

ISSN 0367-2921

Том 49, Номер 8

Август 2023



ФИЗИКА ПЛАЗМЫ



www.sciencejournals.ru

Журнал для научных работников в области теоретических и экспериментальных исследований по физике плазмы и взаимодействию плазмы с твердым телом, по проблеме управляемого термоядерного синтеза



СОДЕРЖАНИЕ

Том 49, номер 8, 2023

СТЕЛЛАРАТОРЫ

Структура флуктуаций в краевой плазме стелларатора в режимах с транспортными переходами

Д. Г. Васильков, Н. Н. Скворцова, Н. К. Харчев

731

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛН С ПЛАЗМОЙ

О возможности снижения аномального поглощения необыкновенной волны накачки в широком диапазоне плотностей плазмы

Е. З. Гусаков, А. Ю. Попов

740

ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ

Особенности аномального излучения плазмы в экспериментах по электронному циклотронному нагреву необыкновенной волной на второй гармонике резонанса в широком диапазоне плотностей

Е. З. Гусаков, А. Ю. Попов

753

Скользкий по поверхности воды разряд, как источник УФ-излучения и гидроксильных радикалов в жидкости

А. М. Анпилов, Э. М. Бархударов, Ю. Н. Козлов, И. В. Моряков, С. М. Темчин, И. М. Тактакишвили

765

ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Ускорение электронов в комбинированной магнитной ловушке в синхронном режиме

В. П. Милантьев, В. В. Андреев, В. А. Туриков

771

КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ

Распределение плазмы в столбе СВЧ-разряда низкого давления, поддерживаемого стоячей поверхностной волной

В. И. Жуков, Д. М. Карфидов

779

НЕИДЕАЛЬНАЯ ПЛАЗМА

Линия единичного фактора сжимаемости в низкотемпературной плазме металлов

Е. М. Анфельбаум

789

КОСМИЧЕСКАЯ ПЛАЗМА

Численное моделирование взаимодействия высокоскоростных плазменных струй при инъекции в ионосфере земли

Т. В. Лосева, Е. М. Урвачев, Ю. И. Зецер, А. Н. Ляхов, И. Б. Косарев, Ю. В. Поклад

797

Генерация мягкого рентгеновского и вакуумного ультрафиолетового излучения при взаимодействии водородного плазменного потока с газовой струей

*Д. А. Топорков, Д. А. Бурмистров, В. В. Гаврилов, А. М. Житлухин,
В. А. Костюшин, С. Д. Лиджигоряев, А. В. Пушина, С. А. Пикуз,
С. Н. Рязанцев, И. Ю. Скобелев*

807

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА

Пылевая плазма в солнечной системе: безатмосферные космические тела

С. И. Попель, Л. М. Зеленый, А. В. Захаров

813

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

Исследование влияния анода на ФРЭЭ и пространственный профиль концентрации электронов в разряде с полым катодом в гелии

С. Н. Андреев, А. В. Бернацкий, Н. А. Дятко, И. В. Кочетов, В. Н. Очкин

821

СТРУКТУРА ФЛУКТУАЦИЙ В КРАЕВОЙ ПЛАЗМЕ СТЕЛЛАРАТОРА В РЕЖИМАХ С ТРАНСПОРТНЫМИ ПЕРЕХОДАМИ

© 2023 г. Д. Г. Васильков^{a,b,*}, Н. Н. Скворцова^a, Н. К. Харчев^a

^a Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия

^b Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия

*e-mail: lhdld81@mail.ru

Поступила в редакцию 04.04.2023 г.

После доработки 23.05.2023 г.

Принята к публикации 31.05.2023 г.

Представлена эволюция флуктуирующих сигналов электростатических и магнитных зондов и рефлектометрии на стеллараторе Л-2М. Установка Л-2М представляет собой квазистационарную тороидальную магнитную ловушку, в которой плазма создается и нагревается с помощью мощного импульсного СВЧ-излучения. Анализировались импульсы с переходами к режимам улучшенного удержания, сопровождающиеся увеличением энергии, ростом плотности плазмы и перестройкой периферийного электрического поля. Спектральный анализ сигналов проводится с использованием Фурье-анализа и различных вейвлетов. Рассмотрено возможное влияние магнитогидродинамических и кинетических неустойчивостей на развитие переходных процессов.

Ключевые слова: магнитное удержание, стелларатор, транспортные переходы, турбулентность, зондовые измерения, рефлектометрия

DOI: 10.31857/S0367292123600371, **EDN:** HFLUJY

1. ВВЕДЕНИЕ

Для достижения условий критерия Лоусона в термоядерных установках управляемого термоядерного синтеза (УТС) необходимо не только экстенсивное увеличение габаритов установок, но и улучшение физических характеристик удержания — увеличение электронной плотности плазмы n_e , относительного плазменного давления β , энергетического времени жизни τ_E . Скачкообразно данные параметры могут измениться при переходе в режим улучшенного удержания ($L-H$).

С момента открытия H -режима в токамаке ASDEX [1] в различных экспериментах было обнаружено большое разнообразие режимов с улучшенным удержанием. В стеллараторах H -режим был впервые продемонстрирован в [2], а существенное увеличение энергии плазмы W было продемонстрировано, например, в [3]. Общеизвестными признаками $L-H$ -перехода являются снижение уровня флуктуаций краевых параметров плазмы (плотности, потенциала, электрического поля, потока частиц) и интенсивности излучения H_α , а также скачкообразное увеличение энергии плазмы W и параметра β .

Хорошо известно, что в тороидальных установках УТС рациональные магнитные поверхно-

сти низкого и среднего порядка могут играть важную роль в удержании плазмы. Например, в стеллараторах с малым широм (угла вращательного преобразования) можно достичь лучших условий удержания, если вращательное преобразование близко, но ниже рационального значения [4]. В системах с большим широм существование рациональных магнитных поверхностей низкого порядка может обеспечить снижение переноса [3].

Что касается рациональных магнитных поверхностей низкого и среднего порядка на границе плазмы, наиболее типичным их следствием является развитие краевых локализованных мод (ELM). ELM — это короткие периодические возмущения плазменного фронта, которые наблюдаются во многих экспериментах в токамаках и стеллараторах. Различные магнитогидродинамические (МГД) неустойчивости рассматриваются как движущий механизм ELM -активности (например, баллонные, перестановочные и пилинг-моды [5]).

Появление ELM было также отмечено в МГД-устойчивом гелиаке TJ-II [6]. Для объяснения этого эффекта потребовалось рассмотреть дрейфовые колебания в рамках двухжидкостной гидродинамики, и объяснение было найдено с учетом взаимодействия дрейфовых мод с альфвеновскими и акустическими волнами [7]. То есть

необходимо отметить, что физические явления, влияющие на процессы транспортных переходов, могут быть весьма сложными, и в первую очередь требуется анализ характерных частот и инкрементов возмущений.

Переход к режиму с лучшим удержанием обязательно сопровождается уменьшением турбулентного переноса, то есть стабилизацией плазменных неустойчивостей. Тем не менее, роли, которые играют неустойчивости, могут быть довольно разнообразными. Хорошо известно, что даже переход между тесно связанными состояниями не может произойти без какого-либо триггера. В частности, это может быть локальное возмущение профиля параметров плазмы в результате развития неустойчивости, а также изменения потока частиц со стенки камеры [8]. $L-H$ -переход в стеллараторе, сопровождающийся заметным ростом энергии плазмы и эволюцией краевых возмущений параметров, наблюдался, например, в TJ-II [9]. В большинстве тороидальных установок транспортный переход не сопровождается выраженными всплесками активности МГД, но, например, на токамаке HL-2A была обнаружена внутренняя МГД-мода как предвестник $L-H$ -перехода [10]. Транспортные переходы в тороидальных устройствах обычно демонстрируют особенности, типичные для бифуркаций [11]. Под этим подразумевается существование двух устойчивых стационарных состояний.

Статья организована следующим образом: в разд. 2 кратко описывается экспериментальная установка и характерные особенности удержания плазмы, в разд. 3 представлены экспериментальные данные и результаты вейвлет-анализа. В разд. 4 излагаются возможные теоретические объяснения наблюдаемых эффектов. В разд. 5 представлено заключение.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Установка Л-2М (ИОФ РАН) — классический стелларатор с большим широм магнитного поля и плоской геометрической осью. Полное число периодов винтового поля $N = 14$, заходность $l = 2$, большой радиус геометрической оси тора $R_0 = 1$ м, средний радиус сепаратрисы $a_p = 0.115$ м, максимальное (резонансное) магнитное поле на оси $B_0 = 1.34$ Т. За относительную координату малого радиуса принята $x = a/a_p$, где a — средний радиус эллиптической магнитной поверхности. Подробнее об установке см. [12]. Создание и нагрев плазмы осуществляется с помощью СВЧ-излучения в диапазоне мощностей 0.1–1 МВт методом электронно-циклотронного резонанса на 2-й гармонике гирочастоты (75 ГГц) [13].

Эксперименты, описанные здесь, проводились при $\langle \beta \rangle \leq 0.25\%$, где $\langle \beta \rangle$ есть отношение газо-

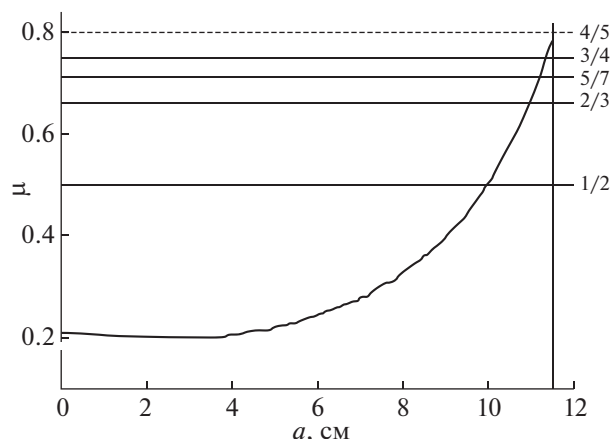


Рис. 1. Радиальное распределение угла вращательного преобразования μ при $\beta = 0.2\%$ и положение рациональных магнитных поверхностей.

кинетического давления плазмы к магнитному давлению, усредненное по объему плазменного шнура. В Л-2М плазма практически бестоковая, малый ток $I_p \sim 1$ кА (бутстреп) не может заметно изменить геометрию магнитных поверхностей или повлиять на условия устойчивости.

Для анализа возможных периферийных возмущений нужно представление о положении резонансных поверхностей вблизи сепаратрисы — внутренних и внешних. Зависимость угла вращательного преобразования μ от среднего радиуса магнитных поверхностей и положение рациональных магнитных поверхностей невысокого порядка представлены на рис. 1. Диагностический комплекс установки позволяет определять глобальные и радиальные параметры плазмы (W , $T_e(a)$, $n_e(a)$), а также флуктуирующие значения электрического поля и плотности с помощью зондовых диагностик, рефлектометрии и рассеяния СВЧ-излучения гиротрона на флуктуациях плотности [14]. На рис. 2 представлена схема расположения высокочастотных диагностик на установке.

Для спектрального и корреляционного анализа высокочастотных сигналов применялись численные методы фурье-анализа и вейвлет-анализ (по базовым вейвлетам Морли и Хаара) [15].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В статье приведены исследования характеристик импульсов плазмы с транспортными переходами, которые наблюдались в двух экспериментальных сессиях. Анализировались импульсы № 16081 (с переходом) и № 16082 (без перехода) при мощности СВЧ-нагрева $P = 450$ кВт и средней линейной плотности $n_e = 2 \times 10^{19}$ м⁻³. Для сравнительного анализа был выбран импульс

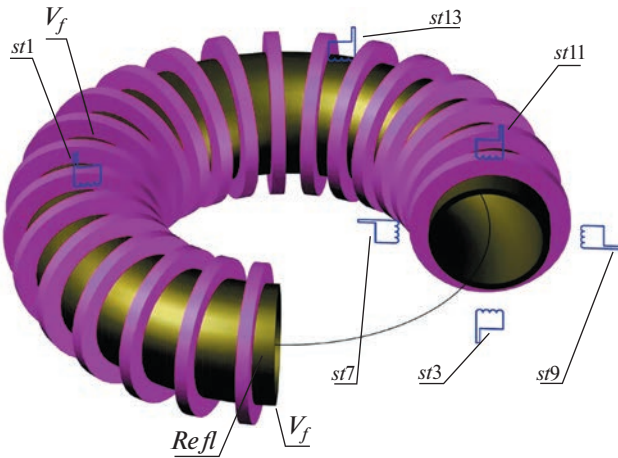


Рис. 2. 3D-модель установки и положения высокочастотных диагностических систем — магнитных зондов (st), Ленгмюровских зондов (V_f) и рефлектометрии (Refl).

№ 57442 с быстрым транспортным переходом (БТП), для которого ранее подробно анализировалась структура и эволюция периферийного электрического поля; $P = 180$ кВт и $n_e = 1.6 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ [16].

На рис. 3 представлены осциллограммы n_e , H_α и плавающего потенциала Ленгмюровского зонда V_f в положении 1 см вглубь от сепаратрисы для импульса № 16081. Как видно, в разряде есть черты спонтанного L – H -перехода; в момент времени около 57 мс наблюдается резкий рост n_e , более плавное падение H_α и уменьшение амплитуды колебаний электрического поля. Нужно отметить, что изменений в основных задаваемых параметрах — мощности СВЧ-нагрева P и режиме газонапуска нет, то есть переходы не вынужденные. На рис. 3г представлена мощность фурье-спектра сигнала V_f , где присутствует частотная полоса 10–30 кГц, практически исчезающая после перехода. Для сравнения представлены параметры сходного импульса № 16082, в котором перехода не наблюдается (рис. 4).

Далее анализировались экспериментальные результаты других диагностик, регистрирующие флуктуации параметров плазмы — магнитных (мирновских) катушек и доплеровской рефлектометрии. На рис. 5 представлены трехмерный Фурье (3d FFT) спектр и когерентность между сигналами магнитных зондов. Магнитные зонды разнесены на 13/14 вдоль тора (по тороидальной координате ϕ) и находятся в одном положении по полоидальной координате θ . Цветовая шкала соответствует различным значениям коэффициента Фурье и коэффициента когерентности. Видно возникновение возмущения с $f \sim 80$ кГц на 56-й мс, его исчезновение и возникновение

возмущения с $f \sim 30$ кГц при транспортном переходе. В импульсе без транспортного перехода (импульс № 16082) мода с $f \sim 80$ кГц также появляется на 56 мс и затухает при остывании плазмы на 61 мс. Важным является вопрос о причинах возникновения моды на 56 мс, поскольку на осциллограммах плотности и энергосодержания в этот момент времени нет соответствующих особенностей.

На корреляциях между разными магнитными зондами обнаружен рост кросс-когерентности на $f \sim 30$ кГц. Полоса 80 кГц на некоторых зондах пропадает при переходе, на других трансформируется. Ранее в работе [17] было обнаружено при БТП затухание мод с частотой $f \sim 35$ кГц и структурой $m = 5$, $n = 4$; m и n — соответственно тороидальное и полоидальное волновые числа. Соответствующей рациональной магнитной поверхности внутри сепаратрисы нет, возможно, возмущение связано с внешним резонансом.

Рассмотрим импульс с быстрым транспортным переходом (БТП) № 57442 (рис. 6). На магнитных зондах зарегистрировано устойчивое возмущение с частотой около 30 кГц, затухающее при транспортном переходе. Ранее мода с $f \sim 30$ кГц была обнаружена в импульсах с БТП, при переходе она трансформировалась в электромагнитную моду с частотой $f \sim 10$ кГц, характерной для геодезической акустической моды (ГАМ), но обладающей трехмерной геометрией. До перехода эта частота есть на когерентности между двумя сигналами V_f с разных Ленгмюровских зондов или V_f и флуктуирующим магнитным полем. После перехода она пропадает там и появляется на когерентности между двумя магнитными зондами [17].

Кроме того, на картине когерентности между двумя магнитными зондами (рис. 6) наблюдается исчезновение возмущения с частотой 130 кГц и появление возмущения с частотой 110 кГц. На рис. 7 представлены результаты измерений доплеровского рефлектометра [18]. Для режима с транспортным переходом приведены один из сигналов диагностики в течение импульса плазмы и изменение вейвлет-спектра, построенного по базовым вейвлетам Морли.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Рассмотрим характерные времена переходных процессов на разных параметрах плазмы в течение импульса с транспортным переходом. Падение интенсивности H_α начинается на 56-й мс, вспышка на магнитных зондах возникает на 56.5-й мс, падение флуктуаций и начало роста n_e и флуктуаций V_f происходит на 57-й мс, падение огибающей V_f и окончание роста n_e — на 58-й мс. Задержка между током и потенциалом при пере-

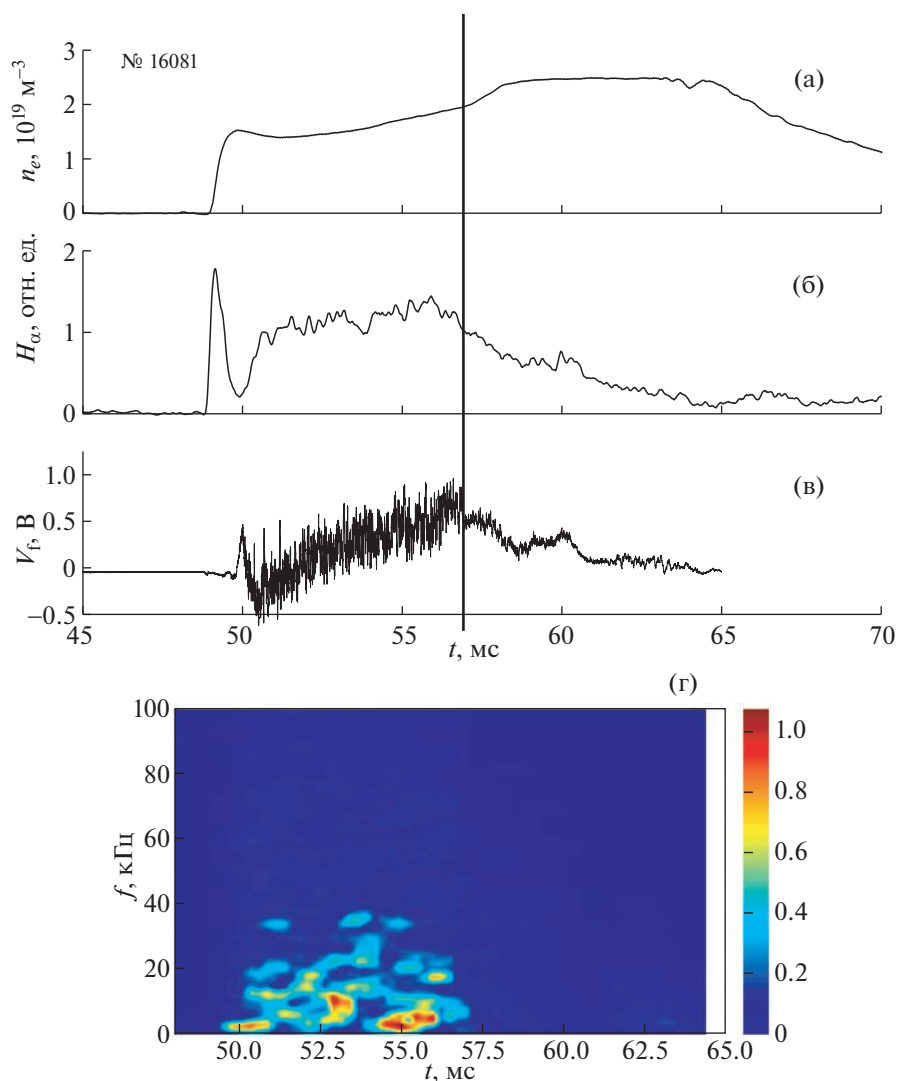


Рис. 3. Осциллограммы параметров плазмы в импульсе с транспортным переходом № 16081: а) средняя плотность плазмы n_e , б) сигнал интенсивности излучения H_α , в) плавающий потенциал V_f ленгмюровского зонда, г) мощность фурье-спектра V_f . Вертикальная линия отмечает момент начала транспортного перехода.

ходном процессе составляет 2 мкс [19], что логично, поскольку перестройка зарядов и приводит к трансформации электрического поля.

Когерентность между сигналами высокочастотных диагностик имеет вспышечный характер. Характерные частоты возмущений, трансформирующихся при переходных процессах, находятся в полосах $f \sim 30, 70, 120$ кГц.

В качестве механизмов, стимулирующих переходные процессы, могут быть рассмотрены локальные МГД-моды, дрейфовые неустойчивости и тиринг-моды, связанные с неиндукционным током, а также их возможные комбинации. За сброс энергии вблизи границы плазмы могут быть, в принципе, ответственны как приграничная внутренняя, так и внешняя моды (относи-

тельно сепаратрисы). Исследование приграничной плазмы при помощи ленгмюровских зондов позволило исключить влияние внутренней моды $m = 4, n = 3$. Возмущение внешней моды может быть связано с поведением частиц в стохастическом слое, в частности, с попаданием частиц бороуглеродной смеси, которой покрыта внутренняя поверхность камеры, в краевую плазму. Поэтому важным является вопрос о причинно-следственной связи явлений, сопровождающих спонтанный переходный процесс.

Ранее в качестве механизма, стимулирующего переходные процессы, рассматривались локальные МГД-возмущения. Для случая, рассматриваемого в данной работе (ЭЦР-разряд без индукционного тока), плазма стабильна по отношению

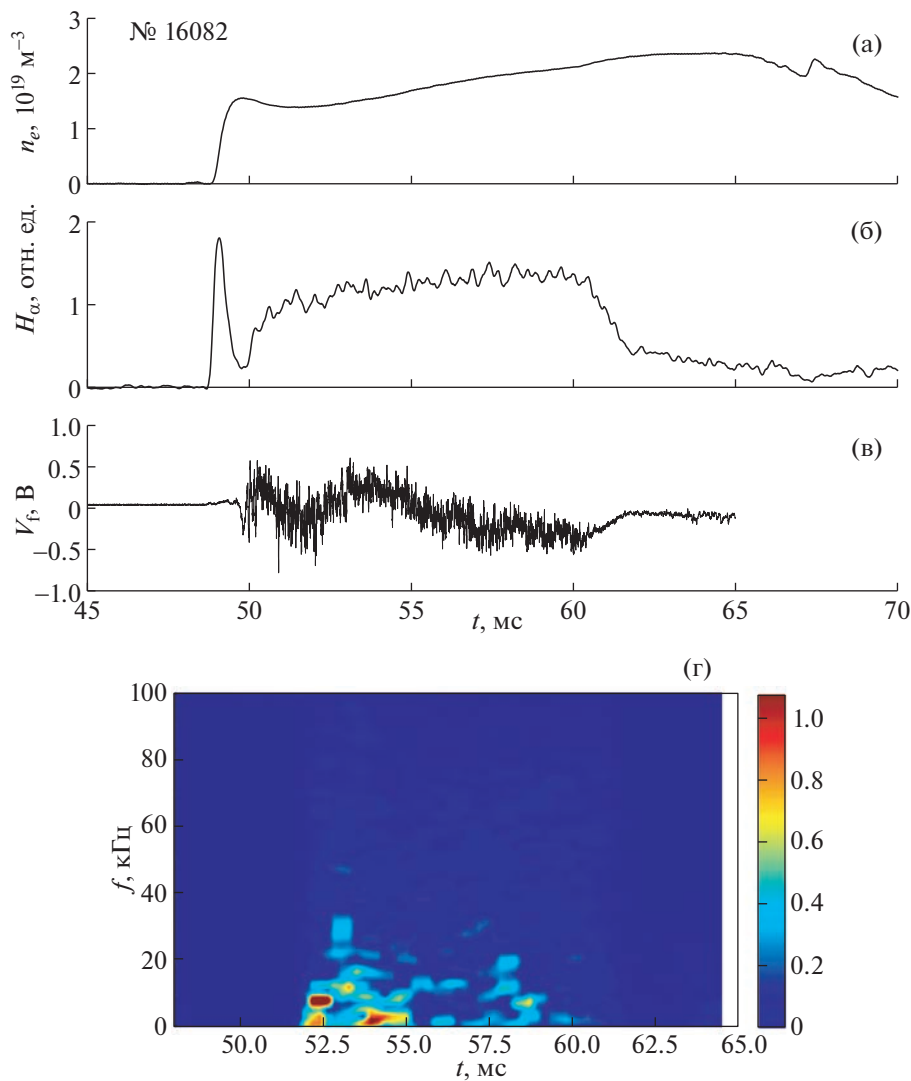


Рис. 4. Осциллограммы параметров плазмы в импульсе без транспортного перехода № 16082. Параметры аналогичны представленным на рис. 3.

к крупномасштабным идеальным МГД-модам. Вакуумная магнитная конфигурация обладает максимумом усредненного магнитного поля B , который оказывает сильное дестабилизирующее влияние на плазменную конфигурацию даже при малых β (так называемым магнитным горбом), однако в центральной части плазменного шнура существует магнитная яма, стабилизирующая крупномасштабные внутренние МГД-моды (перестановочные и баллонные). Во внешней области их устойчивость обеспечивается за счет высокого шира. Однако на краю плазменного шнура ($x > 0.6$) расположена зона магнитного бугра, и в данной области неустойчивы резистивные перестановочные МГД-моды, не стабилизирующиеся за счет шира [20]. В качестве триггера БТП, при которых происходит быстрый кратковременный сброс на диамагнитном сигнале dW/dt , имеющий

сходство с *ELM*, была предложена модель внешних локальных МГД-неустойчивостей (пилинг-мод) [21].

Идеальная пилинг-мода жестко привязана к границе плазмы, но у основного возмущения имеются тороидальные сателлиты. Для моды $m = 5$ и $n = 4$ сателлитом является мода $m = 6$ и $n = 4$, локализованная на поверхности с $\mu = 2/3$. Неустойчивые возмущения почти постоянны вдоль силовой линии магнитного поля. При этом многочисленные участки с благоприятной и неблагоприятной кривизной на силовой линии усредняются. Таким образом, за счет сателлитов характерный размер возмущения увеличивается до толщины порядка 1 см, что и принято за максимальную глубину проникновения ленгмюровского зонда вглубь плазмы от сепаратрисы.

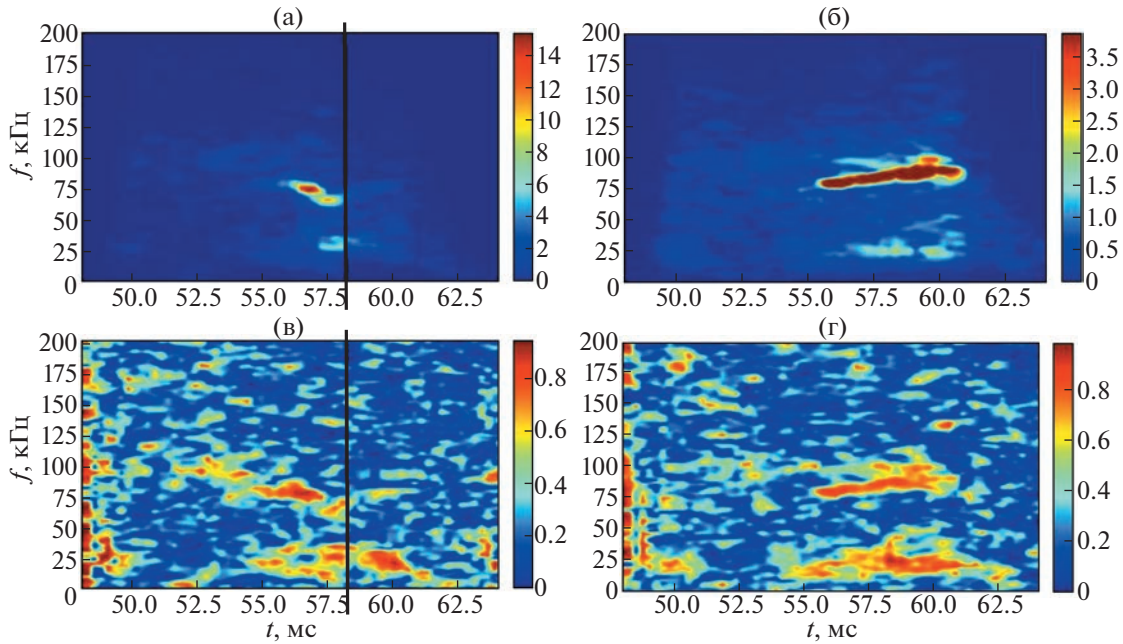


Рис. 5. Фурье-спектр сигналов магнитных зондов в импульсах с транспортным переходом № 16081 (а) и без № 16082 (б) и когерентность между сигналами магнитных зондов для них (в, г).

Необходимо также проанализировать возможное влияние дрейфовых неустойчивостей. Ограничимся рассмотрением ионно-температурных градиентных (ITG) и электронно-температурных градиентных (ETG) мод. В классических работах характерные параметры ITG и ETG мод определяются следующим образом: для ITG частота $\omega \sim \omega_{*i}$, поперечное (по отношению к магнитному полю) волновое число $k_{\perp} \sim 1/\rho_{Ti}$; для ETG $\omega \sim \omega_{*e}$, $k_{\perp} \sim 1/\rho_{Te}$; где ω_{*i} и ω_{*e} — частоты диамагнитного дрейфа ионов и электронов, ρ_{Ti} и ρ_{Te} — циклотронные радиусы ионов и электронов, рассчитанные в соответствии с их тепловыми скоростями [22].

В зависимости от условий конкретных магнитных конфигураций параметры мод и направления их распространения могут существенно отличаться от приведенных выше. Также не всегда существует четкая граница между диапазонами ионных и электронных мод, поскольку возможно их перекрытие [23].

Из анализа рефлектометрических измерений видно, что доплеровский сдвиг, оцененный по максимуму спектров, изменяется почти на порядок величины на установившейся стадии разряда. Это может указывать на то, что доплеровский сдвиг частоты определяется не только полоидальной скоростью вращения, но и ее сложением с фазовыми скоростями турбулентных флуктуаций (при условии, что скорости имеют одинаковый порядок величины). Обнаружено, что в стеллара-

торе Л-2М режимы ITG и ETG могут наблюдаться одновременно [24].

Теоретически показано, что развитие неустойчивостей ETG и ITG на границе плазмы стелларатора для режимов с высокой мощностью нагрева и формированием провала на профиле плотности в центре плазменного шнура (эффект *rim-out* / “откачки плотности”) возможны. Локальные измерения спектров с использованием диагностики доплеровской рефлектометрии позволяют не только измерить скорость вращения плазмы, но и описать развитие низкочастотных плазменных неустойчивостей.

Характерные частоты различных возмущений, полученные аналитически, следующие:

1. Оценка характерной частоты ГАМ по формуле $\omega_{\text{ГАМ}} = (2\gamma p / \rho R_0^2)(1 + \mu^2/2)$, где p и ρ — соответственно давление и плотность плазмы, дает $f \approx 11$ кГц (при показателях адиабаты $\gamma = 1$ для электронов для ионов $\gamma = 5/3$, $T_e + T_i = 20$ эВ, $\mu = 0.7$) [15].

2. Двухжидкостная МГД с учетом диамагнитного дрейфа дает частоты возмущений $f_{2d} = k_{\parallel 2} V_{Ti} / 2\pi \approx 9$ кГц и $f_{3d} = k_{\parallel 3} V_{Ti} / 2\pi \approx 136$ кГц, где $k_{\parallel 2}$ и $k_{\parallel 3}$ соответствуют тороидальным и винтовым сателлитам основной моды.

3. Оценка характерных частот по рефлектометрическим измерениям в стеллараторе Л-2М составляет: для ETG неустойчивости около 1 МГц и для ITG около 100 кГц [22].

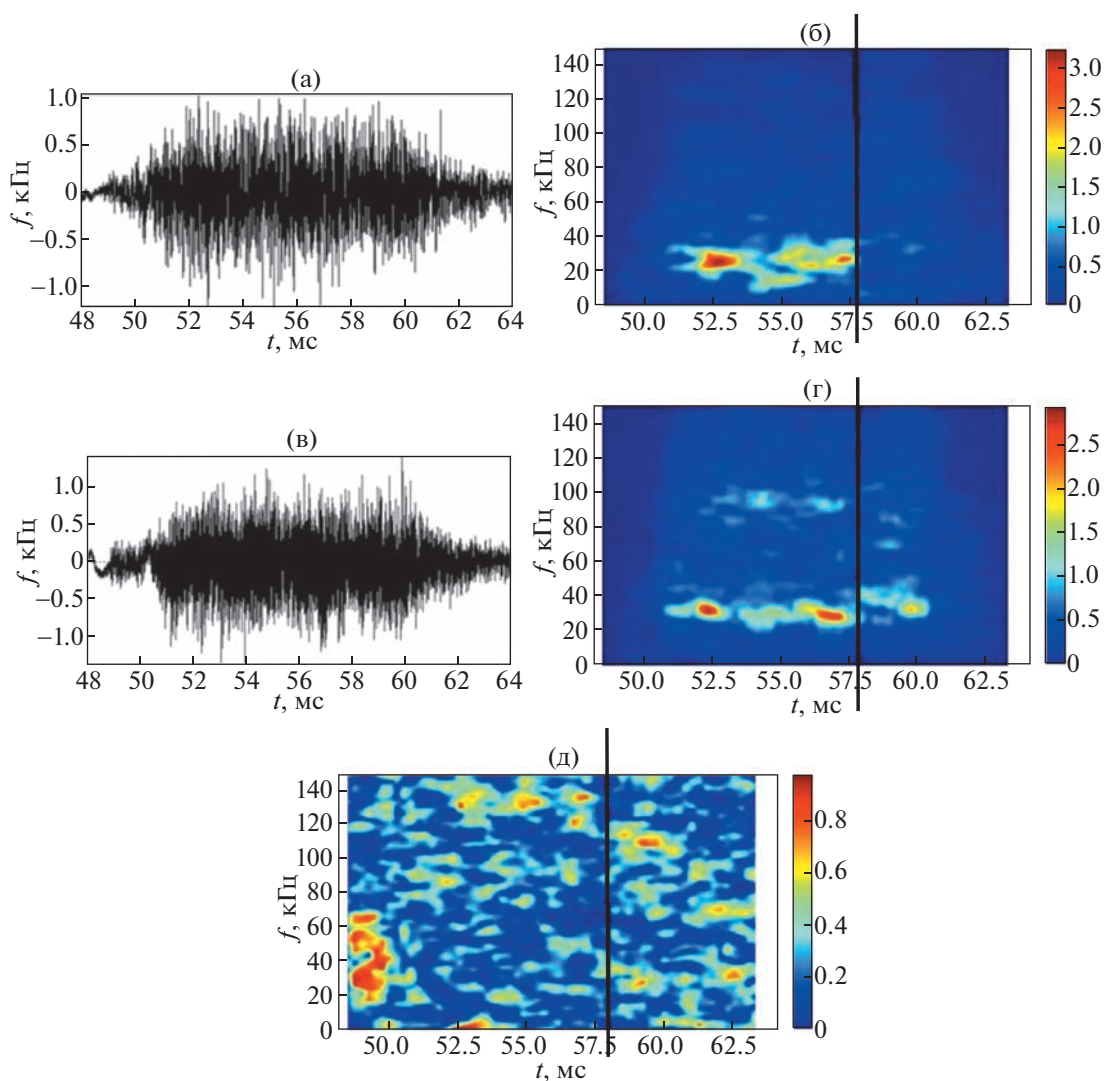


Рис. 6. Сигналы магнитных зондов в импульсе с БТП № 57442 (а, б), их фурье-спектры (в, г) и когерентность между сигналами (д).

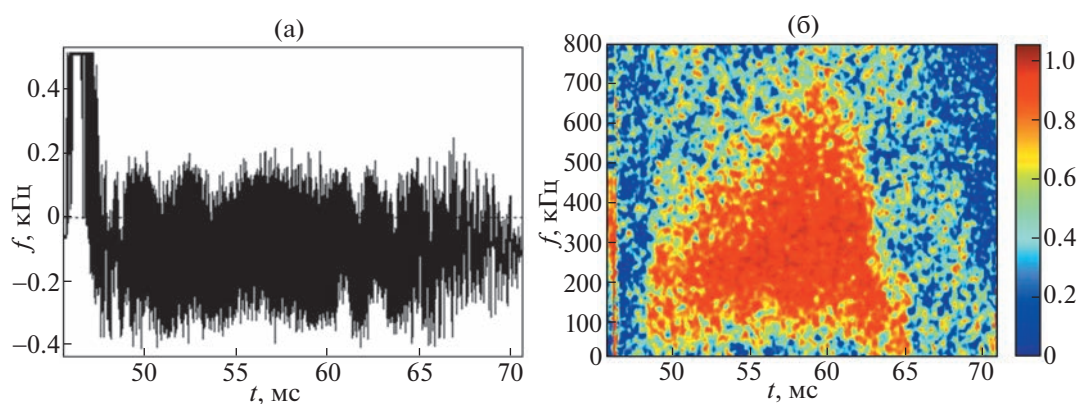


Рис. 7. Сигнал рефлектометра (а) и его фурье-спектр (б).

4. В стеллараторах наряду с GAM на средней кривизне возможно существование трехмерной акустической моды с $\omega \sim \omega_{\text{GAM}} N \mu / l$, где N — число периодов магнитного поля, l — заходность стелларатора. Оценка для Л-2М дает $f \approx 110$ кГц.

Для магнитных измерений наблюдались две характерных частоты флуктуаций: 75 и 32 кГц. Наиболее близкое к измеряемой в характерной частоте $f \sim 75$ кГц значение получается, если мы вычислим характерную частоту геодезической акустической моды, где в качестве кривизны используется средняя кривизна магнитного поля:

$$f = C_s \sqrt{2 + \mu^2} \sim 64 \text{ кГц}, \mu \approx 0.47 — \text{угол вращательного преобразования, где скорость звука } C_s = \sqrt{\gamma p / \rho} \approx 2.7 \times 10^7 \text{ см/с.}$$

В области частот $f \sim 30$ кГц простая аналитика не позволила получить оценки, возможно, требуется рассмотрение комбинации характерных процессов. Что касается возможного влияния тиринг-неустойчивостей, то в [25] обнаружено, что профиль n_e на глубину 1 см от сепаратрисы монотонный, что может говорить об отсутствии магнитных островов на данном участке (это не исключает их образования в более глубокой области). Однако требуется более подробный теоретический анализ.

