенсивного пучково-плазменного взаимодействия в виде генерации электромагнитного излучения в области верхнегибридной плазменной частоты, а также её удвоенного значения. Соответственно, основной целью данной работы являлось экспериментальное определение спектра и мощности эмиссии электромагнитного излучения из плазмы в суб-ТГц диапазоне частот в зависимости от внешних условий эксперимента – величины ведущего магнитного поля, тока электронного пучка, а также энергии электронов в пучке.

Одним из существенных отличий от экспериментов с сильноточным релятивистским электронным пучком является более равномерное распределение диамагнетизма плазмы по длине установки (рис. 5.26), не имеющее резко пикированных значений в локальных областях пространства (*как это было в случае сильноточного пучка*).

Во время инъекции пучка происходит увеличение вакуумного ультрафиолетового излучения. Данное явление может быть связано с увеличением локальной плотности плазмы, что приводит к изменению режима пучково-плазменного взаимодействия. Также последнее обстоятельство может являться причиной уменьшения мощности микроволнового излучения. Наличие надтепловых электронов регистрируется при помощи измерения мягкого рентгеновского излучения из плазмы. Мощность излучения в области мягкого рентгена и, соответственно, средняя энергия быстрых электронов уменьшается при увеличении плотности плазмы. Согласно интерферометрической диагностике, плотность плазмы также нарастает в течение инъекции электронного пучка. Также имеются осцилляции рентгеновского излучения, которые могут свидетельствовать о том, что передача энергии высокоэнергичным частицам плазмы от пучка происходит резонансным образом в коротком интервале времени, или о наличии резонансного механизма убегания быстрых электронов плазмы за счёт развития какой-либо неустойчивости.

Рост диамагнетизма плазмы $3/2 n_e T_e$ начинается сразу после инъекции электронного пучка в дейтериевый газ и продолжается в течение первых (10 ÷ 40) мкс. В дальнейшем диамагнетизм выходит на квазистационарное значение и остаётся практически неизменным до окончания инъекции пучка в плазму. При этом наблюдается почти однородное распределение диамагнетизма по длине установки. То есть нагрев плазмы в многопробочной магнитной системе при помощи слаборелятивистского электронного пучка происходит почти равномерно по всей длине установки, что очень сильно отличает данные эксперименты от нагрева плазмы при помощи релятивистских электронов ($\gamma_L \approx 3$), в которых наблюдался нагрев, в основном, в начале установки ($z \sim 1$ м). После окончания инъекции пучка в плазму наблюдается медленный

распад и охлаждение плазмы в течение ~ 1 мс.

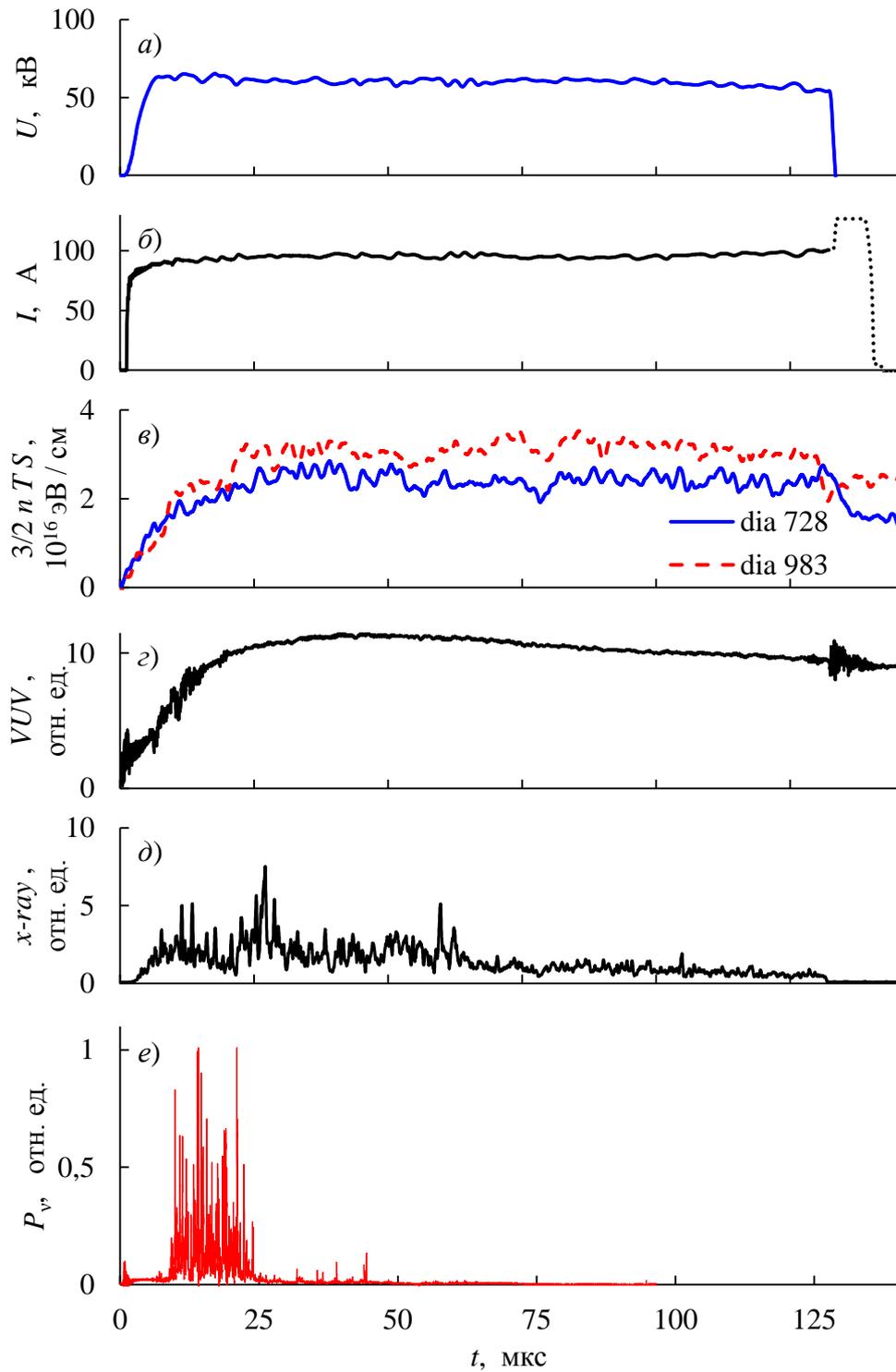


Рисунок 5.26. Типичный сценарий эксперимента с длинным пучком (№11761).

- а) напряжение в ускоряющем зазоре (кинетическая энергия электронов пучка);
 б) ток пучка;
 в) диамагнетизм плазмы в двух точках пространства (синяя сплошная линия – измерения на расстоянии $z = 7,28$ м от входной пробки, красная пунктирная линия – $z = 9,83$ м);
 г) вакуумный ультрафиолет; д) мягкое рентгеновское излучение;
 е) эмиссия электромагнитного излучения из плазмы вблизи верхнегибридной частоты.

Так же, как и в случае релаксации сильноточного электронного пучка в плазме, эмиссия электромагнитного излучения, в основном, наблюдается на стадии интенсивного роста диамагнетизма плазмы, данное обстоятельство указывает на то, что регистрируемое излучение, связано с коллективными пучково-плазменными процессами, а не связано с тормозным излучением частиц пучка или плазмы. Поскольку температура плазмы не сильно изменяется во времени, то рост диамагнетизма, можно объяснить, в основном, увеличением плотности плазмы.

Характерная величина средней диамагнитной энергии, приходящейся на электрон-ионную пару, имеет величину $\sim (100 \div 150)$ эВ. В соответствии с измерениями по томсоновскому рассеянию излучения на длине волны 1,06 мкм характерная температура электронов плазмы имеет величину $\sim (10 \div 70)$ эВ (см. рис. 5.27). Оставшаяся часть энергии, наиболее вероятно, содержится в надтепловых частицах плазмы, поскольку температура ионов предполагается малой. В ряде экспериментов также наблюдалась немаксвелловская функция распределения частиц плазмы. В то же время радиальный профиль плотности плазмы является почти однородным по сечению.

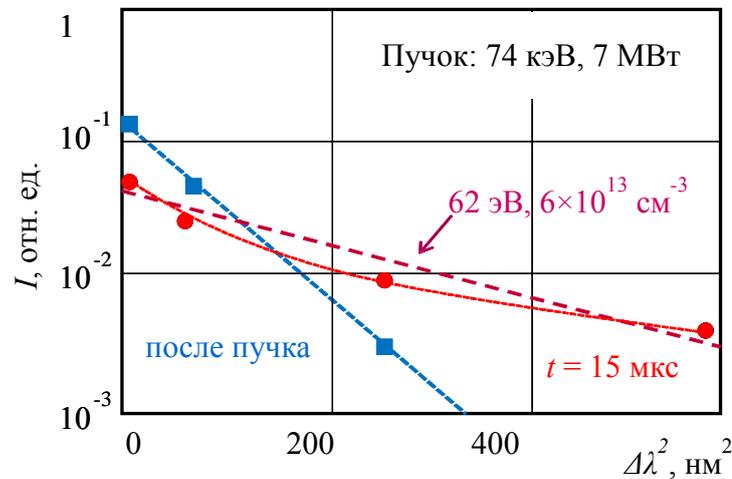


Рисунок 5.27. Спектр рассеянного лазерного излучения в момент времени $t = 15$ мкс.

Эмиссия электромагнитного излучения из плазмы сильно зависит от величины тока, инжектируемого в плазму. На рис. 5.28 приведена зависимость динамики регистрируемой эмиссии электромагнитного излучения в окрестности верхнегибридной частоты в зависимости от величины тока электронного пучка, инжектируемого в плазму. Одной из особенностей работы использовавшегося генератора электронного пучка является возможность увеличения

длительности генерации пучка при низких токах. Мощность эмиссии излучения при увеличении тока резко возрастает и достигает максимальных значений при токах $\sim (25 \div 30)$ А. Следует отметить, что также наблюдается определённый порог генерации излучения при ~ 15 А, как это видно на рис. 5.28 (з) – в начальный момент времени при токе пучка $I_{\text{пучка}} \approx 10$ А излучение практически полностью отсутствует, при увеличении тока пучка до 15 А происходит интенсивная генерация излучения.

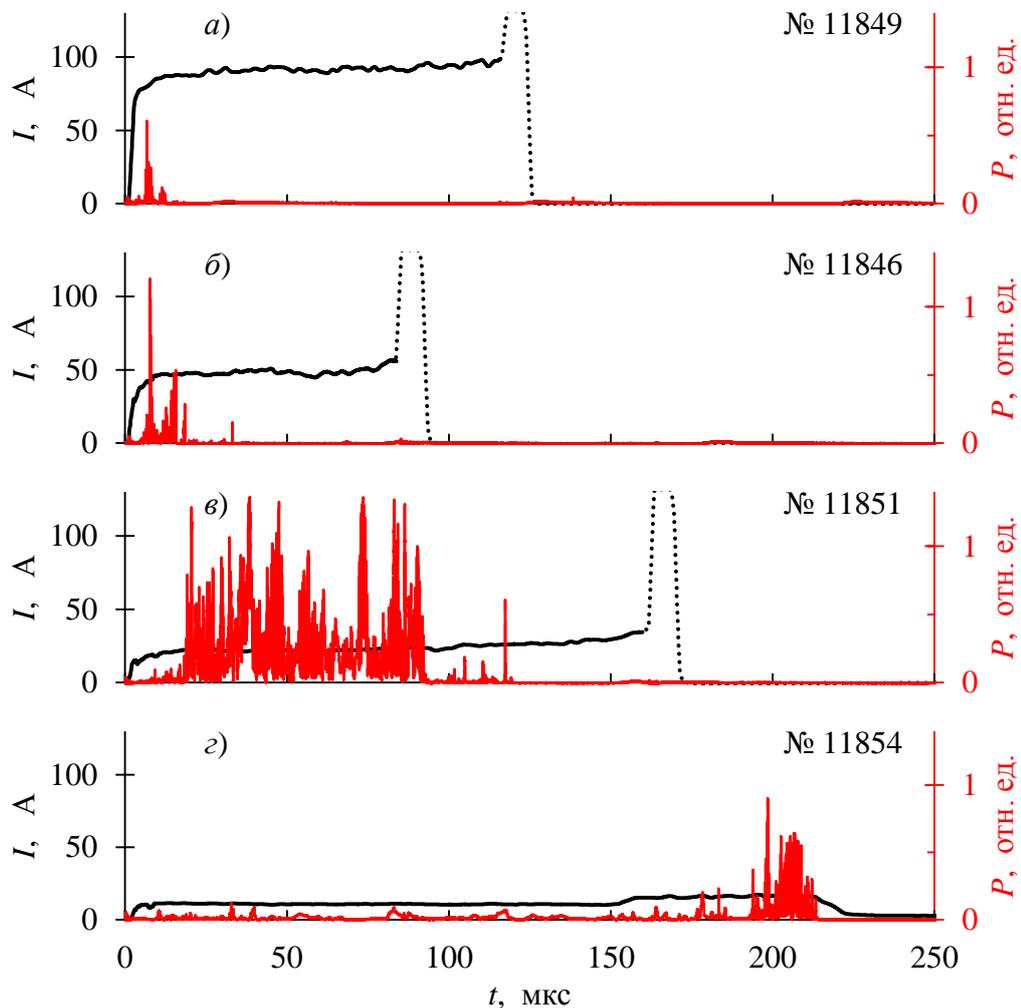


Рисунок 5.28. Изменение динамики эмиссии излучения из плазмы от величины инжектируемого тока электронного пучка (в различных экспериментах при $B = 1$ Тл). Чёрным цветом отмечены осциллограммы тока электронного пучка, пунктирная линия относится к моменту пробоя разрядника в системе генератора электронного пучка; красным цветом – эмиссия излучения из плазмы в окрестности $\nu_0 \approx 95$ ГГц.

а) $I_{\text{пучка}} \approx 90$ А; б) $I_{\text{пучка}} \approx 50$ А; в) $I_{\text{пучка}} \approx 25$ А; з) $I_{\text{пучка}} \approx (10 \div 15)$ А.

Средняя мощность эмиссии излучения из плазмы в зависимости от величины тока электронного пучка, инжектируемого в плазму при двух разных величинах магнитного поля в области наблюдения представлена на рис. 5.29. При малом магнитном поле ($B \approx 1$ Тл), наибольшее значение плотности мощности излучения наблюдается при токах $I \approx (25 \div 30)$ А и имеет величину $d^2\mathcal{P}/d\Omega dV = \mathcal{P}_{\Omega,V} \approx 0,5$ кВт/(ср \cdot см³), после которых происходит резкий спад мощности излучения и при токах $I \approx 150$ А имеет величину $\mathcal{P}_{\Omega,V} \approx 5 \cdot 10^{-3}$ кВт/(ср \cdot см³). Наличие локального максимума по току может быть связано с тем, что в данных экспериментах нарабатываемая плотность плазмы была равна $n_e \approx (0,5 \div 2) \cdot 10^{13}$ см⁻³, таким образом может выполняться резонансное условие $\omega_{pe} \approx \omega_{He}$ (условие двойного плазменного резонанса), при котором происходит более интенсивная раскачка плазменных колебаний [113]. В случае более высоких магнитных полей, например при $B \approx 2,3$ Тл (см. рис. 5.29 б), зависимость от тока является более равномерной и среднее значение спектральной плотности мощности составляет $\mathcal{P}_{\Omega,V} \approx 10^{-1}$ кВт/(ср \cdot см³). В предположении, что излучающей областью является область, занятая электронным пучком (при токе пучка в 40 А), и длина области генерации составляет ~ 1 м, относительная часть мощности электронного пучка, теряемая только на излучение электромагнитных волн составляет $\eta = \mathcal{P}/I_{\text{пучка}}U_{\text{зарядки}} = \frac{\mathcal{P}_{\Omega,V} \cdot 4\pi \cdot V}{I_{\text{пучка}}U_{\text{зарядки}}} \approx 4\%$ для величины

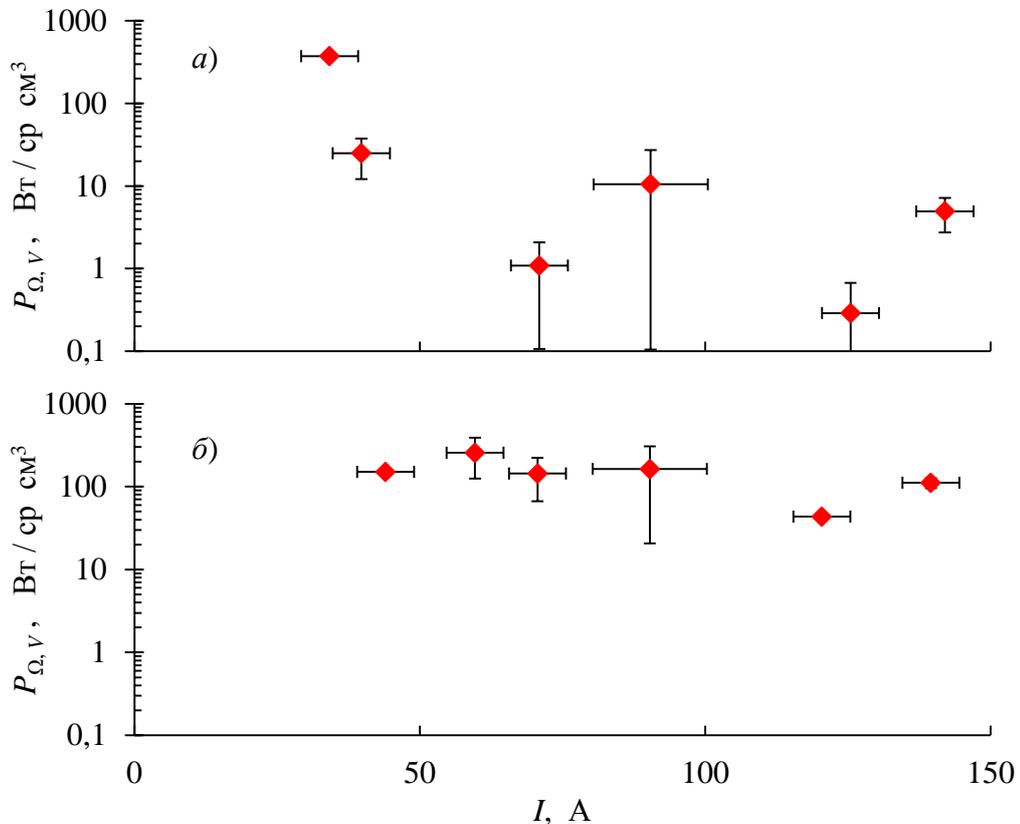


Рисунок 5.29. Зависимость средней мощности эмиссии излучения от величины тока электронного пучка при ведущем магнитном поле а) $B \approx 1$ Тл, б) $B \approx 2,3$ Тл.