В последующих работах предполагается представить аналитическое исследование кинетических неустойчивостей, а также возможность их комбинации с МГД (пилинг и тиринг) модами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлена эволюция флуктуирующих сигналов электростатических и магнитных зондов и доплеровской рефлектометрии в плазме на стелларатора Л-2М. Установка Л-2М представляет собой тороидальную магнитную ловушку, в которой плазма создается и нагревается с помощью мощного импульсного СВЧ-излучения. Анализировались импульсы с переходами к режимам улучшенного удержания, сопровождающиеся увеличением плотности и давления плазмы и перестройкой периферийного электрического поля. Спектральный анализ сигналов проводится с использованием Фурье-анализа и различных вейвлетов. Рассмотрено возможное влияние магнитогидродинамических (МГД) и кинетических неустойчивостей на развитие переходных процессов, оцениваются характерные частоты различных возмущений в режимах с транспортными процессами.

Показано, что причиной быстрого транспортного перехода (БТП) может быть пилинг-мода, а для объяснения другого вида переходов, возможно, требуется привлечь модели кинетических неустойчивостей или их комбинацию с локальными

МГД-модами. Данное теоретическое исследование планируется провести в дальнейшем.

Авторы благодарны Ю.В. Хольнову и А.А. Харчевскому за предоставленные экспериментальные данные, В.С. Раковскому за 3D-модель установки, а также командам стелларатора Л-2М и гиротронных комплексов МИГ-2 и МИГ-3 за участие в экспериментах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wagner F., Becker G., Behringer K., Campbell D., Eberhagen A., Engelhardt W., Fussmann G., Gehre O., Gernhardt J., Gierke G.V., Haas G., Huang M., Karger F., Keilhacker M., Kluber Q., Kornherr M., Lackner K., Lisitano G., Lister G.G., Mayer H.M., Meisel D., Miller E.R., Murmann H., Niedermeyer H., Poschenrieder W., Rapp H., Bohr H., Schneider F., Siller G., Speth E., Stabler A., Steuer K.H., Venus G., Vollmer O., Yuet Z. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. P. 1408–1412.
2. Wagner F., Baldzuhn J., Brakel R., Burhenn R., Erckmann V., Estrada T., Grigull P., Hartfuss H.J., Herre G., Hirsch M., Hofmann J.V., Jaenicke R., Rudyj A., Stroth U., Weller A. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1994. V. 36. A61.
3. Toi K., Ohdachi S., Yamamoto S., Nakajima N., Sakakibara S., Watanabe K.Y., Inagaki S., Nagayama Y., Narushima Y., Yamada H., Narihara K., Morita S., Akiyama T., Ashikawa N., Ding X., Emoto M., Funaba H., Goto M., Ida K., Idei H., Ido T., Ikeda K., Imagawa S., Isobe M., Itoh K., Kaneko O., Kawahata K., Kobuchi T., Komori A., Kubo S., Kumazawa R., Li J., Liang Y., Masuzaki S., Mito T., Miyazawa J., Morisaki T., Murakami S., Muto S., Mutoh T., Nagaoka K., Nakamura Y., Nakaniishi H., Nishimura K., Nishizawa A., Noda N., Notake T., Ohkubo K., Ohtake I., Ohya N., Oka Y., Okamura S., Ozaki T., Peterson B.J., Sagara A., Saida T., Saito K., Sakamoto R., Sasao M., Sato K., Sato M., Satow T., Seki T., Shimozuma T., Shoji M., Sudo S., Tanaka M.Y., Tamura N., Tanaka K., Tsumori K., Uda T., Watari T., Weller A., Xu Y., Yamada I., Yokoyama M., Yoshimura S., Yoshimura Y., Yamazaki K., Matsuoka K., Motojima O., Hamada Y. and Fujiwara M. // Nucl. Fusion. 2004. V. 44. 217.
4. Hirsch M., Amadeo P., Anton M., Baldzuhn J., Brakel R., Bleuel J., Fiedler S., Geist T., Grigull P., Hartfuß H.J., Holzhauer E., Jaenicke R., Kick M., Kisslinger J., Koponen J., Wagner F., Weller A., Wobig H., Zoletnik S. and the W7-AS team. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1998. V. 40. 631.
5. Hirsch M., Grigull P., Wobig H., Kisslinger J., McCormick K., Anton M., Baldzuhn J., Fiedler S., Fuchs Ch., Geiger J., Giannone L., Hartfuss H.-J., Holzhauer E., Hirsch M., Grigull P., Wobig H., Kisslinger J., McCormick K., Anton M., Baldzuhn J., Fiedler S., Fuchs Ch., Geiger J., Giannone L., Hartfuss H.-J., Jaenicke R., Kick M., Maassberg H., Wagner F., Weller A. and the W7-AS Team. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2000. V. 42. A231.
6. Garcia-Cortes I., Luna E. de la, Castejón F., Jiménez J.A., Ascasibar E., Brañas B., Estrada T., Herranz J., López-Fraguas A., Pastor I., Qin J., Sánchez J., Tabarés F.L.,

- Tafalla D., Tribaldos V., Zurro B., TJ-II Team and Shchepetov S.V.* // Nucl. Fusion. 2000. V. 40. 1867.
7. *Shchepetov S.V., Kuznetsov A.B., Jimenez J.A.* // 2003 Proc. 30th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics (St Petersburg, 2003) V. 27A (Geneva: European Physical Society) p 4.6.
 8. *Батанов Г.М., Бережецкий М.С., Борзосеков В.Д., Васильков Д.Г., Вафин И.Ю., Гребенищikov С.Е., Гришина И.А., Колик Л.В., Кончеков Е.М., Ларионова Н.Ф., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Малахов Д.В., Мещеряков А.И., Петров А.Е., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Степахин В.Д., Харчев Н.К., Харчевский А.А., Хольнов Ю.В., Щенетов С.В.* // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 666.
 9. *Melnikov A.V., Eliseev L.G., Estrada T., Ascasibar E., Alonso A., Chmyga A.A., Hidalgo C., Komarov A.D., Kozachek A.S., Krupnik L.I., Khrebtov S.M., Liniers M., Lysenko S.E., de Pablos J.L., Pastor I., Pedrosa M.A., Perfilov S.V., Ufimtsev M.V., Tashchev Yu.I.* // Nucl. Fusion. 2013. V. 53. 092002
 10. *Cheng J., Xu Y., Hidalgo C., Yan L.W., Liu Yi, Jiang M., Li Y.G., Yu L.M., Dong Y.B., Li Y.B., Liu L., Zhong W.L., Xu J.Q., Huang Z.H., Ji X.Q., Song S.D., Yu D.L., Xu M., Shi Z.B., Pan O., Yang Q.W., Ding X.T., Duan X.R., Liu Yong and the HL-2A team.* // Phys. Letters A. 2016. V. 380. P. 3897.
 11. *Fujisawa A.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2003. V. 45. R1.
 12. *Abrakov V.V., Akulina D.K., Andryukhina E.D., Batanov G.M., Berezhetskij M.S., Danilkin I.S., Donskaya N.P., Fedyanin O.I., Gladkov G.A., Grebenshchikov S.E., Harris J.H., Kharchev N.K., Kholnov Yu.V., Kolik L.V., Kovrizhnykh L.M., Larionova N.F., Letunov A.A., Likin K.M., Lyon J.F., Meshcheryakov A.I., Nechaev Yu.I., Petrov A.E., Sarksyian K.A., Sbitnikova I.S.* // Nucl. Fusion. 1997. V. 37. P. 233.
 13. *Kharchev N.K., Batanov G.M., Berezhetskij M.S., Borzosekov V.D., Fedyanin O.I., Grebenshchikov S.E., Gri-shina I.A., Khol'nov Yu.V., Kolik L.V., Konchekov E.M., Kovrizhnykh L.M., Larionova N.F., Malakhov D.V., Meshcheryakov A.I., Petrov A.E., Pleshkov E.I., Sarksyian K.A., Shchepetov S.V., Skvortsova N.N., Stepa-khin V.D., Vafin I.Yu., Vasilkov D.G., Voronov G.S.* // Plasma and Fusion Research. V. 2011. V. 6. 2402142.
 14. *Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Коврижных Л.М., Колик Л.В., Кончеков Е.М., Малахов Д.В., Петров А.Е., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Степахин В.Д., Харчев Н.К.* // Физика плазмы. 2013. Т. 39. С. 511.
 15. *Скворцова Н.Н., Шестаков О.В., Малахов Д.В.* Методы численного анализа стохастических сигналов. Лекции по курсу "Прикладная радиофизика". М.: Изд-во МИРЭА, 2011. 108 с.
 16. *Shchepetov S.V., Kholnov Yu.V., Fedyanin O.I., Kuznetsov A.B., Vasilkov D.G., Akulina D.K., Batanov G.M., Gladkov G.A., Grebenshchikov S.E., Meshcheryakov A.I.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2008. V. 50. 045001 (16 pp).
 17. *Vasilkov D.G., Kholnov Yu.V., Shchepetov S.V.* // Plasma Physics Reports. 2013. V. 39. P. 615–623.
 18. *Kharchevskii A.A., Bogachev N.N., Belukhov S.P., Malakhov V.D.V., Skvortsova N.N., Gusein-zade N.G.* // Journal of Instrumentation. 2020. T. 15. C01038.
 19. *Maslov S.A., Vasilkov D.G., Kholnov Yu.V., Skvortsova N.N.* // J. Phys. Conf. Ser. 2016. V. 666. 012009.
 20. *Мухайлов М.И., Щенетов С.В., Нюренберг К., Нюренберг Ю.* // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 1096.
 21. *Shchepetov S.V., Vasilkov D.G.* // Plasma Physics Reports. 2017. V. 43. P. 720–725.
 22. *Jenko F., Dorland W., Kotschenreuther M., Rogers B.N.* // Phys. Plasmas. 2000. V. 7. 1904.
 23. *Chirkov A.Yu.J.* // Fusion Energy. 2011. V. 33. 139.
 24. *Skvortsova N.N., Chirkov A.Yu., Kharchevsky A.A., Malakhov D.V., Gorshenin A.K., Korolev V.Yu.* // Journal of Physics: Conference Series. 2016. V. 666. 012007.
 25. *Shchepetov S.V., Kholnov Yu.V., Vasilkov D.G.* // JETP Letters. 2010. V. 91. P. 170–173.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛН С ПЛАЗМОЙ

УДК 533.9

Памяти А.В. Тимофеева посвящается

О ВОЗМОЖНОСТИ СНИЖЕНИЯ АНОМАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ НЕОБЫКНОВЕННОЙ ВОЛНЫ НАКАЧКИ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ПЛОТНОСТЕЙ ПЛАЗМЫ

© 2023 г. Е. З. Гусаков^а, А. Ю. Попов^{а,*}

^а Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: a.porov@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 10.03.2023 г.

После доработки 25.05.2023 г.

Принята к публикации 31.05.2023 г.

Исследованы последствия эффекта локализации ионных бернштейновских (ИБ) волн, которые возбуждаются при вторичных распадах, сопровождающих низкопороговую параметрическую распадную неустойчивость необыкновенной волны накачки, приводящую к генерации необыкновенной волны и локализованной в плазме верхнегибридной (ВГ) волны. Показано, что обнаруженный эффект приводит к уменьшению как уровня насыщения первичной неустойчивости, так и уровня аномального поглощения волны накачки в экспериментах по электронному циклотронному нагреву плазмы на второй гармонике резонанса.

Ключевые слова:

DOI: 10.31857/S0367292123600280, EDN: HBIJCD

1. ВВЕДЕНИЕ

Линейная теория распространения, трансформации и поглощения СВЧ-волн электронного циклотронного (ЭЦ) диапазона частот, существенный, во многом пионерский, вклад в развитие которой внес профессор А.В. Тимофеев [1–3], является надежным фундаментом для разработки ЭЦ-методов нагрева плазмы в термоядерных ловушках. Однако за последнее время получен ряд убедительных данных, свидетельствующих о наличии аномальных явлений в экспериментах по электронному циклотронному резонансному нагреву (ЭЦРН) плазмы, не описываемых линейной теорией. К ним относятся аномальное рассеяние СВЧ-волн [4–7], аномальное излучение на субгармониках частоты гиротрона [8], появление групп ускоренных ионов [9, 10] и уширение профиля энерговыделения ЭЦ-волны [11, 12]. Во многих случаях эти явления носят пороговый характер, и их интенсивность экспоненциально возрастает с увеличением мощности волны [4, 5, 7, 8, 12], что определенно указывает на нелинейную (параметрическую) природу их возникновения. Недавние исследования на токамаке ASDEX-Upgrade [8] доказывают, что параметрические неустойчивости распада легко возбуждаются в ЭЦРН-экспериментах с исполь-

зованием мегаваттных микроволновых пучков. Более того, условием для их возбуждения является прохождение пучка накачки через любой локальный максимум профиля плотности. Такие максимумы, не совпадающие с осью разряда, часто возникают при мощном центральном ЭЦРН [12] (electron pump-out), существуют в магнитных островах [4, 5, 7], а также наблюдаются в блоках на периферии плазмы [8]. Для объяснения аномальных явлений, сопровождающих распространение СВЧ-волн в замагниченной плазме, был предложен механизм, который является ответственным за увеличение эффективности трехволнового взаимодействия и резкое снижение порога возбуждения параметрической распадной неустойчивости (ПРН) СВЧ-волны [13–21]. Его ключевым элементом является локализация хотя бы одной дочерней волны в локальном максимуме немоного профиля плотности. При локализации происходит подавление потерь энергии дочерней волны из области распада в направлении неоднородности. На основе предложенного механизма были проанализированы различные сценарии абсолютных ПРН СВЧ-волны [22–31] и выявлен наиболее опасный из них, связанный с параметрическим возбуждением под действием необыкновенной волны накачки двух

запертых в плазме верхнегибридных (ВГ) волн [16, 17, 21]. Найденный сценарий, сводящийся к двухплазмонному распаду, обладающему наименьшим порогом возбуждения, позволил объяснить [32] наиболее интенсивные нелинейные эффекты, наблюдавшиеся в ЭЦРН-экспериментах на токамаке TEXTOR, и предсказать значительный уровень аномального поглощения (от 5% до 80%). В рамках этого сценария предполагается, что истощение волны накачки и каскад вторичных распадов, приводящий к возбуждению вторичных ВГ-волн, локализованных в локальном максимуме немонотонной плотности, и ионных бернштейнских (ИБ) волн, быстро покидающих слой распада вдоль направления плазменной неоднородности, играют доминирующую роль в насыщении первичной неустойчивости.

Как позднее было обнаружено в работе [33], где проанализирован случай, когда волна накачки необыкновенной поляризации распадается на две локализованные ВГ-волны, для типичных условий ЭЦРН-экспериментов на токамаке TEXTOR существует узкий частотный диапазон, в котором ИБ-волны могут быть также локализованы в окрестности локального максимума немонотонного профиля плотности. В этом случае эффективность нелинейной связи между тремя локализованными продольными ВГ- и ИБ-волнами может быть намного выше, а порог для возбуждения вторичных распадов намного ниже, чем в случае возбуждения нелокализованных ИБ-волн. Это обстоятельство значительно снижает уровень аномального поглощения по сравнению с ранее предсказанным уровнем [21, 32]. Следует отметить, однако, что одновременная локализация двух ВГ-волн, которые удовлетворяют распадным условиям для частот взаимодействующих колебаний, возможна лишь в очень узком диапазоне плотностей плазмы в окрестности локального максимума профиля плотности. При произвольном же значении плотности в локальном максимуме в первичном распаде возможна локализация только одной дочерней ВГ-волны. Второй дочерней волной обычно является необыкновенная волна, которая после возбуждения быстро покидает область распада вдоль направления неоднородности [19–21].

В настоящей работе анализируется возможность локализации вторичных ИБ-волн в этом случае. Кроме того, исследуется влияние эффекта локализации обеих дочерних ВГ- и ИБ-волн при вторичных распадах на уровень насыщения и аномального поглощения для этого сценария первичной неустойчивости. Мы сравним случай, когда вторичная неустойчивость первичной ВГ-моды приводит к возбуждению локализованных вторичных ВГ- и ИБ-волн, и случай, при котором вторичная неустойчивость приводит к возбуждению локализованной ВГ-волны и бегущей

в направлении неоднородности ИБ-волны. Численный анализ первичной неустойчивости и нелинейной эволюции взаимодействующих волн будет проведен для параметров эксперимента на токамаке TEXTOR, на котором аномальные эффекты были исследованы наиболее подробно [4, 5].

2. ЗАПИРАНИЕ ИОННОЙ БЕРНШТЕЙНОВСКОЙ ВОЛНЫ В ЛОКАЛЬНОМ МАКСИМУМЕ НЕМОНОТОННОГО ПРОФИЛЯ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ

В неоднородной плазме ПРН СВЧ-волны происходит в узком слое, где выполняются распадные условия как для частот, так и для волновых векторов связанных волн. Это позволяет пренебречь широм магнитного поля и кривизной магнитных поверхностей, которые присущи тороидальной геометрии токамаков и стеллараторов, и ввести локальную декартову систему координат (x, y, z) . Координата x — потоковая координата, y и z являются координатами, соответственно, перпендикулярной линии магнитного поля на магнитной поверхности и направленной вдоль магнитного поля. В слабо неоднородной плазме при отсутствии источников потенциал ИБ-волн ϕ_I описывается следующим интегральным уравнением

$$\hat{D}_{IB} \{ \phi_I(\vec{r}) \} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\mathbf{q} d\mathbf{r}'}{(2\pi)^3} D_{IB} \left(\mathbf{q}, \frac{\mathbf{r} + \mathbf{r}'}{2} \right) \times \exp(i\mathbf{q} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')) \phi_I(\mathbf{r}') = 0, \quad (1)$$

где ядро оператора $D_{IB} = q_{\perp}^2 + q_z^2 + \chi_e + \chi_i$ включает в себя электронную и ионную восприимчивости

$$\begin{aligned} \chi_e &= \frac{2\omega_{pe}^2}{v_{te}^2} \left(1 + \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{\omega}{|q_z| v_{te}} Z \left(\frac{\omega - m\omega_{ce}}{q_z v_{te}} \right) \times \right. \\ &\quad \left. \times \exp \left(-\frac{q_{\perp}^2 v_{te}^2}{2\omega_{ce}^2} \right) I_m \left(\frac{q_{\perp}^2 v_{te}^2}{2\omega_{ce}^2} \right) \right) \\ \chi_i &= \frac{2\omega_{pi}^2}{v_{ti}^2} \left(1 + \frac{\omega}{q_{\perp} v_{ti}} X \left(\frac{\omega}{q_{\perp} v_{ti}} \right) + \right. \\ &\quad \left. + R(\omega, q_z) \frac{\omega}{q_{\perp} v_{ti}} Y \left(\frac{\omega}{q_{\perp} v_{ti}} \right) \right) \end{aligned} \quad (2)$$

и при равенстве нулю $D_{IB} = 0$ представляет собой локальное дисперсионное уравнение ИБ волн.

В выражении (2) $q_{\perp}^2 = q_x^2 + q_y^2$, v_{te} и v_{ti} — электронная и ионная тепловые скорости, ω_{ce} и ω_{ci} — электронная и ионная циклотронные частоты, ω_{pe} и

ω_{pi} — электронная и ионная плазменные частоты, I_m — модифицированная функция Бесселя первого рода, $Z = X - iY$ — плазменная дисперсионная функция [34] и $R(\omega, q_z) = -i \left(1 + 2 \sum_{l=1}^{\infty} \exp \left(-l^2 \pi^2 \frac{q_z^2 v_{ti}^2}{\omega^2} + 2l\pi \frac{\omega}{\omega_{ci}} i \right) \right)$ [35]. В случае поперечного распространения волны, т.е. при $q_z = 0$, $R(\omega, 0) = -i \left(1 + 2 \sum_{l=1}^{\infty} \exp(2l\pi\omega/\omega_{ci} i) \right) = \cot(\pi\omega/\omega_{ci})$.

Решение интегрального уравнения (1) будем искать в ВКБ (Вентцеля—Краммерса—Бриллюэна)-приближении

$$\phi_I = \frac{b_I}{2\sqrt{D_{Iq}}(x)} \exp \left(i \int q_{Ix}(x') dx' - i\omega_I t \right) + \text{с.с.}, \quad (3)$$

где $D_{Iq} = |\partial D_{IB}/\partial q_x|$, $b_I = \text{const}$ и q_{Ix} — решение локального дисперсионного уравнения $D_{IB} = 0$. Основной целью экспериментальной сессии на токамаке TEXTOR (установка с круглыми магнитными поверхностями, большой и малый радиусы $R_0 = 175$ см, $a = 47$ см, центральное магнитное поле 2–2.5 Т), где наблюдалось аномальное рассеяние СВЧ-волн накачки [4, 5], была демонстрация возможности управления неоклассической тиринг-неустойчивостью с помощью локального ЭЦРН-нагрева. Для создания вращающихся магнитных островов $m/n = 2/1$ был использован динамический эргодический дивертор [36]. Профиль плотности в полоидально вращающихся магнитных островах был исследован с помощью диагностики томсоновского рассеяния (ТР), которая показала его немонотонный характер с локальным максимумом, расположенным в точке О магнитного острова [37]. Как было показано в работах [13, 14], ИБ-волна может быть локализована в окрестности локального максимума плотности. Однако эта локализация, по-видимому, не является универсальным параметром. Для нее необходимо также, чтобы изменение плотности от максимума внутрь к центру плазмы было более сильным эффектом, чем зависимость резонансного знаменателя, $1/(\omega_I - l\omega_{ci})$, в окрестности ближайшей гармоники l ионного циклотронного резонанса от магнитного поля. Как было продемонстрировано в [33], такая локализация может иметь место только для волн с определенной частотой выше частоты нижнего гибридного резонанса (НГР), для которой указанное условие в точке поворота в окрестности локального максимума оказывается выполненным. К сожалению, параметры ИБ-волны, обеспечивающие возмож-

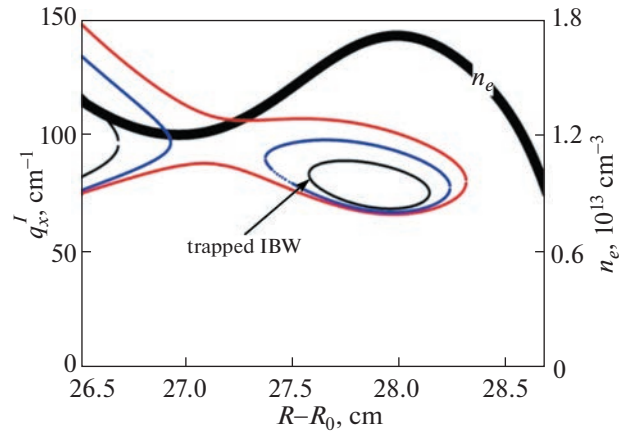


Рис. 1. Зависимость волновых чисел ИБ-волн от большого радиуса в экваториальной плоскости токамака TEXTOR. Собственные моды ИБ-волны (меньшая из двух “петель” $f_I = 58.34$ МГц — основная мода, а большая — $f_I = 58.26$ МГц — вторая радиальная мода) указаны стрелкой. Незамкнутый пунктир — незапертая ИБ-волна $f_I = 58.12$ МГц. Профиль плотности показан толстой сплошной кривой (режим низкой плотности). Центральная электронная и ионная температура: $T_{e0} = 700$ эВ, $T_{i0} = 400$ эВ, и магнитное поле в острове: $B_0 = 2$ Т.

ность ее локализации, могут быть определены только численно путем решения системы алгебраических уравнений

$$\begin{aligned} D_{IB}(\omega_I, q_{Ix}, x) \Big|_{\omega_I^*, q_I^*, x_I^*} &= 0, \\ \frac{\partial D_{IB}(\omega_I, q_{Ix}, x)}{\partial q_x} \Big|_{\omega_I^*, q_I^*, x_I^*} &= 0, \\ \frac{\partial D_{IB}(\omega_I, q_{Ix}, x)}{\partial x} \Big|_{\omega_I^*, q_I^*, x_I^*} &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где первое уравнение — дисперсионное уравнение ИБ волны, второе — условие наличия точки поворота (линейной трансформации мод), а последнее — это условие экстремума для дисперсионной функции $D_{IB}(\omega_I, q_{Ix}, x)$ по переменной x . Решая систему (4), мы можем найти частоту ω_I^* , волновое число q_I^* и координату x_I^* , которые при дополнительных условиях $\partial^2 D_{IB}(\omega_I, q_{Ix}, x)/\partial q_x^2 \Big|_{\omega_I^*, q_I^*, x_I^*} > 0$ и $\partial^2 D_{IB}(\omega_I, q_{Ix}, x)/\partial x^2 \Big|_{\omega_I^*, q_I^*, x_I^*} > 0$ обеспечивают глобальный минимум дисперсионной функции D_{IB} по двум переменным (q_{Ix}, x) . Это гарантирует существование двух близких точек поворота дисперсионной кривой ИБ-волны в плазме. На рис. 1 и 2 для двух режимов плотности приведены дисперсионные кривые ИБ-волны. На рис. 1 для

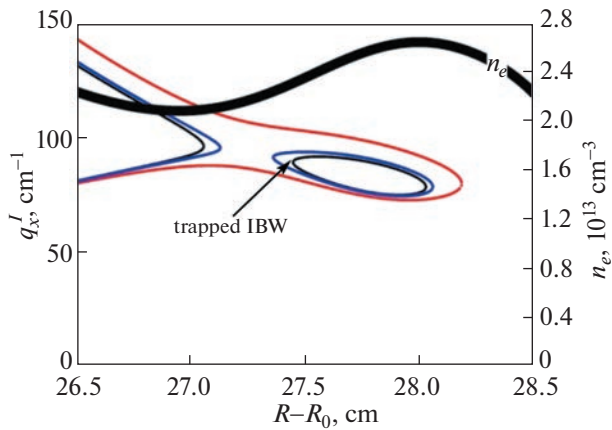


Рис. 2. Зависимость волновых чисел ИБ-волн от большого радиуса в экваториальной плоскости токамака TEXTOR. Собственные моды ИБ-волны (меньшая из двух “петель” $f_I = 66.21$ МГц — основная мода, а большая — $f_I = 66.16$ МГц — первая радиальная мода) указаны стрелкой. Незамкнутый пунктир — незапертая ИБ-волна $f_I = 66.12$ МГц. Профиль плотности показан толстой сплошной кривой (режим высокой плотности). Центральная электронная и ионная температура: $T_{e0} = 700$ эВ, $T_{i0} = 400$ эВ, и магнитное поле в острове: $B_0 = 2$ Т.

режима низкой плотности стрелкой показаны моды ИБ-волны (меньшая из двух “петель” $f_I = 58.34$ МГц — основная мода, а большая — $f_I = 58.26$ МГц — вторая мода). Приведена также нелокализованная ИБ-волна ($f_I = 58.12$ МГц). На рис. 2 для режима высокой плотности собственные моды ИБ-волны (меньшая из двух “петель” $f_I = 66.21$ МГц — основная мода, а большая — $f_I = 66.16$ МГц — первая мода) также указаны стрелкой. Кроме того, приведено также поведение волнового числа нелокализованной ИБ-волны ($f_I = 66.12$ МГц). На обеих картинках профиль плотности показан толстой сплошной кривой. Центральная электронная и ионная температура: $T_{e0} = 700$ эВ, $T_{i0} = 400$ эВ, и магнитное поле в острове: $B_0 = 2$ Т. Видно, что в обоих режимах существуют локализованные ИБ-волны, частоты которых выше локальной НГ-частоты. На рис. 3 показана зависимость частотного спектра этих локализованных низкочастотных колебаний от значения локальной плотности плазмы в О-точке магнитного острова.

3. АНОМАЛЬНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ НАКАЧКИ В СЛУЧАЕ ЗАПЕРТОЙ ИОННОЙ БЕРШТЕЙНОВСКОЙ ВОЛНЫ

Параметрический распад необыкновенной волны накачки на локализованную ВГ-волну и

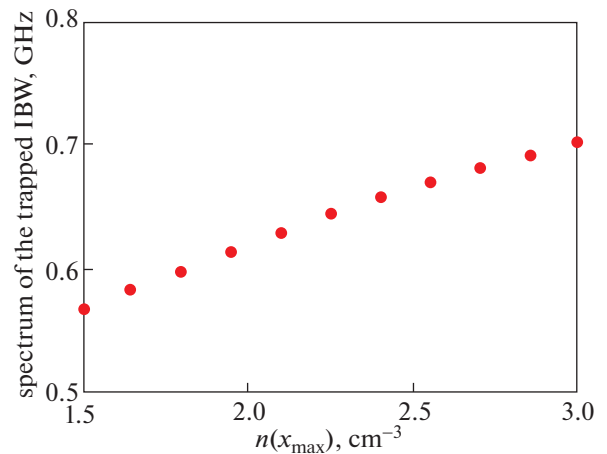


Рис. 3. Частотный спектр локализованных ИБ-волн в зависимости от плотности в О-точке магнитного острова. Центральная электронная и ионная температура: $T_{e0} = 700$ эВ, $T_{i0} = 400$ эВ, и магнитное поле в острове: $B_0 = 2$ Т.

нелокализованную необыкновенную волну может иметь место в широком диапазоне плотностей плазмы, обеспечивающих условия распространения обеих дочерних волн. Так он реализуется при низкой плотности, когда для фиксированного значения магнитного поля плотность плазмы в магнитном острове удовлетворяет неравенству

$$\omega_0 - \sqrt{\omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2} \Big|_{x_{\min}} - \frac{1}{2} \left(|\omega_{ce}| - \sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2} \right) \Big|_{x_{\max}} < 0, \quad (5)$$

при выполнении которого существует как запертая ВГ-волна, так и вторая дочерняя (необыкновенная) волна. В неравенстве (5) $x_{\min}$ — положение локального минимума профиля ВГ-частоты, расположенного рядом с его локальным максимумом в точке $x_{\max}$. При большей плотности, для которой неравенство (5) нарушается, необыкновенная волна на частоте $\omega_0 - \sqrt{\omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2} \Big|_{x_{\min}}$, для которой выполнено распадное условие, не может распространяться, что делает невозможным возбуждение первичной неустойчивости. При увеличении плотности до уровня, при котором выполняется неравенство

$$\omega_0 \leq 2\omega_{UHR} \Big|_{x_{\max}}, \quad (6)$$

становится возможным распад на две локализованные волны. Дальнейшее увеличение плотности (режим высокой плотности) на величину,

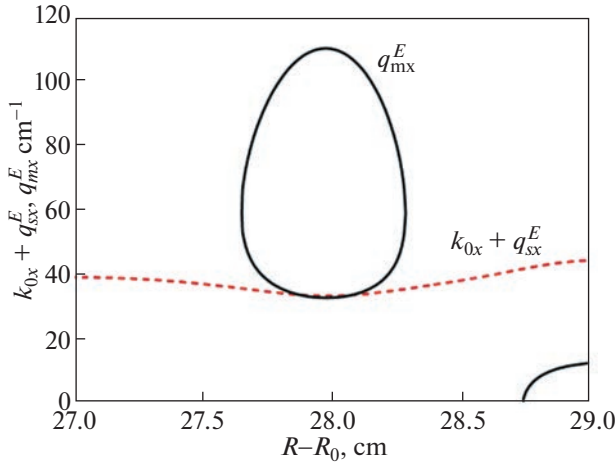


Рис. 4. Режим низкой плотности. Дисперсионная кривая первичной локализованной ВГ-волны ($m = 9$), сплошная линия. Сумма волновых чисел волны накачки и дочерней необыкновенной волны, распространяющейся к границе плазмы, показана пунктирной линией.

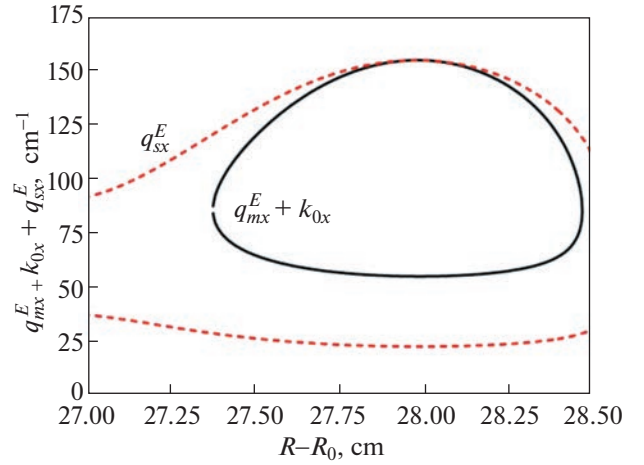


Рис. 5. Режим высокой плотности. Дисперсионная кривая первичной локализованной ВГ-волны ($m = 17$), сдвинутая вверх на величину волнового числа волны накачки, показана сплошной линией. Волновое число незапертой ВГ-волны показано пунктирной линией.

примерно равную высоте локального максимума плотности в магнитном острове, приводит к тому, что при распаде возможна локализация только одной ВГ-волны. Вторая волна, несмотря на то, что имеет ВГ-резонанс в недалекой окрестности области распада со стороны меньшего магнитного поля, быстро покидает резонансный слой и испытывает только конвективное усиление.

Рассмотрим параметрический распад волны накачки необыкновенной поляризации, который приводит к возбуждению локализованной ВГ-волны. Волновое число волны накачки определяется согласно выражению [34]

$$k_x(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon - \frac{g^2}{\epsilon}} \quad (7)$$

Дисперсионное уравнение для ВГ-волны имеет вид [34]

$$D_{UH}(\omega) = l_T^2(\omega)(q_x^2 + q_y^2) + \epsilon(\omega)(q_x^2 + q_y^2) + \eta(\omega)q_z^2 + \frac{\omega^2}{c^2}g(\omega)^2 = 0, \quad (8)$$

где последний член возникает из-за наличия у ВГ-волны в окрестности ВГ-резонанса маленькой электромагнитной компоненты. В уравнениях (7) и (8) мы использовали новые обозначения:

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2}, \quad g = \frac{|\omega_{ce}|}{\omega} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2}, \quad \eta = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} -$$

компоненты тензора диэлектрической проницаемости холодной плазмы и

$$q_{\perp}^2 l_T^2 = \frac{3}{24\omega_{ce}^2 - \omega^2} \frac{q_{\perp}^2 v_{te}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} \times$$

$\times \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2}$ — тепловая поправка к диагональной компоненте тензора диэлектрической проницаемости ϵ [34]. Существует четыре корня биквадратного уравнения (8) — волновые числа $\pm q_x^{\pm}$, которые соответствуют “теплому” (верхний индекс (+)) и “холодному” (верхний индекс (−)) решениям дисперсионного уравнения (8). На рис. 4 и 5 для режима низкой и высокой плотности приведены дисперсионные кривые, иллюстрирующие первичную неустойчивость. На рис. 4 сплошной линией показана дисперсионная кривая первичной локализованной ВГ-волны ($m = 9$). Верхняя часть петли между двумя ВГ-резонансами — это $q_x^+(\omega_m, x)$, нижняя — $q_x^-(\omega_m, x)$. Сумма волновых чисел волны накачки и дочерней необыкновенной волны показана пунктирной линией. На рис. 5 сплошной линией изображена дисперсионная кривая первичной локализованной ВГ-волны ($m = 17$), сдвинутая вверх на величину волнового числа волны накачки. Волновое число незапертой ВГ-волны показано пунктирной линией. В обоих случаях групповые скорости не локализованных необыкновенной и ВГ-волн направлены наружу к ВГ-резонансу, расположенному между областью распада и границей плазмы. В окрестности точек, где пересекаются

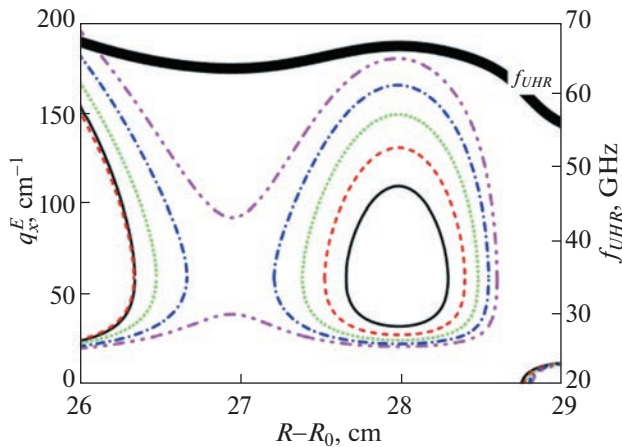


Рис. 6. Зависимость волнового числа локализованных дочерних ВГ-волн от большого радиуса в экваториальной плоскости токамака TEXTOR (режим низкой плотности). Сплошная линия — $m = 9$, $f_m = 64.99$ ГГц; штриховая линия — $n = 12$, $f_n = 64.42$ ГГц; пунктирная линия — $p = 16$, $f_p = 63.84$ ГГц; штрихпунктирная линия — $r = 25$, $f_r = 63.25$ ГГц; и штрихштрихпунктирная кривая показывает не запертую волну $f_{UH} = 62.67$ ГГц. Профиль ВГ-частоты показан толстой сплошной кривой.

сплошная и пунктирная кривые и выполнены распадные условия для волновых чисел и частот взаимодействующих волн, а именно $\Delta K_p = k_x(\omega_0, x) + q_x^-(\omega_s, x) - q_x^-(\omega_m, x) \approx 0$ и $\Delta K_p = k_x(\omega_0, x) - q_x^+(\omega_s, x) + q_x^+(\omega_m, x) \approx 0$, возможно возбуждение первичной неустойчивости волны накачки. В силу того, что две кривые практически касаются, невязку резонансного условия можно аппроксимировать параболой $\Delta K_p \approx \pm(3\xi^2 - \lambda_p)$, где “+” соответствует распаду в режиме низкой плотности, “−” — распаду при высокой плотности, $\xi = (x - x_{dp})/l_{dp}$, $\lambda_p = \Delta K_p(x_{dp})l_{dp}$, x_{dp} — координата точки, в которой функция ΔK_p имеет экстремум, и $l_{dp} = \left| d^2 \Delta K_p / dx^2 \right|_{x_{dp}}^{-1/3} / 6^{-1/3}$ — размер области распада. В этом случае распады, проиллюстрированные на рисунках 4 и 5, являются наиболее низкопороговыми.

Рассмотрим насыщение первичной неустойчивости в результате каскада вторичных распадов локализованной первичной ВГ-волны. На рис. 6 для режима низкой плотности показаны все моды ВГ-волны, которые последовательно возбуждаются в результате распада волны накачки. Сплошной линией показана собственная мода $m = 9$ ($f_m = 64.99$ ГГц) первичной ВГ-волны. Вторичной моде $n = 12$ ($f_n = 64.42$ ГГц) ВГ-волны отвечает штриховая кривая. Пунктирная линия —

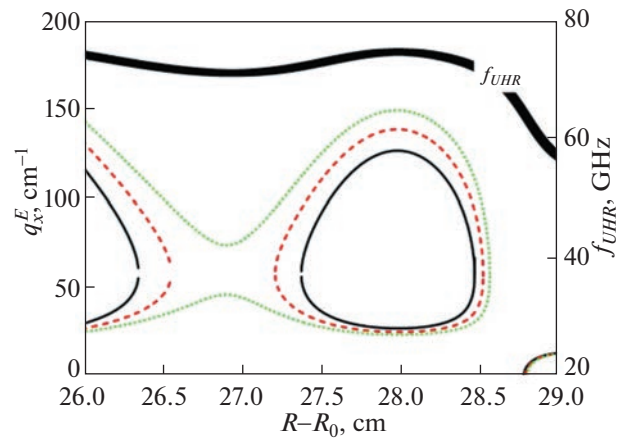


Рис. 7. Зависимость волнового числа локализованных дочерних ВГ-волн от большого радиуса в экваториальной плоскости токамака TEXTOR (режим высокой плотности). Сплошная линия — $m = 17$, $f_m = 70.8$ ГГц; штриховая линия — $n = 25$, $f_n = 70.14$ ГГц; пунктирная линия показывает бегущую волну $f_{UH} = 69.48$ ГГц. Профиль ВГ-частоты показан толстой сплошной кривой.

третичная мода $p = 16$ ($f_p = 63.84$ ГГц), и штрихпунктирная линия — четверичная мода $r = 25$ ($f_r = 63.25$ ГГц). Штрихштрихпунктирная кривая показывает волновое число бегущей ВГ-волны $f_{UH} = 62.67$ ГГц. Порог возбуждения бегущей волны существенно выше, чем мощность гиротрона, что обрывает последовательность распадов. На рис. 7 показана зависимость от большого радиуса волнового числа всех локализованных дочерних ВГ-волн в экваториальной плоскости токамака TEXTOR в режиме высокой плотности. Сплошная линия соответствует моде $m = 17$ ($f_m = 70.8$ ГГц), а штриховая линия — $n = 25$ ($f_n = 70.14$ ГГц). Пунктирная линия показывает волновое число бегущей ВГ-волны $f_{UH} = 69.48$ ГГц. Профиль ВГР на обоих рисунках показан толстой сплошной кривой. Видно, что при переходе из одного режима плотности в другой, меняется высота потенциальной ямы для собственных мод ВГ-волн.

Для описания сценариев распада, показанных на рис. 4–7, мы будем следовать процедуре, разработанной в работе [33]. Опуская рутинные математические вычисления и отсылая читателя к [21, 33] за подробностями, мы запишем следующие связанные дифференциальные уравнения, описывающие каскадный распад волны накачки, приводящий к возбуждению локализованных первичных и вторичных волн

$$\begin{cases}
\frac{\partial a_m}{\partial t} + i\Lambda_{my} \frac{\partial^2 a_m}{\partial y^2} + i\Lambda_{mz} \frac{\partial^2 a_m}{\partial z^2} = \tilde{\gamma}_p(y, z) a_m - i\omega_m \xi_{\text{sec}} a_n b_{s_1}^* \\
\frac{\partial a_n}{\partial t} - u_n \frac{\partial a_n}{\partial y} - i\Lambda_{ny} \frac{\partial^2 a_n}{\partial y^2} - i\Lambda_{nz} \frac{\partial^2 a_n}{\partial z^2} = -i\omega_n \xi_{\text{sec}}^* a_m b_{s_1} - i\omega_n \xi_{\text{ter}} a_p b_{s_2}^* \\
\frac{\partial b_{s_1}}{\partial t} + u_{s_1} \frac{\partial b_{s_1}}{\partial y} + i\Lambda_{s_1y} \frac{\partial^2 b_{s_1}}{\partial y^2} + i\Lambda_{s_1z} \frac{\partial^2 b_{s_1}}{\partial z^2} = i\omega_{s_1} \xi_{\text{sec}} a_m^* a_n \\
\frac{\partial a_p}{\partial t} - u_p \frac{\partial a_p}{\partial y} - i\Lambda_{py} \frac{\partial^2 a_p}{\partial y^2} - i\Lambda_{pz} \frac{\partial^2 a_p}{\partial z^2} = -i\omega_p \xi_{\text{ter}}^* a_n b_{s_2} - i\omega_p \xi_{\text{quat}} a_r b_{s_3}^* \\
\frac{\partial b_{s_2}}{\partial t} + u_{s_2} \frac{\partial b_{s_2}}{\partial y} + i\Lambda_{s_2y} \frac{\partial^2 b_{s_2}}{\partial y^2} + i\Lambda_{s_2z} \frac{\partial^2 b_{s_2}}{\partial z^2} = i\omega_{s_2} \xi_{\text{ter}} a_n^* a_p \\
\frac{\partial a_r}{\partial t} - u_r \frac{\partial a_r}{\partial y} - i\Lambda_{ry} \frac{\partial^2 a_r}{\partial y^2} - i\Lambda_{rz} \frac{\partial^2 a_r}{\partial z^2} = -i\omega_r \xi_{\text{quat}}^* a_p b_{s_3} \\
\frac{\partial b_{s_3}}{\partial t} + u_{s_3} \frac{\partial b_{s_3}}{\partial y} + i\Lambda_{s_3y} \frac{\partial^2 b_{s_3}}{\partial y^2} + i\Lambda_{s_3z} \frac{\partial^2 b_{s_3}}{\partial z^2} = i\omega_{s_3} \xi_{\text{quat}} a_p^* a_r
\end{cases} \quad (9)$$

В уравнениях (9) использованы следующие обозначения: $\tilde{\gamma}_p = \gamma_p F(\lambda_p)$ – инкремент первичной неустойчивости,

$$F(\lambda_p) = \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \int_{\xi}^{\infty} d\xi' \exp(i\lambda_p(\xi - \xi') - i(\xi^3 - \xi'^3))$$

– эффективность нелинейной связи взаимодействующих волн в неоднородной плазме и

$$\gamma_p = \frac{|\chi_e^{(p)}|^2 l_{dp}^2}{\langle D_{m\omega} \rangle |L_m| k_{sx} c w^2 B_0^2} \Big|_{x_{dp}}, \quad (10)$$

где $\chi_e^{(p)}$ – нелинейная восприимчивость плазмы [38], P_0 – мощность пучка накачки, w – диаметр пучка накачки. Кроме того, в уравнениях (9)

$$\begin{aligned}
\xi_{\text{sec}} &= \frac{\Gamma(1/3)}{2\sqrt{3}} \frac{\omega_0^2 c}{4\omega_{pe}^2 |\omega_{ce}|} \sqrt{\frac{16T_e}{w^2 B_0^2}} \times \\
&\times \sqrt{\frac{q_{mx}^2 q_{nx}^2 q_{s_1x}^4}{|D_{m\omega}| \omega_m |D_{n\omega}| \omega_n |D_{IB\omega}| \omega_{s_1} \sqrt{L_m L_n L_{s_1}}} \Big|_{x_{ds}}} \\
\xi_{\text{ter}} &= \frac{\Gamma(1/3)}{2\sqrt{3}} \frac{\omega_0^2 c}{4\omega_{pe}^2 |\omega_{ce}|} \sqrt{\frac{16T_e}{w^2 B_0^2}} \times \\
&\times \sqrt{\frac{q_{nx}^2 q_{px}^2 q_{s_2x}^4}{|D_{n\omega}| \omega_n |D_{p\omega}| \omega_p |D_{IB\omega}| \omega_{s_2} \sqrt{L_n L_{np} L_{s_2}}} \Big|_{x_{dt}}} \\
\xi_{\text{quat}} &= \frac{\Gamma(1/3)}{2\sqrt{3}} \frac{\omega_0^2 c}{4\omega_{pe}^2 |\omega_{ce}|} \sqrt{\frac{16T_e}{w^2 B_0^2}} \times \\
&\times \sqrt{\frac{q_{px}^2 q_{rx}^2 q_{s_3x}^4}{|D_{p\omega}| \omega_p |D_{r\omega}| \omega_r |D_{IB\omega}| \omega_{s_3} \sqrt{L_p L_r L_{s_3}}} \Big|_{x_{dq}}}
\end{aligned} \quad (11)$$

– коэффициенты нелинейной связи, описывающие вторичный распад первичной ВГ волны a_m на вторичные моды ВГ-волны (a_n) и ИБ-волны (b_{s_1}), третичный распад вторичной ВГ-волны a_n на третичные моды ВГ-волны (a_p) и ИБ-волны (b_{s_2}) и четверичный распад третичной ВГ-волны a_p на четверичные моды ВГ-волны (a_r) и ИБ-волны (b_{s_3}); $x_{ds,t,q}$ – координаты слоев, размер которых $l_{ds,t,q}$, соответственно, где происходят вторичная, третичная и четверичная неустойчивости;

$L_j^\pm(x) = |D_{jq}^\pm(x)| \int_{x_{jl}}^{x_{jr}} d\xi \left(|D_{jq}^+(\xi)|^{-1} + |D_{jq}^-(\xi)|^{-1} \right)$, $x_{jl,r}$ – точки поворота дисперсионных кривых, соответствующих собственным ВГ- и ИБ-модам, u_j – групповые скорости в направлении y , Λ_{jy} и Λ_{jz} – коэффициенты дифракции, которые усреднены по соответствующей области локализации собственных мод, $\langle \rangle$ – усреднение по области локализации моды, $j = m, n, p, r, s_1, s_2, s_3$, $D_{j\omega} = \partial D_{UH} / \partial \omega|_{\omega_j}$, $D_{jq}^\pm = \partial D_{UH} / \partial q_x|_{\omega_j, q_{jx}^\pm}$, $j = m, n, p, r$, $D_{j\omega} = \partial D_{IB} / \partial \omega|_{\omega_j}$, $D_{jq}^\pm = \partial D_{IB} / \partial q_x|_{\omega_j, q_{jx}^\pm}$, $j = s_1, s_2, s_3$. Квадраты модулей амплитуд собственных мод ВГ- и ИБ-волн, умноженные на коэффициент $T_e/(\pi w^2)$, равны их двумерной плотности энергии. В режиме высокой плотности в системе уравнений (9) надо положить $\xi_{\text{ter}} = 0$ и $\xi_{\text{quat}} = 0$ и ограничиться рассмотрением первых трех уравнений. Детальный вывод системы уравнений (9) описан в [33].

В обоих режимах по плотности насыщение неустойчивости происходит в результате нечетного

числа вторичных распадов. В этом случае истощение волны накачки является слабым [21], что позволило пренебречь этим эффектом в уравнениях (9). Поскольку все дочерние волны, участвующие во вторичных распадах, локализованы вдоль направления неоднородности, их частотные спектры дискретны. Это делает невозможным удовлетворить условию для вторичного распада по частотам, выбирая вторичные собственные ВГ- и ИБ-моды с $q_y = 0$. В результате, в левых частях второго и третьего уравнения появляются члены, описывающие конвекцию вторичных мод в направлении y . Процесс конвекции приводит к увеличению потерь энергии вторичных ВГ- и ИБ-волн в данном направлении.

Первичная неустойчивость, описываемая первым уравнением в системе (9), начинает развиваться, если мощность волны накачки превышает пороговое значение P_0^{th} . В случае, когда мощность волны накачки значительно больше порогового значения, $P_0 \gg P_0^{th}$, инкремент неустойчивости может быть оценен аналитически [19–21]

$$v_{k,l} = \tilde{\gamma}_p - \left((2k+1) \sqrt{\frac{|\tilde{\gamma}_p| \Lambda_{my}}{w^2}} + (2l+1) \sqrt{\frac{|\tilde{\gamma}_p| \Lambda_{mz}}{w^2}} \right) \times \sin \left(\frac{\arctan(F''/F')}{2} + \frac{\pi}{4} \right) \propto \frac{1}{w^2}, \quad k, l \in \mathbb{Z}, \quad (12)$$

где $\tilde{\gamma}_p \equiv \tilde{\gamma}_p' + i\tilde{\gamma}_p'' = \gamma_p(0,0)F(\lambda_p)$. Несмотря на то, что выражение (12) при мощности пучка порядка пороговой мощности $P_0 \approx P_0^{th}$ становится некорректным, мы можем воспользоваться им для грубой оценки порога неустойчивости. Положив $v_{k,l} = 0$ в выражении (12), мы получим следующее уравнение для порога первичной неустойчивости:

$$\tilde{\gamma}_p(P_0^{th}) = \frac{|\tilde{\gamma}_p(P_0^{th})|^{1/2}}{w} \left((2k+1) \sqrt{\Lambda_{my}} + (2l+1) \sqrt{\Lambda_{mz}} \right) \times \sin \left(\frac{\arctan(F''/F')}{2} + \frac{\pi}{4} \right). \quad (13)$$

В случае слабого истощения волны накачки мы можем описывать это явление с помощью процедуры теории возмущений [21], в рамках которой изменение потока энергии волны накачки вдоль координаты x оценивается как

$$\delta S_x = \tilde{\gamma}_p' \frac{2T_e}{\pi w^2} \frac{\omega_0}{\omega_m} |a_m(y,z)|^2 \exp \left(-\frac{y^2}{2w^2} - \frac{z^2}{2w^2} \right). \quad (14)$$

Детальный вывод (14) может быть найден в работе [39]. Видно, что уровень аномальных потерь при нечетном числе вторичных распа-

дов определяется уровнем первичной ВГ-волны в режиме насыщения $\epsilon_{m,n}^s = |a_{m,n}^s|^2$. Далее, проинтегрируем обе части уравнения (14) по координатам. Оценивая двойной интеграл $\int_{-\infty}^{\infty} dy dz |a_m(y,z)|^2 \exp \left(-\frac{y^2}{2w^2} - \frac{z^2}{2w^2} \right) \approx 2\pi w^2 \epsilon_m^s$ и имея в виду, что $\Delta P = \delta S_x \pi w^2$, мы окончательно получим

$$\frac{\Delta P}{P_0} \approx \tilde{\gamma}_p' \frac{8T_e}{P_0} \epsilon_m^s. \quad (15)$$

Уровень насыщения первичной моды ВГ-волны может быть получен из анализа баланса источников и стоков в уравнениях (9) в виде

$$\epsilon_m^s = \frac{1}{\omega_n \omega_s |\xi_{\text{sec}}|^2 \tau_n \tau_s}, \quad (16)$$

где использованы характерные времена $\tau_{n,s} = \min(w/u_{n,s}, w^2/\Lambda_{n,sy}, w^2/\Lambda_{n,sz})$, характеризующие скорость выноса дочерних волн из области распада в плоскости магнитной поверхности.

Далее, решим уравнения (9) численно, предполагая начальный тепловой уровень всех ВГ- и ИБ-волн и периодические граничные условия в двумерном боксе $V = L_y \times L_z$, размеры которого много больше поперечных размеров пучка накачки $L_y, L_z \gg w$. Согласно условиям ЭЦРН-экспериментов на токамаке TEXTOR [4, 5] возьмем радиус пучка и мощность накачки $w = 1$ см и $P_0 = 600$ кВт соответственно. Результаты численного решения для двух режимов плотности показаны на рис. 8 и 9. На рис. 8 сплошной линией (режим высокой плотности) и штрихпунктирной линией (режим низкой плотности) показана эволюция энергии всех дочерних волн в области распада, т.е. в пределах пучка волн накачки

$$W_d(t) = T_e \int_V \frac{dy dz}{\pi w^2} \times \sum_{j,k} (|a_j(t,y,z)|^2 + |b_k(t,y,z)|^2) \exp \left(-\frac{y^2}{w^2} - \frac{z^2}{w^2} \right). \quad (17)$$

Пунктирными линиями показаны коэффициенты усиления ВГ-волны при первичной неустойчивости $2\Gamma = 2v_{0,0}t$ в обоих режимах, где $v_{0,0}$ дается выражением (12). Видно, что, во-первых, коэффициент усиления первичной неустойчивости с разумной точностью описывает первичную неустойчивость; во-вторых, в результате неустойчивости в обоих режимах плотности переходит в режим насыщения.

Доля мощности, аномально поглощаемая дочерними волнами, может быть вычислена как производная по времени от суммарной энергии

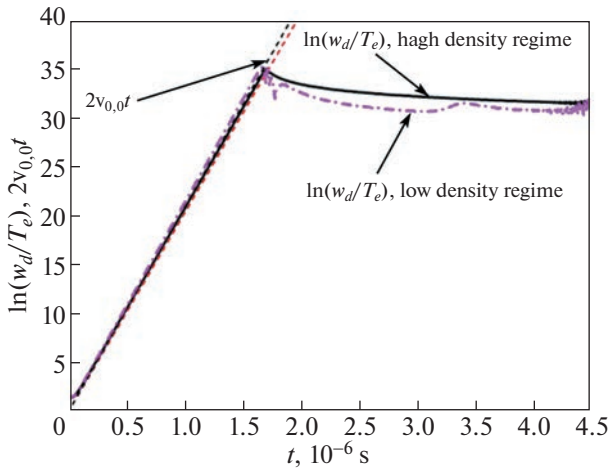


Рис. 8. Эволюция полной энергии всех дочерних волн в области распада (17) показана сплошной линией. Пунктирная линия — коэффициент усиления ВГ-волны при первичной неустойчивости $2\Gamma = 2v_{0,0}t$, где $v_{0,0}$ дается выражением (12). Зависимость при низкой плотности показана штрихпунктирной линией. Зависимость при высокой плотности — сплошной линией.

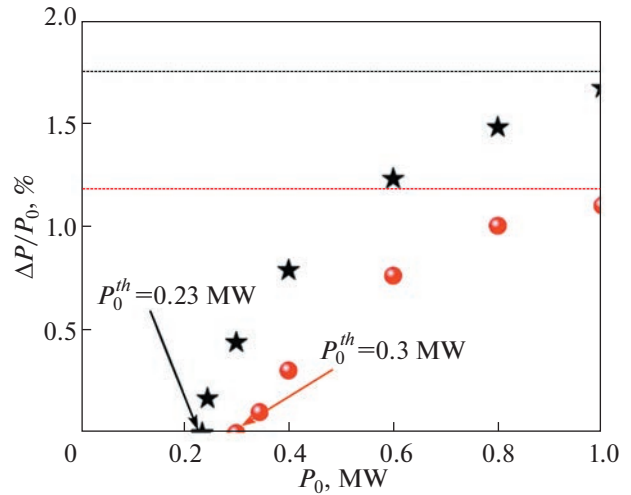


Рис. 9. Зависимость коэффициента аномального поглощения (18) от мощности пучка накачки. Символы — результат численного решения. Кружки — режим низкой плотности. Звездочки — режим высокой плотности. Пунктирные линии показывают теоретически предсказанные уровни (15).

всех дочерних волн в двумерном боксе в режиме насыщения

$$\Delta P = \frac{dW_\Sigma}{dt}, \quad (18)$$

$$W_\Sigma(t) = T_e \int_V \frac{dydz}{\pi w^2} \sum_{j,k} (|a_j(t, y, z)|^2 + |b_k(t, y, z)|^2).$$

На рис. 9 показаны зависимости коэффициента аномального поглощения $\Delta P/P_0$ от мощности пучка накачки, где символы — результат численного решения. Кружки — зависимость в режиме низкой плотности (порог возбуждения $P_0^{th} = 300$ кВт). Звездочки — зависимость в режиме высокой плотности (порог возбуждения $P_0^{th} = 230$ кВт). Горизонтальные пунктирные линии — теоретически предсказанные уровни аномального поглощения при сильно надпороговой мощности волны накачки, вычисленные согласно выражению (15), в котором использована оценка уровня насыщения первичной ВГ-волны (16). Теоретически предсказанные в результате решения уравнения (13) значения порогов в режиме низкой плотности — $P_0^{th} \approx 317$ кВт и в режиме высокой плотности — $P_0^{th} \approx 247$ кВт. Таким образом, теоретические оценки завышают значение порога неустойчивости, в то время как уровень аномального поглощения при мощности пучка много больше порогового значения стремится к аналитической оценке (15).

Разумное согласие между теоретическими оценками и результатами численного решения системы нелинейных уравнений в частных производных позволяет с доверием относиться к выполненному расчету.

4. АНОМАЛЬНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ НАКАЧКИ В СЛУЧАЕ НЕЗАПЕРТОЙ ИОННОЙ БЕРШТЕЙНОВСКОЙ ВОЛНЫ

В этом разделе мы проигнорируем возможность нелинейного возбуждения локализованной ИБ-волны и рассмотрим вторичный распад, приводящий к возбуждению бегущей ИБ-волны. В рамках этого сценария вторичного распада мы проанализируем уровни насыщения дочерних ВГ-волн и уровни аномального поглощения. На рис. 10 в режиме низкой плотности показаны волновое число q_x^I бегущей ИБ-волны (сплошная линия, $f_I = 58.12$ МГц) и разность волновых чисел вторичной моды $n = 12$ и первичной моды $m = 9$ ВГ-волн (штрихпунктирная линия). На рис. 11 в режиме высокой плотности показаны волновое число q_x^I бегущей ИБ-волны (сплошная линия, $f_I = 66.12$ МГц) и сумма волновых чисел вторичной моды $n = 25$ и первичной моды $m = 17$ ВГ-волн (штрихпунктирная линия). В окрестности точек, где пересекаются сплошные и штрихпунктирные линии, возможна вторичная неустойчивость первичных локализованных ВГ-волн, в результате развития которых возбуж-

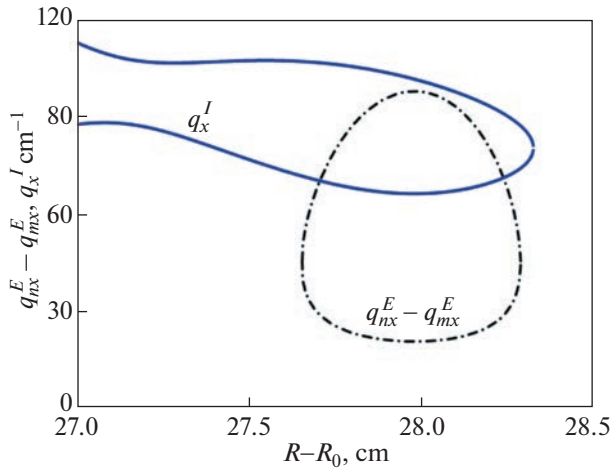


Рис. 10. Режим низкой плотности. Волновое число q_x^I бегущей ИБ-волны (сплошная линия, $f_I = 58.12$ МГц). Разность волновых чисел вторичной моды $n = 12$ и первичной моды $m = 9$ ВГ волн – штрихпунктирная линия.

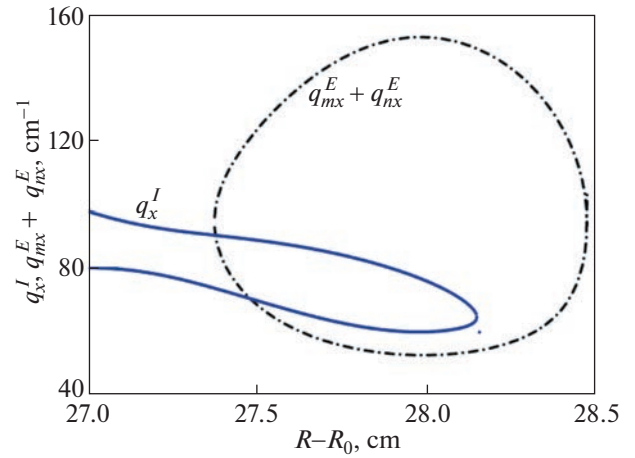


Рис. 11. Режим высокой плотности. Волновое число q_x^I бегущей ИБ-волны (сплошная линия, $f_I = 66.12$ МГц). Сумма волновых чисел вторичной моды $n = 25$ и первичной моды $m = 17$ ВГ волн – штрихпунктирная линия.

даются вторичные собственные моды ВГ-волны и бегущие ИБ-волны. Однако, в рассматриваемом случае спектр частот ИБ-волны является непрерывным. Это делает возможным подобрать усло-

вия так, чтобы конвективные потери вторичной ВГ-волны отсутствовали, т.е. $q_y = 0$. Набор связанных уравнений, описывающих этот случай, имеет вид [21]

$$\begin{cases} \frac{\partial a_m}{\partial t} - i\Lambda_{my} \frac{\partial^2 a_m}{\partial y^2} - i\Lambda_{mz} \frac{\partial^2 a_m}{\partial z^2} = \tilde{\gamma}_p a_m \exp\left(-\frac{y^2}{w^2} - \frac{z^2}{w^2}\right) - \sqrt{\frac{\omega_m}{\omega_n}} \tilde{\gamma}_s |a_n|^2 a_m \\ \frac{\partial a_n}{\partial t} + i\Lambda_{ny} \frac{\partial^2 a_n}{\partial y^2} + i\Lambda_{nz} \frac{\partial^2 a_n}{\partial z^2} = \sqrt{\frac{\omega_n}{\omega_m}} \tilde{\gamma}_s |a_m|^2 a_n - \sqrt{\frac{\omega_n}{\omega_p}} \tilde{\gamma}_t |a_p|^2 a_n \\ \frac{\partial a_p}{\partial t} + i\Lambda_{py} \frac{\partial^2 a_p}{\partial y^2} + i\Lambda_{pz} \frac{\partial^2 a_p}{\partial z^2} = \sqrt{\frac{\omega_p}{\omega_n}} \tilde{\gamma}_t |a_n|^2 a_p - \sqrt{\frac{\omega_p}{\omega_r}} \tilde{\gamma}_q |a_r|^2 a_p \\ \frac{\partial a_r}{\partial t} + i\Lambda_{ry} \frac{\partial^2 a_r}{\partial y^2} + i\Lambda_{rz} \frac{\partial^2 a_r}{\partial z^2} = \sqrt{\frac{\omega_r}{\omega_p}} \tilde{\gamma}_q |a_p|^2 a_r. \end{cases} \quad (19)$$

В системе уравнений (19) использованы следующие обозначения: $\tilde{\gamma}_{s,t,q} = \gamma_{s,t,q} F(\lambda_{s,t,q})^*$ – инкремент первичной неустойчивости, где функция F определена выше после уравнения (9), коэффициенты

$$\gamma_s = \frac{4 |e|^2}{\sqrt{\omega_m \omega_n} T_e} \frac{|L_m^+| |L_n^+| \langle D_{m\omega} \rangle \langle D_{n\omega} \rangle |D_{Iq}|}{w^2} \bigg|_{x_{ds}}, \quad \gamma_t = \frac{4 |e|^2}{\sqrt{\omega_n \omega_p} T_e} \frac{|L_n^+| |L_p^+| \langle D_{n\omega} \rangle \langle D_{p\omega} \rangle |D_{Iq}|}{w^2} \bigg|_{x_{dt}}, \quad (20)$$

$$\gamma_q = \frac{4 |e|^2}{\sqrt{\omega_p \omega_r} T_e} \frac{|L_p^+| |L_r^+| \langle D_{p\omega} \rangle \langle D_{r\omega} \rangle |D_{Iq}|}{w^2} \frac{|\chi_e^{(q)}|^2 l_{dq}^2}{|x_{dq}|}$$

описывают вторичную, третичную и четверичную неустойчивости, $\lambda_{s,t,q} = \Delta K_{s,t,q}(x_{ds,t,q}) l_{ds,t,q}$, $x_{ds,t,q}$ – координаты точек, где расстройка распадного условия для вторичной, третичной и четверичной неустойчивости $\Delta K_{s,t,q}$ имеет экстремум, $l_{ds,t,q}$ – размер соответствующего распадного слоя, $\chi_e^{(s,t,q)}$ – нелинейная восприимчивость плазмы, описывающая нелинейную связь трех продольных волн при разных распадах [38], $D_{Iq} =$

$= |\partial D_{IB} / \partial q_x|_{q_{I\kappa}}$, $q_{I\kappa}$ — решение дисперсионного уравнения $D_{IB} = 0$ для ИБ-волны. В режиме высокой плотности в системе (20) необходимо положить $\tilde{\gamma}_{i,q} = 0$ и ограничиться рассмотрением первых двух уравнений. Детальный вывод системы уравнений (19) описан в [21].

Отметим, что система уравнений (9) описывает каскад распадов, при котором возбуждаются только локализованные вторичные волны, т.е. каждый распад описывается 3 уравнениями (для распадающейся локализованной ВГ-волны и для дочерних локализованных ВГ- и ИБ-волн). Уравнения (19) описывают каскад распадов, когда вторичные ионные бернштейновские волны не локализованные, что позволяет выразить их амплитуды через произведение амплитуд ВГ-волн, участвующих в конкретном нелинейном взаимодействии, и сильно упростить систему. В этом случае каждый распад описывается 2 уравнениями (для распадающейся локализованной ВГ-волны и для дочерней локализованной ВГ-волны). Это небольшое изменение, как будет показано ниже, кардинальным образом меняет свойства системы нелинейных уравнений в частных производных и приводит к другому уровню насыщения неустойчивости.

Можно получить оценку, которая связывает коэффициент усиления вторичной волны γ_s с коэффициентами, описывающими вторичную неустойчивость в системе уравнений (9),

$$\gamma_s \propto \omega_n \omega_s |\xi_{\text{sec}}|^2 \tau_{I\kappa}, \quad (21)$$

где время прохода ИБ-волны через область взаимодействия обратно пропорционально групповой скорости ИБ-волны, т.е. $\tau_{I\kappa} = l_{ds} / v_{I\kappa}$. Первичная неустойчивость, как и в предыдущем случае, характеризуется инкрементом и порогом, которые определяются выражениями (12) и (13). Как и в случае, рассмотренном в предыдущем параграфе, истощение волны накачки не велико [21]. В этом случае уровень аномального поглощения можно оценить, используя выражение (15), в которое необходимо подставить значение уровня насыщения первичной волны для системы уравнений (19).

Уровни насыщения плотности энергии возбужденных ВГ-волн можно оценить, анализируя баланс источников и стоков в этих уравнениях. В частности, уровень насыщения первичных ВГ-волн в пучке накачки ϵ_m^s определяется балансом скорости вторичного распада $\tilde{\gamma}_s \epsilon_m^s$ и дифракционных потерь энергии вторичных волн из пятна пучка накачки

$$\epsilon_m^s \approx \frac{1}{\tau_n |\tilde{\gamma}_s|}, \quad (22)$$

где $\tau_n = \min(w^2 / \Lambda_{ny}, w^2 / \Lambda_{nz}) \approx w^2 / \Lambda_{nz}$. Таким образом, можно получить оценку того, как соотносятся уровень аномального поглощения при возбуждении бегущей ИБ-волны ΔP^{run} и уровень аномального поглощения при возбуждении запертой ИБ-волны $\Delta P^{\text{trapped}}$

$$\frac{\Delta P^{\text{run}}}{\Delta P^{\text{trapped}}} \propto \frac{\epsilon_m^{s,R}}{\epsilon_m^{s,T}}, \quad (23)$$

где верхние индексы “T” и “R” указывают на сценарии вторичного распада, при которых возбуждается локализованная ИБ-волна и бегущая ИБ-волна соответственно. Видно, что соотношение (23) определяется отношением уровней насыщения первичных волн при двух сценариях вторичного распада. Воспользовавшись оценками (16) и (22), получим

$$\frac{\Delta P^{\text{run}}}{\Delta P^{\text{trapped}}} \propto \frac{\tau_n^T \tau_p}{\tau_n^R \tau_{I\kappa}}. \quad (24)$$

При выводе системы уравнений (19) и описании конвективного усиления ИБ-волны в области распада, было принято во внимание, что характерное время конвективных потерь ИБ-волны вдоль направления неоднородности много меньше характерного времени дифракции из области локализации пучка накачки на магнитной поверхности. Т.е. в системе уравнений (19) учтено, что выполняется следующее строгое неравенство: $\tau_p \gg \tau_{I\kappa}$. При сценарии, в рамках которого возбуждается собственная мода ИБ-волны, конвективные потери вдоль направления y могут уменьшать время нахождения вторичной ВГ-волны в области взаимодействия по сравнению со вторым сценарием, когда эти потери отсутствуют, что приводит к неравенству: $\tau_n^T \leq \tau_n^R$. Таким образом, подавление конвективных потерь ИБ-волны вдоль направления неоднородности при появлении ее запертых состояний в окрестности локального максимума плотности является главным эффектом, который приводит к уменьшению уровня аномального поглощения при первом сценарии, рассмотренном в предыдущем параграфе.

Далее, решим систему уравнений (19) численно. Как и ранее, возьмем радиус пучка и мощность накачки $w = 1$ см и $P_0 = 600$ кВт [4, 5], соответственно. Результаты численного решения показаны на рис. 12 для двух режимов плотности. Сплошной линией (режим высокой плотности) и штрих-пунктирной линией (режим низкой плот-

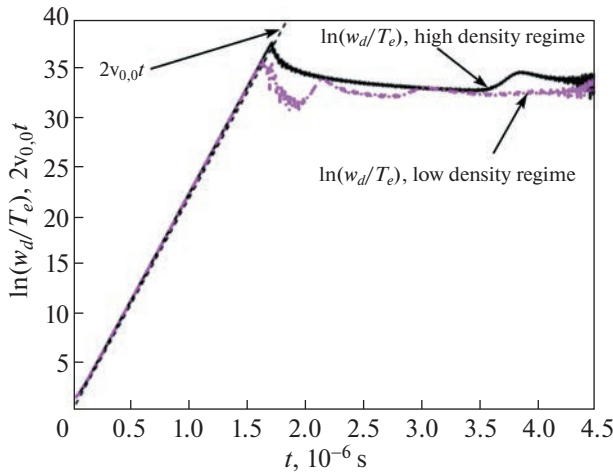


Рис. 12. Эволюция полной энергии всех дочерних волн в области распада (25). Пунктирная линия — коэффициент усиления ВГ-волны при первичной неустойчивости $2\Gamma = 2v_{0,0}t$, где $v_{0,0}$ дается выражением (12). Зависимость при низкой плотности показана штрихпунктирной линией. Зависимость при высокой плотности — сплошной линией.

ности) показана эволюция полной энергии всех дочерних волн в области распада

$$W_d(t) = T_e \int_V \frac{dydz}{\pi w^2} \sum_j |a_j(t, y, z)|^2 \exp\left(-\frac{y^2}{w^2} - \frac{z^2}{w^2}\right). \quad (25)$$

Пунктирными линиями на этом рисунке показаны коэффициенты усиления ВГ-волны при первичной неустойчивости $2\Gamma = 2v_{0,0}t$, где $v_{0,0}$ дается выражением (12). Видно, что теоретическое предсказание для коэффициента усиления первичной волны адекватно описывает результат численного решения.

Доля мощности, аномально поглощаемая дочерними волнами, может быть вычислена как производная по времени от суммарной энергии всех дочерних волн в двумерном боксе в режиме насыщения

$$\Delta P = \frac{dW_\Sigma}{dt}, \quad W_\Sigma(t) = T_e \int_V \frac{dydz}{\pi w^2} \sum_j |a_j(t, y, z)|^2. \quad (26)$$

На рис. 13 показаны зависимости коэффициента аномального поглощения $\Delta P/P_0$ от мощности пучка накачки. Символы — результат численного решения, где кружки и звездочки показывают зависимости в режиме низкой и высокой плотности соответственно. Горизонтальные пунктирные линии соответствуют теоретически предсказанным уровням аномального поглощения при сильно надпороговой мощности волны накачки, вычисленным согласно выражению (15), в котором использована оценка уровня насыщения первичной ВГ-волны (22). Видно, что при мощности

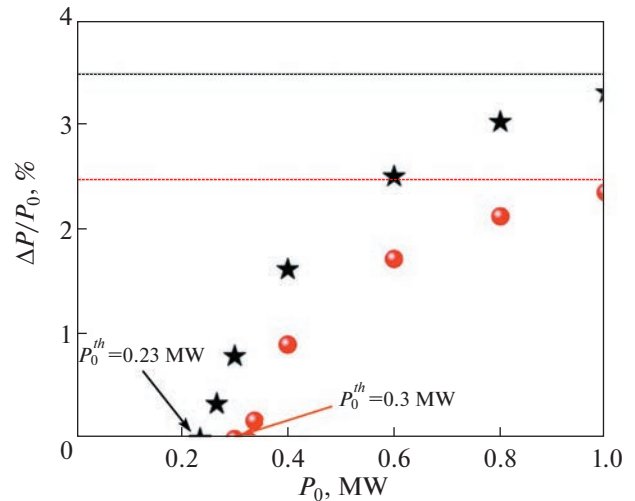


Рис. 13. Зависимость коэффициента аномального поглощения (26) от мощности пучка накачки. Символы — результат численного решения. Кружки — режим низкой плотности. Звездочки — режим высокой плотности. Горизонтальные пунктирные линии показывают теоретически предсказанные уровни (15), в котором использована оценка уровня насыщения первичной ВГ-волны (22)..

пучка много больше порогового значения зависимости стремятся к аналитической оценке (15). Согласие между теоретическими оценками и результатами численного решения системы нелинейных уравнений в частных производных позволяет с доверием относиться к выполненному расчету.