магнитного поля $B = 1$ Тл, и $\eta \approx 1\%$ для $B = 2,3$ Тл.

В экспериментах помимо изменения тока электронного пучка также независимо можно было изменять величину ведущего поля в пределах от 0,3 до 4 Тл. Характерная средняя плотность плазмы в месте наблюдения генерации электромагнитного излучения имела величину $n_e \approx (10^{12} \div 10^{14}) \text{ см}^{-3}$. При увеличении магнитного поля увеличивается величина плотности тока пучка, что приводит к увеличению инкремента раскачки плазменных волн. Однако, при относительно низких магнитных полях ($B < 2,5$ Тл) верхнегибридная частота не превосходит 65 ГГц, что является нижней границей чувствительности многоканального полихроматора. С увеличением магнитного поля, верхнегибридная частота смещается в область более высоких частот. На рис. 5.30 представлена экспериментальная зависимость полной мощности излучения, регистрируемой при помощи полихроматора в наблюдаемом диапазоне частот. Соответственно, когда с увеличением магнитного поля верхнегибридная частота попадает в область чувствительности каналов полихроматора, происходит резкое увеличение

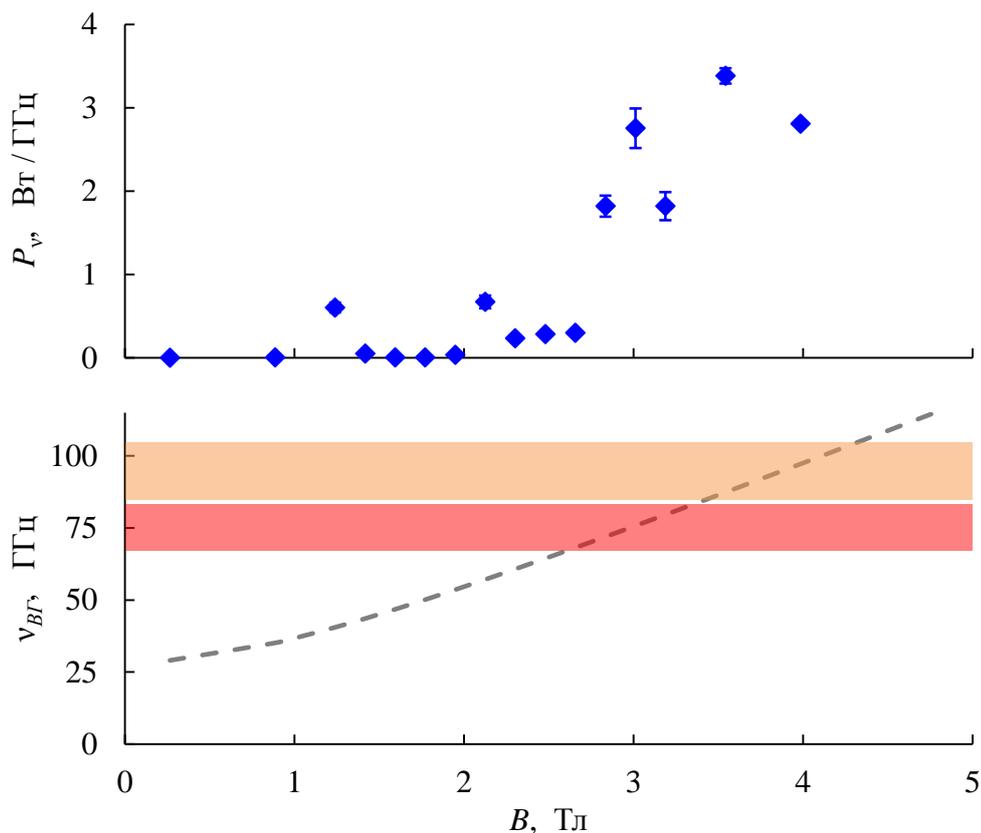


Рисунок 5.30. *Сверху*: зависимость полной регистрируемой мощности излучения (во всём наблюдаемом диапазоне частот) от величины ведущего магнитного поля; *снизу*: зависимость верхнегибридной частоты ($n_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$) от величины магнитного поля, полосами показаны доверительные интервалы областей чувствительности двух наиболее низкочастотных каналов спектральной диагностики.

регистрируемой мощности излучения. Фактически резкий подъём мощности (регистрируемой) мощности излучения (при $B > 2,5$ Тл), по-видимому, связан с крутым фронтом спектральной чувствительности каналов диагностики.

В основном, при релаксации слабoreлятивистского электронного пучка в плазме с плотностью $n_e \approx (10^{12} \div 10^{13}) \text{ см}^{-3}$, наблюдается излучение в области низких частот. На диагностике интенсивное излучение регистрируется наиболее низкочастотными каналами. Динамика интенсивности излучения в первые 10 мкс, при токе пучка $I = 110$ А и величине магнитного поля $B = 2,5$ Тл, приведена на рис. 5.31. Поведение излучения во времени в области низких ($70 \div 100$ ГГц) и более высоких ($100 \div 150$ ГГц) частот отличаются качественным образом: если излучение на низких частотах наблюдается на протяжении первых 10 мкс (в момент наработки плазмы и её нагрева, полная длительность инжекции электронного пучка в

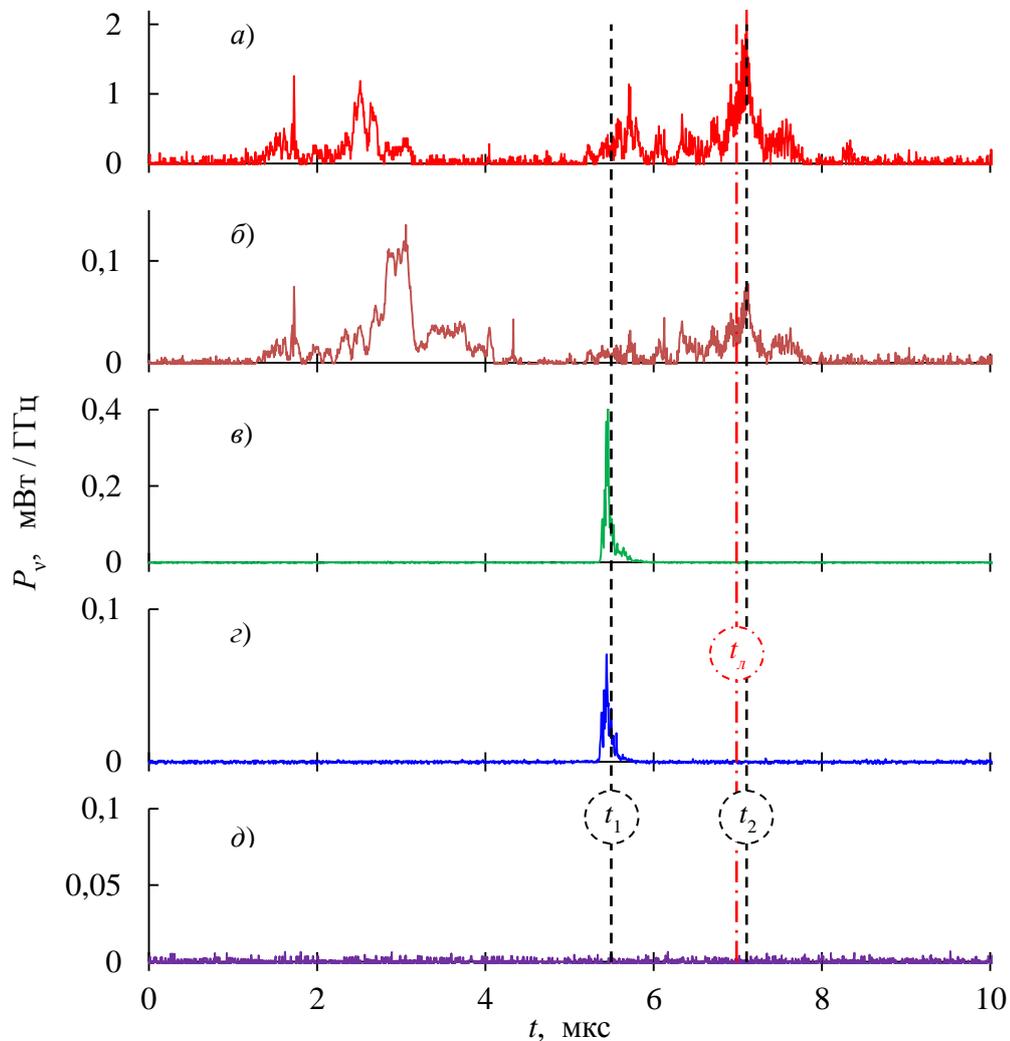


Рисунок 5.31. Динамика эмиссии излучения при $\{I = 110 \text{ А}, B = 2,5 \text{ Тл}\}$ (№13578) в различных частотных интервалах.

$a) \nu_0 \approx 75 \text{ ГГц}; \quad б) \nu_0 \approx 95 \text{ ГГц}; \quad в) \nu_0 \approx 112 \text{ ГГц}; \quad г) \nu_0 \approx 130 \text{ ГГц}; \quad д) \nu_0 \approx 225 \text{ ГГц}.$
 $t_1 = 5,5 \text{ мкс}; \quad t_2 = 7,1 \text{ мкс}; \quad t_n = 7 \text{ мкс}.$

плазму составляет $\tau \approx 50$ мкс), то излучение в области более высоких частот представляет собой кратковременную вспышку, длительностью менее 1 мкс. Такое поведение эмиссии излучения указывает на то, что, по-видимому, на интенсивность выходящего из плазмы излучения сильно влияют локальные параметры пучково-плазменной системы, выражающиеся в виде резонансного усиления излучения на выделенных частотах, ввиду отбора энергии от электронов пучка. Ввиду данного явления, спектр излучения сильно меняется во времени. На рис. 5.32 представлены два спектра излучения, измеренные в моменты времени $t_1 = 5,5$ мкс и $t_2 = 7,1$ мкс, эти же моменты времени обозначены на рис. 5.31 пунктирными линиями. Измерение плотности по лазерному рассеянию в точке, близкой к точке регистрации излучения производилось в момент времени $t_l = 7$ мкс, профиль плотности приведён на рис. 5.33.

Поскольку плотность плазмы в данном эксперименте равна $n_e \approx 1 \cdot 10^{12}$ см⁻³ (см. рис. 5.33), то характерная плазменная частота равна $\nu_p \approx 10$ ГГц. Магнитное поле в месте наблюдения составляло величину $B = 2,5$ Тл, что определяет электронную циклотронную частоту $\nu_{He} \approx 70$ ГГц. Ввиду того, что плазменная частота оказывается много меньше циклотронной частоты $\nu_p \ll \nu_{He}$, то верхнегибридная частота почти совпадает с циклотронной частотой $\nu_{BG} \approx \nu_{He}$.

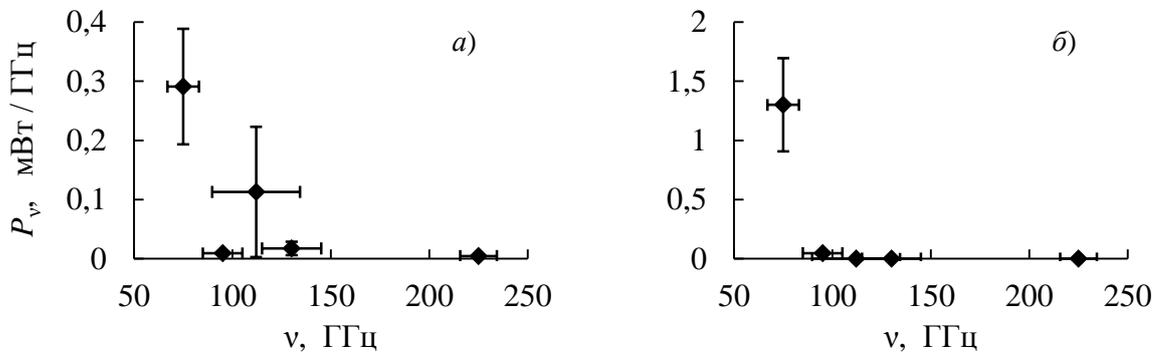


Рисунок 5.32. Спектры излучения в два выделенных момента времени (№13578).
а) $t_1 = 5,5$ мкс; б) $t_2 = 7,1$ мкс.

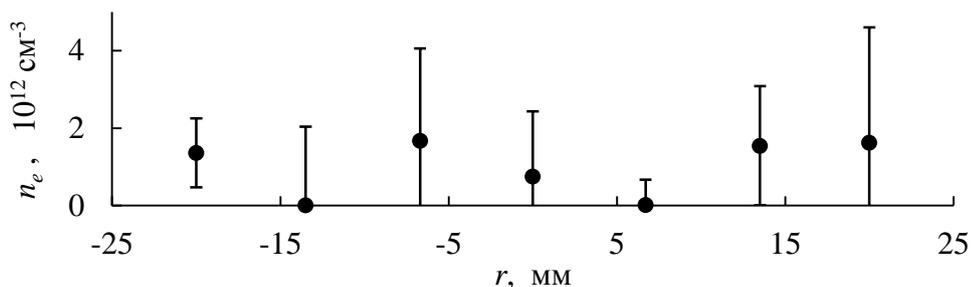


Рисунок 5.33. Профиль плотности плазмы в момент времени $t_l = 7$ мкс (№13578).

Во время существования излучения на высоких частотах, в спектре излучения (рис. 5.32 а) имеется два локальных максимума: первый максимум лежит вблизи верхнегибридной частоты, а второй – в области несколько ниже её удвоенного значения. Ввиду малого значения плазменной частоты, по сравнению с циклотронной частотой, спектрально разделить излучение на циклотронной и верхнегибридной частотах не представляется возможным. С позиций механизма генерации излучения за счёт нелинейных волновых процессов в плазме (*рассеяние на флуктуациях плотности и слияние двух плазменных волн в электромагнитную волну*), наблюдаемое смещение частоты генерации излучения может быть связано с несколько меньшим локальным магнитным полем в месте наблюдения, а также внеполосовой чувствительностью регистрирующих каналов.

В более поздние моменты (рис. 5.32 б) времени излучение в высокочастотной области не наблюдается: излучение в регистрируемой полосе частот имеет один ярко выраженный максимум – в окрестности верхнегибридной частоты. Следует отметить, что при изменении величины ведущего магнитного поля также меняется спектральный состав излучения. На рис. 5.34 представлены средние спектры излучения (*статистика по 3 ÷ 4 экспериментам*) при разных магнитных полях в системе.

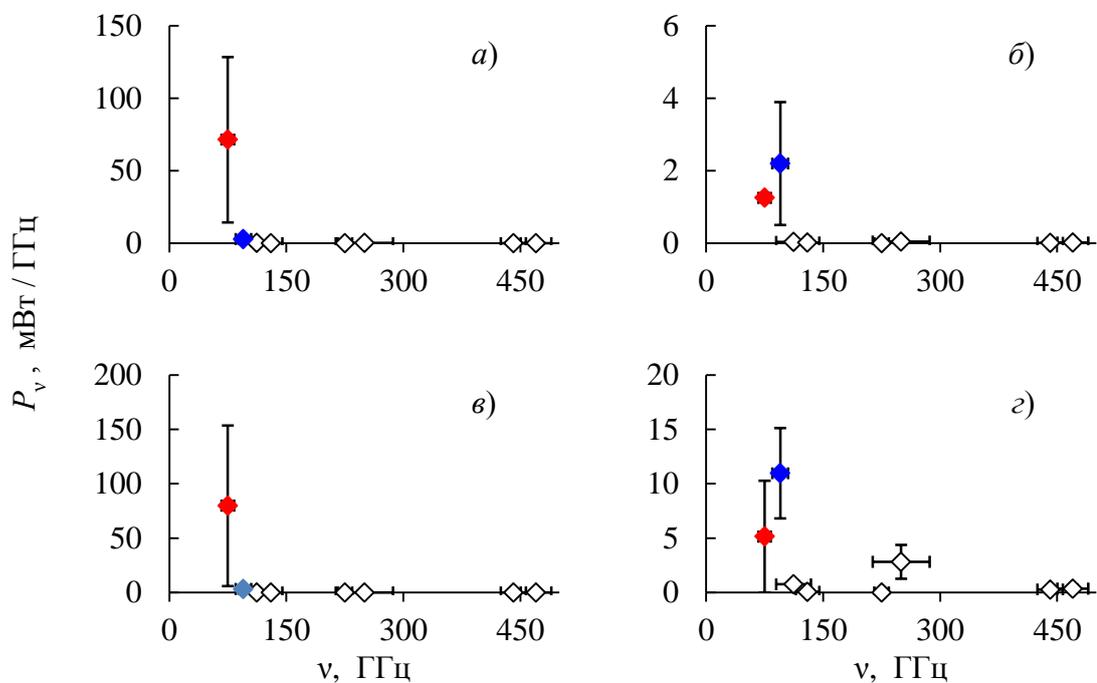


Рисунок 5.34. Средние спектры излучения при различных магнитных полях при токе электронного пучка $I \approx 40$ А.

а) $B = 1,2$ Тл; б) $B = 1,9$ Тл;
 в) $B = 2,1$ Тл; г) $B = 2,5$ Тл.

В случае относительно малых магнитных полей (B до 2 Тл, см. рис. 5.34 (а) и рис. 5.34 б) локальный максимум в спектре излучения присутствует только в области низких частот и соответствует удвоенному значению верхнегибридной частоты. Регистрация излучения в области более низких частот при помощи многоканальной радиометрической системы не была возможна, ввиду наличия в детекторных секциях переходного волноводного окна, определяющего частоту отсечки детекторов. При дальнейшем увеличении магнитного поля спектр излучения сначала смещается в область более низких частот (рис. 5.34 в), а затем смещается в область частот несколько выше верхнегибридной частоты (рис. 5.34 г).

Объяснить такое поведение спектра излучения только на основе процессов рассеяния плазменных волн на флуктуациях плотности и слиянии двух плазменных волн в электромагнитную волну кажется весьма затруднительным. Однако в рассматриваемом режиме работы установки возможно выполнение условия, соответствующего мазерному усилению излучения на соответствующих частотах.

По-видимому, в процессе релаксации слабoreлятивистского электронного пучка в плазме, сначала раскачиваются плазменные волны, которые в процессе нелинейного взаимодействия приводят к образованию электромагнитного излучения в широком диапазоне частот. Далее при распространении излучения через плазменный слой электромагнитные волны, частота которых находится в резонансе с электронами пучка, могут усиливаться. Таким образом, частотный состав излучения должен определяться, в основном, условием черенковского резонанса:

$$\omega - s\omega_H - k_{\parallel}v_e = 0, \quad (5.9)$$

где s – номер циклотронной гармоники. Будем предполагать, что пучок является холодным и распространяется вдоль силовых линий магнитного поля. Дисперсионное уравнение электромагнитных волн в плазме имеет вид

$$k(\omega) = \frac{\omega}{c/n(\omega)}. \quad (5.10)$$

где показатель преломления плазмы $n(\omega)$ определяется уравнением Алтара-Эплтона-Хартри [182, 183] (данное предположение кажется справедливым, поскольку в экспериментах по релаксации слабoreлятивистского электронного пучка температура плазмы не превышает 70 эВ, см. рис. 5.27):

$$n^2 = 1 - \frac{\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)}{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - \frac{1}{2} \frac{\omega_H^2}{\omega^2} \sin^2 \theta \pm \sqrt{\left(\frac{1}{2} \frac{\omega_H^2}{\omega^2} \sin^2 \theta\right)^2 + \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^2 \frac{\omega_H^2}{\omega^2} \cos^2 \theta}}. \quad (5.11)$$

Знак “+” в выражении для показателя преломления плазмы относится к распространению обыкновенных волн (*O*-моды), а знак “-” – необыкновенных волн (*X*-моды). θ – угол, между направлением распространения электромагнитной волны и движением электронов пучка.

Действительное решение уравнения (5.9) с условием (5.11) определяет резонансные кривые, на которых *возможно* усиление электромагнитного излучения. На рис. 5.35 представлены частотные резонансные кривые для разных магнитных полей, в предположении резонанса с первой циклотронной гармоникой, а также изменяющимся углом между электронами пучка и электромагнитной волной.

Для согласования с экспериментальными данными изменялся угол θ таким образом, чтобы резонансные кривые принадлежали спектральной ширине диапазонов, в которых наблюдается излучение. Красная и синяя точка на рис. 5.35 соответствуют двум наиболее низкочастотным точкам на рис. 5.34. Поскольку в экспериментах при $B = 2,1$ Тл излучение в окрестности $\nu_0 \approx 95$ ГГц пренебрежимо мало, по сравнению с излучением вблизи $\nu_0 \approx 75$ ГГц, то данная точка отмечена светло-синим цветом. В предположении, что раскачка плазменных волн при более высоких магнитных полях осуществляется при больших углах, спектральные особенности регистрируемого электромагнитного излучения могут быть объяснены мазерным усилением электромагнитных волн в плазме.

Ещё одна серия экспериментов была направлена на установление зависимости интегральной мощности излучения от величины кинетической энергии электронов пучка. Энергия электронов регулировалась при помощи изменения напряжения в ускоряющем зазоре генератора электронного пучка. На рис. 5.36 приведена зависимость полной мощности излучения во всём спектральном диапазоне в зависимости от величины кинетической энергии пучка (при магнитном поле $B = 3$ Тл и токе пучка $I \approx 50$ А). При увеличении энергии электронов пучка мощность эмиссии излучения из плазмы увеличивается, а при достижении энергии электронов ~ 95 кэВ начинает падать. Данное обстоятельство может быть связано с тем, что поскольку ускоряющая система была оптимизирована для работы с энергией электронов до 100 кэВ, то при увеличении напряжения в ускоряющем зазоре происходит и увеличение углового разброса электронов в пучке. Поскольку инкремент раскачки плазменных волн

$a \propto 1/\Delta\theta$, то отход от оптимального напряжения в ускоряющем зазоре приводит к уменьшению эффективности взаимодействия между пучком и плазмой.

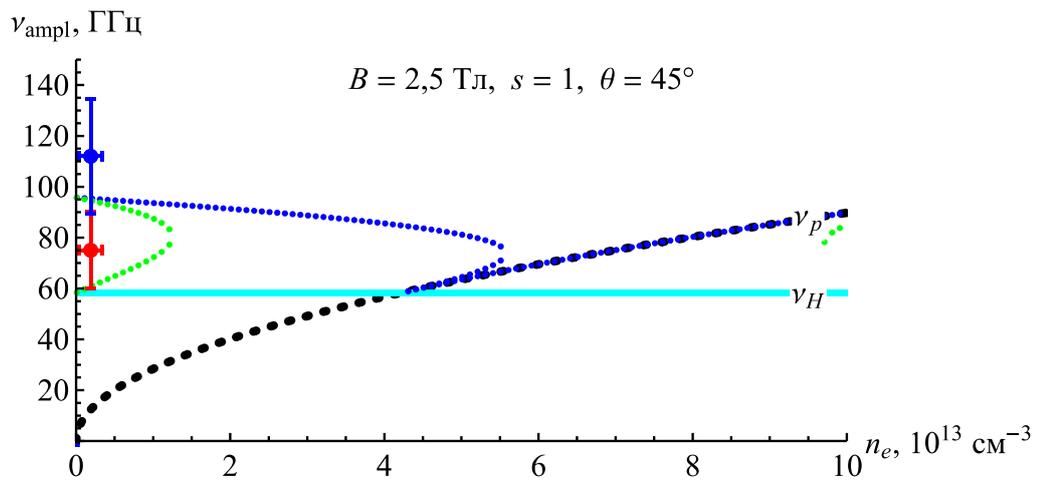
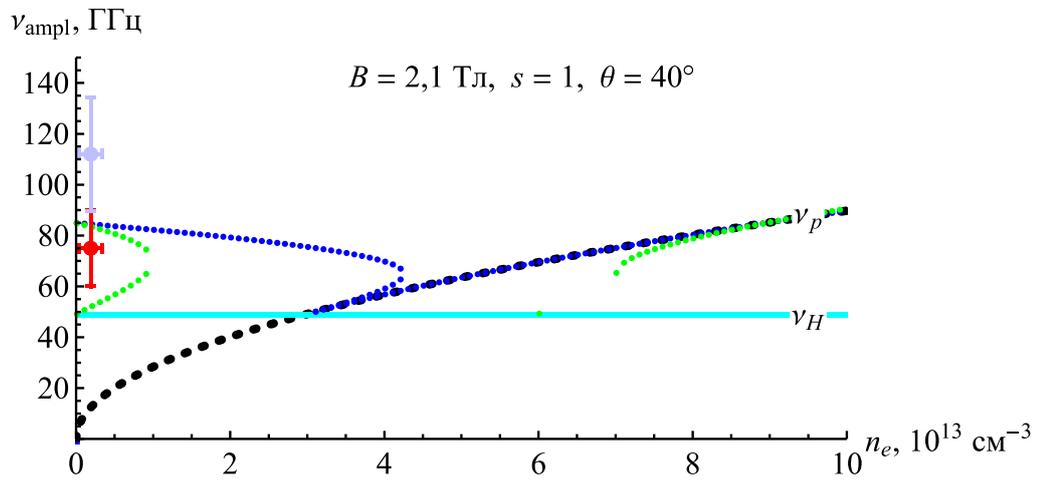
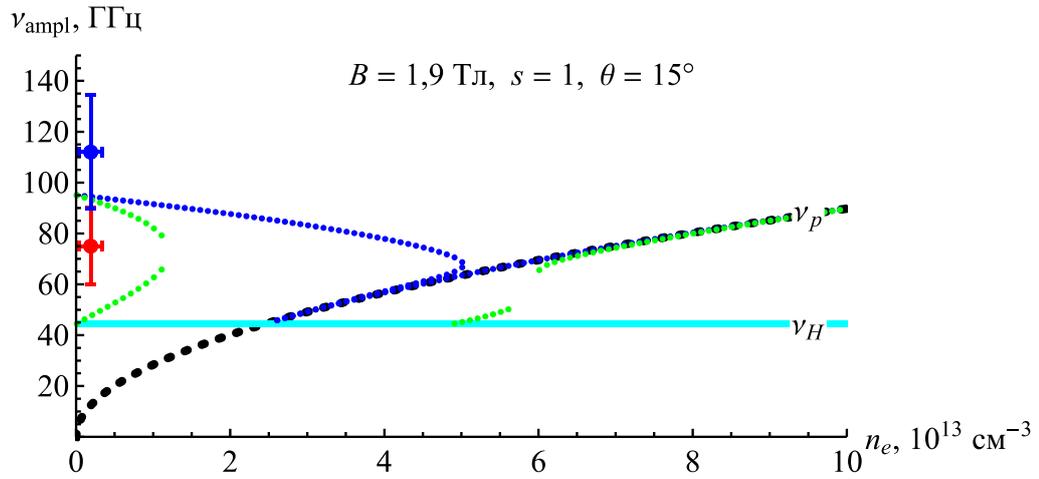


Рисунок 5.35. Резонансные кривые для первой циклотронной гармоники для разных магнитных полей. Зелёная линия относится к обыкновенной моде; синяя линия – к необыкновенной. Точками обозначены две спектральные полосы, соответствующие низкочастотным измерениям на рис. 5.34.

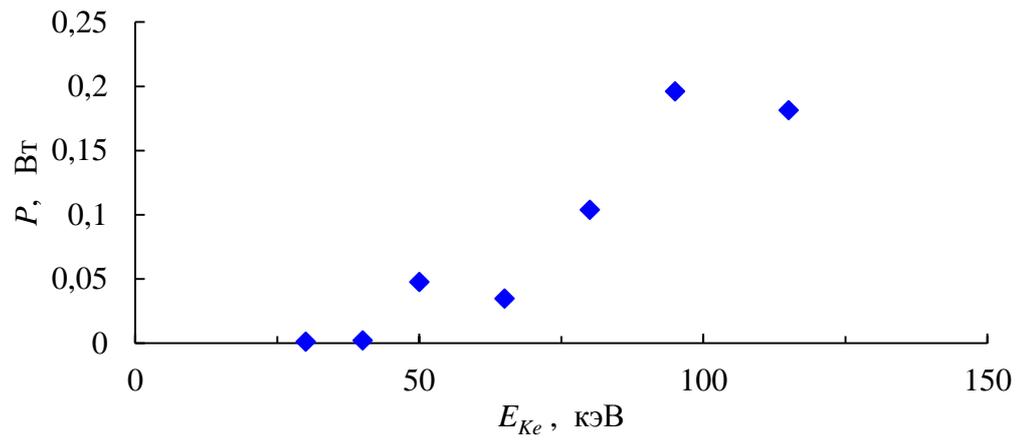


Рисунок 5.36. Зависимость полной регистрируемой мощности излучения от кинетической энергии электронов пучка.

Заключение

Создан абсолютно калибруемый комплекс радиометрических диагностик для регистрации субмиллиметрового электромагнитного излучения в экспериментах по пучково-плазменному взаимодействию на установке ГОЛ-3. В состав комплекса входят многоканальный полихроматор, осуществляющий измерение мощности излучения в восьми независимых частотных диапазонах, а также двухканальный поляриметр, позволяющий получать информацию о поляризации излучения в заданном диапазоне частот. Комплекс обладает высоким временным разрешением ($\sim 2 \div 5$ нс) за счёт использования в качестве приёмника излучения детекторных секций на основе диодов с барьером Шоттки с быстрыми усилителями (НПО «Орион») и быстродействующей аналого-цифровой аппаратуры ADC200ME и ADC12500 (ИЯФ СО РАН). Спектральная селекция в данных диагностиках осуществляется при помощи квазиоптических фильтров на основе частотно-избирательных поверхностей (ЛПИМТИ НИЧ НГУ).

При помощи данного комплекса радиометрических диагностик было установлено, что в экспериментах по релаксации релятивистского ($\gamma_L \approx 3$) электронного пучка ($j_e \approx 2$ кА / см²) в плотной плазме ($n_e \approx 10^{14} \div 10^{15}$ см⁻³), удерживаемой во внешнем магнитном поле ($B = 3,2 \div 4,8$ Тл), установлено наличие эмиссии электромагнитного излучения в диапазоне от 50 до 550 ГГц, обладающего следующими параметрами:

- В спектре излучения имеется два выделенных локальных максимума: в окрестности верхнегибридной частоты (~ 5 Вт ср⁻¹ см⁻³ ГГц⁻¹) и её удвоенного значения ($\sim 5 \cdot 10^{-2}$ Вт ср⁻¹ см⁻³ ГГц⁻¹).
- Источником излучения является область в плазме, занятая электронным пучком; во времени генерация излучения происходит на стадии интенсивного нагрева плазмы. Причём чем выше темп нагрева плазмы, тем больше регистрируемая мощность излучения.
- Временная структура эмиссии излучения представляет собой последовательность кратковременных ($\tau \approx 2 \div 5$ нс) всплесков излучения. Если происходит инжекция электронного пучка, диаметром $\sim 4,1$ см, то количество всплесков излучения уменьшается со временем, в то время как при инжекции пучка диаметром $\sim 1,3$ см

количество всплесков в течение генерации излучения из плазмы остаётся практически неизменным.

- Излучение вблизи верхнегибридной частоты является преимущественно продольно-поляризованным (в момент максимума эмиссии $P \geq 0,5$), в то время, как вблизи удвоенной верхнегибридной частоты – поперечно-поляризованным (в момент максимума эмиссии $P \geq 0,7$). При этом степень поляризации изменяется в течение длительности генерации излучения.

Поскольку регистрируемое излучение вблизи верхнегибридной частоты является преимущественно продольно-поляризованным, то наиболее вероятным механизмом генерации излучения является рассеяние верхнегибридных плазменных волн на флуктуациях плотности плазмы. Излучение вблизи удвоенной верхнегибридной частоты, в таком случае, связывается с нелинейным слиянием двух верхнегибридных волн в электромагнитную волну.