Сравнив рис. 9 и 13, можно убедиться в том, что теоретические предсказания оказываются верными. А именно, возбуждение локализованных ИБ-мод приводит к подавлению их конвективных потерь из области распада и, в результате, к насыщению неустойчивости на более низком уровне, чем в случае возбуждения бегущей ИБ-волны, а также к уменьшению почти в 2.5 раза уровня аномального поглощения.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, на примере анализа низкороговой параметрической распадной неустойчивости, развивающейся в магнитном острове в условиях токамака TEXTOR, нами показано, что возможность запираания обеих, верхнегибридной и ионной бернштейновской, вторичных волн в ходе каскадного насыщения неустойчивости приводит к существенному снижению уровня аномального поглощения мощности накачки при ее параметрическом распаде на запертую в плазме верхнегибридную волну и свободно распространяющуюся необыкновенную моду. Отметим, что этот вывод совпадает с тем, который был сделан в

случае неустойчивости параметрического распада необыкновенной волны накачки на две верхнегибридные волны, запертые в плазме, насыщающейся в результате каскада последовательных распадов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Аналитическое исследование выполнено при поддержке гранта РНФ 22-12-00010, численное моделирование — при поддержке государственного контракта ФТИ им. А.Ф. Иоффе 0040-2019-0023, а код для моделирования насыщения ПРН разработан при поддержке государственного контракта ФТИ им. А.Ф. Иоффе 0034-2021-0003.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тимофеев А.В. // УФН. 1973. Т. 110. С. 329–355.
2. Тимофеев А.В. // Резонансные явления в колебаниях плазмы. М.: Физматлит, 2000. 224 с.
3. Тимофеев А.В. // УФН. 2004. Т. 174. С. 555–582.
4. Westerhof E., Nielsen S.K., Oosterbeek J.W., Salewski M., de Baar M.R., Bongers W.A., Bürger A., Hennen B.A., Korsholm S.B., Leipold F., Moseev D., Stejner M., Thoen D.J. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 125001.
5. Nielsen S.K., Salewski M., Westerhof E., Bongers W., Korsholm S.B., Leipold F., Oosterbeek J.W., Moseev D., Stejner M. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2013. V. 55. P. 115003.
6. Батанов Г.М., Борзосекоев В.Д., Коврижных Л.М., Колик Л.В., Конечков Е.М., Малахов Д.В., Петров А.Е., Саркисян К.А., Скворцова Н.Н., Степанов В.Д., Харчев К. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. С. 511.
7. Tancetti A., Nielsen S.K., Rasmussen J., Gusakov E.Z., Popov A.Yu., Moseev D., Stange T., Senstius M.G., Kille C., Vecsési M., Jensen T., Zanini M., Abramovic I., Stejner M., Anda G., Dunai D., Zoletnik S., Laqua H.P. and the W7-X Team // Nucl. Fusion. 2022. V. 62. P. 074003.
8. Hansen S.K., Nielsen S.K., Stober J., Rasmussen J., Stejner M., Hoelzl M., Jensen T. and the ASDEX Upgrade team // Nucl. Fusion. 2020. V. 60. P. 106008.
9. Zurro B., Baciero A., Tribaldos V., Liniers M., Cappa A., Lopez-Fraguas A., Jimenez-Rey D., Fontdecaba J.M., Nekhaieva O. // Nucl. Fusion. 2013. V. 53. P. 083017.
10. Martínez M., Zurro B., Baciero A., Jiménez-Rey D., Tribaldos V. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60. P. 025024.
11. Dnestrovskij Yu.N., Danilov A.V., Dnestrovskij A.Yu., Lysenko S.E., Melnikov A.V., Nemets A.R., Nurgaliev M.R., Subbotin G.F., Solovov N.A., Sychugov D.Yu., Cherkasov S.V. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. P. 055012.
12. Мещеряков А.И., Вафин И.Ю., Гришина И.А. // Физика плазмы. 2021. V. 47. P. 22.
13. Gusakov E.Z., Popov A.Yu. // JETP Letters. 2010. V. 91. P. 655.
14. Gusakov E.Z., Popov A.Yu. // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. P. 115003.
15. Gusakov E., Popov A. // Europhys. Lett. 2012. V. 99. P. 15001.
16. Gusakov E.Z., Popov A.Yu. // Journal of Experimental and Theoretical Physics. 2015. V. 120. P. 147.
17. Popov A.Yu., Gusakov E.Z. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2015. V. 57. P. 025022.
18. Popov A.Yu., Gusakov E.Z. // Journal of Experimental and Theoretical Physics. 2015. V. 121. P. 362.
19. Popov A.Yu., Gusakov E.Z. // Europhys. Lett. 2016. V. 116. P. 45002.
20. Popov A.Yu., Gusakov E.Z. // JETP Lett. 2017. V. 105. P. 78.
21. Гусаков Е.З., Попов А.Ю. // УФН. 2020. Т. 190. P. 396.
22. Gusakov E.Z., Popov A.Yu. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2017. V. 59. P. 025005.
23. Gusakov E.Z., Popov A.Yu. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60. P. 025001.
24. Gusakov E.Z., Popov A.Yu. // Physics of Plasmas. 2018. V. 25. P. 012101.
25. Gusakov E.Z., Popov A.Yu. // Physics of Plasmas. 2018. V. 25. P. 012101.
26. Gusakov E.Z., Popov A.Yu., Saveliev A.N. // Physics of Plasmas. 2018. V. 25. P. 062106.
27. Gusakov E.Z., Popov A.Yu. // Physics of Plasmas. 2018. V. 25. P. 082117.
28. Gusakov E.Z., Popov A.Yu., Tretinnikov P.V. // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. P. 106040.
29. Gusakov E.Z., Popov A.Yu. // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. P. 104003.
30. Gusakov E.Z., Popov A.Yu. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62. P. 025028.
31. Gusakov E.Z., Popov A.Yu. // Nucl. Fusion. 2020. V. 60. P. 076018.
32. Gusakov E.Z., Popov A.Yu. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. P. 015016.
33. Gusakov E.Z., Popov A.Yu. // Physics of Plasmas. 2016. V. 23. P. 082503.
34. Gusakov E.Z., Popov A.Yu. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. P. 125017.
35. Swanson D.G. 2003 Plasma Waves, Bristol: IOP Publishing.
36. Piliya A.D., Saveliev A.N. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1994. V. 36. P. 2059.
37. Abdullaev S.S., Finken K.H., Jakubowski M.W., Kasilov S.V., Kobayashi M., Reiser D., Reiter D., Runov A.M., Wolf R. // Nucl. Fusion. 2003. V. 43. P. 299.
38. Kantor M.Yu., Donne A.J.H., Jaspers R., van der Meiden H. and TEXTOR Team // Plasma Phys. Control. Fusion. 2009. V. 51. P. 055002.
39. Gusakov E.Z., Popov A.Yu., Tretinnikov P.V. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61. P. 085008.
40. Гусаков Е.З., Попов А.Ю. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 306.

ОСОБЕННОСТИ АНОМАЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ЭЛЕКТРОННОМУ ЦИКЛОТРОННОМУ НАГРЕВУ НЕОБЫКНОВЕННОЙ ВОЛНОЙ НА ВТОРОЙ ГАРМОНИКЕ РЕЗОНАНСА В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ПЛОТНОСТЕЙ

© 2023 г. Е. З. Гусаков^а, А. Ю. Попов^{а,*}

^а Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: a.porov@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 10.03.2023 г.

После доработки 22.05.2023 г.

Принята к публикации 31.05.2023 г.

Дана подробная интерпретация эффекта аномального излучения, впервые наблюдавшегося в широком диапазоне плотностей плазмы в экспериментах по электронному циклотронному нагреву необыкновенной волной на второй гармонике резонанса в токамаке TEXTOR.

Ключевые слова: аномальное излучение плазмы, ЭЦРН, параметрическая распадная неустойчивость

DOI: 10.31857/S0367292123600292, **EDN:** HBSQIW

1. ВВЕДЕНИЕ

За последние десятилетия накоплены данные, полученные с помощью различных методов диагностики, которые свидетельствуют о различных аномальных явлениях при распространении мощных пучков СВЧ-волн в экспериментах по электронному циклотронному резонансному нагреву (ЭЦРН) плазмы на различных тороидальных установках магнитного удержания, как токамаках, так и стеллараторах. Эти явления оказались невозможно объяснить в рамках линейной теории распространения, трансформации и поглощения СВЧ-волн электронного циклотронного (ЭЦ) диапазона частот, значительный вклад в развитие которой внес профессор А.В. Тимофеев [1–3], а также интерпретировать в рамках теории параметрических распадных неустойчивостей (ПРН) в модели неоднородной плазмы с монотонными профилями плотности и магнитного поля [4, 5]. Одно из этих явлений, “аномальное рассеяние” СВЧ-волн, было обнаружено и экспериментально достаточно подробно изучено на токамаках TEXTOR, ASDEX-Upgrade и стеллараторах J-2M, Wendelstein 7-X [6–11]. Кроме того, в ЭЦРН-экспериментах на различных тороидальных установках наблюдался эффект ускорения ионов [12–14] и уширение профиля энерговыделения [15–17]. Во всех случаях было отмечено, что их появление коррелирует с формированием

в разряде немонотонного (провального) профиля плотности плазмы. Такие профили были обнаружены с помощью различных диагностик и возникали из-за эффекта аномального выноса плазмы из области центрального мощного ЭЦР-нагрева (electron rimp-out effect) [18]; в присутствии магнитного острова [19–21] или блобов [9].

“Аномальное рассеяние” СВЧ-пучка [6, 7] и излучение на субгармониках частоты гиротрона [9] обычно наблюдалось, когда частота волны накачки была примерно вдвое выше верхней гибридной (ВГ) частоты в окрестности локального максимума немонотонного профиля плотности. Экспериментальные зависимости дают представление о механизме возбуждения аномальных явлений. Скорее всего, все они являются следствием низкопорогового параметрического распада необыкновенной волны накачки на две ВГ-волны, происходящего в окрестности локального максимума профиля плотности [22], в результате которого возбуждаются две дочерние ВГ-волны, локализованные в направлении неоднородности плазмы. Этот сценарий низкопороговой ПРН позволил объяснить [23] часть данных об “аномальном рассеянии” СВЧ-волн в ЭЦРН-экспериментах на токамаке TEXTOR [6, 7]. В рамках этой модели оказалось возможным воспроизвести тонкую структуру частотного спектра и оценить уровень сигнала обратного рассеяния. Ко-

личественное сравнение, продемонстрировавшее разумное согласие предсказаний теоретической модели и экспериментальных данных, было проведено для узкого диапазона плотностей плазмы, в котором возможен распад необыкновенной волны на две запертых в окрестности локального максимума плотности ВГ-волны и, как следствие, возбуждение абсолютной ПРН. Как было показано позднее, возбуждение абсолютной ПРН-волны накачки имеет место также и в гораздо более широком диапазоне плотностей, когда только одна из дочерних волн (обычно верхнегибридная волна) локализована в направлении неоднородности плазмы [24–26]. В работе [27], публикуемой в настоящем выпуске журнала, анализируется сценарий каскада вторичных распадов первичной неустойчивости, при которой в результате генерируются локализованные вторичные верхнегибридные (ВГ) и ионные бернштейновские (ИБ) волны. В этом случае насыщение неустойчивости происходит на более низком уровне, что, скорее всего, и реализуется на практике. Локализация ИБ-волн возможна в определенном диапазоне частот выше нижнегибридной частоты. Возбуждение таких волн нашло косвенное подтверждение при анализе линейчатых спектров аномального излучения с красным и синим смещением относительно частоты волны накачки, измеренных при ЭЦРН-плазмы на токамаке TEXTOR [7] и в стеллараторе Wendelstein 7-X [11], в которых был отмечен регулярный сдвиг частот соседних эквидистантных спектральных линий. Этот сдвиг соответствует частоте именно таких локализованных ИБ-волн.

Модель первичной низкопороговой неустойчивости [26] и сценарий ее насыщения каскадом распадов на локализованные вторичные волны [27], позволяют объяснить все спектры “аномального рассеяния” волны накачки, зарегистрированные при дополнительном ЭЦ-нагреве при различных плотностях в рамках единого подхода. В настоящей статье на примере токамака TEXTOR, где был накоплен наибольший массив данных, мы оценим радиационную температуру этого излучения и даем подробное объяснение структуры его спектра во всем диапазоне параметров по плотности и магнитному полю [7]. Рассмотрение спектров аномального излучения в настоящей статье проводится для режимов низкопороговой неустойчивости параметрического распада, изученных в статье [27], которая публикуется в том же номере журнала. Это делает возможным базироваться на развитой теоретической модели и ссылаться на результаты анализа двух режимов плотности, при которых возможно возбуждение первичной неустойчивости.

Таким образом, результаты решения одной нелинейной задачи, — теории низкопорогового каскадного распада СВЧ-волны, — будут использо-

ваны для решения в настоящей статье другой нелинейной задачи — анализа генерации излучения в результате слияния ВГ-волн с заданными характеристиками, т.е. определенными в рамках модели, развитой в работе [27].

Как будет показано ниже, в результате удалось с разумной точностью воспроизвести спектры и радиационную температуру излучения, а также объяснить как диапазон плотностей, в котором аномальное излучение было обнаружено, так и эффект расщепления каждой из частотных линий, измеренный в ходе нецентрального ЭЦРН на токамаке TEXTOR [6, 7].

2. ПОСТАНОВКА ЭЦРН-ЭКСПЕРИМЕНТА НА ТОКАМАКЕ TEXTOR

Токамак TEXTOR представлял собой тороидальную установку магнитного удержания плазмы с круглыми магнитными поверхностями в сечении по малому диаметру тора, типичной средней плотностью $\langle n_e \rangle = 1.5\text{--}3 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, большим и малым радиусами тора $R_0 = 1.75 \text{ м}$ и $a = 0.46 \text{ м}$, центральной температурой электронов в омическом режиме $T_e = 500\text{--}900 \text{ эВ}$, а ионов $T_i = 300\text{--}500 \text{ эВ}$ и центральным магнитным полем $B_0 = 1.9\text{--}2.5 \text{ Т}$. Результаты, полученные на токамаке TEXTOR в течение тридцати лет, значительно продвинули исследования в области термоядерного синтеза. Хотя установка была закрыта в 2013 г., собранные на ней экспериментальные данные по-прежнему востребованы в термоядерных исследованиях. В этой статье мы проанализируем результаты, полученные в экспериментах по ЭЦРН на токамаке TEXTOR в конце 2000-х — начале 2010-х гг. Основной целью этой экспериментальной деятельности было продемонстрировать, что локальный нагрев электронов плазмы в магнитном острове может обеспечить контроль развития неоклассической тиринг-неустойчивости. Для создания вращающихся магнитных островов (мода $m/n = 2/1$) в этих экспериментах использовался динамический эргодический дивертор [28]. Профиль электронной температуры и плотности в полоидально вращающемся магнитном острове был исследован с помощью диагностики томсоновского рассеяния [19]. Было установлено, что он имеет немонотонный характер с локальным максимумом, расположенным в точке О магнитного острова. Схема микроволновых измерений при ЭЦРН представлена на рис. 1. Пучок СВЧ-волн накачки $f_0 = 140 \text{ ГГц}$ запускался со стороны слабого магнитного поля в экваториальной плоскости. Поверхность второй гармоники ЭЦ-резонанса (см. пунктирную вертикальную линию) располагалась со стороны сильного магнитного поля и в экваториальной плоскости пе-

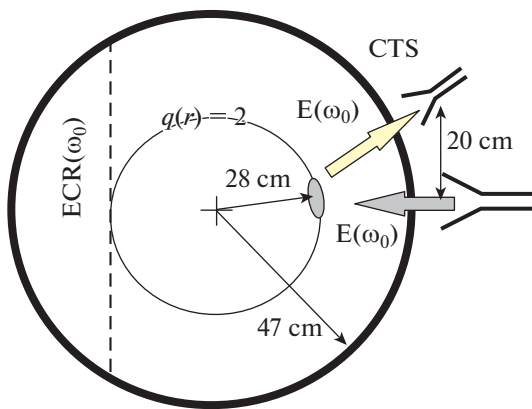


Рис. 1. Схема постановки эксперимента по нагреву плазмы в магнитном острове и измерению аномального рассеяния волны накачки на токамаке TEXTOR.

ресекала траекторию пучка СВЧ-волн и магнитную поверхность, на которой был локализован полоидально вращающегося магнитный остров. В результате экспериментов было обнаружено сильное излучение плазмы, сдвинутое вниз по частоте относительно частоты гиротрона, наблюдавшееся при прохождении греющего пучка через О-точку полоидально вращающегося острова со стороны слабого магнитного поля, и направленное назад. Обнаруженное излучение плазмы имело две полосы частот, смещенных относительно частоты греющего излучения как в сторону большей частоты (полоса анти-Стокса, синее смещение), так и в сторону меньшей частоты (полоса Стокса, красное смещение) на величину порядка 1–3 ГГц. Описанный в работах [6, 7] эффект был назван авторами “аномальным рассеянием”. Наблюдения проводились с использованием детекторов диагностики коллективного томсоновского рассеяния [7]. Подробное описание диагностики можно найти в [29]. Приемная антенна была смещена вверх от экваториальной плоскости примерно на 0.2 м. Диаграммы направленности лучей приемника CTS и гиротрона перекрываются в экваториальной плоскости на большом радиусе, примерно равном $R = 2.0$ м, что близко к положению вращающегося острова, пересекающего экваториальную плоскость со стороны слабого магнитного поля. Интенсивность рассеянного сигнала нелинейно зависила от мощности нагревного пучка. В зависимости от плотности электронов и магнитного поля были обнаружены два режима “аномального рассеяния”, которые разделяются интервалом плотностей, в котором эффект рассеяния отсутствует. Эффект “аномального рассеяния”, наблюдав-

шийся в режимах низкой и высокой плотности коррелировал во времени с прохождением О-точки полоидально вращающегося магнитного острова через микроволновый пучок в экваториальной плоскости установки, был интерпретирован как результат нелинейного взаимодействия волн, возбуждаемых СВЧ-волной накачки в результате неустойчивости параметрического распада [26].

3. РЕЖИМЫ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАСПАДА В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ЭЦ-НАГРЕВУ НА ВТОРОЙ ГАРМОНИКЕ РЕЗОНАНСА

Для того, чтобы объяснить наблюдаемую зависимость излучения от плотности и магнитного поля, напомним, что распад необыкновенной волны может происходить, если существуют дочерние волны, которые могут быть возбуждены в результате распада, и превышен порог этого нелинейного явления. “Аномальное рассеяние” или, лучше сказать, аномальное излучение плазмы в этом случае может являться вторичным эффектом, возникающим в результате нелинейного слияния различных дочерних волн [26]. Возбуждение абсолютной ПРН, сопровождающей распространение СВЧ-пучков мощностью до мегаватта, может иметь место, если хотя бы одна из дочерних волн локализована вдоль направления плазменной неоднородности [24–26]. Локализация дочерней волны полностью подавляет ее конвективные потери в направлении неоднородности плазмы. Отметим, что именно эффект значительных конвективных потерь дочерних волн из области параметрического распада в плазме с монотонными профилями плотности и магнитного поля является ответственным за значительное увеличение порога ПРН, которое было предсказано теоретически в случае ЭЦРН [4, 5].

В режиме низкой плотности волна накачки может распадаться на локализованную в магнитном острове ВГ-волну и необыкновенную волну. Этот сценарий ПРН реализуется, если частота необыкновенной волны $\omega_0 - \omega_m$ больше локальной частоты отсечки $\omega_R = |\omega_{ce}|/2 + \sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2}/2 \Big|_{x_{\max}}$, взятой в локальном максимуме профиля ВГ-частоты $x_{\max}$, т.е. при выполнении условия $\omega_0 - \omega_m > \omega_R \Big|_{x_{\max}}$. В этом неравенстве ω_0 и ω_m — частоты волны накачки и собственного ВГ-моды, ω_{pe} и ω_{ce} — локальные плазменная и электронная циклотронная частоты. Мы можем оценить собственную частоту ВГ-моды как $\omega_m \approx \omega_{UHR}(x_{\min}) = \sqrt{\omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2} \Big|_{x_{\min}}$, где $x_{\min}$ — координата локального минимума ВГ-профиля, который расположен не-

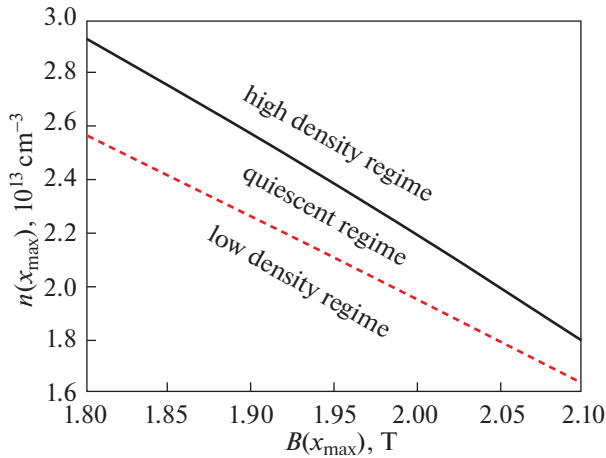


Рис. 2. Диаграмма $B(x_{\max})$, $n(x_{\max})$, определяющая режимы аномального рассеяния.

далеко от локального максимума в точке $x_{\max}$. Таким образом, уравнение

$$2\omega_0 - 2\sqrt{\omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2} \Big|_{x_{\min}} - \left(|\omega_{ce}| - \sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2} \right) \Big|_{x_{\max}} = 0 \quad (1)$$

определяет зависимость $\bar{n}_I = F(B(x_{\max}))$, отделяющую область низкой плотности от области, где дочерняя необыкновенная волна является не распространяющейся, и распад волны накачки становится невозможным. При увеличении плотности, когда частота волны накачки становится примерно равной удвоенной ВГ-частоте, возможен параметрический распад, сопровождающийся возбуждением двух локализованных ВГ-мод. Таким образом, условие

$$\omega_0 = 2\omega_{UHR} \Big|_{x_{\max}} \quad (2)$$

определяет зависимость $\bar{n}_{II} = F(B(x_{\max}))$, которая в плоскости $B(x_{\max})$, $n(x_{\max})$ отделяет область параметров, при которой невозможен параметрический распад волны накачки, от области параметров, при которой нелинейно возбуждаются две локализованные ВГ-волны. Дальнейшее увеличение плотности делает невозможным возбуждение двух локализованных ВГ-волн. Это происходит, если сумма ВГ-частоты в локальном минимуме и ВГ-частоты в локальном максимуме, больше частоты гиротрона. В этом случае возможен распад волны накачки на локализованную и нелокализованную ВГ-волны. На рис. 2 в координатах $B(x_{\max})$, $n(x_{\max})$ показана аналитически полученная диаграмма, определяющая границы различных режимов параметрической распадной неустойчивости. Эта диаграмма близка к той, что

представляла границы различных режимов “аномального рассеяния”, экспериментально наблюдавшихся в токамаке TEXTOR при эволюции плотности и магнитного поля (см. рис. 5 в работе [7]). В последующих разделах мы рассмотрим различные режимы “аномального рассеяния” или аномального излучения плазмы при развитии неустойчивости параметрического распада.

4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДОЧЕРНИХ ВОЛН В РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ АНОМАЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ. РЕЖИМ МАЛОЙ ПЛОТНОСТИ

Для анализа мы используем профиль плотности, близкий к тем, которые измерялись с помощью диагностики томсоновского рассеяния в магнитных островах на токамаке TEXTOR [19]. Предположим, что слой параметрического распада l_{dp} настолько узок, что выполняется неравенство $l_{dp} \ll \kappa_{\perp}^{-1}$, где $\kappa_{\perp} = |(\mathbf{b}_{\perp} \cdot \nabla) \mathbf{b}_{\perp}|$ — кривизна магнитной поверхности в направлении, перпендикулярном магнитному полю, $\mathbf{b}_{\perp} = \nabla \Psi \times \mathbf{b} / |\nabla \Psi|$ — является одним из двух возможных касательных векторов к магнитной поверхности, $\mathbf{b} = \mathbf{B}/B$ — единичный вектор вдоль магнитного поля, $B = |\mathbf{B}|$ и Ψ — полоидальный поток. Это позволяет пренебречь широм магнитного поля и кривизной магнитной поверхности, присущими тороидальной геометрии, и ввести локальную декартову систему координат (x, y, z) . Ось x направлена вдоль токовой переменной $\nabla \Psi / |\nabla \Psi|$ внутрь плазменного шнура. Координаты y, z — на магнитной поверхности, первая из которых перпендикулярна магнитному полю, а вторая направлена вдоль $\mathbf{B}$.

Используя выбранную систему координат, можно показать, что в присутствии магнитного острова дочерние верхнегибридные волны и ионные бернштейновские (ИБ) волны могут быть локализованы в окрестности локального максимума немомотонного профиля [27]. На рис. 1 работы [27] показаны дисперсионные кривые локализованных ИБ-волн, соответствующих фундаментальной моде ($f_{t_1}^I = 58.34$ МГц) и второй моде ($f_{t_2}^I = 58.26$ МГц). На рис. 6 работы [27] показаны дисперсионные кривые локализованных ВГ-волн, соответствующих собственным модам $m = 9$ ($f_m^E = 64.99$ ГГц), $n = 12$ ($f_n^E = 64.42$ ГГц), $p = 16$ ($f_p^E = 63.84$ ГГц) и $r = 25$ ($f_r^E = 63.25$ ГГц). Электронная, ионная температура на оси разряда и магнитное поле в магнитном острове $x_{\max}$ — $T_{e0} = 700$ эВ, $T_{i0} = 400$ эВ и $B_0 = 2.4$ Т.

В результате первичной неустойчивости необыкновенной волны с волновым числом

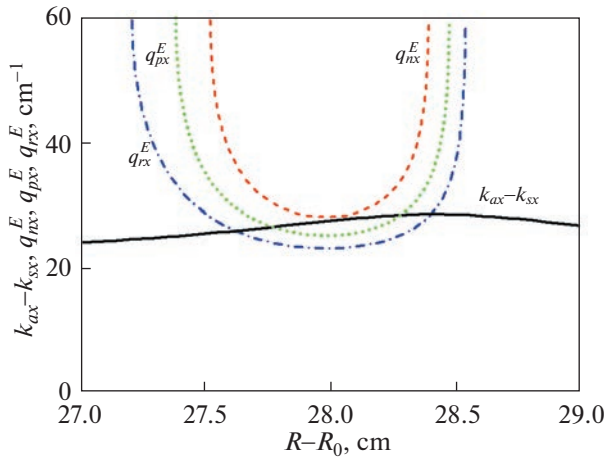


Рис. 3. Режим низкой плотности. Дисперсионные кривые, иллюстрирующие слияние первичной необыкновенной волны с вторичной, третичной и четверичной ВГ-модами. В результате возбуждаются необыкновенные волны, распространяющиеся наружу, на трех частотах $f_a = f_0 - lf_s^I$, $l = 1-3$.

$k_{0x} = k_x(\omega_0)$ (явный вид можно найти в монографии [34]) возбуждаются собственная мода $m = 9$ ВГ волны (фазовая скорость направлена внутрь плазменного шнура $\propto \exp(-i\omega_m^E t)$) и необыкновенная волна с волновым числом k_{sx} , распространяющаяся к границе плазмы $\propto \exp(i\omega_s t)$. В результате вторичной, третичной и четверичной неустойчивости возбуждаются вторичная мода $n = 12$ ВГ волны (фазовая скорость направлена наружу $\propto \exp(-i\omega_n^E t)$), третичная мода $p = 16$ ВГ волны (фазовая скорость направлена наружу $\propto \exp(i\omega_p^E t)$) и четверичной мода $r = 25$ ВГ-волны (фазовая скорость направлена наружу $\propto \exp(i\omega_r^E t)$).

На рис. 3 показаны дисперсионные кривые, иллюстрирующие слияние первичной необыкновенной волны с вторичной, третичной и четверичной ВГ-модами. В окрестности точек пересечения сплошной линии с пунктирными выполнены условия для резонансного трехволнового взаимодействия, т.е. слияния волн, в результате которых возбуждались необыкновенные волны на частотах $f_a = f_0 - lf_s^I$, $l = 1-3$, распространяющиеся наружу. Частоты этих волн соответствуют трем частотным линиям, наблюдавшимся в режиме низкой плотности в Стоксовой полосе в токам ТЕХТОР (см. рис. 7 в работе [7]).

К появлению антистоксовой полосы в спектре аномально отраженного сигнала могло привести четырехволновое взаимодействие, в результате которого имело место обратное рассеяние волны накачки на низкочастотных биениях раз-

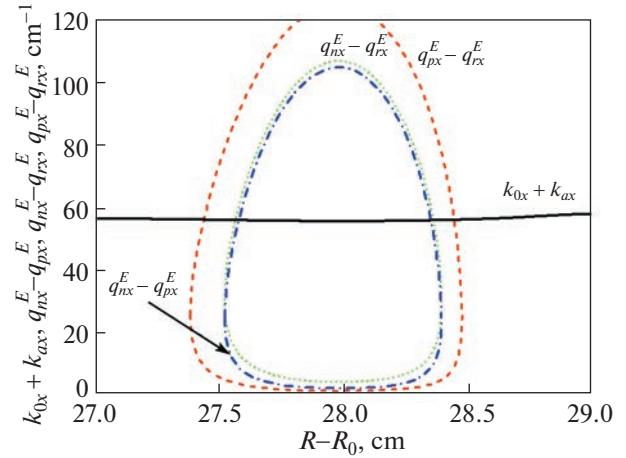


Рис. 4. Режим низкой плотности. Дисперсионные кривые, иллюстрирующие обратное рассеяние волны накачки на низкочастотных биениях различных ВГ-мод. Сплошная линия — $k_{0x} + k_{ax}$. Широкий штрих — $q_{rx}^E - q_{px}^E$, описывающие биения (вынужденные колебания) на частоте ИБ-волны $\exp(i\omega_s^I t)$. Штрихпунктирная линия — $q_{nx}^E - q_{px}^E$, описывающие биения описывающие биения на частоте ИБ-волны $\exp(i\omega_s^I t)$. Штрих — $q_{nx}^E - q_{rx}^E$, отвечающие биениям на второй гармонике частоты ИБ-волны $\exp(i2\omega_s^I t)$.

личных ВГ-мод, что приводило к возбуждению необыкновенных волн на частоте $f_a = f_0 + lf_s^I$, $l = 1, 2$, которые распространялись из области распада к границе плазмы. Дисперсионные кривые на рис. 4 иллюстрируют возможность этого четырехволнового взаимодействия. Сплошная линия изображает сумму волновых чисел волны накачки и аномально рассеянной волны $k_{0x} + k_{ax}$. Широкий штрих описывает результат вынужденных колебаний, $\propto \exp(i\omega_s^I t)$, с волновым числом $q_{px}^E - q_{rx}^E$. Волновые числа ИБ-волны, q_x^I , и ВГ-волны, q_x^E , являются решениями уравнений (1) и (8), приведенных в работе [27]. Штрихпунктирная линия описывает результат вынужденных колебаний, $\propto \exp(i\omega_s^I t)$, с волновым числом $q_{nx}^E - q_{px}^E$. Короткий штрих описывает результат вынужденных колебаний, $\propto \exp(i2\omega_s^I t)$, с волновым числом $q_{nx}^E - q_{rx}^E$. В результате рассеяния на этих вынужденных колебаниях, которое происходит в окрестности точек пересечения сплошной линии с пунктирными линиями, где выполнены условия для четырехволнового взаимодействия, возбуж-

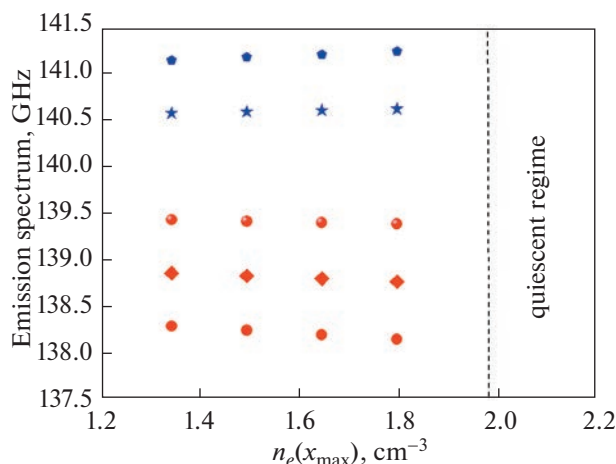


Рис. 5. Режим низкой плотности. Спектры сигналов рассеяния в зависимости от значения плотности в О-точке острова. Расстояние между соседними линиями эквидистантно и равно частоте собственной ИБ-моды.

даются необыкновенные волны на двух частотах $f_a = f_0 + lf_1^l$, $l = 1, 2$, распространяющиеся наружу.

На рис. 5 показаны предсказанные спектры сигналов рассеяния в зависимости от значения плотности в О-точке острова в режиме с низкой плотностью. Расстояние между соседними линиями эквидистантно и равно частоте собственной ИБ-моды. Поскольку частота локализованной ИБ-волны — порядка частоты нижнегибридного резонанса, то смещение между соседними частотными линиями растет с увеличением плотности по закону $\propto \sqrt{n_e}$.

В ЭЦРН-экспериментах на стеллараторе Wendelstein 7-X наблюдалось излучение из плазмы с “красным” и “синим” частотным смещением линейчатого спектра, каждая линия которого имела расщепление на величину ИЦ-частоты [11]. В обсуждаемых экспериментах на токамаке TEXTOR в силу того, что собственные частоты ИБ-волны имеют расщепление на величину порядка (плюс/минус) частоты ИЦ-резонанса (см. рис. 1 в работе [11] и работу [31]), каждая из линий частотного спектра могут также иметь подобное расщепление (на рис. 5 оно не показано). Отметим, что спектры аномального излучения плазмы, изображенные на рис. 5, с разумной точностью воспроизводят экспериментально измеренные и показанные на рис. 7 в работе [7].

Кроме того, в рамках модели низкопороговой ПРН необыкновенной волны возможно предсказать наличие излучения, частота которого сильно смещена в “красную” часть спектра. Этот сигнал — результат слияния первичной и вторичной собственных мод ВГ-волны. На рис. 6 пока-

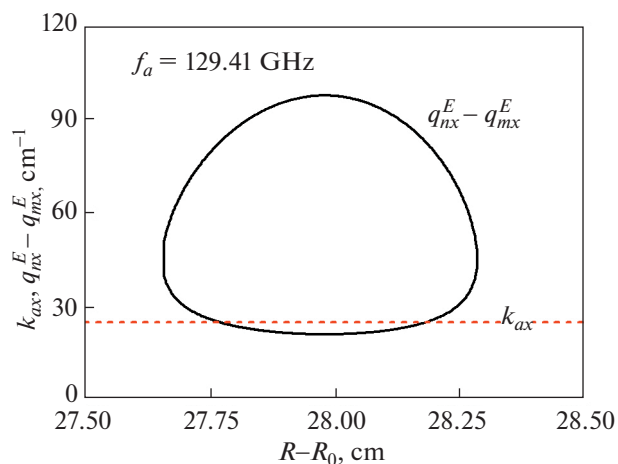


Рис. 6. Режим низкой плотности. Дисперсионные кривые, иллюстрирующие слияние первичной и вторичной собственных мод ВГ-волн (сплошная линия). В результате возбуждаются необыкновенная волна, распространяющаяся наружу (пунктирная линия) на частоте $f_a = 129.41$ ГГц.

заны дисперсионные кривые, иллюстрирующие слияние первичной и вторичной собственных мод ВГ-волн (сплошная линия). В результате должна возбуждаться необыкновенная волна, распространяющаяся наружу (пунктирная линия) на частоте $f_a = 129.41$ ГГц, сильно сдвинутой относительно частоты накачки. К сожалению, в обсуждаемых экспериментах [7], диагностики, которая могла позволить провести измерения в этом диапазоне частот, в распоряжении исследователей не было.

На рис. 7 в логарифмическом масштабе приведена зависимость спектральной плотности мощности сигнала в зависимости от его частоты.

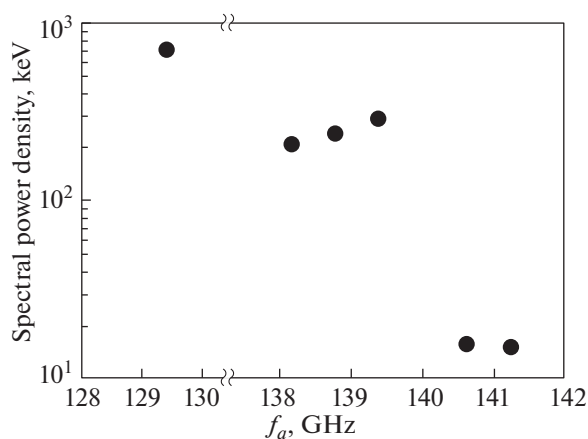


Рис. 7. Режим низкой плотности. Спектральная плотность мощности сигнала в логарифмическом масштабе в зависимости от его частоты.

ности сигнала от его частоты в режиме с низкой плотностью. Интенсивность сигналов из Стоксовой линии более чем на порядок превосходит интенсивность сигналов из антистоксовой части спектра. Эта разница объясняется разным порядком нелинейных процессов (третий и четвертый по амплитуде сливающихся волн, соответственно), которые приводят к появлению “красной” и “синей” полос в спектре частот. Процедура вычисления спектральной плотности сигнала, использующая результаты количественного анализа неустойчивости, проведенного в работе [27], подробно изложена в работе [31] и приводится в Приложении к настоящей статье.

5. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДОЧЕРНИХ ВОЛН В РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ АНОМАЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ. РЕЖИМ БОЛЬШОЙ ПЛОТНОСТИ

Для изменения режима плотности воспользуемся тем же профилем, что и в предыдущем разделе, который является близким к измеренному в эксперименте, но умножим его значение в каждой точке на определенный коэффициент. Эта процедура не меняет относительную высоту локального максимума на профиле плотности плазмы. При значениях плотности в O — точке острова, которое удовлетворяет условию (2), становится возможным параметрическая распадная неустойчивость волны накачки, в результате развития которой возбуждаются две локализованные ВГ-волны. Спектры и интенсивности излучения в этом случае были подробно исследованы в работе [23]. Было показано, что слияние различных дочерних собственных мод ВГ-волны приводит к формированию излучения, частотный спектр которого с разумной точностью воспроизводит экспериментально измеренный. Оценка интенсивности излучения (порядка 1–2 МэВ) оказалась близка к наблюдавшимся в эксперименте значениям. Дальнейшее увеличение плотности делает невозможным локализацию одной из ВГ-волн. Структура спектрально измеренных спектров в этом случае, который не был исследован ранее, значительно более сложная, чем в режиме низкой плотности. В этом разделе, используя модель низкороговой ПРН-волны накачки и ее насыщения в результате каскада распадов, развитую в работе [27], мы проанализируем возможные сценарии слияния различных дочерних волн.

В результате ПРН-волны накачки в режиме высокой плотности возбуждаются первичная мода $m = 17$ ВГ-волны на частоте $f_m^E = 70.8$ ГГц (фазовая скорость направлена наружу $\propto \exp(i\omega_m^E t)$) и вторичная мода $n = 25$ ВГ-волны на частоте $f_n^E = 70.14$ ГГц фазовая скорость может быть на-

правлена как внутрь, так и наружу $\propto \exp(\pm i\omega_n^E t)$. Дисперсионные кривые для этих ВГ-волн изображены на рис. 7 работы [27]. Кроме того, при вторичном распаде могут возбуждаться собственные моды ИБ-моды на частотах $f_{i_1}^I = 66.21$ МГц и $f_{i_2}^I = 66.16$ МГц, сдвинутая одна относительно другой на величину локальной ИЦ-частоты (см. рис. 2 в работе [27]).

В результате первичного распада возбуждается мода $m = 17$ ВГ-волны на частоте $f_m^E = 70.8$ ГГц с фазовой скоростью, направленной к границе плазмы $\propto \exp(i\omega_m^E t)$, и бегущая ВГ-волна (в форме электронной бернштейновской волны), фазовая скорость которой, направлена внутрь плазмы $\propto \exp(-i\omega_s t)$, $\omega_s = \omega_0 - \omega_m^E$, а групповая скорость — к ее границе.

Существует два сценария распада первичной ВГ-волны $m = 17$. В рамках первого сценария возбуждаются вторичная мода $n = 25$ ВГ-волны на частоте $f_n^E = 70.14$ ГГц, чья фазовая скорость направлена внутрь $\propto \exp(-i\omega_n^E t)$, и собственная мода ИБ-моды на частоте $f_{i_1}^I = 66.21$ МГц с фазовой скоростью, направленной наружу $\propto \exp(i\omega_{i_1}^I t)$. В рамках второго сценария вторичного распада возбуждаются те же вторичные моды ВГ- и ИБ-волны, но их фазовые скорости направлены наружу $\propto \exp(i\omega_m^E t)$ и внутрь $\propto \exp(-i\omega_{i_1}^I t)$, соответственно. Обращаем внимание, что частота локализованных ВГ-волн больше, чем в режиме с низкой плотностью. Увеличивается также частота локализованных ИБ-волн, ~ 0.7 ГГц, которая с увеличением плотности, напомним, растет по закону $\sqrt{n_e}$.

В режиме насыщения неустойчивости слияние (трехволновое взаимодействие) дочерних ВГ-волн может приводить к возбуждению СВЧ-колебаний, которые могут быть зарегистрированы приемной антенной. На рис. 8 пунктирной линией показана разность волновых векторов вторичной моды n ВГ-волны и первичной бегущей ВГ-волны. Сплошная кривая — волновое число необыкновенной волны, которая распространяется наружу и имеет частоту $f_a = f_0 - f_{i_1}^I = 139.34$ ГГц. В окрестности точки пересечения кривых выполняется резонансное условие для волновых векторов взаимодействующих волн, и в результате слияния возможна генерация необыкновенной волны, частота которой смещена относительно частоты волны накачки вниз на величину примерно равную локальному значению нижнегибридной частоты. Нелокализованная

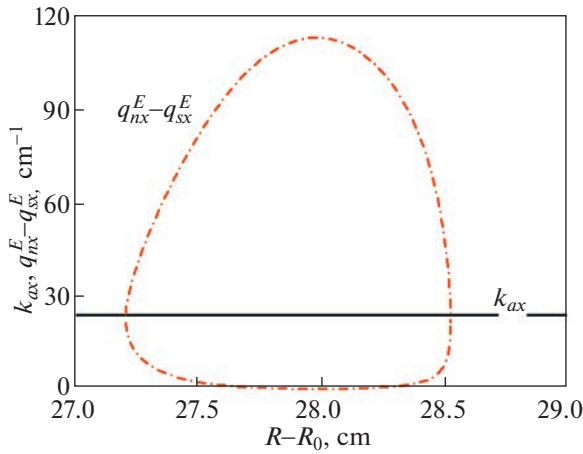


Рис. 8. Режим высокой плотности. Разность волновых векторов вторичной моды n ВГ-волны и первичной бегущей ВГ-волны — пунктирная кривая. Сплошная кривая — волновое число необыкновенной волны, которая распространяется наружу и имеет частоту $f_a = f_0 - f_{IB} = 139.34$ ГГц.

первичная ВГ-волна $\propto \exp(-i\omega_s t)$, $\omega_s = \omega_0 - \omega_m^E$ заслуживает особого обсуждения. На рис. 9 изображена зависимость волнового числа, соответствующего этой волне, от координаты. Её волновые числа $q_{sx}^{E(\pm)}$ вдали от ВГ-резонанса соответствуют электронной бернштейновской и электромагнитной модам. Эта первичная волна возбуждается в области, показанной стрелкой, в бернштейновской моде с фазовой скоростью, направленной внутрь плазмы $\propto \exp\left(i \int_{x_{UHR}}^x q_{sx}^{E(+)}(x') dx' - i\omega_s t\right)$. Но её групповая скорость направлена в противоположном направлении, т.е. наружу (толстая горизонтальная стрелка). Покидая область распада, эта волна достигает область ВГ-резонанса (примерно $x_{UHR} = R - R_0 = 28.5$ см), где происходит её линейная трансформация в быструю моду $\propto \exp\left(i \int_{x_{UHR}}^x q_{sx}^{E(-)}(x') dx' - i\omega_s t\right)$. После трансформации как фазовая, так и групповая скорость этой волны направлены внутрь плазмы (см. толстую и тонкую горизонтальную стрелки). Волна распространяется и вдали от ВГ-резонанса становится необыкновенной волной, которая имеет отсечку примерно на $R - R_0 = 23.35$ см малого радиуса. После отражения от отсечки необыкновенная волна $\propto \exp\left(-i \int_{x_{UHR}}^x |q_{sx}^{E(-)}(x')| dx' - i\omega_s t\right)$ меняет направление как фазовой, так и групповой скорости (см. толстую и тонкую горизонтальную стрелки). Далее, необыкновенная волна трансформируется в окрестности ВГ-резонанса в электронную бернштейновскую моду

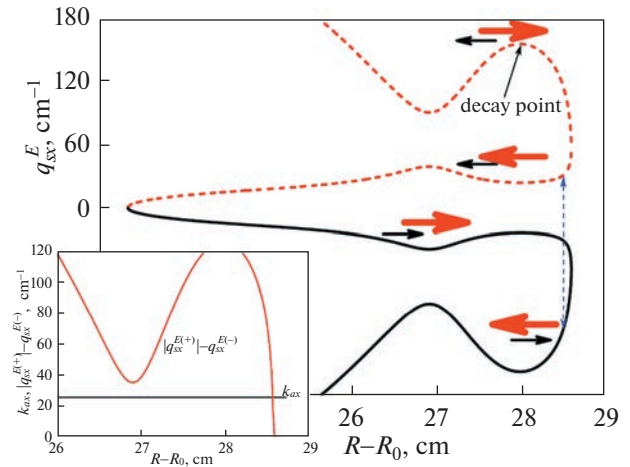


Рис. 9. Режим высокой плотности. Дисперсионные кривые бегущей первичной дочерней ВГ-волны. Направления фазовых и групповых скоростей показаны тонкими и толстыми горизонтальными стрелками. Взаимодействующие моды, слияние которых приводит к генерации необыкновенной волны на удвоенной частоте $f_a = 2f_s = 138.4$ ГГц, показаны вертикальной штриховой стрелкой. Окно в левом нижнем иллюстрирует возможность этого слияния в окрестности ВГ-резонанса.

$\propto \exp\left(-i \int_{x_{UHR}}^x |q_{sx}^{E(+)}(x')| dx' - i\omega_s t\right)$, групповая скорость у которой направлена внутрь (толстая горизонтальная стрелка). В результате между отсечкой и ВГ-резонансом оказывается четыре волны на одной частоте, но с разным направлением фазовой и групповой скорости.

Взаимодействие двух из них, а именно, электронной бернштейновской волны, $\propto \exp\left(-i \int_{x_{UHR}}^x |q_{sx}^{E(+)}(x')| dx' - i\omega_s t\right)$, и необыкновенной волны, $\propto \exp\left(i \int_{x_{UHR}}^x q_{sx}^{E(-)}(x') dx' - i\omega_s t\right)$, приводит к удвоению частоты и возбуждению на этой частоте необыкновенной волны, которая распространяется наружу. Волны, чье взаимодействие приводит к удвоению частоты, показаны вертикальной штриховой стрелкой. В окне в левом нижнем углу рис. 9 штрихпунктирной линией изображена разность волновых чисел замедленной $|q_{sx}^{E(+)}|$ и быстрой $q_{sx}^{E(-)}$ моды ВГ-волны, фазовые скорости которых направлены наружу. Сплошной линией показано волновое число необыкновенной волны на частоте $f_a = 2f_s = 138.4$ ГГц. Это трехволновое взаимодействие в окрестности ВГ-резонанса приводит к генерации сигнала на удвоенной частоте необыкновенной волны $f_a \approx 2(f_0 - f_{UH}(x_{\max}))$, которая сильнее меняется с ростом плотности, чем частота ИБ-вол-

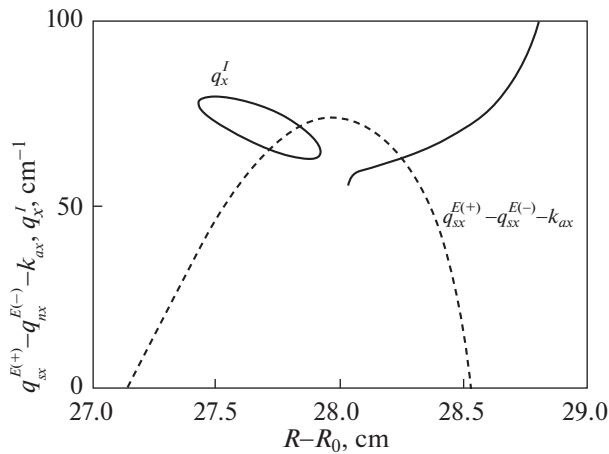


Рис. 10. Режим высокой плотности. Дисперсионные кривые, которые иллюстрируют слияние двух бегущих ВГ-волн с противоположно направленными фазовыми скоростями, каждая из которых имеет частоту $f_s = 69.2$ ГГц, с ИБ-волнами, в результате чего могут возбуждаться необыкновенные волны с частотами $f_a = 2f_s \pm f_{IB} = 138.4 \pm f_{IB}$ ГГц, распространяющиеся к границе плазмы.

ны, близкая к нижнегибридной частоте. Дисперсионные кривые, которые иллюстрируют слияние двух бегущих ($f_s = 69.2$ ГГц) ВГ-волн с ИБ-волнами, изображены на рис. 10. Это более высокое по амплитудам нелинейно связанных волн, чем случай, который описывается рис. 9, четырехволновое взаимодействие может приводить к возбуждению необыкновенных волн с частотами $f_a = 2f_s \pm f_{IB} = 138.4 \pm f_{IB}$ ГГц, которые распространяются к границе плазмы и могут быть зарегистрированы приемной антенной и отвечают стоксовой полосе аномально рассеянного сигнала.

На рис. 11 пунктирной линией показана разность волновых чисел первичной и вторичной мод ВГ-волн, последняя из которых имеет направленную внутрь фазовую скорость. Волновое число необыкновенной волны, которая распространяется наружу, $f_a = f_m + f_n = 140.94$ ГГц, изображено сплошной линией. Пересечение этих линий говорит о возможности выполнения брэгговского резонанса для трёх рассматриваемых волн. Таким образом, трехволновое взаимодействие собственных мод ВГ-волны может приводить к генерации линий в антистоксовой области спектра гиротрона. Частота этих линий возрастает с ростом плотности плазмы, как удвоенная ВГ-частота в точке локального максимума плотности плазмы, т.е. существенно быстрее, чем частота локализованной ИБ-волны близкая к нижнегибридной частоте.

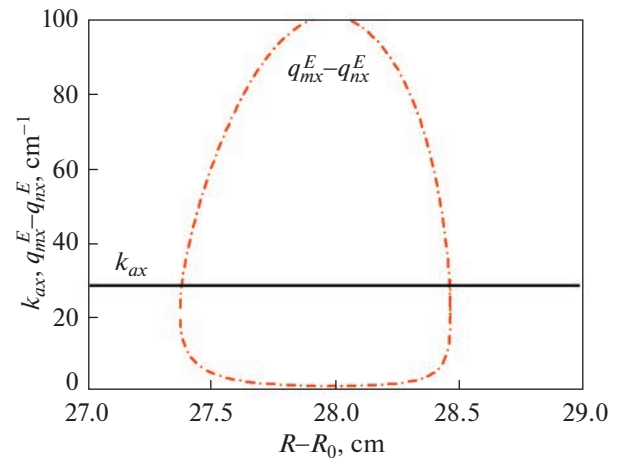


Рис. 11. Режим высокой плотности. Разность волновых чисел первичной и вторичной мод ВГ-волн, последняя из которых имеет направленную внутрь фазовую скорость, — пунктирная кривая. Волновое число необыкновенной волны (распространяется наружу, $f_a = f_m + f_n = 140.94$ ГГц) показано сплошной линией.

На рис. 12 показаны возможные спектры сигналов рассеяния в зависимости от значения плотности в О-точке острова в режиме с высокой плотностью. Приведены частоты сигналов без учета расщепления на величину (плюс/минус) частоты ИЦ-резонанса (см. рис. 2 работы [27]). Верхняя линия (полые кружки), смещенная в “синюю” область спектра, генерируется в результате механизма, описанного на рис. 11. Средняя линия (сплошные кружки), смещенная в “красную” область спектра, формируется по тому же

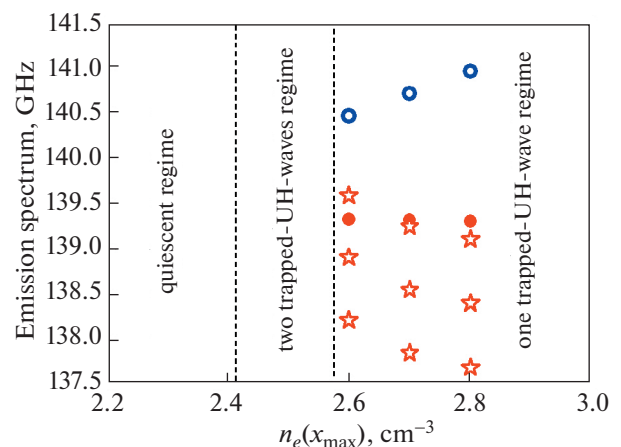


Рис. 12. Режим высокой плотности. Спектры сигналов рассеяния в зависимости от значения плотности в О-точке острова. Приведены частоты сигналов без учета расщепления на величину (плюс/минус) частоты ИЦ-резонанса.

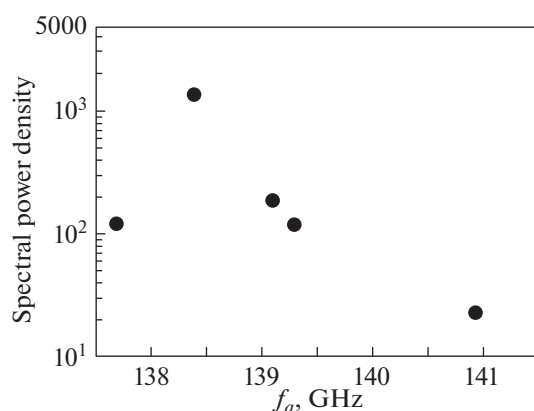


Рис. 13. Режим высокой плотности. Спектральная плотность мощности сигнала в логарифмическом масштабе в зависимости от его частоты.

механизму, что и в режиме с низкой плотностью. Частота ее отстройки от частоты волны накачки определяется частотой локализованной ИБ-волны и меняется с увеличением плотности по закону $\sqrt{n_e}$. Кроме того, возможны сигналы в “красной” области спектра (три линии, изображенные звездами), частоты которых отличаются друг от друга на величину ИБ (порядка нижегибридной) частоты. Центральная из этих линий — результат трехволнового взаимодействия, т.е. слияния двух бегущих ВГ-волн. Ее частота в зависимости от плотности плазмы составляет 1–1.6 ГГц. Боковые по отношению к этой полосе частотные линии, смещенные относительно центральной на величину f_{h1}^I , соответствуют сигналам, которые генерируются в результате четырехволнового взаимодействия. Можно ожидать, что их интенсивность будет меньше, чем интенсивность центральной линии. Зависимости частот сигналов в Стоксовой полосе от плотности плазмы в магнитном острове находятся в разумном согласии с экспериментальными зависимостями, приведенными в работе [7] (см. рис. 12), где в ряде случаев (рис. 12б) доминирует механизм, приводящий к сигналам, изображенным на рис. 12 звездами. В то же время в других случаях (рисунок 12в работы [7]) к сигналам рассеяния скорее приводит механизм, ответственный за появление частотной линии, изображенной на рис. 12 сплошными кружками (слияние первичной бегущей ВГ-волны и вторичной моды ВГ-волны). На рис. 13 показана спектральная мощность сигнала в зависимости от частоты сигнала рассеяния. Для обсуждаемых параметров, доминирующим является сигнал на частоте 138.4 ГГц, который является следствием слияния двух бегущих ВГ-волн, что согласуется с зависимостями из работы [7] (рис. 4, 9–11).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показано, что спектры аномального излучения плазмы, которые были зарегистрированы при электронном циклотронном нагреве в токамаке TEXTOR в широком диапазоне плотностей плазмы [6, 7], объясняются вторичными процессами, сопровождающим возбуждение и насыщение в результате каскада вторичных распадов низкороговой параметрической распадной неустойчивости волны накачки. Нелинейное слияние различных дочерних волн, приводящее к возбуждению необыкновенных волн, частота которых смещена как в “красную”, так и в “синюю” сторону относительно частоты гиротрона, может приводить к формированию спектров аномального излучения, имеющих вид спектров рассеяния, стоксова и антистоксова полосы которых имеют сложную, часто регулярную, структуру.

В частности, показано, что в режиме с низкой плотностью, развитие распадной неустойчивости в котором исследовано в работе [27], спектры сигналов рассеяния имеют линейчатую структуру. Расстояние между соседними линиями эквидистантно и примерно равно частоте нижегибридного резонанса, т.е. разница частот линий с увеличением плотности растет по закону $\sqrt{n_e}$. Показано, что каждая из линий частотного спектра имеет расщепление на величину порядка плюс/минус ионной циклотронной частоты. Интенсивность сигналов из стоксовой полосы должна более чем на порядок превосходить интенсивность сигналов из антистоксовой части спектра, что и наблюдалось в экспериментах. Эта разница объясняется разным порядком нелинейных процессов (третий и четвертый соответственно), которые приводят к появлению “красной” и “синей” полос в спектре излучения. Спектры аномально рассеянных сигналов в режиме с низкой плотностью, изображенные на рис. 5, с разумной точностью воспроизводят экспериментально измеренные и показанные на рис. 7 в работе [7].

Показано, что в режиме с высокой плотностью, развитие распадной неустойчивости в котором также рассмотрена в работе [27], спектр излучения также может содержать линии в антистоксовой и стоксовой частях спектра. Линии в антистоксовой части спектра формируются при слиянии локализованных ВГ-волн. Их частоты близки к удвоенной ВГ-частоте в локальном максимуме плотности плазмы. В стоксовой полосе спектра существуют линии, которые могут быть следствием слияния первичной бегущей ВГ-волны и вторичной локализованной моды ВГ-волны. Частота ее отстройки от частоты волны накачки определяется частотой локализованной ИБ-волны и меняется с увеличением плотности по закону $\sqrt{n_e}$. Кроме того, возможно появление линий, частоты которых отличаются от частоты гиротро-

на на большую величину и сильнее уменьшаются с ростом плотности плазмы. Эти линии – результат слияния двух бегущих ВГ-волн (центральная из этих частотных линий) и дальнейшей модуляции нелинейного тока, появляющегося в результате слияния, дочерней ИБ-волной (две боковые частотные линии). Полученные зависимости частот сигналов в стоковой линии от плотности плазмы в магнитном острове находятся в разумном согласии с экспериментальными зависимостями, приведенными в работе [7] (см. рис. 12), где в ряде случаев (рис. 12б) доминирует механизм, приводящий к сигналам, возникающим из-за слияния незапертых ВГ-волн. В то же время в других случаях (см. рис. 12с работы [7]) к сигналам рассеяния скорее приводит слияние первичной не запертой ВГ-волны и вторичной локализованной ВГ-волны. Для обсуждаемых параметров, доминирующим является сигнал на частоте 138.4 ГГц, который является следствием слияния двух бегущих ВГ-волн, что согласуется с зависимостями из работы [7] (рис. 4, 9–11).

Таким образом, детально подтверждены как модель насыщения низкороговой параметрической распадной неустойчивости, предложенная в [27], так и механизмы генерации спектров аномального излучения, наблюдавшегося в экспериментах по ЭЦРН на второй гармонике резонанса. Отметим, что исследования поведения мощных СВЧ-пучков в настоящее время активно ведутся на установках ASDEX-Upgrade и Wendelstein7-X. По этой причине, а также учитывая планы об использовании до 60 МВт мощности при ЭЦРН в токамаке ITER, результаты, приведенные в настоящей статье, приобретают особую актуальность.

Благодарности. Развитие аналитической модели поддержано грантом РНФ 22-12-00010, численное моделирование выполнено в рамках государственного контракта 0040-2019-0023, а код для моделирования насыщения ПРН разработан в рамках государственного контракта 0034-2021-0003.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Согласно одному из представлений теоремы взаимности, обоснованному в работе [32], амплитуда рассеянного сигнала на частоте f_a , нормированная на его мощность, регистрируемая приемной антенной, определяется выражением

$$A_s(\omega_a) = \frac{1}{4} \int_V \mathbf{j}(\omega_a, \mathbf{r}) \mathbf{E}^+(\omega_a, \mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (\text{A1})$$

где интегрирование проводится по всему объему плазмы, $\mathbf{j}(\omega_a, \mathbf{r})$ – нелинейная плотность тока, описывающая генерацию волны на частоте

$f_a = f_0 \pm f_p^I$, $\mathbf{E}^+(\omega_a, \mathbf{r})$ – поле СВЧ-пучка, который приемная антенна может генерировать на частоте принимаемого сигнала при работе в режиме излучения. Выражение для амплитуды $A_s(\omega_a)$ связывает эффективность вклада данной точки плазмы в генерацию сигнала, принимаемого антенной, со способностью этой же антенны, которая работает в режиме излучения, “осветить” эту точку в плазме с инвертированным внешним магнитным полем [32]. Таким образом, выражение (A1) для амплитуды регистрируемого сигнала является интегральной формой представления теоремы взаимности. Нелинейная плотность тока $\mathbf{j}(\omega_a)$ описывает слияние либо двух волн (трехволновое взаимодействие, второго порядка по амплитуде нелинейно связанных волн), либо четырех волн (четырёхволновое взаимодействие, третьего порядка по амплитуде нелинейно связанных волн). Нелинейные проводимости второго порядка по амплитуде взаимодействующих волн $\sigma_a^{(2)}$ и $\sigma_s^{(2)}$ получены в работах [31, 33, 34]

$$\begin{aligned} \sigma_s^{(2)} &= \omega_s \frac{\omega_{pe}^2 |\omega_{ce}| \Omega_s^3}{(\omega_0^2 - \omega_{ce}^2)(\omega_s^2 - \omega_{ce}^2)(\omega_m^2 - \omega_{ce}^2)}, \\ \sigma_a^{(2)} &= \omega_a \frac{\omega_{pe}^2 |\omega_{ce}| \Omega_a^3}{(\omega_a^2 - \omega_{ce}^2)(\omega_s^2 - \omega_{ce}^2)(\omega_n^2 - \omega_{ce}^2)}, \end{aligned} \quad (\text{A2})$$

где

$$\begin{aligned} \Omega_s^3 &= n_{0x} \left(\omega_0 \left(\frac{g_s}{\varepsilon_s} \omega_s - |\omega_{ce}| \right) |\omega_{ce}| + \right. \\ &\quad \left. + \omega_0^2 \left(\frac{g_s}{\varepsilon_s} |\omega_{ce}| - \omega_s \right) + \right. \\ &\quad \left. + |\omega_{ce}| \left(\frac{g_s}{\varepsilon_s} (\omega_s \omega_m^E - \omega_{ce}^2) + (\omega_s - \omega_m^E) |\omega_{ce}| \right) \right) \\ &+ n_{sx} \left((\omega_s - \omega_m^E) |\omega_{ce}| \left(\frac{g_s}{\varepsilon_s} \omega_s - |\omega_{ce}| \right) + \omega_0 (\omega_{ce}^2 - \omega_s^2) \right) \end{aligned}$$

и

$$\begin{aligned} \Omega_a^3 &= n_{ax} \left((2\omega_n^E \omega_{ce}^2 + \omega_a^2 \omega_s) + \frac{g_s}{\varepsilon_s} |\omega_{ce}| \omega_s (\omega_n^E - \omega_s) \right) + \\ &\quad + n_{sx} \left((2\omega_n^E \omega_{ce}^2 - \omega_s^2 \omega_a) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{g_s}{\varepsilon_s} |\omega_{ce}| (\omega_a^2 - \omega_{ce}^2 + \omega_n^E \omega_s + \omega_a \omega_s) \right), \end{aligned}$$

$n_{0,sx} = ck_x(\omega_{0,s})/\omega_{0,s}$ – коэффициент преломления необыкновенной волны накачки. Нелинейная проводимость третьего порядка по амплитуде взаимодействующих волн $\sigma_a^{(3)}$ была получена в явном виде в работе [34] (см. Приложение в работе [34]).

Используя выражение (A1), амплитуда сигнала может быть представлена в следующем виде:

$$A_s = Q_{\perp} L_x \sqrt{P_0}, \quad (A3)$$

где P_0 — мощность греющего пучка на частоте f_0 , L_x — размер области генерации сигнала на частоте f_a в направлении координаты x , $Q_{\perp}$ — коэффициент, который характеризует размер “пятна” в плоскости перпендикулярной координате x , где происходит возбуждение необыкновенной волны на частоте f_a . Коэффициенты L_x и $Q_{\perp}$ определяются громоздкими выражениями, явный вид которых зависит от порядка взаимодействия (трех- или четырехволновое) и приведен в [31]. В свою очередь, мощность сигнала $p_s(\omega_a)$ равна

$$p_s = |A_s|^2 = P_0 |L_x|^2 |Q_{\perp}|^2. \quad (A4)$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тимофеев А.В. // УФН. 1973. Т. 110. С. 329.
2. Тимофеев А.В. // Резонансные явления в колебаниях плазмы. М.: Физматлит, 2000. 224 с.
3. Тимофеев А.В. // УФН. 2004. Т. 174. С. 555.
4. Porkolab M., Cohen B.I. // Nucl. Fusion. 1988. V. 28. P. 239.
5. Cohen B.I., Cohen R.H., Nevins W.M., Rognlien T.D. // Rev. Mod. Phys. 1991. V. 63. P. 949.
6. Westerhof E., Nielsen S.K., Oosterbeek J.W., Salewski M., de Baar M.R., Bongers W.A., Bürger A., Hennens B.A., Korsholm S.B., Leipold F., Moseev D., Stejner M., Thoen D.J. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 125001.
7. Nielsen S.K., Salewski M., Westerhof E., Bongers W., Korsholm S.B., Leipold F., Oosterbeek J.W., Moseev D., Stejner M. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2013. V. 55. P. 115003.
8. Батанов Г.М., Борзосексов В.Д., Коврижных Л.М., Коликов Л.В., Кончечков Е.М., Малахов Д.В., Петров А.Е., Саркисян К.А., Скворцова Н.Н., Степанхин В.Д., Харчев К. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. С. 511.
9. Hansen S.K., Nielsen S.K., Stober J., Rasmussen J., Stejner M., Hoelzl M., Jensen T. // Nucl. Fusion. 2020. V. 60. P. 106008.
10. Hansen S.K., Jacobsen A.S., Willensdorfer M., Nielsen S.K., Stober J., Höfler K., Maraschek M., Fischer R., Dunne M. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. P. 095002.
11. Tancetti A., Nielsen S.K., Rasmussen J., Gusakov E.Z., Popov A.Y., Moseev D., Stange T., Senstius M.G., Kille C., Vecsei M., Jensen T., Zanini M., Abramovic I., Stejner M., Anda G., Dunai D., Zoletnik S., Laqua H. // Nuclear Fusion. 2022. V. 62. P. 074003.
12. Coda S. for the TCV Team // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. P. 104004.
13. Zurro B., Baciero A., Tribaldos V., Liniers M., Cappa A., Lopez-Fraguas A., Jimenez-Rey D., Fontdecaba J.M., Nekhaieva O. // Nucl. Fusion. 2013. V. 53. P. 083017.
14. Martínez M., Zurro B., Baciero A., Jiménez-Rey D., Tribaldos V. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60. P. 025024.
15. Vasilkov D.G., Batanov G.M., Berezhetskii M.S., Borzosekov V.D., Grebenshchikov S.E., Kharchev N.K., Khol'nov Yu.V., Kolik L.V., Konchekov E.M., Letunov A.A., Logvinenko V.P., Malakhov D.V., Meshcheryakov A.I., Petrov A.E., Sarksyian K.A., Skvortsova N.N., Stepakhin V.D., Vafin I.Yu. et al. // Proc. 41st EPS Conf. on Plasma Physics. 2014. V. ECA 38F. P.053.
16. Мецержаков А.И., Вафин И.Ю., Гришина И.А. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 22.
17. Dnestrovskij Yu.N., Danilov A.V., Dnestrovskij A.Yu., Ly-senko S.E., Melnikov A.V., Nemets A.R., Nurgaliev M.R., Subbotin G.F., Solovov N.A., Sychugov D.Yu., Cherkasov S.V. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. P. 055012.
18. Angioni C., Peeters A.G., Garbet X., Manini A., Ryter F. // Nucl. Fusion. 2004. V. 44. P. 827.
19. Kantor M.Yu., Donne A.J.H., Jaspers R., van der Meiden H. and TEXTOR Team // Plasma Phys. Control. Fusion. 2009. V. 51. P. 055002.
20. Pasch E., Beurskens M.N.A., Bozhnikov S.A., Fuchert G., Knauer J., Wolf R.C. and W7-X Team // Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87. P. 11E729.
21. Krämer-Flecken A., Han X., Windisch T., Cosfeld J., Drews P., Fuchert G., Geiger J., Grulke O., Killer C., Knieps A., Liang Y., Liu S., Rack M. and the W7-X team // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61. P. 054003.
22. Popov A.Yu., Gusakov E.Z. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2015. V. 57. P. 025022.
23. Gusakov E.Z., Popov A.Yu. // Physics of Plasmas. 2016. V. 23. P. 082503.
24. Popov A.Yu., Gusakov E.Z. // Europhys. Lett. 2016. V. 116. P. 45002.
25. Попов А.Ю., Гусakov Е.З. // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 105. С. 64–69.
26. Гусakov Е.З., Попов А.Ю. // УФН. 2020. Т. 190. Р. 396.
27. Гусakov Е.З., Попов А.Ю. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. № 8.
28. Abdullaev S.S., Finken K.H., Jakubowski M.W., Kasilov S.V., Kobayashi M., Reiser D., Reiter D., Runov A.M. and Wolf R. // Nucl. Fusion. 2003. V. 43. P. 99.
29. Nielsen S.K., Salewski M., Bongers W., Korsholm S.B., Leipold F., Meo F., Michelsen P., Moseev D., Oosterbeek J.W., Stejner M., Westerhof E. // Review of Scientific Instruments. 2012. V. 83. P. 113508.
30. Шафранов В.Д. // Вопросы теории плазмы. Т. 3. С. 3.
31. Гусakov Е.З., Попов А.Ю. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 128.
32. Piliya A.D., Popov A.Yu. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2002. V. 44. P. 467.
33. Гусakov Е.З., Попов А.Ю. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 306.
34. Gusakov E.Z., Popov A.Yu. // Nucl. Fusion. 2020. V. 60. P. 076018.

СКОЛЬЗЯЩИЙ ПО ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ РАЗРЯД, КАК ИСТОЧНИК УФ-ИЗЛУЧЕНИЯ И ГИДРОКСИЛЬНЫХ РАДИКАЛОВ В ЖИДКОСТИ

© 2023 г. А. М. Анпилов^a, Э. М. Бархударов^a, Ю. Н. Козлов^{b,c},
И. В. Моряков^{a,*}, С. М. Темчин^a, И. М. Тактакишвили^a

^a Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

^b ФИЦ химической физики им. Н.Н. Семёнова РАН, Москва, Россия

^c Российский экономический университет им. Г.В. Плеханова, Москва, Россия

*e-mail: igor_miw@mail.ru

Поступила в редакцию 28.04.2023 г.

После доработки 31.05.2023 г.

Принята к публикации 31.05.2023 г.

Исследовался высоковольтный импульсно-периодический поверхностный искровой разряд, распространяющийся вдоль границы вода–газ, когда в качестве газовой среды использовался Аг. В экспериментах использовался генератор с энергией накопительного конденсатора до 1.6 Дж, напряжением до 20 кВ, длительностью импульса 2–3 мкс. Проведены измерения энергетических характеристик разряда в зависимости от его длины от 40 до 140 мм. Измерена интенсивность УФ-излучения методом актинометрии в диапазоне длин волн от 200 нм до 380 нм. Установлено, что выход излучения УФ по длине разряда постоянен, практически не зависит от его длины и прямо пропорционален вкладываемой в разряд энергии. Энергетическая стоимость кванта излучения составила 150 эВ. Проведены количественные оценки наработки гидроксильных радикалов в зависимости от длины плазменного канала и вкладываемой в разряд энергии.

Ключевые слова: искровой разряд, скользящий поверхностный разряд, УФ-излучение, обработка воды

DOI: 10.31857/S0367292123600401, **EDN:** HGAYL

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время активно проводятся прикладные и фундаментальные исследования в такой обширной междисциплинарной области, как плазменно-жидкостное взаимодействие [1–4]. Известно, что плазма в жидкости и в контакте с ней является источником сильных окислителей, таких как гидроксил (ОН), атомарный кислород (О), перекись водорода (H₂O₂). При этом также возможна наработка наночастиц и окислов азота. Подобные плазменно-активированные жидкости могут быть использованы в экологических целях, в материаловедении, а также в сельском хозяйстве и медицине [1, 5–9].

Различают объемную жидкость и межфазовую область. Именно в межфазовой области проходят самые существенные физические и химические процессы. Особый интерес представляет интенсификация данных процессов.

На сегодняшний день для решения задачи плазможидкостного взаимодействия применяют разрядные системы, которые можно разделить на

три типа: разряд организуется непосредственно в жидкой среде, разряд формируется на поверхности жидкости (сюда же можно отнести системы, в которых одним из электродов является жидкость) и многофазные системы, где разряд инициируется в пузырях газа, газовых струях в жидкости, аэрозолях и пенообразующих жидкостях [10–13].

Взаимодействие жидкости с плазмой позволяет получать плазменно-активированные растворы с различными концентрациями пероксида водорода, нитрит-ионов, нитрат-ионов и гидроксильных радикалов. В силу сложности и многообразия протекающих плазмохимических процессов, наличия заряженных частиц, возникают трудности при их детальном моделировании. В этой связи особую значимость приобретают экспериментальные исследования, которые позволяют измерить концентрации активных веществ в плазменно-активированных жидкостях в зависимости от параметров разряда, его излучения, режима работы источника плазмы, геометрии разрядной камеры.

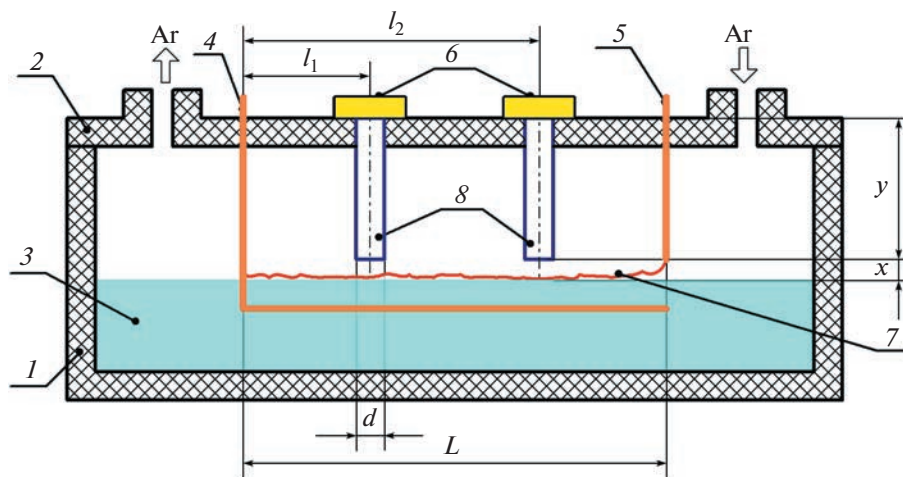


Рис. 1. Схема измерения интенсивности УФ-излучения СПР в точках l_1 и l_2 от входа земляного электрода в кювету ($l_1 = 20$ мм и $l_2 = 80$ мм). 1 — кювета из оргстекла, 2 — крышка кюветы из оргстекла, 3 — дистиллированная вода, 4 — земляной электрод, 5 — высоковольтный электрод, 6 — кварцевая кювета для актинометрических измерений, 7 — разрядный канал, 8 — кварцевые цилиндры для регистрации интенсивности излучения.

В данной работе для плазменной активации жидкости применялся скользящий поверхностный разряд (СПР) на поверхности дистиллированной воды. В образующемся разрядном канале происходит диссоциация молекул газа и паров воды, генерация УФ-излучения и наработка активных частиц [14]. Преимуществами предлагаемой разрядной системы являются получение достаточно протяженных разрядных каналов, возможность менять параметры разряда в зависимости от проводимости воды при достаточно высоких энергетических нагрузках. В [15–17] в условиях, близких к экспериментам, представляемыми в предлагаемой работе, исследовались характеристики поверхностного разряда при атмосферном давлении в воздухе и аргоне. Использовались конструкция с протяженным подводным электродом, генератор с энергией накопительного конденсатора 1.6 Дж, напряжением 20 кВ, длительностью импульса 2–3 мкс.

Целью данной работы являются количественные измерения интенсивности ультрафиолетового излучения (УФ-излучения) СПР на поверхности дистиллированной воды в аргоне при атмосферном давлении с применением метода актинометрии [18], а также количественные измерения наработки гидроксильных радикалов в результате возбуждения разряда в воде.

Следует отметить, что регистрация полного потока УФ-излучения представляет определенные трудности, в особенности, для разрядных систем, обладающих протяженной геометрической формой. Ранее актинометрическая методика была нами использована в ряде работ, например [19, 20].