Так как источник излучения располагается внутри области, занятой электронным пучком, при этом число всплесков излучения на протяжении вспышки уменьшается с увеличением температуры плазмы, то, по-видимому, источником излучения являются локальные динамические провалы плотности плазмы, которые возникают за счёт развития модуляционной неустойчивости плазмы, в которых запираются плазменные волны. Эволюция динамических провалов плотности зависит от соотношения давления высокочастотного электрического поля, запертого внутри области провала плотности, и газокINETического давления со стороны плазмы. При увеличении газокINETического давления (*температуры*) плазмы динамическим провалам плотности становится сложнее образовываться, соответственно уменьшается и число всплесков к концу вспышки излучения.

Ввиду того, что, нагрев плазмы осуществляется, в основном, за счёт затухания Ландау плазменных волн на электронах, то области, в которых заперты плазменные волны, также, скорее всего, являются посредниками интенсивной передачи энергии от плазменных волн частицам плазмы. Также, для частиц плазмы динамические провалы плотности, обладающие большим внутренним давлением со стороны запертого электрического поля, являются потенциальным барьером, на котором происходит интенсивное рассеяние электронов. Как следствие, увеличивается эффективная частота столкновений в плазме, что приводит к подавлению продольной электронной теплопроводности.

В экспериментах по взаимодействию слабoreлятивистского ($\gamma_L \approx 1,2$) электронного пучка ($j_e \approx 0,1$ кА / см²) с плазмой ($n_e \approx 10^{11} \div 10^{13}$ см⁻³), находящейся во внешнем магнитном

поле ($B \approx 0,3 \div 4$ Тл) также наблюдается генерация электромагнитного излучения в окрестности верхнегибридной частоты и её удвоенного значения.

Зависимость плотности мощности излучения от тока, а также спектр излучения сильно меняются при изменении величины ведущего магнитного поля. Так, при ведущем магнитном поле $B \approx 1$ Тл, наибольшее значение плотности мощности излучения достигается при токах $I \approx (25 \div 30)$ А и имеет величину $\sim 0,5$ кВт ср⁻¹ см⁻³, что составляет ~ 4 % от мощности инжектируемого электронного пучка (в предположении, что излучение является изотропным, а источником излучения является область занятая пучком, длиной ~ 1 м). В случае повышения тока пучка, мощность излучения резко спадает до величин $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ кВт ср⁻¹ см⁻³. В то же время, при поле $B \approx 2,3$ Тл зависимость от тока является более равномерной со средним значением плотности мощности $\sim 10^{-1}$ кВт ср⁻¹ см⁻³.

В экспериментах с магнитным полем ниже 2 Тл излучение наблюдалось только вблизи удвоенной верхнегибридной частоты. При увеличении магнитного поля спектр излучения смещался сначала в область более низких частот (при $B = 2,1$ Тл), а затем – в область несколько выше верхнегибридной частоты (при $B = 2,5$ Тл). Ширина полосы генерации при этом достаточно мала (< 10 ГГц), что указывает на то, что длина когерентности излучения сопоставима с областью генерации излучения. В предположении, что при увеличении магнитного поля раскачиваются плазменные волны под большими углами, такая зависимость спектра излучения от магнитного поля может быть связана с мазерным усилением электромагнитного излучения в плазме.

В заключение автор выражает глубокую благодарность научному руководителю работы Бурдакову А. В. за помощь в выборе направления данной работы, постоянную поддержку и внимание к исследованиям.

Особую признательность автор выражает Иванову И. А., за ценные обсуждения, помощь в проведении всех экспериментов, а также подготовке данной работы, без которой она была бы невозможна. Также автор признателен Поступаеву В. В. за большое количество полезных обсуждений и замечаний, а также неоценимую помощь в подготовке к публикации подавляющего числа экспериментальных работ.

Автор особо признателен коллегам по экспериментам на установке ГОЛ-3 – Поступаеву В. В., Полосаткину С. В., Кúклину К. Н., Мостипанову Е. В., Суляеву Ю. С. за поддержку работы плазменной части установки. Команде ускорителя У-2 (генератора

релятивистского электронного пучка): Аржанникову А. В., Сеницкому С. С., Макарову М. А., Иваненко В. Г.; команде ускорителя У-11: Кандаурову И. В., Куркуचेкову В. В., Труневу Ю. А., Быкову П. В., осуществивших разработку и создание генератора слаборелятивистского электронного пучка. Меклеру К. И., Гарифову С. С., Гавриленко Д. Е., Макарову А. Г. – за поддержку работы системы магнитного поля.

Также автор хотел бы выразить благодарность коллегам по диагностике плотности плазмы: Вячеславу Л. Н., Попову С. С., Касатову А. А., Иванцовскому М. В. – за полноценную поддержку системы томсоновского рассеяния, а также Бурмасову В. С. – за работу СО₂-интерферометра.

Данная работа была бы также невозможна без Ровенских А. Ф., осуществлявшем всестороннюю поддержку системы сбора данных.

Автор признателен группам Хильченко А. Д. и Батракова А. М., за предоставление и поддержку работы средств сбора данных. Кузнецову С. А. и Астафьеву М. А. – за разработку и предоставление квазиоптических фильтров для радиометрических диагностик.

Также автор выражает благодарность Левичеву Е. Б., Блинову В. Е., Иванову А. А., Моргунову Г. В., Шошину А. А. и Морозову И. А. за постоянную моральную поддержку и интерес к исследовательской работе.

Список литературы

1. Будкер Г. И. Термоядерные реакции в системе с магнитными пробками. К вопросу о непосредственном преобразовании ядерной энергии в электрическую // Физика плазмы и управляемый термоядерный синтез / Под ред. Леонтович М. А.. — 1958. — Т. III.
2. Post R. F. Summary of UCRL P/rotron (Mirror Machine) Program. Paper A/Conf. 15/P/377 // Proceedings of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy. — Geneva, 1958. — Vol. 32. — P. 245-265.
3. Завойский Е. К., Рудаков Л. И., Фанченко С. Д. Турбулентный нагрев плазмы током // Труды симпозиума по коллективным процессам в плазме. — Сакле : Издательство Института ядерной науки и технологии, 1968. — Т. 1. — С. 203.
4. Рютов Д. Д. К теории пучкового нагрева плазмы в открытых ловушках. — Новосибирск : ИЯФ СО АН СССР, 1968. — Препринт 245.
5. Lovelace R. V., Sudan R. N. Plasma Heating by High-Current Relativistic Electron Beams // Physical Review Letters. — American Physical Society, 1971. — Vol. 27, 19. — P. 1256-1259.
6. Thode L. E., Sudan R. N. Two-Stream Instability Heating of Plasmas by Relativistic Electron Beams // Physical Review Letters. — American Physical Society, 1973. — Vol. 30, 16. — P. 732-735.
7. Thode L. E., Sudan R. N. Plasma heating by relativistic electron beams. I. Two-stream instability // Physics of Fluids. — 1975. — Vol. 18, 11.
8. Брейзман Б. Н., Рютов Д. Д. О нагреве плотной плазмы мощным пучком релятивистских электронов // Письма в ЖЭТФ. — 1975. — Т. 21, 7. — С. 421-424.
9. Брейзман Б. Н. Нагрев плазмы мощными пучками релятивистских электронов : Диссертация на соискание степени доктор физико-математических наук / ИЯФ СО АН СССР. — Новосибирск, 1977.
10. Бабыкин М. В., Гаврин П. П., Завойский Е. К., Рудаков Л. И., Скорюпин В. А. Захват и удержание турбулентно нагретой плазмы в магнитной ловушке // ЖЭТФ. — 1962. — Т. 43, 4. — С. 1547-1549.

11. Бабыкин М. В., Завойский Е. К., Рудаков Л. И., Скорюпин В. А. Наблюдение двухпоточковой ионной неустойчивости при турбулентном нагреве плазмы // ЖЭТФ. — 1963. — Т. 43, 5. — С. 1976-1978.
12. Бабыкин М. В., Гаврин П. П., Завойский Е. К., Рудаков Л. И., Скорюпин В. А., Шолин Г. В. Новые результаты по турбулентному нагреву // ЖЭТФ. — 1964. — Т. 46, 2. — С. 511-530.
13. Yonas G., Poukey J. W., Prestwich K. R., Freeman J. R., Toepfer A. J., Clauser M. J. Electron beam focusing and application to pulsed fusion // Nuclear Fusion. — 1974. — Vol. 14, 5. — P. 731-740.
14. Goldenbaum G. C., Dove W. F., Gerber K. A., Logan B. G. Plasma heating by intense, relativistic electron beams // Physical Review Letters. — 1974. — Vol. 32, 15. — P. 830-833.
15. Okamura R., Kawashima N. Plasma heating by a short pulse width relativistic electron beam // Physics Letters. — 1975. — Vol. 54A, 1. — P. 101-102.
16. Бучельникова Н. С. Исследование турбулентной плазмы при некоторых неустойчивостях. — Новосибирск : ИЯФ СО АН СССР, 1970. — ПРЕПРИНТ.
17. Алтынцев А. Т., Еськов А. Г., Золотовский О. А., Коротеев В. И., Куртмуллаев Р. Х., Маслов В. Л., Семенов В. Н. Тепловой взрыв в бесстолкновительной плазме под воздействием релятивистского электронного пучка // Письма в ЖЭТФ. — 1971. — Т. 13. — С. 197-201.
18. Абрашитов Ю. И., Койдан В. С., Конюхов В. В., Лагунов В. М., Лукьянов В. Н., Меклер К. И. Нагрев плазмы релятивистским электронным пучком // Письма в ЖЭТФ. — 1973. — Т. 18, 11. — С. 675-679.
19. Koidan V. S., Kruglyakov Eh. P., Ryutov D. D. // Proc. 4th Int. Conf. on High Power Electron and Ion Beam Res. and Techn.. — Palaiseau, 1981. — P. 531.
20. Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Kapitonov V. A., Koidan V. S., Konyukhov V. V., Lebedev S. V., Mekler K. I., Nikolaev V. S., Postupaev V. V., Ryutov D. D., Shcheglov M. A., Sinitsky S. L., Voropaev S. G., Vyacheslavov L. N. New experimental results on beam-plasma interaction in solenoids // Plasma Physics and Controlled Fusion. — 1988. — Vol. 30, 11. — P. 1571-1583. — DOI: <https://doi.org/10.1088/0741-3335/30/11/017>.
21. Бурдаков А. В., Поступаев В. В. Особенности переноса тепла при пучковом нагреве плазмы в экспериментах на установке ГОЛ-3. — Новосибирск : ИЯФ СО РАН, 1992. — Препринт 92-9.

22. Аржанников А. В., Астрелин В. Т., Бурдаков А. В., Иванов И. А., Койдан В. С., Меклер К. И., Поступаев В. В., Ровенских А. Ф., Полосаткин С. В., Сеницкий С. Л. Прямое наблюдение аномально низкой продольной электронной теплопроводности во время коллективной релаксации сильнооточного релятивистского электронного пучка в плазме // Письма в ЖЭТФ. — Москва, 2003. — Т. 77, 7. — С. 426-429.
23. Reber G. Notes: Cosmic Static // *Astrophysical Journal*. — 1940. — Vol. 91. — P. 621-624.
24. Reber G. Cosmic Static // *Astrophysical Journal*. — 1944. — Vol. 100. — P. 279-287.
25. Southworth G. C. Microwave Radiation from the Sun // *Journal of the Franklin Institute*. — Philadelphia, 1945. — Vol. 239, 4. — P. 285-297. — The Series Studies in the History of Modern Science.
26. Hey J. S. Solar Radiations in the 4-6 Metre Radio Wave-Length Band // *Nature*. — 1946. — Vol. 157. — P. 47-48.
27. Уайлд Дж., Смерд С., Вейсс А. Sporadическое радиоизлучение Солнца // *Успехи физических наук*. — 1964. — Т. 84, 1. — С. 99-168.
28. Алтынцев А. Т., Банин В. Г., Куклин Г. В., Томозов В. М. Солнечные вспышки. — Москва : Наука, 1982. — 246 с.
29. Шкловский И. С. // *Астрономический журнал*. — 1946. — Т. 23, 333.
30. Martyn D. F. Origin of radio emissions from the disturbed Sun // *Nature*. — 1947. — Vol. 159. — P. 26-27. — DOI: 10.1038/159026a0.
31. Гинзбург В. Л., Железняков В. В. О возможных механизмах спорадического радиоизлучения Солнца (излучение в изотропной плазме) // *Астрономический журнал*. — 1958. — Т. 35, 5.
32. Кручина Е. Н., Сагдеев Р. З., Шапиро В. Д. Сильная ленгмюровская турбулентность как источник радиоизлучения // *Письма в ЖЭТФ*. — Москва, 1980. — Т. 32. — С. 443.
33. Akimoto K., Rowland H. L., Papadopoulos K. Electromagnetic radiation from strong Langmuir turbulence // *Phys. Fluids*. — 1988. — Vol. 31. — P. 2185.
34. Li B., Willes A. J., Robinson P. A., Cairns I. H. Dynamics of fundamental electromagnetic emission via beam-driven Langmuir waves // *Phys. Plasmas*. — 2005. — Vol. 12. — P. 052324.

35. Timofeev I. V., Terekhov A. V. Simulations of turbulent plasma heating by powerful electron beams // *Physics of Plasmas*. — 2010. — Vol. 17. — P. 083111. — doi: 10.1063/1.3474952.
36. Drummond W. E., Pines D. Non-linear stability of plasma oscillations // *Nuclear Fusion. Supplement, part 3*. — 1962. — P. 1049-1057.
37. Рютов Д. Д. Излучение электромагнитных волн при нелинейном взаимодействии поверхностных колебаний в плоском слое плазмы // *Доклады Академии наук СССР*. — 1965. — Т. 164, 6. — С. 1273-1276.
38. Иванов А. А., Рютов Д. Д. Излучение электромагнитных волн с двойной плазменной частотой из плоского слоя плазмы // *ЖЭТФ*. — 1965. — Т. 48, 2. — С. 684-690.
39. Ерохин Н. С., Моисеев С. С. Вопросы теории линейной и нелинейной трансформации волн в неоднородных средах // *Успехи физических наук*. — 1973. — Т. 109, 2. — С. 225-258.
40. Thode L. E. Energy lost by a relativistic electron beam due to two-stream instability // *Physics of Fluids*. — 1976. — Vol. 19, 2.
41. Галеев А. А., Красносельских В. В. Сильная ленгмюровская турбулентность в магнитосфере Земли как источник километрового радиоизлучения // *Письма в ЖЭТФ*. — 1976. — Т. 24, 10. — С. 558-561.
42. Goldman M. V. Strong turbulence of plasma waves // *Rev. Mod. Phys.* — 1984. — Vol. 56. — P. 709.
43. Файнберг Я. Б., Шапиро В. Д. Квазилинейная теория возбуждения колебаний при инжекции электронного пучка в плазменное полупространство // *ЖЭТФ*. — 1964. — Т. 47, 4. — С. 1389-1404.
44. Weatherall J. C., Nicholson D. R., Goldman M. V. Steady-state turbulence with a narrow inertial range // *Phys. Fluids*. — 1983. — Vol. 26. — P. 1103.
45. Рудаков Л. И. Коллективное торможение мощного пучка релятивистских электронов в плотной плазменной мишени // *ЖЭТФ*. — 1971. — Т. 59, 6. — С. 2091-2104.
46. Breizman B. N., Ryutov D. D. Powerful relativistic electron beams in a plasma and in a vacuum (theory) // *Nuclear Fusion*. — 1974. — Vol. 14. — P. 873-907.
47. Goldman M. V., Newman D. L., Kang K. D., Crary F., Oppenheim M. M. Theory and simulations of electron beam-driven localized wave structures // *Physica Scripta*. — 2000. — Vol. 84. — P. 34.

48. Цытович В. Н. Теория турбулентной плазмы. — Москва : Атомиздат, 1971.
49. Брейзман Б. Н. Коллективное взаимодействие релятивистских электронных пучков с плазмой // Вопросы теории плазмы. Выпуск 15 / Под ред. Кадомцев Б. Б.. — Москва : Энергоатомиздат, 1987.
50. Кингсеп А. С. Сильная ленгмюровская турбулентность и турбулентный нагрев плазмы // Итоги науки и техники ВИНТИ АН СССР - "Физика плазмы". — Москва, 1983. — Т. 4. — С. 48-112.
51. Захаров В. Е. Коллапс и самофокусировка ленгмюровских волн // Основы физики плазмы / Под ред. Галеев А.А. Судан Р.Н.. — Москва : Атомиздат, 1984. — Т. 2 : 2.
52. Papadopoulos K. Nonlinear stabilization of beam plasma interactions by parametric effects // Phys. Fluids. — 1975. — Vol. 18. — P. 1769.
53. Шапиро В. Д., Шевченко В. И. Сильная турбулентность плазменных колебаний // Основы физики плазмы / Под ред. Галеев А.А. Судан Р.Н.. — Москва : Атомиздат, 1984. — Т. 2 : 2.
54. Robinson P. A., Newman D. L. Two-component model of strong Langmuir turbulence: Scalings, spectra and statistics of Langmuir waves // Phys. Fluids B. — 1990. — Vol. 2. — P. 2999-3016.
55. Robinson P. A. Nonlinear wave collapse and strong turbulence // Rev. Mod. Phys.. — 1997. — Vol. 69. — P. 507-573.
56. Онищенко И. Н., Линецкий А. Р., Мациборко Н. Г., Шапиро В. Д., Шевченко В. И. К нелинейной теории возбуждения монохроматической плазменной волны электронным пучком // Письма в ЖЭТФ. — 1970. — Т. 12. — С. 407-411.
57. Drummond W. E., Malmberg J. H., O'Neil T. M., Thompson J. R. Nonlinear Development of the Beam-Plasma Instability // Physics of Fluids. — 1970. — Vol. 13. — P. 2422-2425.
58. Wong A. Y., Cheung P. Y. Three-Dimensional Self-Collapse of Langmuir Waves // Physical Review Letters. — 1984. — Vol. 52, 14. — P. 1222-1226.
59. McFarland M. D., Wong A. Y. Spectral content of strong Langmuir turbulence in the beam plasma interaction // Physics of Plasmas. — 1997. — Vol. 4. — P. 945-955.
60. Закатов Л. П., Кингсеп А. С., Плахов А. Г., Рютов В. Д. Исследование спектра собственного электромагнитного излучения в системе «плазма-пучок» // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 1971. — Т. 61, 3. — С. 1009-1015.

61. Benford G., Tzach D. Laboratory study of coherent curvature radiation as a pulsar emission mechanism // *Astrophysics and Space Science*. — 1981. — Vol. 80, 2. — P. 307-321.
62. Benford G., Smith D. F. Weak turbulence theory of intense beam microwave experiments // *Physics of Fluids*. — AIP Publishing, 1982. — Vol. 25, 8. — P. 1450-1455.
63. Cheung P. Y., Wong A. Y., Darrow C. B., Qian S. J. Simultaneous Observation of Caviton Formation, Spiky Turbulence, and Electromagnetic Radiation // *Physical Review Letters*. — 1982. — Vol. 48, 19. — P. 1348-1351.
64. Kato K. G., Benford G., Tzach D. Detailed Spectra of High-Power Broadband Microwave Emission from Intense Electron-Beam-Plasma Interactions // *Physical Review Letters*. — 1983. — Vol. 50, 20. — P. 1587-1590.
65. Baranga A. B.-A., Benford G., Main W., Tzach D. Beam-Plasma Emission near the Plasma Frequency // *IEEE Transactions on Plasma Science*. — 1985. — Vol. 13, 6. — P. 520-523.
66. Jordan S., Baranga A. B.-A., Benford G., Tzach D., Kato K. Microwave radiation by a relativistic electron beam propagation through low-pressure air // *Physics of Fluids*. — 1985. — Vol. 28, 1. — P. 366-371.
67. Neubert T., Harker K. J., Bank P. M., Reeves E. G. D., Gurnett D. A. Waves generated by pulsed electron beams // *Advances in Space Research*. — 1990. — Vol. 10. — P. 137-139.
68. Bogdanov E. V., Kislov V. J., Tchernov Z. S. Interaction between an electron beam // Reprinted from *Proceedings of the Symposium on Millimeter Waves*. — Politechnic Institute of Brooklyn, 1959. — P. 57.
69. Бернашевский Г. А., Богданов Е. В., Кислов В. Я., Чернов З. С. Плазменные и электронные усилители и генераторы. — Москва : Сов. радио, 1965. — 96 с.
70. Graybill S. E., Nablo S. V. Observations of Magnetically Self-Focusing Electron Streams // *Applied Physics Letters*. — 1966. — Vol. 8, 1. — P. 18-20. — doi: 10.1063/1.1754409.
71. Nation J. A. On the Coupling of AN High-Current Relativistic Electron Beam to a Slow Wave Structure // *Applied Physics Letters*. — 1970. — Vol. 17, 11. — P. 491-494. — doi: 10.1063/1.1653281.
72. Трубецков Д. И., Пищик Л. А. Черенковские нерелятивистские плазменные СВЧ-приборы // *Физика плазмы*. — 1989. — Т. 15, 3. — С. 200.

73. Carmel Y., Lou W. R., Antonsen Jr. T. M., Rodgers J., B. Levush Relativistic plasma microwave electronics: Studies of high-power plasma-filled backward-wave oscillators // *Physics of Plasmas*. — 1992. — Vol. 4, 7. — P. 2286-2292. — doi: 10.1063/1.860198.
74. Кузелев М. В., Рухадзе А. А., Стрелков П. С., Шкварунец А. Г. Релятивистская сильноточная плазменная СВЧ-электроника: преимущество, достижения, перспективы // *Физика плазмы*. — 1987. — Т. 13, 11. — С. 1370-1382.
75. Стрелков П. С., Ульянов Д. К. Спектры излучения плазменного релятивистского черенковского СВЧ-генератора // *Физика плазмы*. — 2000. — Т. 26, 4. — С. 329-333.
76. Кузелев М. В., Лоза О. Т., Рухадзе А. А., Стрелков П. С., Шкварунец А. Г. Плазменная релятивистская СВЧ-электроника // *Физика плазмы*. — 2001. — Т. 27, 8. — С. 710-733.
77. Simpson J. E., Dunn D. A. Cold-Beam-Plasma Interaction Theory for Finite Transverse Dimensions and Finite Magnetic Fields // *Journal of Applied Physics*. — 1966. — Vol. 37. — P. 4201-4207. — doi: <http://dx.doi.org/10.1063/1.1708001>.
78. Кузелев М. В., Рухадзе А. А. Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. — Москва : Наука, 1990. — 336 с.
79. Кондратенко А. Н., Куклин В. М. Основы плазменной электроники. — Москва : Энергоатомиздат, 1988. — 320 с.
80. Богданкевич Л. С., Кузелев М. В., Рухадзе А. А. Плазменная СВЧ электроника // *Успехи физических наук*. — 1981. — Т. 133, 1. — С. 3-32. — doi: 10.1070/PU1981v024n01ABEH004606.
81. Биро М., Красильников М. А., Кузелев М. В., Рухадзе А. А. Проблемы теории релятивистской плазменной СВЧ-электроники // *Успехи физических наук*. — 1997. — Т. 167, 10. — С. 1025-1042. — doi: 10.3367/UFNr.0167.199710a.1025.
82. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. — Москва : Наука, 1967. — 2-е : 684 с.
83. Физический энциклопедический словарь // Советская энциклопедия / Под ред. Прохоров А. М.. — Москва, 1983.
84. Wild J. P. Observations of the spectrum of high-intensity solar radiation at metre wavelengths. III. Isolated bursts // *Australian Journal of Scientific Research A*. — 1950. — Vol. 3. — P. 541-557.

85. Cairns I. H., Robinson P. A., Zank G. P. Progress on coronal, interplanetary, foreshock, and outer heliospheric radio emissions // Progress on Coronal, Interplanetary, Foreshock, and Outer Heliospheric Radio Emissions. — 2000. — Vol. 17. — P. 22-34. — DOI: 10.1071/AS00022.
86. Gurnett D. A., Anderson R. R. Electron plasma oscillations associated with type III radio bursts // Science. — 1976. — Vol. 194. — P. 1159-1162. — DOI: 10.1126/science.194.4270.1159.
87. Lin R. P., Potter D. W., Gurnett D. A., Scarf F. L. Energetic electrons and plasma waves associated with a solar type III radio burst // Astrophysical Journal, Part 1. — 1981. — Vol. 251. — P. 364-373. — DOI: 10.1086/159471.
88. Ergun R. E., Larson D., Lin R. P., McFadden J. P., Carlson C. W., Anderson K. A., Muschietti L., McCarthy M., Parks G. K., Reme H., Bosqued J. M., D'Uston C., Sanderson T. R., Wenzel K. P., Kaiser M., Lepping R. P., Bale S. D., Kellogg P., Bougeret J.-L. Wind Spacecraft Observations of Solar Impulsive Electron Events Associated with Solar Type III Radio Bursts // The Astrophysical Journal. — 1998. — Vol. 503, 1. — P. 435-445. — DOI: 10.1086/305954.
89. Malaspina D. M., Cairns I. H., Ergun R. E. The $2f(p)$ radiation from localized Langmuir waves // Journal of Geophysical Research. — 2010. — Vol. 115, A1. — DOI: 10.1029/2009JA014609.
90. Cairns I. H., Melrose D. B. A theory for the $2fp$ radiation upstream of the Earth's bow shock // Journal of Geophysical Research. — 1985. — Vol. 90, A7. — P. 6637-6640. — DOI: 10.1029/JA090iA07p06637.
91. Robinson P. A., Cairns I. H., Willes A. J. Dynamics and efficiency of type III solar radio emission // Astrophysical Journal, Part 1. — 1994. — Vol. 422, 2. — P. 870-882. — DOI: 10.1086/173779.
92. Hinkel-Lipsker D. E., Fried B. D., Morales G. J. Analytic expressions for mode conversion in a plasma with a linear density profile // Physics of Fluids B. — 1992. — Vol. 4. — P. 559-575. — DOI: 10.1063/1.860255.
93. Yin L., Ashour-Abdalla M., El-Alaoui M., Bosqued J. M., Bougeret J.-L. Generation of electromagnetic $f(pe)$ and $2f(pe)$ waves in the Earth's electron foreshock via linear mode conversion // Geophysical Research Letters. — 1998. — T. 25, 14. — C. 2609–2612. — DOI: 10.1029/98GL01989.
94. Cairns I. H., Willes J. A. Angle-averaged efficiencies for linear mode conversion between Langmuir waves and radiation in an unmagnetized plasma // Physics of Plasmas. — 2005. — Vol. 12, 5. — P. 052315-052315-9. — DOI: 10.1063/1.1889123.

95. Kim E.-H., Cairns I. H., Robinson P. A. Extraordinary-Mode Radiation Produced by Linear-Mode Conversion of Langmuir Waves // *Physical Review Letters*. — 2007. — Vol. 99, 1. — P. 015003-015003-4.
96. Kim E.-H., Cairns I. H., Robinson P. A. Mode conversion of Langmuir to electromagnetic waves at magnetic field-aligned density inhomogeneities: Simulations, theory, and applications to the solar wind and the corona // *Physics of Plasmas*. — 2008. — Vol. 15, 10. — P. 102110-102110-19. — DOI: 10.1063/1.2994719.
97. Yoon P. H., Wu C. S., Vinas A. F., Reiner M. J., Fainberg J., Stone R. G. Theory of $2\omega(\text{pe})$ radiation induced by the bow shock // *Journal of Geophysical Research*. — 1994. — Vol. 99, A12. — P. 23481–23488. — DOI: 10.1029/94JA02489.
98. Yoon P. H. Plasma emission by a nonlinear beam instability in a weakly magnetized plasma // *Physics of Plasmas*. — 1997. — Vol. 4. — P. 3863-3881. — DOI: 10.1063/1.872508.
99. Papadopoulos K., Freund H. P. Solitons and second harmonic radiation in type III bursts // *Geophysical Research Letters*. — 1978. — Vol. 5, 10. — P. 881–884. — DOI: 10.1029/GL005i010p00881.
100. Goldman M. V., Reiter G. F., Nicholson D. R. Radiation from a strongly turbulent plasma - Application to electron beam-excited solar emissions // *Physics of Fluids*. — 1980. — Vol. 23. — P. 388-401. — DOI: 10.1063/1.862982.
101. Гинзбург В. Л. Некоторые вопросы теории излучения при сверхсветовом движении в среде // *Успехи физических наук*. — 1959. — Т. LXIX, 4. — С. 537-564.
102. Godfrey B. B., Shanahan W. R., Thode L. E. Linear theory of a cold relativistic beam propagating along an external magnetic field // *Physics of Fluids*. — 1975. — Vol. 18, 3.
103. Железняков В. В. Радиоизлучение Солнца и планет // *УФН*. — 1958. — Т. 64, 1. — С. 113-154. — DOI: 10.3367/UFNr.0064.195801e.0113.
104. Robinson P. A., Cairns I. H. Fundamental and Harmonic Emission in Type III Solar Radio Bursts - I. Emission at a Single Location or Frequency // *Solar Physics*. — 1998. — Vol. 181, 2. — P. 363-394. — DOI: 10.1023/A:1005018918391.
105. Денисов Н. Г. Об одной особенности поля электромагнитной волны, распространяющейся в неоднородной плазме // *ЖЭТФ*. — 1956. — Т. 31, 4 (10). — С. 609-619.

106. Goldman M. V., Newman D. L., Oppenheim M. M. New Insights Into How Beam-Excited Instabilities Saturate // *Physica Scripta*. — 1998. — Vol. 75. — P. 52.
107. Dum C. T. Simulation studies of plasma waves in the electron foreshock: The generation of Langmuir waves by a gentle bump-on-tail electron distribution // *Journal of Geophysical Research*. — 1990. — Vol. 95, A6. — P. 8095–8110. — DOI: 10.1029/JA095iA06p08095.
108. Wu C. S., Yoon P. H., Zhou G. C. Generation of radiation in solar corona and interplanetary space by energetic electrons // *The Astrophysical Journal, Part 1*. — 1994. — Vol. 429, 1. — P. 406-414. — DOI: 10.1086/174331.
109. Akimoto K., Gary P. S., Omid N. Electron/ion whistler instabilities and magnetic noise bursts // *Journal of Geophysical Research*. — 1987. — Vol. 92, A10. — P. 11209–11214. — DOI: 10.1029/JA092iA10p11209.
110. Захаров В. Е. Коллапс ленгмюровских волн // *ЖЭТФ*. — 1972. — Т. 62, 5. — С. 1745.
111. Nulsen A. L., Cairns I. H., Robinson P. A. Field distributions and shapes of Langmuir wave packets observed by Ulysses in an interplanetary type III burst source region // *Journal of Geophysical Research*. — 2007. — Vol. 112, A5. — P. A05107-A05107-17. — DOI: 10.1029/2006JA011873.
112. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. — Москва : Наука, 1988. — 7-е изд., испр. : Т. II. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля : X. — ISBN 5-02-014420-7 (Т II).
113. Желязняков В. В. Электромагнитные волны в космической плазме. — Москва : Наука, 1977.
114. Физика космоса. Маленькая энциклопедия / Под ред. Сюняев Р. А.. — Москва : Советская энциклопедия, 1986.
115. Twiss R. Q. Radiation Transfer and the Possibility of Negative Absorption in Radio Astronomy // *Australian Journal of Physics*. — 1958. — Vol. 11, 4. — P. 564 - 579.
116. Schneider J. Stimulated Emission of Radiation by Relativistic Electrons in a Magnetic Field // *Phys. Rev. Lett.*. — 1959. — Vol. 2, 12. — P. 504-505. — DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.2.504>.
117. Сагдеев Р. З., Шафранов В. Д. О неустойчивости плазмы с анизотропным распределением скоростей в магнитном поле // *ЖЭТФ*. — 1961. — Т. 39, 1. — С. 181-184.

118. Bekefi G., Hirshfield J., Brown S. Cyclotron Emission from Plasmas with Non-Maxwellian Distributions // *Physical Review*. — 1961. — Vol. 122, 4. — P. 1037-1042. — DOI: 10.1103/PhysRev.122.1037.
119. Melrose D. B., Dulk G. A. Electron-cyclotron masers as the source of certain solar and stellar radio bursts // *Astrophysical Journal*. — 1982. — Vol. 259. — P. 844-858. — DOI: 10.1086/160219.
120. Беспалов П. А., Трахтенгерц В. Ю. Альфвеновские мазеры. — Горький : ИПФ АН СССР, 1986. — УДК 533.9+523.4-854.
121. Krivitsky V. S., Tsyтович V. N., Vladimirov S. V. Nonlinear plasma-maser effect // *Physics Reports (Review Section of Physics Letters)*. — North-Holland, 1992. — Vol. 218, 3&4. — P. 141-214. — DOI: 10.1016/0370-1573(92)90058-8.
122. Saikia B. J., Deka P. N., Bujarbarua S. Plasma-Maser Instability of Bernstein Mode in Presence of Magnetohydrodynamic Turbulence // *Contributions to Plasma Physics*. — 1995. — Vol. 35, 3. — P. 263–271. — DOI: 10.1002/ctpp.2150350308.
123. Melrose D. B. *Plasma Astrophysics Volume II: Astrophysical Applications*. — New York : Gordon & Breach, 1980. — ISBN 0-667-02130-5.
124. Ramaty R. Gyrosynchrotron Emission and Absorption in a Magnetoactive Plasma // *Astrophysical Journal*. — 1969. — Vol. 158. — P. 753-770.
125. Dory R. A., Guest G. E., Harris E. G. Unstable Electrostatic Plasma Waves Propagating Perpendicular to a Magnetic Field // *Physical Review Letters*. — 1965. — Vol. 14, 131. — P. 131-133.
126. Melrose D. B. Coherent Gyromagnetic Emission as a Radiation Mechanism // *Australian Journal of Physics*. — 1973. — Vol. 26, 2. — P. 229-248.
127. Wu C. S., Lee L. C. A theory of the terrestrial kilometric radiation // *Astrophysical Journal, Part 1*. — 1979. — Vol. 230. — P. 621-626.
128. Koidan V. S., Akentjev R. Yu., Arzhannikov A. V., Astrelin V. T., Burdakov A. V., Ivanov I. A., Ivantsivsky M. V., Konyukhov V. V., Makarov A. G., Mekler K. I., Perin S. S., Polosatkin S. V., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sinitsky S. L., Stepanov V. D., Sulyaev Yu. S., Shoshin A. A., Zubairov Eh. R. Multimirror Open Trap GOL-3: recent results // *Transactions of Fusion Technology*. — 2003. — Vol. 43, 1T. — P. 30-36.
129. Burdakov A., Azhannikov 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, 2T. — P. 106-111.