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

На рис. 1 приведена схема реактора. Его конструкция позволяла работать как в замкнутом объеме, так и с прокачкой газа.

Камера из оргстекла 1 объемом 300 см³ с крышкой 2 заполнялась дистиллированной водой 3 (объем воды $V = 160$ мл). В крышке закреплялись земляной (4) и высоковольтный 5 электроды. Электрод 4 имел надводную и подводную части (подводная часть имела длину 14 см при глубине погружения 0.5...1 см). В качестве материала электродов использовалась медь. Высоковольтный электрод 5 был заострен и располагался над водой на расстоянии $x = 7$ мм от ее поверхности. В кварцевую кювету 6 заливалась актинометрическая жидкость. Параметры измерительной схемы были подобраны таким образом, чтобы УФ-излучение, поступающее из разрядного канала 7 через цилиндры 8 (внутренний диаметр $d = 8$ мм и длина $u = 35$ мм), фактически, соответствовало излучению части разряда длиной d , расположенной на расстоянии l_1 от входа земляного электрода 4. Испускаемое разрядом излучение имело телесный угол $\pi d^2 / 4(x + u)^2$. Последнее верно, если внутренняя поверхность цилиндра 8 целиком поглощает падающее на нее излучение. Приближение к этому условию достигалось путем чернения поверхности цилиндров. В рассматриваемой схеме параметры составляли соотношение $x \approx d \ll u$. Конструкция разрядной системы позволяла также регулировать длину плазменного канала L от 20 мм до 140 мм.

Электрическое питание разряда осуществлялось импульсным генератором (напряжение

$U_n \leq 20$ кВ) с накопительной емкостью $C = 10^{-8}$ Ф с тиратронной схемой запуска. Энергия накопительного конденсатора составляла $E_n \leq 1.6$ Дж. Частота следования импульсов ≤ 100 Гц. Для регистрации тока и напряжения использовались трансформатор тока типа “пояса Роговского” 1 : 10 (Stangenes Industries) и делитель напряжения 1 : 1000 (Tektronix P6015A) соответственно. Сигналы подавались на вход двухлучевого осциллографа (Tektronix TDS 1002B). При измерении проводимости воды использовался кондуктометр HANNA DIST-5 HI 98312.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В экспериментах измерялись энергетические характеристики СПР и проводились количественные измерения УФ-излучения разряда, наработка гидроксильных радикалов в жидкости.

3.1. Энергетические характеристики разряда

На рис. 2 представлены осциллограммы тока и напряжения, а также рассчитанная по ним мощность для двух случаев: а) — для длины плазменного канала $L = 20$ мм и б) — для $L = 140$ мм. Видно, что с увеличением длины СПР возрастает длительность предпробойной стадии — 1, в результате этого уменьшается доля энергии в канальной стадии (2). При этом основная энергия в разряд вкладывается именно в стадии — 2.

На рис. 2в приведена зависимость вложенной в разряд энергии от длины разрядного канала. Видно, что энерговклад линейно нарастает с длиной плазменного канала. При этом при длине разряда $L \geq 120$ мм значительная часть энергии импульса расходуется на предпробойную стадию разряда. В экспериментах проводимость воды не превышала 80 мкСм/см.

3.2. Количественные измерения УФ-излучения разряда

Измерения УФ-излучения проводились при помощи ферриоксалатового актинометра, подробно описанного в [21] по схеме, представленной на рис. 1.

Известно, что ферриоксалат калия в растворе, поглощая излучение в УФ и видимой областях спектра, восстанавливается в результате фотопереноса электрона от оксалатной группы на ион железа Fe^{3+} , и в растворе образуется ион железа Fe^{2+} [21]. Квантовый выход фотовосстановления ферриоксалата слабо изменяется в области длин волн 200–400 нм (уменьшается от 1.2 до 1.0) и остается значительным в видимой области спектра, например, при длине волны излучения

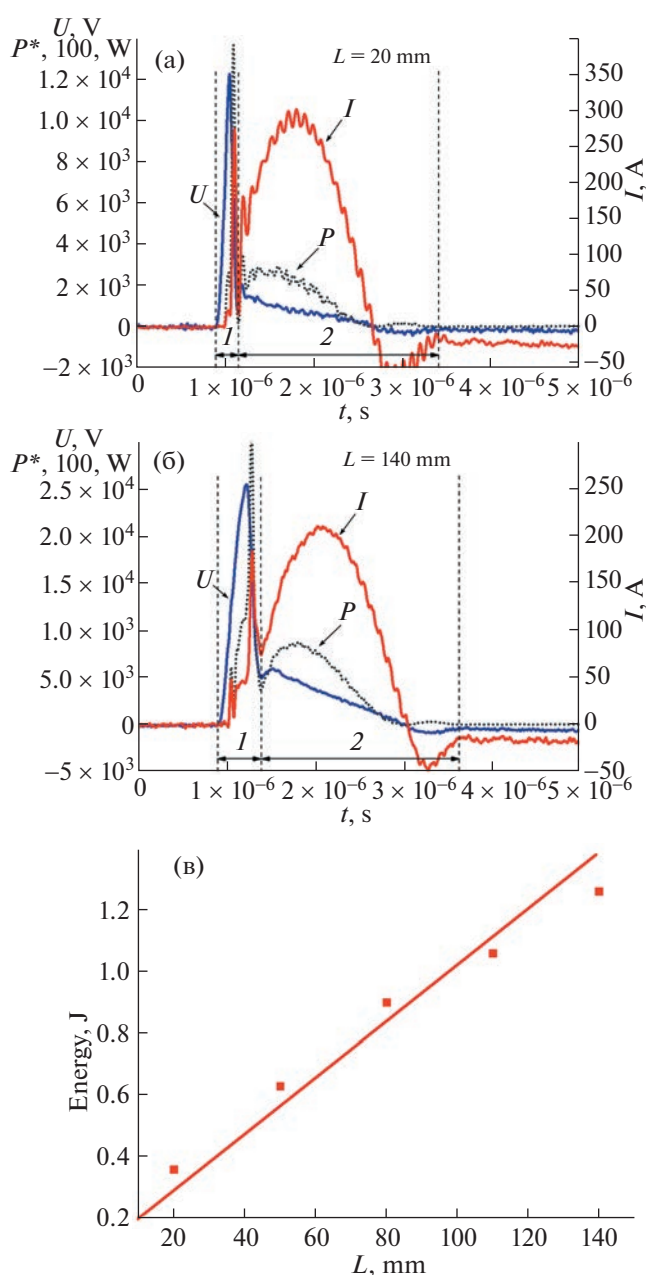


Рис. 2. а), б) — Осциллограммы тока, напряжения и рассчитанная по ним мощность для длины плазменного канала $L = 20$ мм и $L = 140$ мм соответственно. 1 — предпробойная стадия, 2 — искровая стадия; в) — вложенная в разряд энергия в зависимости от длины разрядного канала.

509 нм он равен 0.86 [18]. Эффективность поглощения излучения изменяется в зависимости от длины волны гораздо сильнее, чем квантовый выход фотовосстановления ферриоксалата. Так раствор ферриоксалата поглощает 99% света при длине волны 400 нм и 61% при 436 нм. В этой связи при измерении интенсивности УФ-излучения с помощью ферриоксалата калия необходимо

Таблица 1. Выход излучения при облучении образцов актинометрической жидкости в течение 30 мин. в атмосфере аргона при его расходе 1 л/мин, при $U = 20$ кВ, $f = 15$ имп с^{-1}

	Длина СПР L , мм				
	140		110		80
	$l_1 = 20$ мм	$L_2 = 80$ мм	$l_1 = 20$ мм	$L_2 = 80$ мм	$l_1 = 20$ мм
$10^{-17} N$, квантов	1.6	2.0	1.9	2.6	1.3

учитывать влияние на результаты видимой части спектра излучения разрядника. В работе [22] было показано, что не менее 80% регистрируемого излучения разряда обусловлено ультрафиолетом. Аналогичная ситуация имеет место и в случае нашего разряда, т.е. разряд излучает преимущественно в УФ-области оптического спектра.

Результаты измерения УФ-излучения СПР с использованием ферриоксалата калия в качестве актинометрической жидкости, помещённой в кварцевую кювету, расположенную в точках $l_1 = 20$ мм и $l_2 = 80$ мм при различных длинах L плазменного канала, выполненными по схеме рис. 1, приведены в табл. 1 (излучение, зафиксировано в точках l_1 и l_2 СПР при различных длинах L плазменного канала).

Результаты этих измерений показывают, что интенсивность излучения разряда вдоль его длины изменяется слабо. Также слабо она меняется и при изменении длины разрядного канала L . В изученных условиях, излучение единицы длины разряда постоянно вдоль его длины и слабо зависит от длины разряда L .

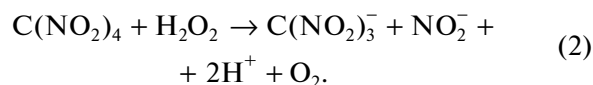
Используя данные табл. 1, оценим энергетический выход излучения СПР. Пусть N_0 излучение выделенного элемента d , рассматриваемого как точечный источник относительно b , в телесный угол 4π , а N — излучение регистрируемое кюветой b . Тогда получаем, что

$$4\pi N / (\pi d^2 / 4(x + y)^2) = N_0 \quad (1)$$

Подставив значения d , x , y и среднее значение N из приведенных в таблице (1.9×10^{17}), получим $N_0 = 0.84 \times 10^{20}$. Полное излучение разряда длиной 110 мм, для которого вложенная в импульсе энергия равна 1 Дж, при этом за 30 минут при частоте посылок импульсов 15 Гц, будет зарегистрировано УФ-квантов $0.84 \times 10^{20} \times 110/8 = 1.1 \times 10^{21}$. Следовательно, каждому импульсу вложенной в разряд энергии будет соответствовать излучение около 4×10^{16} УФ-квантов. Таким образом, на квант излучения затрачивается в среднем энергия около 150 эВ.

3.3. Количественные измерения наработки гидроксильных радикалов

Для оценки скорости генерации гидроксильных радикалов в воде использовались добавки нитроформа. Причиной выбора этого соединения являлись следующие обстоятельства. Во-первых, известно, что нитроформ эффективно взаимодействует с гидроксильными радикалами. Во-вторых, в растворе он существует в виде иона нитроформа — $\text{C}(\text{NO}_2)_3^-$. И поэтому за его химические превращения отвечают исключительно химические реакции в жидкой фазе. В-третьих, ион $\text{C}(\text{NO}_2)_3^-$ легко детектировать спектрофотометрически, поскольку он интенсивно поглощает свет на длине волны 350 нм ($\epsilon_{350} = 14500 \text{ см}^{-1} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{л}^{-1}$ [23]), в то время как продукты его окисления не поглощают свет в этой спектральной области. Поэтому окисление иона $\text{C}(\text{NO}_2)_3^-$ (регистрируется по обесцвечиванию раствора в области длины волны 350 нм) свидетельствует о возникновении окислительных частиц в растворе под действием разряда. Водный раствор, содержащий ионы $\text{C}(\text{NO}_2)_3^-$, получали восстановлением $\text{C}(\text{NO}_2)_4$ пероксидом водорода в результате реакции



Данные, полученные при окислении радикала $\text{C}(\text{NO}_2)_3^-$ приведены на рис. 3. Из них следует, что, во-первых, количество окисленного в растворе $\text{C}(\text{NO}_2)_3^-$ пропорционально времени обработки раствора (см. точки 1, 2 и точку 7, соответствующие $t = 5$ мин при $L = 110$ мм). Во-вторых, количество $\text{C}(\text{NO}_2)_3^-$ пропорционально энергии конденсатора ($CU^2/2$) (см. точки 3, 4 и точку 6 при $U = 20$ кВ и $L = 80$ мм). В-третьих, количество окисленного $\text{C}(\text{NO}_2)_3^-$ уменьшается, если в растворе присутствуют добавки этанола $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ (точка 5 и соответствующие точки на сплошной линии в отсутствие добавок $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ при $L = 80$ мм). Поскольку этанол известен как акцеп-

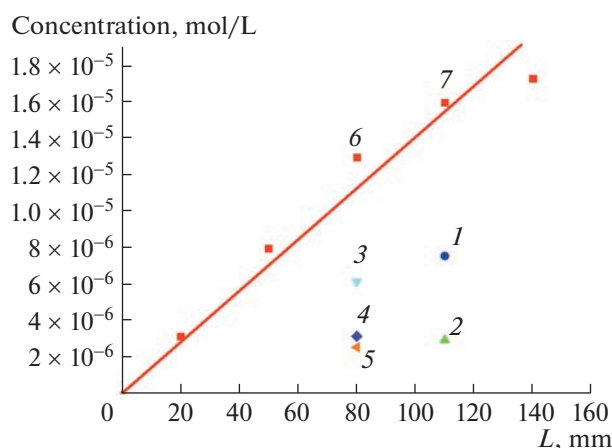


Рис. 3. Зависимость концентрации окисленного $C(\text{NO}_2)_3^-$ при обработке 160 мл водного раствора $C(\text{NO}_2)_3^-$ с начальной концентрацией $N_0 = 3.1 \times 10^{-5}$ моль/л СПР при $f = 25$ имп. с^{-1} в атмосфере аргона ($W = 1$ л/мин) от длины плазменного канала L при $t = 5$ мин, $U = 10$ кВ. Точки 1 и 2 — $t = 2.5$ мин и $t = 1$ мин соответственно, при $U = 20$ кВ и $L = 110$ мм. Точки 3 и 4 — $U = 15$ кВ и $U = 20$ кВ соответственно, при $L = 80$ мм и $t = 5$ мин. Точка 5 — влияние добавки $[\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}] = 0.5$ моль/л на обесцвечивание $C(\text{NO}_2)_3^-$ при $U = 20$ кВ и $L = 80$ мм.

тор радикалов $\text{OH}^\cdot$, то этот результат означает, что окисление $C(\text{NO}_2)_3^-$ отражает факт продуцирования радикалов $\text{OH}^\cdot$ в растворе под действием скользящего поверхностного разряда (СПР). И, наконец, количество окисленного в растворе $C(\text{NO}_2)_3^-$ практически линейно возрастает при увеличении расстояния L между высоковольтным и земляным электродами в диапазоне $L = 0-110$ мм. Это соответствует линейному увеличению количества гидроксильных радикалов, продуцированных разрядом в растворе в указанном диапазоне.

Выход обесцвечивания $C(\text{NO}_2)_3^-$, линейно возрастает с увеличением длины плазменного канала L , что коррелирует с энергией, вложенной в разряд (рис. 2).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследован скользящий поверхностный разряд, характерной особенностью которого является генерация плазмы в газе у границы раздела жидкость—газ. В ходе экспериментов были проведены измерения энергетических характеристик СПР и количественные измерения УФ-излучения разряда, оценка наработки гидроксильных радикалов в жидкости.

Было установлено, что энерговыход линейно нарастает с длиной плазменного канала. При этом при расстоянии $L \geq 120$ мм значительная часть энергии расходуется на предпробойную стадию разряда. Оценена энергетическая стоимость кванта УФ-излучения, которая составила величину около 150 эВ.

Количественные измерения показали, что выход УФ-излучения по длине разряда практически постоянен. При этом поток УФ-излучения с единицы длины разряда слабо зависит от длины плазменного канала.

Было показано, что количество продуцируемых разрядом гидроксильных радикалов $\text{OH}^\cdot$ примерно пропорционально энергии, вложенной в разряд.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Samukawa S., Hori M., Rauf S., Tachibana K., Bruggeman P., Kroesen G., Whitehead J.C., Murphy A.B., Gutso A.F., Starikovskaia S., Kortshagen U., Boeuf J.-P., Sommerer T.J., Kushner M.J., Czarnetzki U., Mason N. // Journal of Physics D: Appl. Phys. 2012. 45. 253001. P. 1–37. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/45/25/253001>
2. Bruggeman P., Leys C. // Journal of Physics D: Appl. Phys. 2009. 42. 053001. P. 1–28. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/42/5/053001>
3. Bruggeman P.J., Kushner M.J., Locke B.R., Gardeniers J.G.E., Graham W.G., Graves D.B., Hofman-Carris R.C.H.M., Maric D., Reid J.P., Ceriani E., Fernandez Rivas D., Foster J.E., Garrick S.C., Gorbanev Y., Hamaguchi S., Iza F., Jablonowski H., Klimova E., Kolb J., Krema F., Lukes P., Machala Z., Marinov I., Mariotti D., Mededovic Thagard S., Minakata D., Neyts E.C., Pawlat J., Lj Petrovic Z., Pflieger R., Reuter S., Schram D.C., Schröter S., Shiraiwa M., Tarabová B., Tsai P.A., Verlet J.R.R., von Woedtke T., Wilson K.R., Yasui K., Zvereva G. // Plasma Sources Science and Technology. 2016. 053002. P. 1–59. <https://doi.org/10.1088/0963-0252/25/5/053002>
4. Foster J.E., Sommers B.S., Gucker S.N., Blankson I.M., Adamovsky G. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2012. V. 40. Issue. 5. P. 1311–23. <https://doi.org/10.1109/TPS.2011.2180028>
5. Takaki K., Takahashi K., Hayashi N., Wang D., Ohshima T. // Reviews of Modern Plasma Physics. 2021. V. 5. № 12. <https://doi.org/10.1007/s41614-021-00059-9>
6. Naumova I.K., Maksimov A.I., Khlyustova A.V. // Surface Engineering and Applied Electrochemistry. 2011. V. 47. № 3. P. 263–265. <https://doi.org/10.3103/S1068375511030136>
7. Konchekov E.M., Kolik L.V., Danilejko Y.K., Belov S.V., Artem'ev K.V., Astashev M.E., Pavlik T.I., Lukanin V.I., Kutyrev A.I., Smirnov I.G. Gudkov S.V. Plants. 2022. V.11. Is.10. 1373 <https://doi.org/10.3390/plants11101373>

8. *Skvortsova N.N., Stepakhin V.D., Borzosekov V.D., Sorokin A.A., Malakhov D.V., Kachmar V.V., Kolik L.V., Konchekov E.M., Gusein-zade N.G., Akmadullina N.S., Voronova E.V., Shishilov O.N.* Microwave Plasma Imitation Experiments on Deposition of Lunar Dust on Metal Plates // *Plasma Phys. Rep.* 2023. V. 49. № 1. P. 120.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X22601833>
9. *Pavlik T., Gudkova V., Razvolyaeva D., Pavlova M., Kostukova N., Miloykovich L., Kolik L., Konchekov E., Shimanovskii N.* The Role of Autophagy and Apoptosis in the Combined Action of Plasma-Treated Saline, Doxorubicin, and Medroxyprogesterone Acetate on K562 Myeloid Leukaemia Cells // *IJMS.* 2023. V. 24. № 6. P. 5100.
<https://doi.org/10.3390/ijms24065100>
10. *Artem'ev K.V., Bogachev N.N., Gusein-zade N.G., Dolmatov T.V., Kolik L.V., Konchekov E.M., Andreev S.E.* Study of Characteristics of the Cold Atmospheric Plasma Source Based on a Piezo Transformer // *Russian Physics Journal.* Springer. 2020. V. 62. № 11. P. 2073.
<https://doi.org/10.1007/s11182-020-01948-1>
11. *Ashurov M.Kh., Ashurov E.M., Astashev M.E., Baimler I.V., Gudkov S.V., Konchekov E.M., Lednev V.N., Lukina N.A., Matveeva T.A., Markendudis A.G., Onegov A.V., Rashidova D.K., Sarimov R.M., Sergeichev K.F., Sharipov S.T., Simakin A.V., Smirnov I.G., Smolentsev S.Y., Yakubov M.M., Yanykin D.V., Shcherbakov I.A.* Development of an Environmentally Friendly Technology for the Treatment of Aqueous Solutions with High-Purity Plasma for the Cultivation of Cotton, Wheat and Strawberries // *ChemEngineering.* 2022. V. 6. № 6. P. 91.
<https://doi.org/10.3390/chemengineering6060091>
12. *Kuzin A., Solovchenko A., Khort D., Filippov R., Lukina V., Lukina N., Astashev M., Konchekov E.* Effects of Plasma-Activated Water on Leaf and Fruit Biochemical Composition and Scion Growth in Apple // *Plants.* 2023. V. 12. № 2. P. 385.
<https://doi.org/10.3390/plants12020385>
13. *Konchekov E.M., Glinushkin A.P., Kalinitchenko V.P., Artem'ev K.V., Burmistrov D.E., Kozlov V.A., Kolik L.V.* Properties and Use of Water Activated by Plasma of Piezoelectric Direct Discharge // *Frontiers in Physics.* Frontiers Media S.A. 2021. V. 8.
<https://doi.org/10.3389/fphy.2020.616385>
14. *Artem'ev K.V., Batanov G.M., Berezhetskaya N.K., Borzosekov V.D., Gritsinin S.I., Davydov A.M., Kolik L.V., Konchekov E.M., Kossyi I.A., Lebedev Y.A., Moryakov I.V., Petrov A.E., Sarksyian K.A., Stepakhin V.D., Kharchev N.K., Shakhmatov V.A.* Synthesis of Nitrogen Oxides in a Subthreshold Microwave Discharge in Air and in Air Mixtures with Methane // *Plasma Physics Reports.* 2020. V. 46. № 3. P. 311.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X20030010>
15. *Анпилов А.М., Бархударов Э.М., Копьев В.А., Косский И.А., Силаков В.П.* // *Физика плазмы.* 2006. Т. 32. № 11. С. 1048.
16. *Anpilov A.M., Barkhudarov E.M., Kop'ev V.A., Kossyi I.A.* 28 ICPIG, July 15–20, 2007, Prague, Czech Republic.
17. *Anpilov A.M., Barkhudarov E.M., Kozlov Yu.N., Kossyi I.A., Misakyan M.A., Moryakov I.V., Smirnov M.G., Taktakishvili M.I., Temchin S.M.* // *Journal of Physics: Conf. Ser.* 2021. P. 012012.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/2055/1/012012>
18. *Калвер Дж., Пумтс Дж.* Фотохимия. М., 1968.
19. *Anpilov A.M., Barkhudarov E.M., Bark Yu.B., Zadira-ka Yu.V., Christofi N., Kozlov Yu.N., Kop'ev V.A., Kossyi I.A., Silakov V.P., Taktakishvili M.I., Temchin S.M.* // *J. Phys. D.: Appl. Phys.* 2001. V. 34. P. 993.
20. *Анпилов А.М., Бархударов Э.М., Двоенко А.В., Козлов Ю.Н., Косский И.А., Моряков И.В., Тактакишвили М.И., Темчин С.М.* // *Успехи прикладной физики.* 2016. Т. 4. № 3. С. 265.
21. *Hatchard C.G., Parker C.A.* // *Proc. Roy. Soc., London.* 1956. V. A235. P. 518–536.
22. *Анпилов А.М., Бархударов Э.М., Козлов Ю.Н., Косский И.А., Мисакян М.А., Моряков И.В., Тактакишвили М.И., Тарасова Н.М., Темчин С.М.* // *Физика плазмы.* 2019. Т. 45. № 3. С. 268.
<https://doi.org/10.1134/S036729211902001X>
23. *Rabani J., Mulac W.A., Matheson M.S.* // *J. Phys. Chem.* 1965. V. 69. 53.

ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

УДК 533.9

Памяти А.В. Тимофеева посвящается

УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В КОМБИНИРОВАННОЙ МАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ В СИНХРОННОМ РЕЖИМЕ

© 2023 г. **В. П. Милантьев^а, В. В. Андреев^а, В. А. Туриков^а**

^а *Российский университет дружбы народов, Москва, Россия*

**e-mail: dyatko@triniti.ru*

Поступила в редакцию 20.03.2023 г.

После доработки 31.05.2023 г.

Принята к публикации 31.05.2023 г.

Исследован процесс захвата электронов в режим синхронного гиромагнитного авторезонанса в комбинированной магнитной ловушке пробочного типа с ВЧ-полем в цилиндрическом резонаторе. При учете членов первого порядка малости по амплитуде ВЧ-поля получены усредненные уравнения движения электронов в такой ловушке. Для изменения магнитного поля со временем по линейному закону в слаборелятивистском приближении выведено уравнение для резонансной фазы, имеющее вид уравнения нелинейного осциллятора с постоянной силой. На основе анализа его решений получен общий критерий захвата электронов в режим гиромагнитного авторезонанса. С помощью метода Боголюбова исследовано изменение энергии частиц при учете зависимости параметров комбинированной ловушки от времени. Показано, что при авторезонансе изменение энергии электрона со временем происходит синхронно с изменением магнитного поля.

Ключевые слова: плазма, гиромагнитный авторезонанс, магнитная ловушка, высокочастотное поле, резонансная фаза

DOI: 10.31857/S0367292123600310, **EDN:** HDOABS

1. ВВЕДЕНИЕ

В Лаборатории физики плазмы Российского университета дружбы народов в течение многих лет ведутся теоретические и экспериментальные исследования в области электронного циклотронного резонанса. Они во многом опираются на классические работы А.В. Тимофеева [1–8]. Он проявлял интерес к нашим работам по электронному циклотронному нагреву плазмы в пробочных ловушках. В частности, они отмечены в его известном обзоре [6]. В последнее время мы часто обсуждали с А.В. Тимофеевым результаты наших лабораторных и численных экспериментов по изучению явления циклотронного авторезонанса, открытого в работах [9–11]. Он, в частности, указал нам на связь критерия авторезонансного ускорения в нарастающем магнитном поле с условием существования соответствующего адиабатического инварианта. Обсуждалось также влияние возбуждаемых коллективных полей на условия захвата электронов в режим авторезонанса. Результаты этих плодотворных обсуждений были в дальнейшем использованы в наших исследованиях.

Циклотронный авторезонанс при воздействии на электроны плоской электромагнитной волны возможен лишь при условии, что волна распространяется в вакууме вдоль постоянного магнитного поля. При этом существенную роль играет доплеровский сдвиг частоты. Только в этом случае начальное условие циклотронного резонанса частицы с волной сохраняется автоматически, “само собой” во все время движения частицы, без каких-либо других внешних воздействий, т.е. является интегралом движения. И только в этом режиме частицы могут непрерывно ускоряться или тормозиться в зависимости от начальных условий. При нарушении условий авторезонанса энергия частицы оказывается периодической функцией времени [12]. В этом случае возможно “принудительное” поддержание синхронизма частицы с волной с помощью различных способов: волны с изменяющейся фазовой скоростью; изменяющееся в пространстве или во времени ведущее магнитное поле; внешнее электрическое поле и т.д. При этом движение частицы также называют авторезонансным [13–16].

Движение заряженной частицы в синхронном режиме, поддерживаемом каким-либо способом,

возможно как в бегущей, так и в стоячей волне. Из-за отсутствия доплеровского сдвига частоты в стоячей волне условие циклотронного резонанса частицы с волной определяется равенством частоты волны релятивистской циклотронной частоте. В случае электронов это равенство в начальный момент времени быстро нарушается из-за увеличения энергии электрона, так что непрерывный синхронный режим движения невозможен. В принципе, можно обеспечить сохранение начального условия циклотронного резонанса подбором синхронизирующего магнитного поля, изменяющегося в пространстве или во времени, или одновременно в пространстве и во времени. В этом случае магнитное поле должно изменяться в точном соответствии с изменением энергии частицы. Ясно, что реализовать такое синхронизирующее магнитное поле практически невозможно. В связи с этим в работах [17, 18] был проведен расчет движения электрона в рамках упрощенной модели: рассматривалось движение в поле стоячей волны с постоянной амплитудой и однородном магнитном поле при условии, что синхронизм частицы с волной поддерживается с помощью медленно возрастающего со временем по заданному закону ведущего магнитного поля. Было показано, что при достаточно медленном нарастании магнитного поля возможен режим движения, близкий к резонансному, в котором энергия периодически изменяется около возрастающего со временем среднего значения. Этот режим движения в [18] был назван “гиромангнитным авторезонансом” (ГА). Метод ускорения [18] был подтвержден экспериментально [19–22], и получил дальнейшее плодотворное развитие в работах [23–25]. В этих работах приведены результаты экспериментальных и теоретических исследований плазмы в условиях ГА в комбинированной магнитной ловушке, представляющей собой цилиндрический резонатор моды TE_{111} , находящийся в магнитном поле пробочного типа. Теоретические результаты были получены с помощью численного моделирования в условиях, максимально приближенных к эксперименту. Вместе с тем, вопросы, связанные с особенностями захвата частиц в режим синхронного ускорения, остаются еще недостаточно изученными. Настоящая работа посвящена исследованию фазового захвата частиц в режим синхронного ускорения в комбинированной ловушке указанного типа.

2. КОМБИНИРОВАННАЯ МАГНИТНАЯ ЛОВУШКА

Комбинированная магнитная ловушка содержит цилиндрический резонатор моды TE_{111} , находящийся в ловушке с магнитными пробками (рис. 1). Она достаточно подробно описана в [23] и является базовой платформой для изучения ГА.

Система функционирует в импульсно-периодическом режиме. Цилиндрический микроволновый резонатор 1 с резонансной частотой 2.45 ГГц, импульсно возбуждаемый на моде TE_{111} от генератора мощностью до 5 кВт с длительностью импульса 1.2 мс, помещен соосно с электромагнитными вейсовского типа, пробочной магнитной ловушки (пробочное отношение 1.5 при расстоянии 11 см) 2 и импульсными катушками 3, создающими дополнительное импульсное магнитное поле. Толщина стенки вакуумного резонатора (1 мм) обеспечивает быстрое проникновение импульсного магнитного поля в объем резонатора. Импульсное магнитное поле может достигать величины $B_{\max} = 200\text{--}1000$ Гс при времени нарастания $\tau_{\text{incr}} = 300\text{--}700$ мкс. По достижению максимума величина импульсного магнитного поля падает по закону близкому к линейному. Синхронизация импульсных процессов (импульс СВЧ, импульсное магнитное поле, системы регистрации) при скважности от 10 до 35, а также управление стационарными системами обеспечивается в автоматизированном режиме. Скорость нарастания импульсного магнитного поля обеспечивает плавное (медленное) нарастание магнитного поля в пределах импульса СВЧ-поля волны накачки в соответствии с критерием захвата [18], что обеспечивает поддержание режима ГА. Рабочий цикл, представляющий из себя синхронизированную последовательность действия импульсов СВЧ 1 и импульсного магнитного поля 2 в пределах рабочего объема, погруженного в стационарное магнитное поле короткого пробкотрона, представлен на рис. 2. На временном интервале (А), обеспечивается режим заполнения рабочего объема первичной плазмой (ЭЦР-разряд), на участке (В) реализуется режим ГА, режим удержания генерируемых плазменных сгустков в условиях плавного снижения напряженности магнитного поля пробкотрона при сохранении его продольного профиля реализуется на участке (С) (рис. 2).

Компоненты векторов поля стоячей волны в резонаторе в цилиндрических координатах (r, φ, z) определяются формулами [26]

$$\begin{aligned} E_r &= E_0 \frac{J_1(k_r r)}{k_r r} \sin \varphi \cos(k_z z) \sin(\omega t), \\ E_\varphi &= E_0 J_1'(k_r r) \cos \varphi \cos(k_z z) \sin(\omega t), \\ B_r &= -\frac{k_z \sqrt{\mu \epsilon}}{k} E_0 J_1'(k_r r) \cos \varphi \sin(k_z z) \cos(\omega t), \quad (1) \\ B_\varphi &= E_0 \frac{k_z \sqrt{\mu \epsilon}}{k} \frac{J_1(k_r r)}{k_r r} \sin \varphi \sin(k_z z) \cos(\omega t), \\ B_z &= -E_0 \frac{k_r \sqrt{\mu \epsilon}}{k} J_1(k_r r) \cos \varphi \sin(k_z z) \cos(\omega t), \end{aligned}$$

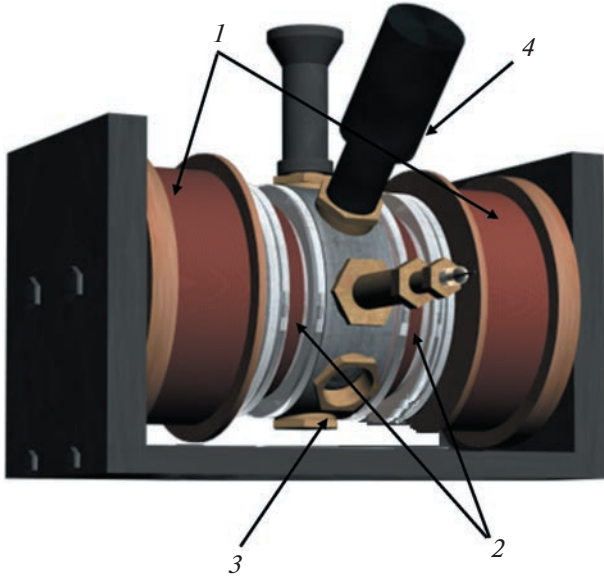


Рис. 1. 1 – электромагниты стационарного магнитного поля пробкотрона, 2 – катушки импульсного магнитного поля, 3 – рабочая камера – резонатор СВЧ (мода TE_{111}), 4 – системы диагностики.

где расстояние вдоль оси резонатора (оси z) отсчитывается от его середины, $k_r = 1.8411/r_0$, $k_l = \pi/l$, r_0 – радиус резонатора, l – его длина, частота $\omega = kc/\sqrt{\mu\epsilon}$, где c – скорость света в вакууме, μ , ϵ – магнитная и диэлектрическая проницаемости плазмы, заполняющей резонатор, волновое число $k = \sqrt{k_r^2 + k_l^2} \equiv k_r \sqrt{1 + 2.912(r_0/l)^2}$; $J_1(k_r r)$ – функция Бесселя 1-го порядка, $J'_1(k_r r)$ – ее производная по аргументу, E_0 – амплитуда напряженности электрического поля.

Пробочное магнитное поле с точностью до линейных по отклонению от оси симметрии (оси z) можно представить в виде

$$\mathbf{B}_0 = \left\{ -\frac{x}{2} B'_0, -\frac{y}{2} B'_0, B_0(z, t) \right\}, \quad (2)$$

где $B'_0 \equiv \partial B_0 / \partial z$. Предполагается, что магнитное поле может медленно изменяться со временем.

3. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

При пренебрежении радиационными потерями релятивистское движение электрона в указанных полях описывается уравнениями:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e(\mathbf{E}_1 + c^{-1}[\mathbf{v} \times \mathbf{B}]), \quad (3)$$

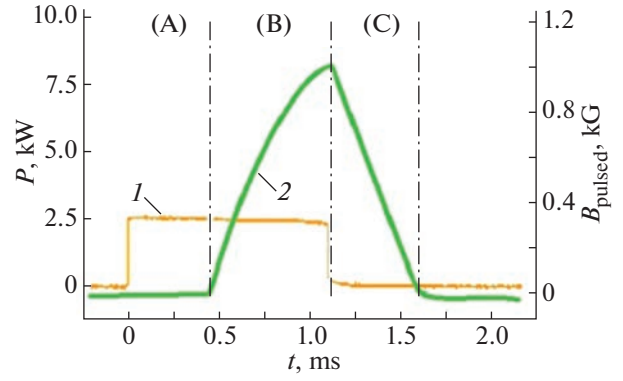


Рис. 2. Синхронизированная последовательность действия импульсов: 1 – СВЧ и 2 – импульсного магнитного поля.

$$\frac{dmc^2\gamma}{dt} = -e \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{E}_1}{m\gamma}, \quad (4)$$

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{v} = \frac{\mathbf{p}}{m\gamma}. \quad (5)$$

Здесь $\mathbf{p} = m\gamma\mathbf{v}$ – вектор импульса, $\mathbf{v}$ – вектор скорости, $\gamma = (1 + p^2/m^2c^2)^{1/2}$ – релятивистский фактор, $e > 0$, m – заряд и масса электрона соответственно, $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \equiv \mathbf{B}_0(\mathbf{r}, t) + \mathbf{B}_1(\mathbf{r}, t)$, где $\mathbf{B}_0(\mathbf{r}, t)$ – пробочное магнитное поле ловушки, $\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{B}_1(\mathbf{r}, t)$ – векторы поля резонатора.

Для выделения циклотронного вращения электрона в магнитном поле ловушки введем цилиндрические компоненты вектора импульса $\mathbf{p} = (p_z, p_\perp, \theta_c)$:

$$\mathbf{p} = p_z \mathbf{e}_z + p_\perp (\mathbf{e}_x \cos \theta_c + \mathbf{e}_y \sin \theta_c). \quad (6)$$

Здесь $\mathbf{e}_x$, $\mathbf{e}_y$, $\mathbf{e}_z$ – единичные векторы вдоль декартовых осей, θ_c – фаза циклотронного вращения.

Подставляя (6) в уравнения (3)–(5) и проецируя затем на направления $\mathbf{e}_z$, $\mathbf{e}_x \cos \theta_c + \mathbf{e}_y \sin \theta_c$ и $-\mathbf{e}_x \sin \theta_c + \mathbf{e}_y \cos \theta_c$, получаем систему уравнений движения электрона в виде

$$\begin{aligned} \frac{dp_z}{dt} &= -\frac{ep_\perp}{mc\gamma} [(B_{0y} + B_{1y}) \cos \theta_c - (B_{0x} + B_{1x}) \sin \theta_c], \\ \frac{dp_\perp}{dt} &= -e(E_{1x} \cos \theta_c + E_{1y} \sin \theta_c) - \\ &\quad - \frac{ep_z}{mc\gamma} [(B_{0x} + B_{1x}) \sin \theta_c - (B_{0y} + B_{1y}) \cos \theta_c], \quad (7) \\ \frac{d\theta_c}{dt} &= \frac{e}{mc\gamma} (B_{0z} + B_{1z}) + \frac{e}{p_\perp} (E_{1x} \sin \theta_c - E_{1y} \cos \theta_c) - \\ &\quad - \frac{ep_z}{mc\gamma p_\perp} [(B_{0y} + B_{1y}) \sin \theta_c + (B_{0x} + B_{1x}) \cos \theta_c]. \end{aligned}$$

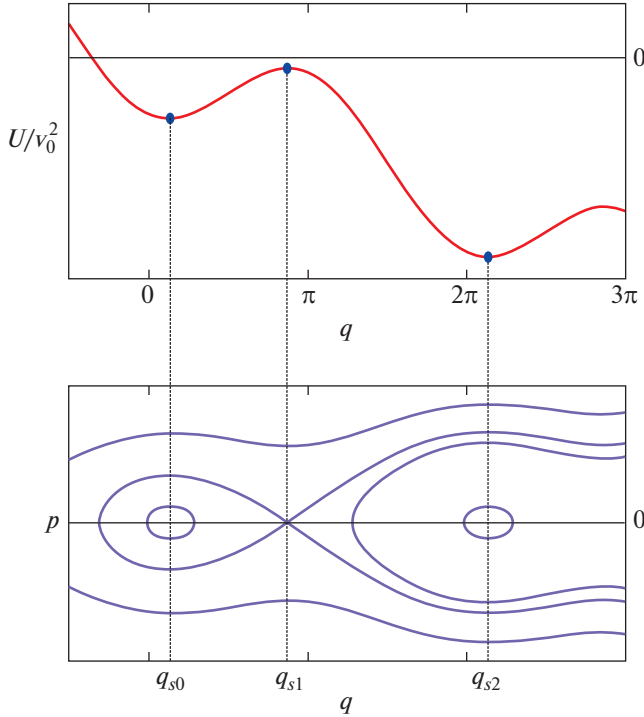


Рис. 3. Потенциальная энергия и фазовые траектории нелинейного осциллятора, соответствующего резонансной разности фаз в процессе гиromaгнитного авторезонанса.