130. Burdakov A., Arzhannikov A., Astrelin V., Batkin V., Burmasov V., Derevyankin G., Ivanenko V., Ivanov I., Ivantsivskiy M., Kandaurov I., Konyukhov V., Kuklin K., Kuznetsov S., Makarov A., Makarov M., Mekler K., Polosatkin S., Popov S., Postupaev V., Rovenskikh A., Shoshin A., Sinitsky S., Stepanov V., Sulyaev Yu., Trunev Yu., Vyacheslavov L., Zubairov Ed. Status and Prospects of GOL-3 Multiple Mirror Trap // Fusion Science and Technology. — 2009. — Vol. 55, 2T. — P. 63-70.

131. Ежегодный отчёт / Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН. — Новосибирск, 2008.

132. Ежегодный отчёт / Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН. — Новосибирск, 2009.

133. Arzhannikov A. V., Makarov M. A., Sinitsky S. L., Stepanov V. D. Energy spectrum of electrons in flow from plasma column heated by REB at GOL-3 facility // Fusion Science and Technology. — 2011. — Vol. 59(1). — P. 304-306.

134. Kruskal M., Schwarzschild M. Some instabilities of a completely ionized plasma // Proceedings of the Royal Society A. — 1954. — 223. — P. 348-360.

135. Шафранов В. Д. Об устойчивости цилиндрического газового проводника в магнитном поле // Атомная энергия. — 1956. — Т. 1, 5. — С. 38-41.

136. Abdrashitov G. F., Beloborodov A. V., Volosov V. I., Kubarev V. V., Popov Yu. S., Yudin Yu. N. Hot rotating plasma in the PSP-2 experiment // Nuclear Fusion. — 1991. — Vol. 31, 7. — P. 1275-1290. — 00295515.

137. Куркучеков В. В. Длинноимпульсный электронный пучок для многопробочной ловушки ГОЛ-3 : Магистерская диссертация / Кафедра физики плазмы ; Новосибирский государственный университет. — Новосибирск, 2012.

138. Kandaurov I. V., Astrelin V. T., Avrorov A. P., Burdakov A. V., Bykov P. V., Derevyankin G. E., Kapitonov V. A., Kurkuchekov V. V., Rovenskikh A. F., Sinitsky S. L., Trunev Yu. A., Yarovoy V. A.

Submillisecond Electron Beam for Plasma Heating in Multi-mirror Trap GOL-3 // Fusion Science and Technology. — 2011. — Vol. 59, 1T. — P. 67-69.

139. Димов Г. И., Росляков Г. В. Импульсный перезарядный источник отрицательных ионов водорода // Приборы и техника эксперимента. — 1974. — 1. — С. 29-36. — УДК 537.533.

140. Давыденко В. И., Морозов И. И., Росляков Г. В., Савкин В. Я. Протонный источник инжектора атомов установки АМБАЛ // Приборы и техника эксперимента. — 1986. — 6. — С. 39-42. — УДК 621.039.5.

141. Popov S. S., Burdakov A. V., Ivantsivskiy M. V., Kasatov A. A., Polosatkin S. V., Postupaev V. V., Vyacheslavov L. N. Upgrading of Thomson Scattering System for Measurements of Spatial Dynamics of Plasma Heating in GOL-3 // Fusion Science and Technology. — 2011. — Vol. 59, 1T. — P. 292-294.

142. Popov S. S., Burdakov A. V., Ivantsivskiy M. V., Kasatov A. A., Polosatkin S. V., Postupaev V. V., Vyacheslavov L. N. Two-pulse Thomson scattering system for measurements of fast fluctuations of electron density in multimirror trap GOL-3 // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2013. — Vol. 720. — P. 39-41.

143. Бурдаков А. В., Драничников А. Н., Койдан В. С., Николаев В. С., Поступаев В. В., Таубер М. В. Вакуумно-плазменная система установки ГОЛ-3. — Новосибирск : ИЯФ СО АН СССР, 1991. — 20 с. — Препринт 91-105.

144. Бурдаков А. В., Пиффл В., Поступаев В. В., Рауш Я. Измерение излучения плазмы, нагреваемой микросекундным электронным пучком. — Новосибирск : ИЯФ СО РАН, 1992. — Препринт 92-24.

145. Burdakov A. V., England A. C., Kim C. S., Koidan V. S., Kwon M., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sulyaev Yu. S. Detection of Fusion Neutrons on the Multimirror Trap GOL-3 // Transactions of fusion science and technology. — 2005. — Vol. 47, 1T. — P. 333-335.

146. Аржанников А. В., Астрелин В. Т., Бурдаков А. В., Иванов И. А., Койдан В. С., Кузнецов С. А., Меклер К. И., Полосаткин С. В., Поступаев В. В., Ровенских А. Ф., Сеницкий С. Л., Суляев Ю. С., Шошин А. А. Исследование механизма быстрого нагрева ионов в многопробочной ловушке ГОЛ-3 // Физика плазмы. — Москва, 2005. — Т. 31, 6. — С. 506-520.

147. Суляев Ю. С. Экспериментальное исследование нагрева и удержания плазмы в многопробочной ловушке ГОЛ-3 по нейтронной эмиссии : Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук / ИЯФ СО РАН. — Новосибирск, 2009.
148. Кузнецов С. А., Аржанников А. В., Гельфанд А. В., Зоренко А. В., Горшунов Б. П. Многоканальная радиометрическая система для регистрации субмиллиметрового излучения при пучково-плазменном взаимодействии // Вестник НГУ. Серия: Физика. — Новосибирск, 2010. — Т. 5, 3. — С. 5-19.
149. Мешков И. Н., Чириков Б. В. Электромагнитное поле. Часть 1. Электричество и магнетизм. — Новосибирск : Наука, 1987.
150. Пурьга Е. А., Хильченко А. Д., Квашнин А. Н., Зубарев П. В., Иванова А. А., Иваненко С. В. Многофункциональный быстродействующий регистратор ADC12500 // Приборы и техника эксперимента. — 2012. — 3. — С. 75.
151. Преображенский Н. Г., Пикалов В. В. Неустойчивые задачи диагностики плазмы. — Новосибирск : Наука, 1982. — 235 с.
152. Большая советская энциклопедия / Под ред. Прохоров А. М.. — Москва : Советская энциклопедия, 1973. — 3-е : Т. 3 : 30.
153. Tanabe K. Projection method for solving a singular system of linear equations and its applications // Numerische Mathematik. — 1971. — Vol. 17, 3. — P. 203-214.
154. Huang T. S., Barker D. A., Berger S. P. Iterative Image Restoration // Applied optics. — 1975. — Vol. 14, 5. — P. 1165-1168.
155. Рухадзе А. А., Богданкевич Л. С. Устойчивость релятивистских электронных пучков в плазме и проблема критических токов // Успехи физических наук. — 1971. — Т. 103, 4. — С. 609-640.
156. Ланский И. М., Щетников А. И. Винтовая неустойчивость плазменного шнура с замороженными торцами. — Новосибирск : ПРЕПРИНТ 89-85, 1989. — 11 с.
157. 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 E. R. Role of q-profile for plasma confinement in the multimirror trap GOL-3 // Transactions of Fusion Science and Technology. — 2005. — Vol. 47, 1T. — P. 84-91.

158. Завойский Е. К. Турбулентный нагрев плазмы // Успехи физических наук. — 1971. — Т. 104, 8. — С. 675-676. — DOI: 10.3367/UFNr.0104.197108i.0675.
159. Babykin M. V., Zavoiski E. K., Rudakov L. I., Skoryupin V. A. International Conference on Plasma Physics // Report CN-10/209. — Salzburg, 1961.
160. Вячеславов Л. Н., Бурмасов В. С., Кандауров И. В., Кругляков Э. П., Мешков О. И. Диссипация сильной ленгмюровской турбулентности в неизотермической немаксвелловской плазме // Письма в ЖЭТФ. — 2002. — Т. 75, 1. — С. 44-59.
161. Timofeev I. V., Lotov K. V. Relaxation of relativistic electron beam in plasma in the trapping regime // Physics of Plasmas. — 2006. — Vol. 13. — P. 062312.
162. Timofeev I. V. Two-dimensional simulations of nonlinear beam-plasma interaction in isotropic and magnetized plasmas // Physics of Plasmas. — 2012. — Vol. 19. — P. 042108.
163. Терехов А. В., Тимофеев И. В., Лотов К. В. Двумерная численная модель плазмы для изучения процессов пучково-плазменного взаимодействия // Вестник НГУ, серия «Физика». — 2010. — Т. 5. — С. 85.
164. Шошин А. А. Исследование взаимодействия мощного потока электронно-горячей плазмы с мишенями на многопробочной ловушке ГОЛ-3 : Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук / Учреждение Российской академии наук Институт ядерной физики имени Г. И. Будкера Сибирского отделения РАН. — Новосибирск, 2010.
165. Tavernier S. Experimental Techniques in Nuclear and Particle Physics. — Springer Berlin Heidelberg, 2010. — DOI: 10.1007/978-3-642-00829-0. — 978-3-642-00828-3.
166. Dance W. E., Rester D. H., Farmer B. J., Johnson J. H., Baggerly L. L. Bremsstrahlung Produced in Thick Aluminum and Iron Targets by 0.5 to 2.8 MeV Electrons // Journal of Applied Physics. — AIP Publishing, 1968. — Vol. 39. — P. 2881-2889. — DOI: 10.1063/1.1656689.
167. Bystritsky V. M., Gerasimov V. V., Krylov A. R., Parzhitskii S. S., Anan'in P. S., Dudkin G. N., Kaminskii V. L., Nechaev B. A., Padalko V. N., Petrov A. V., Mesyats G. A., Filipovicz M., Wozniak J., Bystritskii Vit. M. Study of the $d(d, n)^3\text{He}$ reaction in the astrophysical energy region with the use of the Hall accelerator // The European Physical Journal A. — 2008. — Vol. 36, 2. — P. 151-158. — DOI: 10.1140/epja/i2008-10588-3.

168. Zhelezniakov V. V., Zlotnik E. I. Cyclotron wave instability in the corona and origin of solar radio emission with fine structure. I - Bernstein modes and plasma waves in a hybrid band // *Solar Physics*. — 1975. — Vol. 43. — P. 431-451. — DOI: 10.1007/BF00152366. — 1975SoPh...43..431Z.
169. Веденов А. А., Рудаков Л. И. О взаимодействии волн в сплошных средах // *Доклады АН СССР*. — 1964. — Т. 159, 4. — С. 767-770.
170. Pozzoli R., Ryutov D. D. Modulational instability produced by Langmuir turbulence in a magnetic field // *Physics of Fluids*. — 1979. — Vol. 22, 9.
171. Фрик П. Г. Турбулентность: модели и подходы. Курс лекций. Часть 2.. — Пермь : Пермский государственный технический университет, 1999. — 138 с. — ISBN 5-88151-193-X.
172. Новиков Л. В. Основы вейвлет-анализа сигналов / Под ред. З. К. Мусатова. — Санкт-Петербург : ИАНП РАН, 1999. — 152 с.
173. Юдин М. Н., Фарков Ю. А., Филатов Д. М. Введение в вейвлет-анализ. — Москва : Моск. геологоразв. акад., 2001. — 72 с.
174. Härdle W., Kerkycharian G., Picard D., Tsybakov A. *Wavelets, Approximation, and Statistical Applications*. — Springer-Verlag New York, 1998. — 265 p. — ISBN 978-0-387-98453-7.
175. Блаттер К. Вейвлет-анализ. Основы теории.. — Москва : ТЕХНОСФЕРА, 2004. — 280 с. — ISBN 5-94836-033-4.
176. Grossmann A., Morlet J. Decomposition of Hardy Functions into Square Integrable Wavelets of Constant Shape // *SIAM J. Math. Anal.*. — 1984. — Vol. 15, 4. — P. 723–736. — DOI:10.1137/0515056.
177. Burdakov A. V., Kotelnikov I. A., Erofeev V. I. Explanation of turbulent suppression of electron heat transfer in GOL-3 facility at the stage of relativistic electron beam injection // *Fusion science and technology*. — 2005. — Vol. 47, 1T. — P. 74-77.
178. Трубников Б. А. Столкновения частиц в полностью ионизованной плазме // *Вопросы теории плазмы, Выпуск 1* / Под ред. А. Леонтович М.. — Москва : ГОСАТОМИЗДАТ, 1963.
179. Железняков В. В. Излучение в астрофизической плазме. — Москва : "Янус-К", 1997. — 528 с. — ISBN 5-88929-032-0.

180. Кузнецов А. А. О генерации солнечных микроволновых всплесков на второй гармонике плазменной частоты // Физика плазмы. — Москва : Наука, 2007. — Т. 33, 6. — С. 534-546. — ISSN: 0367-2921.
181. Hayakawa S., Hokkyo N., Terashima Y., Tsuneto T. Cyclotron Radiation from a Magnetized Plasma. — P. 385-387.
182. Stix T. H. Waves in Plasmas. — New York : AIP-Press, 1992. — 566 p. — 978-0-88318-859-0.
183. Appleton E. V. U.R.S.I. Proc. 1927, Washington Assembly // The influence of the earth's magnetic field on wireless transmission (summary). — Brussels, 1928.
184. Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Sulyaev Yu. S., Vyacheslavov L. N. Subterahertz Emission at Strong REB-Plasma Interaction in Multimirror Trap GOL-3 // Fusion Science and Technology. — 2011. — Vol. 59, 1T. — P. 74-77.
185. Postupaev V. V., Arzhannikov A. V., Astrelin V. T., Batkin V. I., Burdakov A. V., Burmasov V. S., Ivanov I. A., Ivantsivsky M. V., Kuklin K. N., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Popov S. S., Rovenskikh A. F., Shoshin A. A., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Sorokina N. V., Sudnikov A. V., Sulyaev Yu. S., Vyacheslavov L. N. Experiments with “Thin” Electron Beam at GOL-3 // Fusion Science and Technology. — 2011. — Vol. 59, 1T. — P. 144-149.
186. Бурмасов В. С., Бобылев В. Б., Иванова А. А., Иваненко С. В., Касатов А. А., Касатов Д. А., Кругляков Э. П., Куклин К. Н., Попов С. С., Поступаев В. В., Пурыга Е. А., Ровенских А. Ф., Склярков В. Ф. Инфракрасный интерферометр для исследования субтермоядерной плазмы в многопробочной ловушке ГОЛ-3 // Приборы и техника эксперимента. — 2012. — №2. — С. 120-123.
187. Thumm M. K. A., Arzhannikov A. V., Astrelin V. T., Burdakov A. V., Ginzburg N. S., Ivanov I. A., Kalinin P. V., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Mekler K. I., Paulish A. G., Peskov N. Yu., Polosatkin S. V., Popov S. A., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sergeev A. S., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Stepanov V. D., Vyacheslavov L. N., Zaslavsky V. Yu. Generation of High Power THz Waves in Relativistic Electron Beam Plasma and Two-Sheet-Beam FEM // Terahertz Science and Technology. — 2012. — Vol. 5, 1. — P. 18-39.
188. Аржанников А. В., Бурдаков А. В., Вячеславов Л. Н., Иванов И. А., Иванцовский М. В., Касатов А. А., Кузнецов С. А., Макаров М. А., Меклер К. И., Полосаткин С. В., Поступаев В. В.,

Попов С. С., Синицкий С. Л., Скляр В. Ф., А. Тумм М. К. Диагностический комплекс для исследований генерации субтерагерцового излучения при пучково-плазменном взаимодействии на установке ГОЛ-3 // Физика плазмы. — 2012. — Т. 38, 6. — С. 496-505.

189. Thumm M. K. A., Agafoncev A. M., Arzhannikov A. V., Asrelin V. T., Bagryansky P. A., Burdakov A. V., Ivanov I. A., Kalinin P. V., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Makotchenko V. G., Mekler K. I., Mikheev A. N., Morozova N. B., Paulish A. G., Pankrushina N. A., Polosatkin S. V., Popov S. A., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Stepanov V. D., Trunев Yu. A., Vyacheslavov L. N., Zherikova K. V. Megagrant Research Project: Laboratory of Advanced Research on Millimeter and Terahertz Radiation at Novosibirsk State University // Knowledge Transfer. The new Core Responsibility of Higher Education Institutions Practice and Perspectives in Russia and Germany. (Gabriele Gorzka, Ed.), Series: OST-WEST-DIALOG 13. — Cassel : Cassel University Press GmbH, 2012. — ISBN 978-3-86219-412-4.

190. Thumm M. K. A., Arzhannikov A. V., Astrelin V. T., Burdakov A. V., Ivanov I. A., Kalinin P. V., Kandaurov I. V., Kurkuchekov V. V., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Popov S. A., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Stepanov V. D., Trunев Yu. A., Timofeev I. V., Vyacheslavov L. N. Generation of High-Power Sub-THz Waves in Magnetized Turbulent Electron Beam Plasmas // Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves. — 2014. — Vol. 35, 1. — P. 81-90. — doi: 10.1007/s10762-013-9969-3.

191. Burdakov A. V., Avrorov A. P., Arzhannikov A. V., Astrelin V. T., Batkin V. I., Beklemishev A. D., Burmasov V. S., Bykov P. V., Derevyankin G. E., Ivanenko V. G., Ivanov I. A., Ivantsivsky M. V., Kandaurov I. V., Kasatov A. A., Kuznetsov S. A., Kurkuchekov V. V., Kuklin K. N., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Popov S. S., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sinitsky S. L., Stepanov V. D., Sudnikov A. V., Sulyaev Yu. S., Timofeev I. V., Trunев Yu. A., Sklyarov V. F., Sorokina N. V., Shoshin A. A., Vyacheslavov L. N. Development of Extended Heating Pulse Operation Mode at GOL-3 // Fusion Science and Technology. — 2013. — Vol. 63, 1T. — P. 29-34.

192. Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Burmasov V. S., Kalinin P. V., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Ivanov I. A., Mekler K. I., Popov A. A., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Stepanov V. D., Timofeev I. V., Thumm M. K. A., Vyacheslavov L. N. Experimental and Theoretical Investigations of High Power Sub-millimeter Wave Emission at Two-Stream Instability of High Current REB // Fusion Science and Technology. — 2013. — Vol. 63, 1T. — P. 82-87.

193. Burdakov A. V., Arzhannikov A. V., Burmasov V. S., Ivanov I. A., Ivantsivsky M. V., Kandaurov I. V., Kasatov A. A., Kuznetsov S. A., Kurkuchekov V. V., Kuklin K. N., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Popov S. S., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sklyarov V. F., Sudnikov A. V., Thumm M. K. A., Trunev Yu. A., Vyacheslavov L. N. Microwave Generation during 100 keV Electron Beam Relaxation in GOL-3 // *Fusion Science and Technology*. — 2013. — Vol. 63, 1T. — P. 286-288.

194. Postupaev V. V., Burdakov A. V., Ivanov I. A., Sklyarov V. F., Arzhannikov A. V., Gavrilenko D. Ye., Kandaurov I. V., Kasatov A. A., Kurkuchekov V. V., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Popov S. S., Rovenskikh A. F., Sudnikov A. V., Sulyaev Yu. S., Trunev Yu. A., Vyacheslavov L. N. Temporal structure of double plasma frequency emission of thin beam-heated plasma // *Physics of Plasmas*. — 2013. — Vol. 20, 9. — P. 092304. — doi: 10.1063/1.4821608.

195. Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Burmasov V. S., Gavrilenko D. E., Ivanov I. A., Kasatov A. A., Kuznetsov S. A., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Vyacheslavov L. N. Observation of spectral composition and polarization of sub-terahertz emission from dense plasma during relativistic electron beam-plasma interaction // *Physics of Plasmas*. — 2014. — Vol. 21, 8. — P. 082106. — doi: 10.1063/1.4891884.

196. Thumm M. K. A., Arzhannikov A. V., Astrelin V. T., Burdakov A. V., Ivanov I. A., Kalinin P. V., Kandaurov I. V., Kurkuchekov V. V., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Popov S. A., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Stepanov V. D., Trunev Yu. A., Timofeev I. V., Vyacheslavov L. N. Generation of high-power sub-THzWaves in magnetized turbulent electron beam plasmas // *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*. — 2014. — Vol. 35, 1. — P. 81-90. — doi: 10.1007/s10762-013-9969-3.

197. Arzhannikov A. V., Thumm M. K. A., Burdakov A. V., Burmasov V. S., Ginzburg N. S., Ivanov I. A., Kalinin P. V., Kasatov A. A., Kurkuchekov V. V., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Mekler K. I., Peskov N. Yu., Polosatkin S. V., Popov S. S., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sergeev A. S., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Stepanov V. D., Vyacheslavov L. N., Zaslavsky V. Yu. Two ways for high-power generation of subterahertz radiation by usage of strong relativistic electron beams // *Terahertz Science and Technology, IEEE Transactions on*. — 2015. — Vol. 5, 3. — P. 478-485.

198. Ivanov I. A., Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Burmasov V. S., Gavrilenko D. E., Kasatov A. A., Kandaurov I. V., Kurkuchekov V. V., Kuznetsov S. A., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Popov S. S., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sklyarov V. F., Sorokina N. V., Trunev Yu. A.,

Vyacheslavov L. N. MM-wave emission by magnetized plasma during sub-relativistic electron beam relaxation // *Physics of Plasmas*. — 2015. — Vol. 22, 12. — P. 122302. — doi: 10.1063/1.4936874.

199. Бурдаков А. В., Авроров А. П., Аржанников А. В., Астрелин В. Т., Баткин В. И., Белых В. В., Бурмасов В. С., Вячеславов Л. Н., Гришняев Е. С., Деревянкин Г. Е., Попов С. С., Иваненко В. Г., Иванов И. А., Иванцовский М. В., Калинин П. В., Кандауров И. В., Кузнецов А. С., Кузнецов С. А., Куклин К. Н., Макаров А. Г., Макаров М. А., Меклер К. И., Полосаткин С. В., Поступаев В. В., Примак М. А., Ровенских А. Ф., Сеницкий С. Л., Степанов В. Д., Судников А. В., Суляев Ю. С., Склярв В. Ф., Сорокина Н. В., Трунев Ю. А., Цура М. А., Шошин А. А. Многопробочная ловушка ГОЛ-3: состояние и перспективы // Тезисы докладов XXXVI Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. — Звенигород, Россия, 2009. — С. 23.

200. Кузнецов С. А., Аржанников А. В., Бурдаков А. В., Вячеславов Л. Н., Иванцовский М. В., Меклер К. И., Полосаткин С. В., Попов С. С., Поступаев В. В., Ровенских А. Ф., Сеницкий С. Л., Склярв В. Ф., Суляев Ю. С. Субмиллиметровая $2\omega_p$ -радиометрия турбулентной плазмы на установке ГОЛ-3 // Тезисы докладов XXXVI Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. — Звенигород, Россия, 2009. — С. 44.

201. Кузнецов С. А., Аржанников А. В., Бурдаков А. В., Меклер К. И., Полосаткин С. В., Попов С. С., Поступаев В. В., Ровенских А. Ф., Сеницкий С. Л., Склярв В. Ф., Суляев Ю. С. Субмиллиметровая СВЧ-радиометрия турбулентной плазмы на установке ГОЛ-3 // Тезисы докладов XIII Всероссийской конференции «Диагностика высокотемпературной плазмы». — Звенигород, Россия, 2009. — С. 39-41.

202. Поступаев В. В., Аржанников А. В., Астрелин В. Т., Баткин В. И., Батраков А. М., Бурдаков А. В., Бурмасов В. С., Вячеславов Л. Н., Иванов И. А., Иванцовский М. В., Квашнин А. Н., Кузнецов С. А., Куклин К. Н., Макаров М. А., Попов С. С., Примак М. А., Ровенских А. Ф., Полосаткин С. В., Сазанский В. Я., Сеницкий С. Л., Склярв В. Ф., Сорокина Н. В., Судников А. В., Суляев Ю. С., Федотов М. Г., Хильченко А. Д., Шошин А. А. Статус и развитие диагностического комплекса многопробочной ловушки ГОЛ-3 // Тезисы докладов XIII Всероссийской конференции «Диагностика высокотемпературной плазмы». — Звенигород, Россия, 2009. — С. 131-132.

203. Поступаев В. В., Астрелин В. Т., Баткин В. И., Бурдаков А. В., Бурмасов В. С., Вячеславов Л. Н., Иваненко В. Г., Иванов И. А., Иванцовский М. В., Кузнецов С. А., Куклин К. Н., Макаров М. А., Меклер К. И., Полосаткин С. В., Попов С. С., Ровенских А. Ф., Сеницкий С. Л., Степанов В. Д., Судников А. В., Суляев Ю. С., Склярв В. Ф., Сорокина Н. В.,

Шошин А. А. Эксперименты с тонким электронным пучком на установке ГОЛ-3 // Тезисы докладов XXXVII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. — Звенигород, Россия, 2010. — С. 31.

204. Скляр В. Ф., Бурдаков А. В., Кузнецов С. А., Меклер К. И., Полосаткин С. В., Поступаев В. В., Ровенских А. Ф., Сеницкий С. Л. Исследование спектра эмиссии субмиллиметрового излучения при турбулентном нагреве плазмы на установке ГОЛ-3 // Тезисы докладов XXXVII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. — Звенигород, Россия, 2010. — С. 56.

205. Kuznetsov S. A., Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Ivantsivsky M. V., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Popov S. S., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Sulyaev Yu. S., Vyacheslavov L. N. Investigation of subterhaertz emission from turbulent plasma heated by powerful REB at multimirror trap GOL-3 // 2009 IEEE International Conference on Plasma Science - Abstracts, ICOPS 2009, Category number CFP09ICO, Code 78121. — San Diego, CA, United States. — doi: 10.1109/PLASMA.2009.5227394.

206. Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Sulyaev Yu. S., Vyacheslavov L. N. Subterahertz Emission at Strong REB-Plasma Interaction in Multimirror Trap GOL-3 // Abstracts of 8th Intern. Conf. on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement. — Novosibirsk, Russia, 2010. — P. 31.

207. Postupaev V. V., Arzhannikov A. V., Astrelin V. T., Batkin V. I., Burdakov A. V., Burmasov V. S., Ivanov I. A., Ivantsivsky M. V., Kuklin K. N., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Popov S. S., Rovenskikh A. F., Shoshin A. A., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Sorokina N. V., Sudnikov A. V., Sulyaev Yu. S., Vyacheslavov L. N. Experiments with “Thin” Electron Beam at GOL-3 // Abstracts of 8th Intern. Conf. on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement. — Novosibirsk, Russia, 2010. — P. 49.

208. Burmasov V. S., Bobilev V. B., Ivanova A. A., Ivanenko S. V., Kasatov A. A., Kasatov D. A., Kuklin K. N., Popov S. S., Puryga E. A., Rovenskikh A. F., Sklyarov V. F. and CO₂ Interferometer for GOL-3 Multimirror Trap // Abstracts of 8th Intern. Conf. on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement. — Novosibirsk, Russia, 2010. — P. 101.

209. Postupaev V. V., Arzhannikov A. V., Batkin V. I., Burdakov A. V., Burmasov V. S., Ivanov I. A., Ivantsivsky M. V., Kuklin K. N., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Popov S. S., Rovenskikh A. F., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Sorokina N. V., Sudnikov A. V.,

Sulyaev Yu. S., Vyacheslavov L. N. Experiments with Gradual-Energy-Growth Electron Beam at GOL-3 // Abstracts of 8th Intern. Conf. on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement. — Novosibirsk, Russia, 2010. — P. 104.

210. Postupaev V. V., Arzhannikov A. V., Astrelin V. T., Batkin V. I., Burdakov A. V., Burmasov V. S., Ivanov I. A., Ivantsivsky M. V., Kuklin K. N., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Popov S. S., Rovenskikh A. F., Shoshin A. A., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Sorokina N. V., Sudnikov A. V., Sulyaev Yu. S., Vyacheslavov L. N. Experiments with “thin” electron beam at GOL-3 // 37th EPS Conference on Plasma Physics. — Ireland, 2010. — P1.1080.

211. Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Mekler K. I., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sklyarov V. F., Sinitsky S. L. Generation of Submillimeter Radiation by Strong Plasma Turbulence at Electron Beam – Plasma Interaction // Conference Guide of 35th Int. Conf. on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves “IRMMW-THz 2010”, September 5-10. — Rome, Italy, 2010. — Paper Fr-E1.4.

212. Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Kalinin P. V., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Stepanov V. D., Sulyaev Yu. S., Vyacheslavov L. N. Subterahertz generation by strong Langmuir turbulence at two-stream instability of high-current 1-MeV REBs // Digest Reports of Int. Symposium “Terahertz Radiation: Generation and Application”, July 26-29. — Novosibirsk, Russia, 2010. — P. 42.

213. Burdakov A. V., Avrorov A. P., Arzhannikov A. V., Astrelin V. T., Batkin V. I., Burmasov V. S., Bykov P. V., Vyacheslavov L. N., Derevyankin G. E., Ivanenko V. G., Ivanov I. A., Ivantsivsky M. V., Kandaurov I. V., Kuznetsov S. A., Kuklin K. N., Makarov M. A., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Popov S. S., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sinitsky S. L., Stepanov V. D., Sudnikov A. V., Sulyaev Yu. S., Timofeev I. V., Sklyarov V. F., Sorokina N. V., Shoshin A. A., Trunev Yu. A. New Experiments on the GOL-3 Multiple Mirror Trap // Proceedings of 23rd IAEA Fusion Energy Conference. — Daejeon, Korea, 2010. — EXC/P4-03.

214. Скляр В. Ф., Аржанников А. В., Бурдаков А. В., Кузнецов С. А., Меклер К. И., Полосаткин С. В., Поступаев В. В., Ровенских А. Ф., Синицкий С. Л. Исследование эмиссии субмиллиметрового электромагнитного излучения при турбулентном нагреве плазмы на установке ГОЛ-3 // Тезисы докладов XXXVIII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. — Звенигород, Россия, 2011. — С. 49.

215. Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Burmasov V. S., Kalinin P. V., Ivanov I. A., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Postupaev V. V., Popov S. S., Rovenskikh A. F., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Stepanov V. D., Sulyaev Yu. S., Thumm M. K. A., Vyacheslavov L. N. Subterahertz electromagnetic emission of strong turbulent plasma driven by high current REB // 38th EPS Conference on Plasma Physics. — Strasbourg, 2011. — P2.006. — <http://ocs.ciemat.es/EPS2011PAP/pdf/P2.006.pdf>.
216. Postupaev V. V., Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Ivanov I. A., Ivantsivsky M. V., Kuklin K. N., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Popov S. S., Rovenskikh A. F., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Sorokina N. V., Sudnikov A. V., Vyacheslavov L. N. Advances in plasma heating and confinement in multiple-mirror trap GOL-3 // 38th EPS Conference on Plasma Physics. — Strasbourg, 2011. — P5.044. — <http://ocs.ciemat.es/EPS2011PAP/pdf/P5.044.pdf>.
217. Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Kalinin P. V., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Stepanov V. D., Sulyaev Yu. S., Thumm M. K. A., Vyacheslavov L. N. Subterahertz Generation by Magnetized Plasma at Two-Stream Instability of High Current 1-MeV REB // Proceedings of 8th International Workshop "Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications", July 9-16. — N.-Novgorod – St.Peterburg, 2011. — P. 209-210.
218. Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Kalinin P. V., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Mekler K. I., Popov A. A., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Stepanov V. D., Sulyaev Yu. S., Thumm M. K. A., Vyacheslavov L. N. Emission of Submm-Radiation by Strong Turbulent Plasma at Two-Stream Instability of High Current REB // 36th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves IRMMW-THz 2011. — Houston, Texas, USA, 2011. — W5.45.
219. Бурмасов В. С., Бобылев В. Б., Иванова А. А., Иваненко С. В., Касатов А. А., Касатов Д. А., Кругляков Э. П., Кузлин К. Н., Попов С. С., Поступаев В. В., Пурьга Е. А., Ровенских А. Ф., Скляров В. Ф. ИК интерферометр для исследования субтермоядерной плазмы в многопробочной ловушке ГОЛ-3 // Тезисы докладов XIV Всероссийской конференции «Диагностика высокотемпературной плазмы». — Звенигород, Россия, 2011. — С. 117-118.
220. Аржанников А. В., Бурдаков А. В., Вячеславов Л. Н., Касатов А. А., Кузнецов С. А., Макаров М. А., Меклер К. И., Поступаев В. В., Попов С. С., Синицкий С. Л., Скляров В. Ф. Диагностический комплекс для исследований генерации субтерагерцового излучения при пучково-плазменном взаимодействии на установке ГОЛ-3 // Тезисы докладов XIV

Всероссийской конференции «Диагностика высокотемпературной плазмы». — Звенигород, Россия, 2011. — С. 125-126.