Введем далее безразмерные переменные: время $\tau = \omega t$ (фаза стоячей волны), циклотронная частота $\Omega(Z, g\tau) = eB_0/mc\omega$, координаты электрона $Z = k_r z$, $(X, Y) = k_r(x, y)$, вектор импульса электрона $\mathbf{P} = \mathbf{p}/mc$, параметр интенсивности поля в резонаторе $g = eE_0/mc\omega$. Этот параметр в рассматриваемых условиях является малым ($g = 1$).

Систему нелинейных уравнений (7) можно упростить с помощью усреднения по фазе циклотронного вращения частицы и по фазе стоячей волны (дрейфовое приближение). В этом случае указанные фазы должны быть быстро меняющимися переменными. Далее будем рассматривать движение электрона в области циклотронного резонанса, которое определяется условием

$$\frac{\Omega}{\gamma} - 1 \approx 0. \quad (8)$$

Этому резонансному соотношению между частотами соответствует разность фаз $\theta_- = \theta_c - \tau$, которая является “медленной” (или “полубыстрой”) переменной наряду с другими переменными движения электрона. Таким образом, величина

$$\theta_r \equiv \theta_- = \theta_c - \tau \quad (9)$$

может рассматриваться как резонансная разность фаз между частицей и полем волны.

В резонансной области фаза (9) является медленно меняющейся величиной, поэтому усреднение системы уравнений движения может проводиться по быстрым фазам θ_c и $\theta_+ = \theta_c + \tau$. При учете членов первого порядка по малому параметру g усреднение сводится к отбрасыванию членов, содержащих быстрые фазы. Будем считать, что область резонанса находится в середине ловушки, где неоднородность пробочного магнитного поля пренебрежимо мала. Предположим также, что частица движется вблизи оси резонатора. В этом случае усредненные уравнения приобретают вид

$$\frac{dP_z}{d\tau} = -\frac{gP_\perp k_r c}{4\gamma\omega} J_0(k_r r) \sin \theta_r \sin Z, \quad (10)$$

$$\frac{dP_\perp}{d\tau} = -\frac{g}{4} J_0 \cos \theta_r \cos Z + \frac{gP_z k_r c}{4\gamma\omega} J_0 \sin \theta_r \sin Z, \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\theta_r}{d\tau} = & \frac{\Omega}{\gamma} - 1 + \frac{g}{4P_\perp} J_0 \sin \theta_r \cos Z + \\ & + \frac{gP_z k_r c}{4\gamma\omega P_\perp} J_0 \cos \theta_r \sin Z, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\frac{d\gamma}{d\tau} = -\frac{gP_\perp}{4\gamma} J_0 \cos \theta_r \cos Z. \quad (13)$$

Отметим, что в этих уравнениях θ_r , $P_\perp$, P_z , γ являются усредненными величинами, для которых мы сохраняем прежние обозначения. При этом изменение усредненных координат электрона вблизи оси резонатора происходит только во втором приближении разложений по параметру g . Поэтому можно считать координаты постоянными. Отметим также, что эти усредненные уравнения получены с учетом членов первого порядка по параметру g .

4. ЗАХВАТ ЧАСТИЦ В РЕЖИМ СИНХРОННОГО УСКОРЕНИЯ

Рассмотрим уравнение (12) для резонансной фазы. Продифференцируем его еще раз, удерживая члены порядка g :

$$\frac{d^2\theta_r}{d\tau^2} \cong \frac{1}{\gamma} \left(\frac{\partial\Omega}{\partial\tau} + \frac{\partial\Omega}{\partial Z} \frac{dZ}{d\tau} \right) - \frac{gP_\perp\Omega}{4\gamma^3} J_0 \sin q \cos Z.$$

Здесь фаза $q = \theta_r - \pi/2$. Будем предполагать, что синхронизирующее магнитное поле изменяется со временем по линейному закону, $\Omega = \Omega_0(Z)(1 + \alpha\tau)$. Считая, что в резонансной области неоднородность магнитного поля пренебрежимо мала, получаем приближенное уравнение

$$\frac{d^2q}{d\tau^2} \cong \frac{\Omega_0}{\gamma} \alpha - \frac{gP_\perp\Omega}{4\gamma^3} J_0 \cos Z \sin q. \quad (14)$$

Это уравнение нелинейного осциллятора с медленно меняющейся частотой

$$v = \left(\frac{gP_{\perp}\Omega(Z, \tau)}{4\gamma^3} J_0(k_r r) \cos Z \right)^{1/2}, \quad (15)$$

находящегося под воздействием медленно меняющейся “силы” $\Omega_0(Z)\alpha/\gamma$.

В слаборелятивистском приближении $\gamma \approx \gamma_0 + W_{\perp}$, где $W_{\perp} \ll 1$ — кинетическая энергия частицы в синхронном режиме. Будем предполагать, что в формуле (15) в области резонанса $\Omega \approx \Omega_0$, $\gamma \approx \gamma_0$, а импульс $P_{\perp}$ и координаты r, Z слабо зависят от времени. Тогда уравнение (14) представляется в виде

$$\frac{d^2 q}{d\tau^2} + v_0^2 \sin q \equiv \alpha, \quad (16)$$

$$v_0 = \left(\frac{gP_{\perp 0}}{4\gamma_0^2} J_0(k_r r_0) \cos Z_0 \right)^{1/2} \equiv (gQ)^{1/2}. \quad (17)$$

Уравнение (16) имеет интеграл “энергии” с точностью до членов порядка g

$$\frac{\dot{q}^2}{2} + U(q) = H(q, \dot{q}) = E, \quad (18)$$

где $\frac{\dot{q}^2}{2}$ — “кинетическая энергия”,

$$U(q) = -\alpha q - v_0^2 \cos q \quad (19)$$

— “потенциальная энергия”, постоянная E — “энергия” осциллятора, $H(q, \dot{q}) = E$ — функция Гамильтона в пространстве переменных $q, \dot{q}$. Из интеграла энергии следует

$$\dot{q} \equiv p = \pm \sqrt{2(E - U(q))} \quad (20)$$

Согласно (19) потенциальная энергия является суммой двух функций: прямой $y_1 = -\alpha q$ и функции $y_2 = -v_0^2 \cos q$. “Ямы” этой кривой могут существовать лишь при определенных соотношениях между параметрами α и $v_0^2 \equiv gQ$. Заметим, что профиль потенциальной энергии, подобный (19), возникает также, например, в исследованиях синхротронных колебаний частиц в ускорителях [27]. Решение уравнения (20) в случае $\alpha = 0$ сводится к эллиптическим интегралам.

Рассмотрим движение частицы в фазовом пространстве $(q, \dot{q})$. Состояние равновесия определяется условиями

$$p_s = 0, \quad \frac{dU(q)}{dq} = 0. \quad (21)$$

Равновесные фазы q_s являются экстремальными точками потенциальной энергии

$$\sin q_s = \alpha/v_0^2. \quad (22)$$

Отсюда следует отмеченное ранее условие, определяющее темп нарастания синхронизирующего магнитного поля

$$\alpha/v_0^2 < 1, \quad (23)$$

которое является условием существования “потенциальной ямы”

$$\alpha < gQ \equiv \frac{gP_{\perp}}{4} J_0(k_r r) \cos Z. \quad (24)$$

Уравнением (22) определяются равновесные фазы

$$q_{sk} = (-1)^k \arcsin \frac{\alpha}{v_0^2} + \pi k. \quad (25)$$

Здесь число $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. В состоянии равновесия “энергия” E в уравнении (18) задается выражением

$$E_{sk} = U(q_{sk}) = -\alpha q_{sk} - v_0^2 \cos q_{sk}. \quad (26)$$

Фаза $q_{s0} = \arcsin(\alpha/v_0^2)$ отвечает минимуму первой потенциальной ямы. В этом случае энергия осциллятора равна

$$E_{s0} = U(q_{s0}) = -\alpha q_{s0} - v_0^2 \cos q_{s0}. \quad (27)$$

В точке первого максимума справа ($q_{s1} = -q_{s0} + \pi$) осциллятор имеет энергию

$$\begin{aligned} E_{s1} &= U(q_{s1}) = -\alpha q_{s1} - v_0^2 \cos q_{s1} = \\ &= -E_{s0} - \alpha\pi \equiv \alpha(q_{s0} - \pi) + v_0^2 \cos q_{s0}. \end{aligned} \quad (28)$$

Точка минимума q_{s0} на фазовой плоскости, $q, \dot{q} \equiv p$ является центром, а точка максимума $q_{s1} = -q_{s0} + \pi$ — седлом. Точка $p_s = 0, q_{s1}$ определяет сепаратрису на фазовой плоскости. Движение на сепаратрисе описывается уравнением (19), в котором следует считать $E = E_{s1}$. При $E < E_{s1}$ фазы совершают финитное движение в потенциальной яме. Таким образом, неравенство $E < E_{s1}$ является условием фазового захвата частиц в режим синхронного ускорения. При $E > E_{s1}$ движение инфинитно. Сепаратриса является последней замкнутой кривой в потенциальной яме (19).

Вблизи “дна” потенциальной ямы можно определить фазовые траектории. Из уравнения (18) следует, что траектории имеют вид эллипсов

$$(p - p_{s0})^2 + v_0^2 \cos q_{s0} (q - q_{s0})^2 = 2(E - E_{s0}). \quad (29)$$

Здесь $E_{s0} < E \ll E_{s1}$. Это соответствует линейным колебаниям около положения равновесия, при этом

$$\begin{aligned} q - q_{s0} &= \frac{\sqrt{2(E - E_{s0})}}{\nu} \sin(\nu\tau + \xi_0), \\ p &= \sqrt{2(E - E_{s0})} \cos(\nu\tau + \xi_0), \end{aligned} \quad (30)$$

где частота $\nu = \nu_0 \sqrt{\cos q_{s0}}$, а ξ_0 — начальная фаза колебаний. Амплитуда этих колебаний определяется разностью $E - E_{s0}$.

С увеличением “энергии” E характер траекторий существенно усложняется. Анализ нелинейных колебаний осциллятора типа (16) при $\alpha = 0$, в том числе движения на сепаратрисе, проведен, например, в работе [28]. При этом в состоянии равновесия $q_{s0} = 0$, $E_{s0} = -\nu_0^2$. В нашем случае $\alpha \neq 0$ и задача, в общем, становится более сложной. Особенность ее еще и в том, что глубина потенциальной ямы достаточно мала

$$\begin{aligned} E_{s1} - E_{s0} &= -2E_{s0} - \alpha\pi \equiv \\ &\equiv \alpha(2q_{s0} - \pi) + 2\nu_0^2 \cos q_{s0}. \end{aligned} \quad (31)$$

Здесь, согласно (17), $\nu_0^2 = gQ$, где $Q \equiv (P_\perp/4)J_0(k_r r) \cos Z$. При этом в слаборелятивистском приближении $P_\perp < 1$. Для оценок будем считать, что параметр $\alpha/\nu_0^2 \ll 1$. В этом случае из уравнения (22) следует, что точка минимума потенциала (18) равна $q_{s0} \approx \alpha/\nu_0^2$ и максимум потенциального барьера определяется приближенной формулой

$$E_{s1} \approx -\pi\alpha + \nu_0^2. \quad (32)$$

Поскольку $E_{s1} > 0$, то отсюда получаем более строгое условие изменения со временем ведущего магнитного поля для фазового захвата частицы в режим синхронного ускорения, чем условие (23)

$$\alpha < \frac{1}{4\pi} g\nu_{\perp 0}^2, \quad (33)$$

где $\nu_{\perp 0}$ — начальная скорость поперечного движения электрона. При $\nu_{\perp 0} \rightarrow 0$ это значение нужно заменить на g и условие (33) примет вид подобный условию захвата, полученному в [18] из решений уравнения для сдвига фазы между вектором скорости и вектором электрического ВЧ поля. Если $\nu_{\perp 0} > g$ нужно в условии захвата положить $\nu_{\perp 0}$ равным начальной тепловой скорости электронов ν_{Te} . Если темп возрастания синхронизирующего магнитного поля достаточно большой ($\alpha \approx 2\nu_0^2/\pi$), то ямы потенциала вообще не существуют, так что частиц с захваченными фазами нет.

Мы рассмотрели условия фазового захвата электронов в режим ГА на основе уравнения (16), в котором коэффициенты считались постоянными величинами. Однако согласно уравнению (14) коэффициенты медленно изменяются со временем. Решение задачи в этом случае можно найти с помощью асимптотических методов. Рассмотрим далее упрощенную модель, считая колебания фазы линейными ($\sin q \approx q$). Это допустимо вблизи “дна” потенциальной энергии (19). Поскольку скорость нарастания магнитного поля α является достаточно малой, можно принять ее за малый параметр, так что можно принять величину $\alpha\tau \equiv \tau_1$ в качестве характерного “медленного” времени. Полагая, что за период фазовых колебаний энергия электрона ($\gamma, P_\perp$) и его координаты (r, Z) изменяются незначительно, частоту (15) можно приближенно положить равной

$$\nu^2(\tau_1) = \frac{gP_\perp(1 + \alpha\tau)}{4\gamma^2} J_0(k_r r) \cos Z. \quad (34)$$

Здесь предполагается, что в начальный момент времени выполняется условие резонанса ($\Omega_0/\gamma_0 = 1$) и пространственное изменение ведущего магнитного поля в области резонанса пренебрежимо мало. Введем далее новую фазу

$$q_1 = q - \alpha/\nu^2. \quad (35)$$

Из уравнения (14), отбрасывая члены порядка α^2 и выше, получаем приближенное уравнение линейного осциллятора с медленно меняющейся частотой

$$\frac{d^2 q_1}{d\tau^2} + \nu^2(\alpha\tau) q_1 \equiv 0. \quad (36)$$

Можно найти решение этого уравнения по методу Боголюбова [29]. В первом приближении разложения по параметру α решение можно представить в виде

$$q_1 = a \cos \psi. \quad (37)$$

Проводя стандартные вычисления в методе Боголюбова, находим

$$a = \frac{a_0 \sqrt{\nu(0)}}{\sqrt{\nu(\tau_1)}} \equiv \frac{a_0}{(1 + \alpha\tau)^{1/4}}, \quad \psi = \int_0^{\tau} \nu(\tau_1) d\tau. \quad (38)$$

Здесь a_0 — амплитуда фазовых колебаний в начальный момент времени. Из формул (38) следует, что при медленном возрастании со временем ведущего магнитного поля амплитуда фазовых колебаний медленно убывает. Этим обеспечивается устойчивость синхронного режима ускорения захваченных частиц. Фаза колебаний не зависит от амплитуды и также изменяется в соответствии с медленным изменением мгновенной

частоты $\nu(\tau_1)$. Таким образом, в первом приближении согласно (35), (38) фаза колебаний электрона при синхронном движении изменяется по закону

$$q(\tau) = \frac{\alpha}{\nu^2} + \frac{a_0}{(1 + \alpha\tau)^{1/4}} \cos \int_0^\tau \nu(\tau_1) d\tau. \quad (39)$$

Можно найти асимптотическое решение уравнения (14) в первом приближении разложений по параметру α с большей точностью, полагая $\sin q \approx q - \frac{q^3}{3!}$. В этом случае разность $\sin q - \left(q - \frac{q^3}{3!}\right) \leq 0.000326$ в диапазоне $-30^\circ \leq q \leq 30^\circ$ [29].

С заданной точностью вместо (36) имеем уравнение

$$\frac{d^2 q_1}{d\tau^2} + \nu^2(\alpha\tau) q_1 \equiv \nu^2(\alpha\tau) \frac{q_1^3}{3!}. \quad (40)$$

Здесь правая часть считается величиной порядка α . Решение уравнения (40) также можно найти в виде (37) с помощью метода Боголюбова. Дифференцируя (37) и пользуясь принципом гармонического баланса, из соотношений первого приближения по параметру α получаем выражения

$$A_1 = -\frac{a}{2\nu(\tau_1)} \frac{d\nu}{d\tau_1}, \quad B_1 = -\frac{\nu a^2}{16}. \quad (41)$$

Эти выражения позволяют получить решение для a и ψ

$$a = \frac{a_0}{(1 + \alpha\tau)^{1/4}}, \quad \psi = \int_0^\tau \nu(\tau_1) \left(1 - \frac{a^2}{16}\right) d\tau'. \quad (42)$$

Из сравнения (38) и (42) видно, что учет следующего члена в разложении $\sin q$ не влияет на амплитуду фазовых колебаний, которые становятся ангармоничными. В этом случае частота колебаний зависит от амплитуды, которая уменьшается со временем, и сохраняется общий вывод об устойчивости фазовых колебаний. Таким образом, фазовые колебания электрона при медленном изменении со временем частоты нелинейных колебаний (15) определяются формулой

$$q(\tau) = \frac{\alpha}{\nu^2} + \frac{a_0}{(1 + \alpha\tau)^{1/4}} \cos \int_0^\tau \nu(\tau_1) \left(1 - \frac{a^2}{16}\right) d\tau'. \quad (43)$$

Вблизи “дна” потенциальной ямы величины $q_{s0} \equiv \alpha/\nu^2$ и a_0 близки к равновесной фазе и являются достаточно малыми. Отметим, что зависимость резонансной фазы захваченных частиц от времени остается неопределенной, пока не найден явно закон изменения частоты фазовых колебаний $\nu(\tau_1)$. Согласно формуле (15) характер изменения $\nu(\tau_1)$ определяется зависимостью от

времени поперечного импульса, энергии и координат частицы.

Изменение энергии электрона в резонансной области определяется уравнением (13). Из него следует, что в случае ускорения электронов резонансная фаза должна быть такой, чтобы $\cos \theta_r < 0$. Положим, что $\theta_r = \pi/2 + q$, где угол (фаза) q находится в первой четверти. Тогда $\cos \theta_r = -\sin q < 0$. Учитывая, что в рассматриваемых условиях импульс продольного движения частицы является достаточно малым, преобразуем уравнение (13) к следующему виду:

$$\frac{d\gamma}{d\tau} = \frac{gP_\perp}{4\gamma} J_0 \sin q \cos Z. \quad (44)$$

С помощью (43) можно получить

$$\sin q = \sin q_{s0} \cos(A \cos \psi) + \cos q_{s0} \sin(A \cos \psi), \quad (45)$$

где $A \equiv a_0/(1 + \alpha\tau)^{1/4}$. Поскольку q_{s0} и A являются достаточно малыми величинами, то можно считать приближенно

$$\sin q \approx \frac{\alpha}{\nu^2} + A \cos \psi.$$

Для дальнейших расчетов примем, что величины α/ν^2 и a_0 одного порядка, так что

$$\sin q \approx \frac{\alpha}{\nu^2} \left(1 + \frac{\cos \psi}{(1 + \alpha\tau)^{1/4}}\right). \quad (46)$$

Учтем определение (15) при условии резонанса

$$\nu^2 \equiv \frac{gP_\perp(1 + \alpha\tau)}{4\gamma^2} J_0(k_r r) \cos Z.$$

В этом случае уравнение (44) приобретает вид

$$\frac{d\gamma}{d\tau} = \alpha\gamma f(\tau), \quad (47)$$

где $f(\tau) \equiv \frac{1}{1 + \alpha\tau} + \frac{\cos \psi}{(1 + \alpha\tau)^{5/4}}$. Отметим, что функция $f(\tau)$ является положительно определенной. Поэтому энергия захваченного электрона возрастает со временем.

Из (47) получаем решение

$$\gamma(\tau) \approx \gamma_0(1 + \alpha\tau) \exp F, \quad (48)$$

где

$$F \equiv \alpha \int_0^\tau \frac{d\tau' \cos \psi(\tau')}{(1 + \alpha\tau')^{5/4}}. \quad (49)$$

Видно, что энергия, набираемая электроном при авторезонансе на достаточно малом интервале времени, не зависит от интенсивности ВЧ-поля в ловушке.

Для вычисления интеграла (49) необходимо знать фазу ψ вида (42), которая, однако, определяется искомыми величинами. Поскольку $\cos\psi$ не превышает единицы, будем считать для оценок, что на рассматриваемом промежутке можно заменить $\cos\psi$ на некоторое среднее значение $\cos\psi_r$. В этом случае

$$F \equiv \alpha \cos\psi_r \int_0^{\tau} \frac{d\tau'}{(1 + \alpha\tau')^{5/4}} =$$

$$= -4 \cos\psi_r \left(\frac{1}{(1 + \alpha\tau)^{1/4}} - 1 \right).$$

На достаточно малом промежутке времени

$$F \approx \alpha\tau\cos\psi_r.$$

Таким образом,

$$\gamma(\tau) \approx \gamma_0 [1 + \alpha\tau(1 + \cos\psi_r)]. \quad (50)$$

Эта формула практически совпадает с принятым в наших расчетах выражением для синхронизирующего магнитного поля

$$\Omega(\tau) = \Omega_0(Z)(1 + \alpha\tau), \quad (51)$$

в предположении, что в резонансной области магнитное поле является однородным. Таким образом, на достаточно малом временном интервале справедливо соотношение: $\Omega(\tau) \approx \gamma(\tau)$. Это означает, что рассматриваемый режим движения электрона на этом интервале можно считать практически синхронным.

Если фазы ψ для электронов распределены случайно, то в среднем $\cos\psi_r = 0$, так что в этом случае режим синхронного ускорения соблюдается с большей точностью.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе получены усредненные уравнения движения электрона в комбинированной магнитной ловушке с ВЧ-полем в цилиндрическом резонаторе в условиях ГА. На основе этих уравнений в слабoreлятивистском приближении рассмотрено движение частицы вблизи оси резонатора. Получено приближенное условие захвата электронов в режим синхронного ускорения, связывающее темп нарастания магнитного поля с амплитудой ВЧ-поля и начальной поперечной скоростью частиц. Показано, что энергия, набираемая электроном при авторезонансе на малом интервале времени, не зависит от амплитуды ВЧ-поля. При этом ее изменение со временем происходит синхронно с изменением магнитного поля. Следует отметить, что, как и в работах [17, 18] анализ синхронного ускорения проведен нами в одночастичном приближении, что справедливо лишь при малых амплитудах резонансного излучения. Когда его мощность превысит некоторое предельное значение, возбуждаемые кол-

лективные поля начнут сбивать резонансную фазу электронов и полученное условие захвата будет нарушаться. Учет влияния таких полей на условия захвата частиц в режим ГА необходимо проводить посредством численного моделирования по методу частиц с использованием кода, описанного в работе [23].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тимофеев А.В. // УФН. 1973. Т. 110. С. 329.
2. Timofeev A.V. // Nucl. Fusion. 1974. V. 14. P. 165.
3. Тимофеев А.В. // Физика плазмы. 1977. Т. 3. С. 913.
4. Звонков А.В., Тимофеев А.В. // Физика плазмы. 1980. Т. 6. С. 1219.
5. Тимофеев А.В., Чулков Г.Н. // Физика плазмы. 1981. Т. 7. С. 129.
6. Тимофеев А.В. Вопросы теории плазмы / Под ред. Б.Б. Кадомцева. М.: Энергоатомиздат. 1985. Вып. 14. С. 56.
7. Нейштадт А.И., Тимофеев А.В. // ЖЭТФ. 1989. Т. 93. С. 1706.
8. Тимофеев А.В. Резонансные явления в колебаниях плазмы. Физматлит. 2000.
9. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. // ДАН СССР. 1962. Т. 145. С. 1251.
10. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. // ЖЭТФ. 1963. Т. 44. С. 261.
11. Давыдовский В.Я. // ЖЭТФ. 1962. Т. 43. С. 886.
12. Roberts C.S., Buchsbaum S.J. // Phys. Rev. A. 1964. V. 135. P. 381.
13. Милантьев В.П. // УФН. 1997. Т. 167. С. 3.
14. Милантьев В.П. // УФН. 2013. Т. 183. С. 875.
15. Meerson B., Friedland L. // Phys. Rev. A. 1990. V. 41. P. 5233.
16. Friedland L. // Phys. Plasmas. 1994. V. 1. P. 421.
17. Golovanivsky K.S. // Phys. Scripta. 1980. V. 22. P. 126.
18. Golovanivsky K.S. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1982. V. PS-10. P. 120.
19. Andreev V.V., Golovanivsky K.S. // Phys. Lett. A. 1984. V. 100. P. 357.
20. Андреев В.В., Голованивский К.С. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. С. 300.
21. Andreev V.V., Umnov A.M. // Physica Scripta. 1991. V. 43. P. 490.
22. Andreev V.V., Umnov A.M. // Plasma Sources Science and Technology. 1999. V. 8. P. 479.
23. Andreev V.V., Chuprov D.V., Ilgisonis V.I., Novitsky A.A., Umnov A.M. // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. 093518.
24. Андреев В.В., Ильгисонис В.И., Новицкий А.А., Умнов А.М. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 685.
25. Andreev V.V., Novitsky A.A., Umnov A.M. // Phys. Plasmas. 2021. V. 28. P. 092507.
26. Джексон Дж. Классическая электродинамика. М.: Мир. 1965.
27. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Теория циклических ускорителей. М.: Физматлит, 1962.
28. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний. М.: Наука. 1984.
29. Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М.: Наука, 1974.

КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ

УДК 537.525.99

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛАЗМЫ В СТОЛБЕ СВЧ-РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ, ПОДДЕРЖИВАЕМОГО СТОЯЧЕЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНОЙ

© 2023 г. В. И. Жуков^{а,*}, Д. М. Карфидов^а^а Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

*e-mail: zhukov.vsevolod@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 12.05.2023 г.

После доработки 31.05.2023 г.

Принята к публикации 31.05.2023 г.

Исследована структура поддерживаемого стоячей поверхностной волной (ПЭВ) СВЧ-разряда низкого давления в кварцевой трубке, заполненной аргоном. Для формирования стоячей волны использовалась система из двух плоских металлических зеркал, образующих открытый резонатор ПЭВ. Исследованы профиль плотности плазмы и структура электрического поля ПЭВ в диапазоне давлений от 0.25 до 10 Торр. Возбуждение стоячей волны позволило независимо исследовать продольную E_z и поперечную E_r компоненты вектора напряженности электрического поля ПЭВ. Экспериментально подтверждено, что фазы колебаний компонент поля стоячей ПЭВ сдвинуты на π . Возбуждение стоячей волны на плазменном столбе приводит к формированию локальных минимумов и максимумов плотности плазмы, период которых равен половине длины поверхностной волны. При этом пространственный период модуляции плотности близок к распределению E_z компоненты стоячей поверхностной волны. Установлено, что время формирования модулированной структуры плотности плазмы близко к характерному времени диффузии, а степень модуляции растет с ростом давления. Экспериментально продемонстрирована возможность создания плазменного столба с модуляцией плотности плазмы $n_{\text{emax}}/n_{\text{emin}} \approx 5$ и длиной около 10 длин волн.

Ключевые слова: поверхностная электромагнитная волна, низкотемпературная плазма, СВЧ-разряд низкого давления, стоячая поверхностная волна, резонанс, дисперсия поверхностной волны

DOI: 10.31857/S0367292123600462, EDN: HZHVBO

1. ВВЕДЕНИЕ

Разряды на поверхностных электромагнитных волнах (ПЭВ) в диэлектрических трубках широко используются благодаря их способности создавать длинные стационарные плазменные столбы в широком диапазоне рабочих частот (от 1 МГц до 10 ГГц) и давлений (от 10 мТорр до атмосферного давления) [1]. СВЧ-энергия с высокой эффективностью трансформируется в поверхностную волну, которая самосогласованным образом поддерживает плазменный столб. Поле поверхностной волны, распространяющейся по границе раздела плазма–диэлектрик, экспоненциально затухает по обе стороны от границы [2]. ПЭВ относятся к “медленным” волнам, фазовая скорость которых меньше скорости света в окружающем плазменный столб диэлектрике. Такая плазма нашла множество применений, включая CVD-осаждение алмазных пленок [3], дезинфекцию и стерилизацию материалов [4], создание плазменных антенн [5, 6]. Для работы в широком диапазоне частот и мощностей было создано

множество аппликаторов ПЭВ [7]: коаксиальный резонатор (сурфатрон), робокс, волноводный сурфатрон, волноводный аппликатор. Хотя конкретная конструкция аппликатора ПЭВ не влияет на параметры плазмы, она играет существенную роль в устройстве источника плазмы: определяет эффективность передачи мощности от генератора к плазме, и в некоторых случаях, задает моду распространяющейся поверхностной волны [8].

В настоящей работе используется волноводный аппликатор, являющийся наиболее оптимальным аппликатором для работы на частоте 2.45 ГГц. В данной работе выполнялось соотношение $f \times r < 2 \text{ ГГц} \times \text{см}$, где f – частота поля, а r – радиус трубки, что позволяло возбуждать только аксиально-симметричную $m = 0$ моду [9]. В случае холодной слабостолкновительной плазмы ($v_{\text{en}}/\omega \ll 1$, где v_{en} – частота столкновения электронов с нейтральными атомами, а ω – круговая частота СВЧ-волны) стационарный разряд представляет собой плазменный столб, концентрация электронов n_e в котором преимущественно

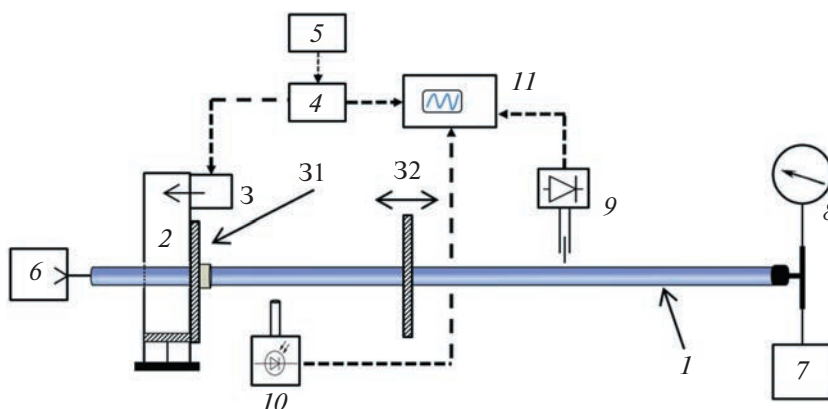


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 – кварцевая трубка; 2 – волноводный аппликатор; 3 – магнетрон; 4 – модулятор; 5 – генератор задержанных импульсов; 6 – форвакуумный насос; 7 – натекатель; 8 – вакуумметр; 9 – СВЧ-зонд; 10 – коллимированный фотодетектор; 11 – осциллограф; 31 – неподвижное зеркало; 32 – подвижное зеркало.

но линейно [10] спадает от аппликатора вплоть до критической концентрации [11] $n_{\min} = (1 + \epsilon_d)n_c$ (ϵ_d – диэлектрическая проницаемость трубки; n_c – критическая концентрация плазмы), ниже которой невозможно распространение поверхностной волны. Формирование стоячей поверхностной волны позволяет независимо исследовать продольную E_z и поперечную E_r компоненты вектора напряженности электрического поля ПЭВ как снаружи кварцевой трубки, так и внутри плазмы, а также определить их вклад в поддержание разряда. В случае $m = 0$ моды для плазменного столба, поддерживаемого стоячей поверхностной волной, характерно наличие продольной модуляции плотности плазмы, зависящей от параметров разряда.

В ряде работ исследовались разряды, поддерживаемые стоячей поверхностной волной $m = 0$ моды [12–14], где была зарегистрирована продольная модуляция плотности плазмы. В настоящей работе проведено исследование модулированной структуры и процесса ее образования. Подробно измерена структура поля ПЭВ вне разряда. Измерения плотности плазмы проводились только бесконтактными методами, так как введение в плазму диагностических устройств, например зондов, вносит значительные возмущения в структуру поля и плазмы разряда. Численная модель, созданная в программе CST Microwave Studio [15], позволяет получить картину распределения поля ПЭВ как снаружи плазмы, так и внутри нее. Эксперименты проводились при давлениях 0.25 Торр и 6.5 Торр ($v_{en} \ll \omega$). Рост давления приводит к падению энергии на образование пары электрон-ион, и в связи с этим происходит значительный рост плотности плазмы и “вытеснение” из нее поля ПЭВ [16]. Увеличение давления приводит к изменению характера радиально-

го и продольного профилей плотности плазмы разряда при его поддержании поверхностной волной.

2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Разряд осуществлялся в кварцевой трубке 1 длиной 2 м, с внутренним диаметром 10 мм, внешним – 14 мм. ПЭВ возбуждалась волноводным аппликатором [17] – 2, подключенным к магнетрону 3, мощностью 800 Вт, генерирующему СВЧ-импульсы на частоте 2.45 ГГц. Напряжение на магнетрон поступало от модулятора 4. Режим работы магнетрона регулировался генератором задержанных импульсов 5. Магнетрон работал в режиме генерации одиночных прямоугольных СВЧ-импульсов длительностью 50 мс. Для откачки воздуха из трубки использовался форвакуумный насос 6. Подача газа регулировалась газовым натекателем 7, давление измерялось цифровым вакуумметром 8. Эксперименты проводились в аргоне в диапазоне давлений от 0.25 до 10 Торр.

Система генерации стоячей волны состоит из двух плоскопараллельных зеркал [15], установленных на разрядную трубку: экрана, совмещенного с волноводным аппликатором (31) и подвижного зеркала (32), свободно перемещаемого вдоль трубки. Зеркало 32 состоит из двух элементов – внешнего и внутреннего зеркал (рис. 1), которые могут перемещаться независимо друг от друга. Внешние зеркала представляют собой плоские медные диски диаметром 15 см, с центральным отверстием, диаметр которого равен внешнему диаметру трубки. Внутреннее зеркало 32 с диаметром, равным внутреннему диаметру трубки, выполнено из медной сетки. При подаче СВЧ-энергии от аппликатора распространяется

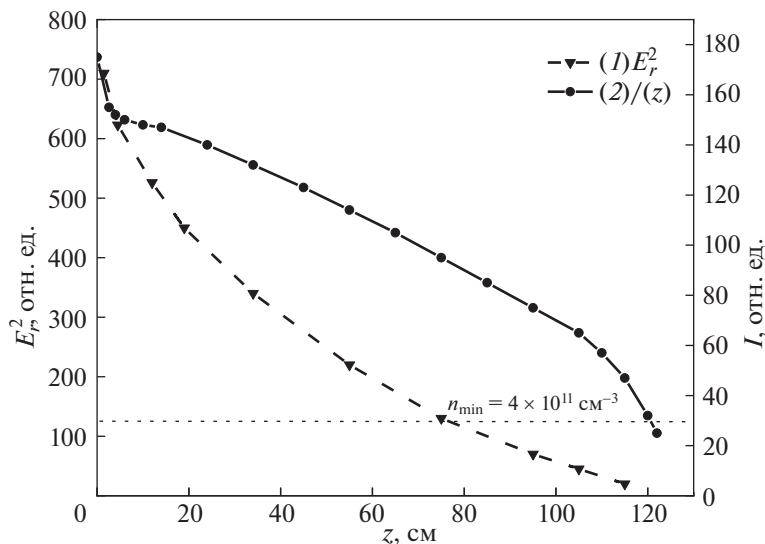


Рис. 2. Распределения квадрата радиальной $E_r^2(z)$ компоненты напряженности электрического поля ПЭВ — 1 и интегральной светимости плазмы — 2 $I(z) \sim n_e(z)$, измеренные вдоль свободного плазменного столба при $p = 0.25$ Торр. Пунктирная линия соответствует минимальной концентрации электронов $n_{\min}$ для распространения ПЭВ. Погрешность измерений составляет не более 30%.

столб плазмы, поддерживаемый поверхностной волной. Начальный этап представляет собой процесс распространения разряда по направлению к зеркалу 32, при достижении которого между зеркалами формируется плазменный столб, поддерживаемый стоячей ПЭВ. При удалении зеркала 32 происходит свободное распространение разряда. Для возбуждения стоячей волны с большим значением коэффициента стоячей волны напряженности поля (КСВН) расстояние между зеркалами устанавливалось кратным целому числу полуволн ПЭВ.

Измерения компонент напряженности электрического поля проводились с помощью СВЧ-зондов, сконструированных для приема радиальной E_r и продольной E_z компонент поля. Сигнал с зондов регистрировался супергетеродинным приемником с квадратичным детектированием.

Относительные значения средней плотности плазмы по радиальному сечению в столбе измерялись по интенсивности светового излучения плазмы, при этом считается, что при постоянной температуре электронов T_e интенсивность света пропорциональна плотности плазмы [17, 18]. Для измерения интегральной светимости плазмы в поперечном сечении использовался коллимированный фотодетектор (спектральный диапазон длин волн 700–1100 нм, временное разрешение 7 нс), обеспечивающий пространственное разрешение 0.5 см.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Разряды низкого давления, поддерживаемые распространяющейся поверхностной электромагнитной волной, характеризуются линейным профилем плотности в основной части плазменного столба [10]. На рис. 2 представлен типичный профиль плотности по координате z по длине разрядной трубки, измеренный при давлении 0.25 Торр. Профиль линейно спадает вплоть до критической плотности $n_{\min} = (1 + \epsilon_d)n_c = 4 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Резкий скачок плотности вблизи аппликатора связан с выносом плазмы из аппликатора и формированием ПЭВ [19]. Электрическое поле ПЭВ затухает по мере удаления от источника, теряя энергию на поддержание разряда.