221. Бурдаков А. В., Авроров А. П., Аржанников А. В., Астрелин В. Т., Баткин В. И., Беклемишев А. Д., Белых В. В., Бурмасов В. С., Вячеславов Л. Н., Гавриленко Д. Е., Гришняев Е. С., Деревянкин Г. Е., Попов С. С., Иваненко В. Г., Иванов А. А., Иванов И. А., Иванцовский М. В., Калинин П. В., Кандауров И. В., Кузнецов С. А., Куклин К. Н., Куркучек В. В., Макаров М. А., Меклер К. И., Полосаткин С. В., Поступаев В. В., Ровенских А. Ф., Сеницкий С. Л., Степанов В. Д., Судников А. В., Суляев Ю. С., Скляр В. Ф., Сорокина Н. В., Трунев Ю. А., Шошин А. А. Перспективы аксиально-симметричной многопробочной ловушки // Тезисы докладов XXXIX Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, 6-10 февраля. — Звенигород, Россия, 2012. — С. 29.

222. Иванцовский М. В., Аржанников А. В., Астрелин В. Т., Бурдаков А. В., Бурмасов В. С., Вячеславов Л. Н., Попов С. С., Иванов И. А., Касатов А. А., Макаров М. А., Меклер К. И., Полосаткин С. В., Поступаев В. В., Ровенских А. Ф., Сеницкий С. Л., Судников А. В., Суляев Ю. С., Скляр В. Ф. Изучение быстрых флуктуаций плотности при инжекции РЭП в плазму многопробочной ловушки ГОЛ-3 // Тезисы докладов XXXIX Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, 6-10 февраля. — Звенигород, Россия, 2012. — С. 35.

223. Аржанников А. В., Бурдаков А. В., Бурмасов В. С., Иванов И. А., Иванцовский М. В., Кузнецов С. А., Меклер К. И., Попов С. С., Полосаткин С. В., Поступаев В. В., Ровенских А. Ф., Сеницкий С. Л., Скляр В. Ф., Тумм М. К. А. Генерация субтерагерцового излучения в экспериментах по нагреву плазмы в соленоиде мощным РЭП // Тезисы докладов XXXIX Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, 6-10 февраля. — Звенигород, Россия, 2012. — С. 63.

224. Thumm M. K. A., Arzhannikov A. V., Astrelin V. T., Burdakov A. V., Ginzburg N. S., Ivanov I. A., Kalinin P. V., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Mekler K. I., Paulish A. G., Peskov N. Yu., Polosatkin S. V., Popov S. A., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sergeev A. S., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Stepanov V. D., Vyacheslavov L. N., Yu. Zaslavsky V. Sub-terahertz emission by magnetized plasma at two-stream instability of REB and by two-channel planar FEM with combined electrodynamic system // 4th Int. Workshop on Far-Infrared Technologies 2012 (IW-FIRT 2012). — Fukui, Japan, 2012. — P. 7-9.

225. Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Kalinin P. V., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Ivanov I. A., Mekler K. I., Kandaurov I. V., Kurkuchekov V. V., Popov A. A., Postupaev V. V.,

Rovenskih A. F., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Stepanov V. D., Sulyaev Yu. S., Thumm M. K. A., Timofeev I. V., Vyacheslavov L. N. Experimental and theoretical investigations of emission of high power mm-wave and THz-radiation from magnetized plasma at two-stream instability of high current electron beams // 24th Joint Russian-German Meeting on ECRH and Gyrotrons, June 11-15. — Nizhny Novgorod, Russia, 2012.

226. Burdakov A. V., Avrorov A. P., Arzhannikov A. V., Astrelin V. T., Batkin V. I., Beklemishev A. D., Burmasov V. S., Bykov P. V., Derevyankin G. E., Ivanov I. A., Ivantsivsky M. V., Kandaurov I. V., Kasatov A. A., Kurkuchekov V. V., Kuklin K. N., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Popov S. S., Postupaev V. V., Rovenskih A. F., Shoshin A. A., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Stepanov V. D., Sudnikov A. V., Sulyaev Yu. S., Timofeev I. V., Trunev Yu. A., Vyacheslavov L. N. First Experiments on Injection of High-Power Long Pulse Electron Beam in Multiple-Mirror Trap GOL-3 // 39th EPS Conference and 16th Int. Congress on Plasma Physics, 2-6 July 2012. — Stockholm, Sweden, 2012. — PD2.004. — <http://ocs.ciemat.es/epsicpp2012pap/pdf/PD2.004.pdf>.

227. Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Burmasov V. S., Ivanov I. A., Ivantsivsky M. V., Kotelnikov I. A., Kuznetsov S. A., Mekler K. I., Popov S. S., Polosatkin S. V., Postupaev V. V., Rovenskih A. F., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Timofeev I. V., Thumm M. K. A. Sub-mm Wave Emission at Beam-Plasma Interaction in a Multimirror Trap // 39th EPS Conference and 16th Int. Congress on Plasma Physics, 2-6 July 2012. — Stockholm, Sweden, 2012. — P5.182. — <http://ocs.ciemat.es/epsicpp2012pap/pdf/P5.182.pdf>.

228. Burdakov A. V., Avrorov A. P., Arzhannikov A. V., Astrelin V. T., Batkin V. I., Beklemishev A. D., Burmasov V. S., Bykov P. V., Derevyankin G. E., Ivanenko V. G., Ivanov I. A., Ivantsivsky M. V., Kandaurov I. V., Kasatov A. A., Kuznetsov S. A., Kurkuchekov V. V., Kuklin K. N., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Popov S. S., Postupaev V. V., Rovenskih A. F., Sinitsky S. L., Stepanov V. D., Sudnikov A. V., Sulyaev Yu. S., Timofeev I. V., Trunev Yu. A., Sklyarov V. F., Sorokina N. V., Shoshin A. A., Vyacheslavov L. N. Development of Extended Heating Pulse Operation Mode at GOL-3 // Abstracts of 9th Intern. Conf. on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement, 27-31 August 2012. — Tsukuba, Japan, 2012.

229. Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Burmasov V. S., Kalinin P. V., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Ivanov I. A., Mekler K. I., Popov A. A., Postupaev V. V., Rovenskih A. F., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Stepanov V. D., Timofeev I. V., Thumm M. K. A., Vyacheslavov L. N. Experimental and Theoretical Investigations of High Power Sub-millimeter Wave Emission at Two-Stream Instability of High Current REB // Abstracts of 9th Intern. Conf. on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement, 27-31 August 2012., — Tsukuba, Japan, 2012.

230. Burdakov A. V., Arzhannikov A. V., Burmasov V. S., Ivanov I. A., Ivantsivsky M. V., Kandaurov I. V., Kasatov A. A., Kuznetsov S. A., Kurkuchekov V. V., Kuklin K. N., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Popov S. S., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sklyarov V. F., Sudnikov A. V., Thumm M. K. A., Trunев Yu. A., Vyacheslavov L. N. Microwave Generation during 100 keV Electron Beam Relaxation in GOL-3 // Abstracts of 9th Intern. Conf. on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement, 27-31 August 2012. — Tsukuba, Japan, 2012.

231. Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Burmasov V. S., Kalinin P. V., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Ivanov I. A., Mekler K. I., Popov S. S., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Stepanov V. D., Timofeev I. V., Thumm M. K. A., Vyacheslavov L. N. Experimental and Theoretical Investigations of High Power sub-Millimeter Wave Emission from Plasma Turbulence Pumped by High Current REB // Book of Abstracts of 4th Euro-Asian Pulsed Power Conference and 19th International Conference on High-Power Particle Beams (EAPPC 2012/BEAMS 2012), September 30 - October 4. — Karlsruhe, Germany, 2012. — P. 126.

232. Burdakov A. V., Avrorov A. P., Arzhannikov A. V., Astrelin V. T., Batkin V. I., Beklemishev A. D., Burmasov V. S., Bykov P. V., Vyacheslavov L. N., Derevyankin G. E., Ivanenko V. G., Ivanov I. A., Ivantsivsky M. V., Kandaurov I. V., Kasatov A. A., Kuznetsov S. A., Kurkuchekov V. V., Kuklin K. N., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Popov S. S., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sinitsky S. L., Stepanov V. D., Sudnikov A. V., Sulyaev Yu. S., Timofeev I. V., Sklyarov V. F., Sorokina N. V., Shoshin A. A. Experiments on GOL-3 Multiple Mirror Trap for Fusion Program // Proceedings of 24rd IAEA Fusion Energy Conference, 8-13 October 2012. — San Diego, USA, 2012. — EX-C.

233. Поступаев В. В., Авроров А. П., Аржанников А. В., Астрелин В. Т., Баткин В. И., Бурдаков А. В., Бурмасов В. С., Вячеславов Л. Н., Иванов И. А., Иванцовский М. В., Кандауров И. В., Касатов А. А., Кузнецов С. А., Куклин К. Н., Куркучек В. В., Меклер К. И., Полосаткин С. В., Попов С. С., Ровенских А. Ф., Складоров В. Ф., Судников А. В., Суляев Ю. С., Трунев Ю. А., Шошин А. А. Эксперименты со 100-мкс электронным пучком на установке ГОЛ-3 // Тезисы докладов XL Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС, 11-15 февраля. — Звенигород, Россия, 2013. — С. 31.

234. Складоров В. Ф., Аржанников А. В., Бурдаков А. В., Бурмасов В. С., Вячеславов Л. Н., Иванов И. А., Кандауров И. В., Кузнецов С. А., Куркучек В. В., Меклер К. И., Полосаткин С. В., Попов С. С., Поступаев В. В., Ровенских А. Ф., Трунев Ю. А., Тумм М. К. А. Генерация микроволнового излучения во время релаксации 100 кэВ электронного пучка в

плазме на установке ГОЛ-3 // Тезисы докладов XL Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС, 11-15 февраля. — Звенигород, Россия, 2013. — С. 259.

235. Иванов И. А., Аржанников А. В., Бурдаков А. В., Бурмасов В. С., Иванцовский М. В., Кузнецов С. А., Меклер К. И., Полосаткин С. В., Попов С. С., Поступаев В. В., Ровенских А. Ф., Сеницкий С. Л., Скляр В. Ф., А. Тумм М. К. Генерация терагерцового излучения на установке ГОЛ-3 // Тезисы докладов IX Всероссийского семинара по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн, 26 февраля - 1 марта. — Нижний Новгород, Россия : Институт прикладной физики РАН, 2013. — С. 17-18.

236. Скляр В. Ф., Аржанников А. В., Бурдаков А. В., Иванов И. А., Кузнецов С. А., Меклер К. И., Полосаткин С. В., Поступаев В. В., Ровенских А. Ф., Сеницкий С. Л., Макаров М. А. Поляризация суб-терагерцового излучения при коллективном нагреве плазмы электронным пучком // Тезисы докладов XV Всероссийской конференции «Диагностика высокотемпературной плазмы», 3 - 7 июня 2013. — Звенигород, Россия, 2013. — С. 108-109.

237. Postupaev V. V., Burdakov A. V., Ivanov I. A., Sklyarov V. F., Arzhannikov A. V., Gavrilenko D. Ye., Kandaurov I. V., Kasatov A. A., Kurkuchekov V. V., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Popov S. S., Rovenskikh A. F., Sudnikov A. V., Sulyaev Yu. S., Trunev Yu. A., Vyacheslavov L. N. Temporal Structure of $\sim 2\omega_p$ Emission at Plasma Heating by Long-Pulse Electron Beam // 40th EPS Conference on Plasma Physics, 1-5 July 2013. — Espoo, Finland, 2013. — P5.409. — Vol. 37D. — <http://ocs.ciemat.es/EPS2013PAP/pdf/P5.409.pdf>. — ISBN 2-914771-84-3.

238. Ivanov I. A., Arzhannikov A. V., Astafyev M. A., Burdakov A. V., Kuznetsov S. A., Mekler K. I., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sklyarov V. F., Thumm M. K. A. Sub-THz Spectrally-Selective Quasi-Optical System // 40th EPS Conference on Plasma Physics, 1-5 July 2013. — Espoo, Finland, 2013. — P6.008. — Vol. 37D. — <http://ocs.ciemat.es/EPS2013PAP/pdf/P6.008.pdf>. — ISBN 2-914771-84-3.

239. Arzhannikov A. V., Astrelin V. T., Burdakov A. V., Ivanov I. A., Kandaurov I. V., Kurkuchekov V. V., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Popov S. A., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sinitzky S. L., Sklyarov V. F., Timofeev I. V., Trunev Y. A., Thumm M. K. A., Vyacheslavov L. N. Sub-THz wave generation by magnetized plasma with strong turbulence driven by high-current REB // 38th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, IRMMW-THz 2013, 1 - 6 September, Code 102316. — Mainz, Germany, 2013. — doi: 10.1109/IRMMW-THz.2013.6665456.

240. Arzhannikov A. V., Astaf'ev M. V., Burdakov A. V., Burmasov V. S., Gavrilenko D. E., Ivanov I. A., Kasatov A. A., Kuznetsov S. A., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Vyacheslavov L. N. and Observation of the spectral and polarization dynamics of sub-THz emission from E-beam - plasma interaction area // 41st EPS Conference on Plasma Physics, 23 - 27 June 2014. — Berlin, Germany, 2014. — P2.150. — <http://ocs.ciemat.es/EPS2014PAP/pdf/P2.150.pdf>.

241. Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Burmasov V. S., Gavrilenko D. E., Ivanov I. A., Kasatov A. A., Kandaurov I. V., Kurkuchekov V. V., Kuznetsov S. A., Mekler K. I., Popov S. S., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sklyarov V. F., Sudnikov A. V., Trunев Yu. A., Vyacheslavov L. N. Microwave generation in experiments on sub-relativistic electron beam relaxation in magnetized plasmas // 41st EPS Conference on Plasma Physics, 23 - 27 June 2014. — Berlin, Germany, 2014. — P5.091. — <http://ocs.ciemat.es/EPS2014PAP/pdf/P5.091.pdf>.

242. Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Ivanov I. A., Kandaurov I. V., Kasatov A. A., Kurkuchekov V. V., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Thumm M. K. A., Trunев Yu. A., Vyacheslavov L. N. Spectrum and polarization of plasma emission at high current beam relaxation (invited talk) // Proceedings of the 9th International Workshop “Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications”, July 24 - 30. — Nizhny Novgorod, Russia : IAP RAS, 2014. — P. 197-198.

243. Burdakov A. V., Avrorov A. P., Arzhannikov A. V., Astrelin V. T., Batkin V. I., Burmasov V. S., Bykov P. V., Gavrilenko D. E., Ivanov I. A., Kandaurov I. V., Kasatov A. A., Kurkuchekov V. V., Kuklin K. N., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Popov S. S., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Shoshin A. A., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Sorokina N. V., Stepanov V. D., Sudnikov A. V., Sulyaev Yu. S., Trunев Yu. A., Vyacheslavov L. N. Recent experiments in GOL-3 Multiple Mirror Trap // The 10th International Conference on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement, August 26-29. — Daejeon, Korea, 2014. — P. 23.

244. Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Burmasov V. S., Gavrilenko D. E., Ivanov I. A., Kandaurov I. V., Kurkuchekov V. V., Kuznetsov S. A., Mekler K. I., Popov S. S., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sklyarov V. F., Trunев Yu. A., Vyacheslavov L. N. Microwave generation from magnetized plasmas during sub-relativistic electron beam relaxation // The 10th International Conference on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement, August 26-29. — Daejeon, Korea, 2014. — P. 70.

245. Burdakov A. V., Avrorov A. P., Arzhannikov A. V., Astrelin V. T., Batkin V. I., Burmasov V. S., Bykov P. V., Gavrilenko D. E., Ivanov I. A., Ivantsivsky M. V., Kandaurov I. V., Kasatov A. A., Kuklin K. N., Kurkuchekov V. V., Kuznetsov S. A., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Popov S. S., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Shoshin A. A., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Sorokina N. V., Stepanov V. D., Sudnikov A. V., Sulyaev Yu. S., Trunев Yu. A., Vyacheslavov L. N. Status of GOL-3 Multiple Mirror Trap Experiments // 25th Fusion Energy Conference (IAEA FEC 2014), 13-18 October 2014. — St. Petersburg, Russia, 2014. — EX-P4-23. — http://www-naweb.iaea.org/naweb/physics/FEC/FEC2014/fec2014-preprints/565_EXP423.pdf.

246. Аржанников А. В., Бурдаков А. В., Бурмасов В. С., Вячеславов Л. Н., Иванов И. А., Кандауров И. В., Кузнецов С. А., Меклер К. И., Полосаткин С. В., Поступаев В. В., Ровенских А. Ф., Склярков В. Ф. Исследование СВЧ-излучения, образующегося при релаксации слаборелятивистского электронного пучка в плазме // Тезисы докладов XLII Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС, 9-13 февраля. — Звенигород, Россия, 2015. — С. 92.

247. Аржанников А. В., Астрелин В. Т., Бурдаков А. В., Бурмасов В. С., Вячеславов Л. Н., Иванов И. А., Макаров М. А., Меклер К. И., Попов С. С., Поступаев В. В., Ровенских А. Ф., Сеницкий С. Л., Степанов В. Д., Склярков В. Ф. Генератор терагерцового излучения на основе интенсивного пучково-плазменного взаимодействия // Тезисы докладов XLII Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС, 9-13 февраля. — Звенигород, Россия, 2015. — С. 306.