В настоящей работе стоячая поверхностная волна возбуждалась в открытом резонаторе с длинами $5/2 \lambda_s$ при 6.5 Торр и $7/2 \lambda_s$ при 0.25 Торр. Экспериментальные распределения компонент электрического поля E_r и E_z приведены на рис 3а, б. Длина ПЭВ λ_s заметно укорачивается относительно длины СВЧ-волны в свободном пространстве $\lambda_0 = 12.25 \text{ см}$: $\lambda_s = 11.1 \text{ см}$ (6.5 Торр) и $\lambda_s = 8.3 \text{ см}$ (0.25 Торр). Наряду с экспериментальными данными построены распределения E_r и E_z , полученные в результате численного моделирования в программе CST Microwave Studio, предназначенной для моделирования электромагнитных полей, и основанной на методе конечных элементов, где была создана численная модель аппликатора ПЭВ, аналогичная используемому в эксперименте. В численной модели не рассмат-

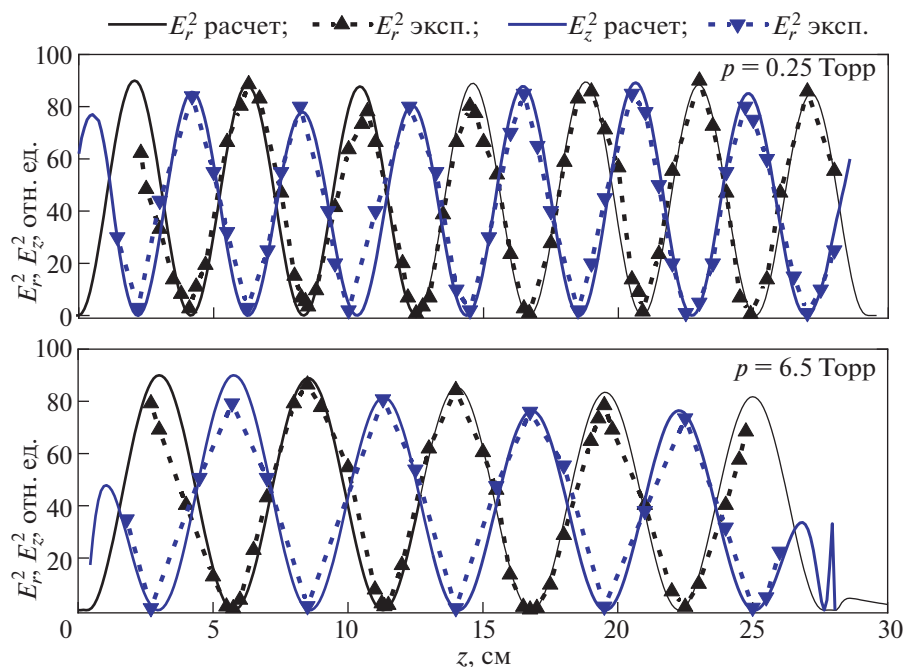


Рис. 3. Распределения радиальной E_r^2 и продольной E_z^2 компонент напряженности электрического поля вдоль плазменного столба, ограниченного зеркалами, при давлении 0.25 и 6.5 Торр. Сплошные кривые — результат моделирования. Пунктирные — экспериментальные данные.

ривались процессы образования плазмы. Использовалась модель холодной плазмы Друдэ с заранее заданными параметрами n_e и ν_{en} , которые не изменялись в процессе симуляции. В программе была воссоздана модель возбуждения стоячей ПЭВ аналогичная экспериментальной, полностью воспроизводящая параметры эксперимента: размеры аппликатора, рабочая частота, радиус трубки, расстояние между зеркалами. Плотность плазмы задавалась исходя из данных, полученных в эксперименте. Результаты эксперимента и численного моделирования находятся в хорошем согласии. Численное моделирование показало, что усредненное отношение амплитуд вне плазмы $E_r/E_z = 2$ при 0.2 Торр и $E_r/E_z = 5$ при 6.5 Торр. Возбуждение стоячей волны позволяет зарегистрировать сдвиг фаз компонент электрического поля ПЭВ E_r и E_z друг относительно друга, который составляет 180° . Величина КСВН достигает около 30 при 6.5 Торр и 25 при 0.25 Торр. При резонансе происходит накопление энергии между зеркалами, уровень которой превышает уровень энергии в свободном разряде в 5–8 раз, что приводит к относительному уменьшению уровня шумового объемного сигнала. Рассчитанные по дисперсионному соотношению для ПЭВ $m = 0$ моды [9], на основании измеренных значений λ_s , средние значения плотности плазмы n_e при 0.25 Торр и 6.5 Торр равны $2.4 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и $4 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ со-

ответственно. Измеренные поперечные распределения E_z (рис. 4) хорошо согласуются с распределениями, полученными из численной модели.

Распределения средней по сечению плотности, измеренной по интенсивности свечения плазмы, представлены на рис. 5 и 6. Можно видеть, что формирование стоячей поверхностной волны приводит к значительной модуляции плотности плазмы, возрастающей с ростом давления. Максимумы и минимумы плотности плазмы совпадают с максимумами и минимумами продольной компоненты электрического поля E_z и сдвинуты на 180° относительно E_r . Данный результат измерений свидетельствует об определяющей роли компоненты E_z в поддержании разряда. Распределения электрического поля в сечениях, соответствующих максимумам E_r и E_z , полученные в результате численного моделирования (рис. 7), свидетельствуют о доминирующем вкладе E_z в поддержании разряда. Экспериментально была продемонстрирована возможность создания длинного ($L = 84 \text{ см}$, $\lambda_s \approx 10.5 \text{ см}$) стационарного плазменного столба с высокой степенью модуляции $n_{\text{emax}}/n_{\text{emin}} \approx 5$ (рис. 8), полученного при давлении 9 Торр.

Процесс формирования модулированной структуры исследовался тремя независимыми методами: зондированием проходящими волнами, по интегральному световому излучению плазмы и

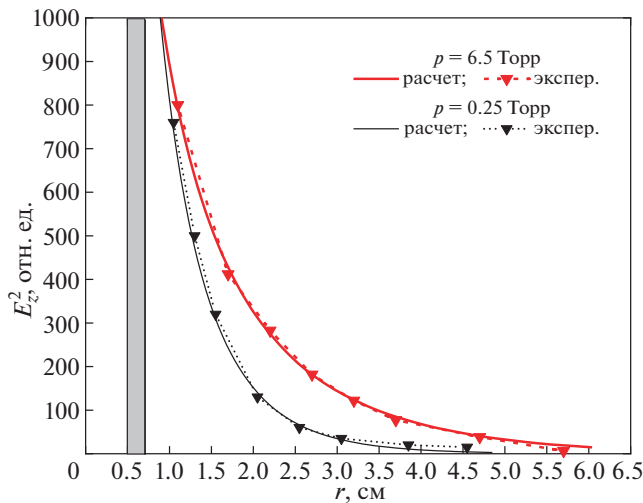


Рис. 4. Радиальные распределения продольной компоненты напряженности электрического поля ПЭВ $E_z^2(r)$ снаружи разрядной трубки при 0.25 и 6.5 Торр. Сплошные кривые — результат моделирования. Точки соответствуют экспериментальным результатам.

измерению характеристик электрического поля ПЭВ. Для реализации метода проходящих волн был использован прямоугольный волновод 35×15 мм с диаметрально расположенными отверстиями в широкой стенке радиусом 1.5 см. Разрядная трубка проходила через центр этих отверстий. Волновод мог свободно перемещаться вдоль трубки. Через волновод передавалось диагностическое СВЧ-излучение ($f_d = 5.5\text{--}7.5$ ГГц), регистрируемое супергетеродинным приемником. Измерялся коэффициент прохождения диагностического сигнала. Для нормировки использовалась металлическая трубка. Прохождение диагностического СВЧ-излучения через разрядную плазму было смоделировано в программе CST Microwave Studio (рис. 9а). Моделирование автоматически учитывало особенности используемой диагностической системы (каустика, рефракция и отражение), а также позволяло задавать плазму как с докритической, так и сверхкритической концентрацией. Концентрация электронов вычислялась путем совмещения экспериментальных данных прохождения диагностического сигнала с численным моделированием. Измерения проводились только при $p = 0.25$ Торр, так как при $p = 6.5$ Торр концентрации электронов $n_e > 10^{13}$ см $^{-3}$, и точность метода сильно снижается. Результаты измерений в точках $z_{\min}$ и $z_{\max}$, соответствующих произвольным соседним минимуму и максимуму плотности плазмы, представлены на рис. 8а, б. Отсчет времени ведется от момента, соответствующему началу регистрации фронта разряда. В течение первых 2 мкс происходит свобод-

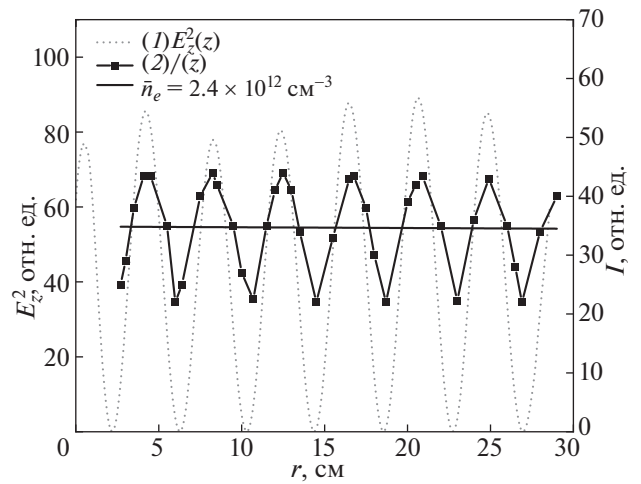


Рис. 5. Пунктирная кривая — распределение продольной компоненты напряженности электрического поля стоячей ПЭВ $E_z^2(z)$ из рис. 3 (а). Точки соответствуют измеренному между зеркалами распределению интегральной светимости плазмы $I(z) \sim n_e(z)$. Сплошная линия — среднее значение плотности плазмы $\bar{n}_e = 2.4 \times 10^{12}$ см $^{-3}$. Давление $p = 0.25$ Торр. Погрешность измерений составляет не более 30%.

ное распространение разряда, поддерживаемого бегущей поверхностной волной. При достижении разрядом второго зеркала образуется стоячая волна, что приводит к модуляции плотности плазмы. Изменение структуры поля и плотности плазмы разряда является самосогласованным процессом, выходящим на стационар за время $\tau \approx 10$ мкс, коррелирующему с характерным временем амбиполярной диффузии [20] $\tau_d = 4.55 \times 10^2 pr^2 T_m^{-1} (T_m +$

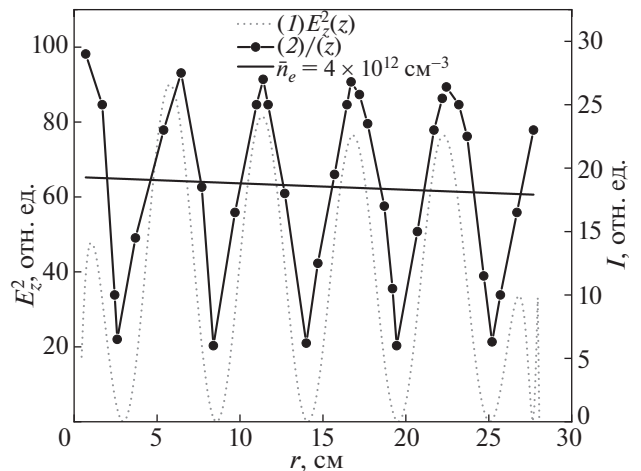


Рис. 6. То же, что и на рис. 5, но при $p = 6.5$ Торр. Погрешность измерений составляет не более 30%.

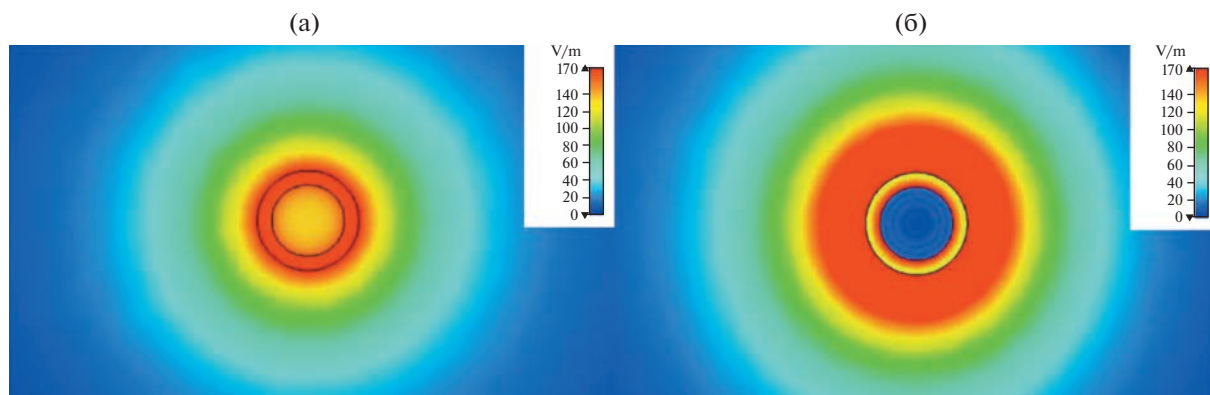


Рис. 7. Распределения интенсивности электромагнитного поля стоячей ПЭВ в поперечных сечениях разряда при $p = 0.25$ Торр (результат моделирования в CST Microwave Studio), соответствующих; а) — максимуму E_z ; б) — максимуму E_r .



Рис. 8. Фото разряда, поддерживаемого стоячей ПЭВ ($p = 9$ Торр). Расстояние между зеркалами $L = 84$ см.

$+ T_e)^{-1} \approx 3.7$ мкс, где T_m — температура нейтрального газа, а T_e — температура электронов. Измеренная по интегральной светимости (рис. 9в) степень модуляции равна $n_{\text{emax}}/n_{\text{emin}} = 1.5$. В данном эксперименте было использовано только внешнее подвижное зеркало. Проходящий диагностический сигнал (6 ГГц) ослаблялся на 68% в максимуме и на 30% в минимуме, что после сопоставления с результатами численного моделирования (зависимость коэффициента прохождения от частоты в максимуме представлена на рис. 9а) соответствует $n_{\text{emax}} = 2.4 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и $n_{\text{emin}} = 1.5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Для повышения точности аналогичные измерения были проведены и для других частот в диапазоне от 5.5 ГГц до 7.5 ГГц. Полученные методом проходящих волн концентрации электронов хорошо согласуются с измерениями относительной плотности по световому излучению плазмы и с величиной средней плотности $\bar{n}_e = 2.2 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, определенной по дисперсии ПЭВ на основании измеренной длины волны.

Измерение радиального профиля плотности плазмы проводилось не возмущающим плазму методом поперечных снимков плазменного столба с последующей обработкой с помощью преобразования Абеля [21]. При обработке снимков в радиальное распределение учитывались погрешности обусловленные прохождением оптически-

го излучения через кварцевую трубку. Для калибровки метода была использована бактерицидная лампа длиной 90 см, с внутренним диаметром 24 мм, внешним — 25 мм. В лампе реализовывался тлеющий разряд с помощью стандартного пускорегулирующего аппарата (ПРА). Радиальный профиль плотности плазмы в тлеющем разряде хорошо известен и описывается бесселевой функцией $n_e(r) \sim J_0(2.4r/a)$, где a — радиус трубки [21]. На рис. 10а приведены экспериментально измеренный и эталонный профили плотности в бактерицидной лампе, демонстрирующие близкий характер. Распределения в условиях нашего эксперимента представлены на рис. 10б. Данные распределения были измерены в середине линейной части свободного разряда (рис. 2), где плотность плазмы близка к средней по столбу $\bar{n}_e = 1.4 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Характер радиального распределения концентрации электронов зависит от давления. При 0.25 Торр профиль плотности имеет столбовидный вид с незначительным провалом к центру трубки. При увеличении давления до 6.5 Торр наблюдается значительный провал концентрации на оси трубки. Измеренные при данных давлениях значения средних концентраций электронов, определяющие глубину проникновения поля ПЭВ в плазму, отличаются более чем на порядок (при 6.5 Торр $\bar{n}_e = 1.6 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$).

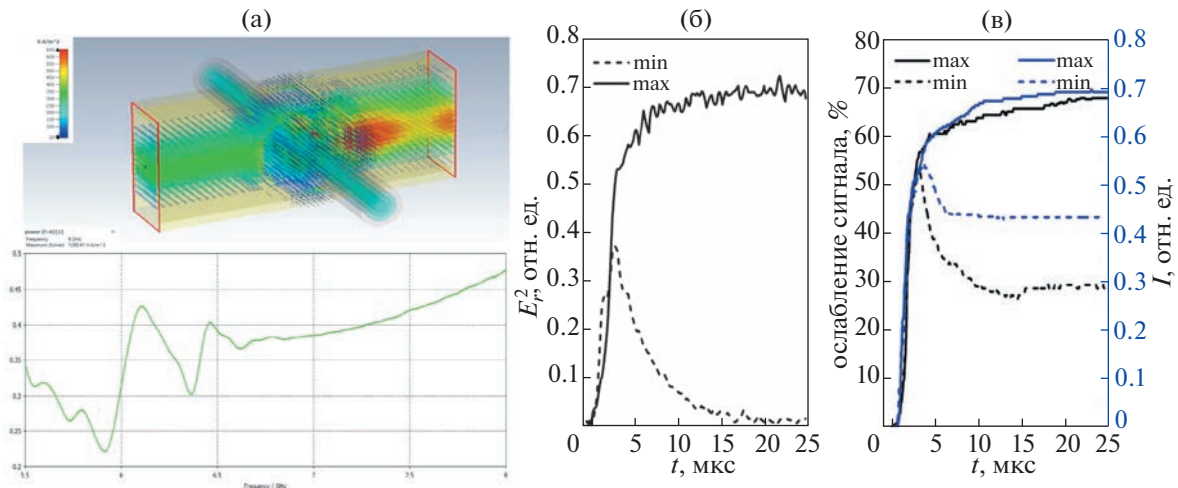


Рис. 9. Процесс формирования модулированной структуры ($p = 0.25$ Торр). а) Скриншот численной модели в CST Microwave Studio по симуляции прохождения диагностического СВЧ-сигнала через разряд. Нижний рисунок демонстрирует результаты расчета коэффициента прохождения диагностического СВЧ-сигнала в диапазоне от 5.5 ГГц до 8 ГГц. б) Временная зависимость $E_r^2(t)$, измеренная в положениях, соответствующих узлам (пунктирная кривая) и пучностям (сплошная линия) компоненты E_r стоячей ПЭВ. в) Временные зависимости прохождения диагностического СВЧ-излучения (6 ГГц) и интенсивности свечения плазмы, измеренные в положениях, соответствующих минимуму (пунктирные кривые) и максимуму (сплошные кривые) плотности плазмы.

Радиальные распределения компоненты E_z , вносящей доминирующий вклад в поддержание разряда, получены в результате численного моделирования в CST Microwave Studio (рис. 10б). Из приведенных результатов видно, что характер распределения плотности плазмы коррелирует с распределением электрического поля ПЭВ, определяющего процессы ионизации. Радиальный профиль определяется балансом между процессами амбиполярной диффузии и объемной диссоциативной рекомбинации, приводящими к формированию более плавного по сравнению с полем градиенту. При пониженном давлении (0.25 Торр) диффузия превалирует над рекомбинацией $v_d = 2.7 \times 10^5 \text{ с}^{-1} \gg v_r$, а распределение поля близко к однородному. В области повышенного давления (6.5 Торр) профиль поля сильно неоднороден и падает практически до нуля к центру трубки. В то же время профиль плотности спадает менее резко, что, по-видимому, определяется балансом процессов диффузии и рекомбинации. Рассчитанное значение частоты диффузии $v_d = 5.2 \times 10^3 \text{ с}^{-1}$. Значение частоты рекомбинации, измеренное в схожих условиях [22] близко к частоте диффузии и равно $v_r \approx 7 \times 10^3 \text{ с}^{-1}$.

Используя полученные в работе [23] выражения для энергии ПЭВ, проникающей в плазму W_{pl} и энергии ПЭВ в окружающем плазменный столб пространстве W_{vac} , был проведен расчет отношения W_{pl}/W_{vac} . В условиях нашего эксперимента

отношение W_{pl}/W_{vac} равно 0.25 при 0.25 Торр и 0.04 при 6.5 Торр. Расчет проводился для средней по свободному плазменному столбу плотности плазмы. Распределения энергии ПЭВ внутри и снаружи плазменного столба были получены и в результате численного моделирования (рис. 11). Данные моделирования хорошо согласуются с расчетными данными W_{pl}/W_{vac} . Результаты моделирования и расчета отношения W_{pl}/W_{vac} были подтверждены экспериментально. Для этого стоячая волна возбуждалась как при совмещенных внутреннем и внешнем зеркалах, так и при их раздельном использовании. Перемещение внутреннего зеркала при высоком давлении (6.5 Торр) не приводит к значительным изменениям КСВН и профиля плотности плазмы, что подтверждает малую долю энергии ПЭВ внутри плазмы $W_{pl} \ll W_{vac}$. В эксперименте с пониженным давлением (0.25 Торр) максимальные значения КСВН = 25, и степени модуляции $n_{emax}/n_{emin} = 2$ были достигнуты при одновременной установке внешнего и внутреннего зеркал. Использование только внешнего зеркала уменьшает величину КСВН, а степень модуляции достигает $n_{emax}/n_{emin} = 1.5$, тогда как при использовании только внутреннего зеркала $n_{emax}/n_{emin} = 1.3$. Видно, что в таких условиях эффект от зеркал складывается. Степень влияния внутреннего и внешнего зеркал на модуляцию плотности плазмы и поля поверхностной волны напрямую связано с долями энергии поверхностной волны внутри плазмы и вне ее.

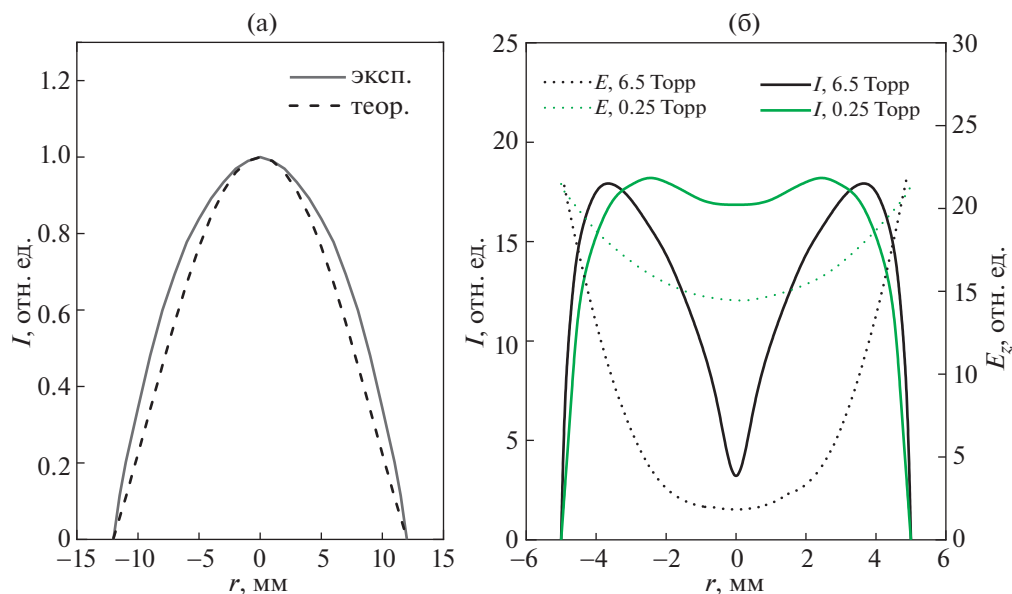


Рис. 10. а) — Радиальные распределения плотности плазмы в бактерицидной лампе (текущий разряд). Пунктирная кривая — распределение, измеренное методом поперечных снимков. Сплошная кривая — теоретическое распределение. б) — Сплошные кривые — измеренные методом поперечных снимков распределения плотности плазмы в разряде на поверхностной волне. Пунктирные кривые — радиальные распределения напряженности электрического поля $E(r)$ внутри плазменного столба (результаты численного моделирования).

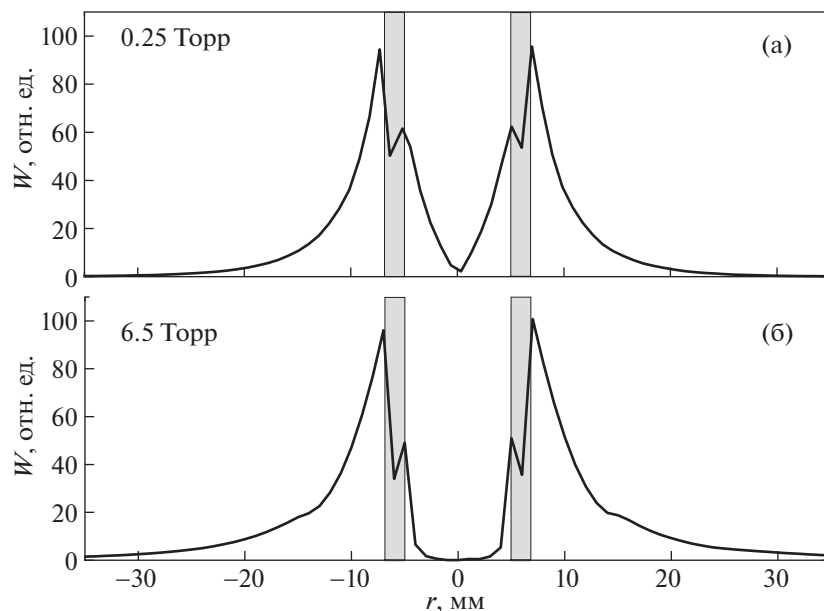


Рис. 11. Результаты моделирования радиального распределения энергии ПЭВ внутри и снаружи плазменного столба. а) $p = 0.25$ Torr; $n_e = 1.4 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$. б) $p = 6.5$ Torr; $n_e = 1.6 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Выражение для мощности поверхностной волны, расходуемой в плазме свободного разряда $P_{\text{pl}} = P_0 - P_{\text{vac}} - P_{\text{loss}}$, где P_{vac} — мощность ПЭВ в вакууме, а $P_0 = 800$ Вт — мощность источника. Уровень потерь, связанный с отражением внутри ап-

пликатора и излучением с конца разряда не превышает 30% ($P_{\text{loss}} \approx 200$ Вт) [24]. Используя ранее рассчитанные значения $W_{\text{pl}}/W_{\text{vac}}$ мощность ПЭВ поглощаемую в плазме можно оценить как $P_{\text{pl}} \approx 110$ Вт при 0.25 Torr и $P_{\text{pl}} \approx 22$ Вт при 6.5 Torr.

Мощность, затрачиваемая на создание пары электрон-ион, может быть рассчитана как в [25]:

$\theta = P_{\text{pl}} / \pi \bar{n}_e l a^2$, где l — длина плазменного столба. Учитывая измеренные поперечные профили плотности плазмы, были получены следующие оценки: $\theta \approx 1.1 \times 10^{-14}$ Вт (6.5 Торр) и $\theta \approx 6.7 \times 10^{-13}$ Вт (0.25 Торр), находящиеся в хорошем согласии с теоретическими моделями и экспериментальными данными θ для аргона из других работ [20, 26, 27].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследован СВЧ-разряд низкого давления в аргоне, поддерживаемый поверхностной электромагнитной волной. Проведены измерения компонент электрического поля ПЭВ вне плазмы, экспериментально получены значения плотности плазмы и ее пространственные распределения. В программе CST Studio Suite создана численная модель, позволяющая исследовать поле ПЭВ как внутри, так и снаружи плазменного столба. С увеличением давления в 20 раз наблюдается значительное уменьшение доли энергозаклада на образование пары электрон-ион, что наряду с ростом концентрации электронов приводит к “вытеснению” поля ПЭВ — изменению отношения энергии ПЭВ в плазме и вакууме с $W_{\text{pl}}/W_{\text{vac}} = 0.25$ до $W_{\text{pl}}/W_{\text{vac}} = 0.04$. Измеренные радиальные профили плотности плазмы с увеличением давления демонстрируют изменение от столбовидного вида до неоднородного с провалом на оси трубки. Профиль плотности определяется распределением электрического поля, а также процессами амбиполярной диффузии и объемной рекомбинации. Возбуждение стоячей поверхностной волны на плазменном столбе позволило детально исследовать продольную E_z и радиальную E_r компоненты электрического поля ПЭВ, сдвинутые друг относительно друга на 180° . Достаточно высокое значение КСВН приводит к образованию модуляции плотности плазмы вдоль столба, максимумы и минимумы которой совпадают с максимумами и минимумами продольной компоненты E_z . Установлено, что время формирования модулированной структуры близко к характерному времени диффузии, а степень модуляции растет с ростом давления и может достигать $n_{\text{emax}}/n_{\text{emin}} = 5$.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РЦНИ, проект № 20-5804019 Бел_мол_а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Schluter H., Shivarova A. // Physics Reports. 2007. V 443. № 4–6. P. 121–255. <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2006.12.006>
2. Sommerfeld A. // Ann. der Physik und Chem. 1899. Vol. 67. № 2. P. 233.
3. Borges C.F.M., Airolidi V.T., Corat E.J., Moisan M., Schelz S., Guay D. // Journal of Applied Physics. 1996. V. 80. № 10. <https://doi.org/10.1063/1.363600>
4. Moisan Michel, Karim Boudam, Denis Carignan, Danielle Kéroack, Pierre Levif, Jean Barbeau, Jacynthe Séguin, et al. // The European Physical Journal Applied Physics. 2013. V. 63. № 1. P. 10001. <https://doi.org/10.1051/epjap/2013120510>
5. Istomin E.N., Karfidov D.M., Minaev I.M., Rukhadze A.A., Tarakanov V.P., Sergeichev K.F., Trefilov A.Yu. // Plasma Physics Reports. 2006. V. 32, № 5. P. 388–400. <https://doi.org/10.1134/S1063780X06050047>
6. Zhao Jiansen, Zhen Sun, Yuxiang Ren, Lu Song, Shengzheng Wang, Wei Liu, Zhe Yu, and Yuhuan Wei. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2019. V. 52. № 29. <https://doi.org/10.1088/1361-6463/ab1b0a>
7. Moisan M., Zakrzewski Z. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1991. V. 24. P. 1025. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/24/7/001>
8. Moisan M., Shivarova A., Trivelpiece A.W. // Plasma Phys. 1982. V. 24. № 11. P. 1331. <https://doi.org/10.1088/0032-1028/24/11/001>
9. Margot-Chaker J., Moisan M., Chaker M., Glaude V.M.M., Lauque P., Paraszczyk J., Sauve G. // J. Appl. Phys. 1982. V. 66. № 9. P. 4134. <https://doi.org/10.1063/1.343998>
10. Zhelyazkov I., Benova E., Atanassov V. // Journal of Applied Physics. 1986. V. 59. № 5. P. 1466–1472. <https://doi.org/10.1063/1.336501>
11. Trivelpiece A.W. // The DP degree Thesis, California Institute of Technology, Pasadena, 1958.
12. Rogers J., Asmussen J. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1982. V. PS-10. № 1. P. 11. [https://doi.org/0093-3813/82/0300-0011\\$00.75](https://doi.org/0093-3813/82/0300-0011$00.75)
13. Wolinska-Szatowska J. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1988. V. 21. № 6. P. 937. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/21/6/012>
14. Rakem Z., Leprince P., Marec J. // Rev. Phys. Appl. (Paris). 1990. V. 25. № 1. P. 125. <https://doi.org/10.1051/rphysap:01990002501012500>
15. Жуков В.И., Карфидов Д.М. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. № 3. С. 260–269. <https://doi.org/10.1134/S1063780X22601651>
16. Солнцев Г.С., Булкин П.С., Мокеев М.В., Цветкова Л.И. // Вестник Московского университета. 1997. Сер. 3. № 6. С. 36.
17. Moisan M., Beaudry C., Leprince P. // Physics Letters A. 1974. V. 50. № 2. P. 125. [https://doi.org/10.1016/0375-9601\(74\)90903-7](https://doi.org/10.1016/0375-9601(74)90903-7)
18. Жуков В.И., Карфидов Д.М., Сергейчев К.Ф. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 8. С. 1. <https://doi.org/10.31857/S0367292120080120>
19. Moisan M., Levif P., Nowakowska H. // International Workshop “Microwave Discharges: Fundamentals and Applications” (MD): 3–7 September 2018, Zvenigorod, Russia: Proceedings. Moscow: Yanus-K, 2018.

20. *Cotrino J., Gamero A., Sola A., Saez M., Colomer V., Sanz-Medel A., Uria J.E.* // *Mikrochimica Acta*. 1989. V. 99. № 3–6. P. 179.
<https://doi.org/10.1007/BF01244672>
21. *Moisan M., Ferreira C.M., Hajlaoui Y., Henry D., Hubert J., Pantel R., Ricard A., Zakrzewski Z.* // *Revue de Physique Appliquée*. 1982. V. 17. № 11. P. 707–27.
<https://doi.org/10.1051/rphysap:019820017011070700>
22. *Cotrino J., Gamero A., Sola A., Colomer V.* // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 1988. V. 21. № 9. P. 1377–1383.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/21/9/010>
23. *Кондратенко А.Н.* // Поверхностные и объемные волны в ограниченной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1985. С. 17.
24. *Nowakowska H., Lackowski M., Moisan M.* // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2020. V. 48. № 6. P. 2106.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2020.2995475>
25. *Moisan M., Nowakowska H.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2018. V 27. № 7. 073001.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/aac528>
26. *Moisan M., Ganachev I.P., Nowakowska H.* // *Physical Review E*. 2022. V. 106. № 4. 045202.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.106.045202>
27. *Ferreira C.M., Moisan M.* // *Physica Scripta*. 1988. V. 38. № 3. P. 382–399.
<https://doi.org/10.1088/0031-8949/38/3/008>

НЕИДЕАЛЬНАЯ
ПЛАЗМА

УДК 533.93

ЛИНИЯ ЕДИНИЧНОГО ФАКТОРА СЖИМАЕМОСТИ
В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ МЕТАЛЛОВ© 2023 г. Е. М. Апфельбаум^{а,*}^а Институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*e-mail: apfel_e@mail.ru

Поступила в редакцию 10.05.2023 г.

После доработки 31.05.2023 г.

Принята к публикации 31.05.2023 г.

Впервые изучено поведение линии единичного фактора сжимаемости в области низкотемпературной плотной плазмы металлов. Ее форма является универсальной на плоскости плотность–температура для многих однокомпонентных газов и жидкостей при низких температурах, а также для жидких металлов. С помощью вириальных разложений и расчетов в рамках химической модели показано, что это подобие нарушается при переходе в область низкотемпературной плазмы металлов. Тем не менее, в этой области при сравнительно низких плотностях для этой линии возможно более слабое подобие, выражаемое степенным законом.

Ключевые слова: низкотемпературная плотная плазма, металлы, давление, фактор сжимаемости, законы подобия

DOI: 10.31857/S0367292123600449, EDN: GSRZfq

1. ВВЕДЕНИЕ

Поиск и исследование законов подобия является одной из составных частей статистической физики и термодинамики [1]. Законы (или соотношения) подобия представляют собой общие закономерности, связывающие различные термодинамические величины и выполняющиеся для широкого класса веществ, которые описываются очень разными потенциалами взаимодействия. Хорошо известными примерами соотношений подобия являются принцип соответственных состояний или закон прямолинейного диаметра бинодали [1, 2], которые были открыты одновременно со знаменитым уравнением Ван дер Ваальса (ВдВ) еще в 19-м веке. Есть еще целый ряд аналогичных соотношений подобия [2], которые, однако, обладают ограниченной областью применимости и могут быть строго обоснованы либо для того же уравнения ВдВ [1], либо в рамках скэйлинга потенциала межчастичного взаимодействия [2]. Это тоже делает их применимыми лишь для отдельных групп веществ, обладающих одинаковой функциональной формой межчастичного взаимодействия. Уравнение ВдВ позволило получить еще целый класс соотношений подобия, которые, как оказалось впоследствии, обладают значительно большей областью применимости. Все они связаны с линией единичного фактора сжимаемости [3–9]. Последняя представляет собой контур на фазовой плоскости,

вдоль которого давление изучаемой системы совпадает с давлением идеального газа, т.е. вдоль этого контура для любой однокомпонентной системы фактор сжимаемости равен $Z = 1$ (как обычно $Z = P/(nT)$, где P – давление, n – концентрация частиц, T – температура в единицах энергии). Такой контур может быть рассмотрен в различных координатах: $n - P$, $n - T$, $T - P$, но, именно в координатах $n - T$ линия $Z = 1$ может быть прямой при всех значениях плотности от нуля до линии плавления. Такая универсальная форма была получена из уравнения ВдВ, по-видимому, Бачинским [3], хотя и до него она рассматривалась другими исследователями (см. обзор в [4]). И изначально это свойство (прямолинейность) рассматривалось лишь как следствие уравнения ВдВ, поэтому о нем “забыли” на несколько десятилетий. Но позже оказалось, что она сохраняется и для веществ, которые описываются совсем иными уравнениями состояния (УРС) [5–9]. Так сейчас в базе данных NIST [10] на основе данных экспериментов построены УРС для ~150 веществ. И лишь у десятка из них линия $Z = 1$ не является прямой [8]. Такая универсальность позволила найти новые соотношения подобия для целого ряда газов и жидкостей, а также для металлов в жидкой фазе [6–9]. Заметим еще, что подобные идеальные линии можно построить и для других физических величин, например, энтальпии или внутренней энергии, и для уравнения ВдВ они то-

же оказываются прямыми [6, 7]. Кроме этого, как оказалось, положение линии $Z = 1$ на плоскости T – P коррелирует с положением еще ряда линий, — так называемых характеристических кривых Брауна [11, 12]. И это свойство служит критерием проверки при построении УРС разных веществ [13]. В результате, такое обилие свойств линии $Z = 1$ привело к тому, что в англоязычной литературе этот контур получил даже свое собственное имя: Zeno line (от “**Z** equals to **one**” [4]).

Все выше сказанное относилось к системам, не содержащим заряженных компонент, за исключением жидких металлов. Но и для последних до сих пор при построении линии $Z = 1$ рассматривались лишь сравнительно низкие температуры и высокие плотности, соответствующие области жидкости. В этой области для расчета термодинамических величин допустимо рассматривать жидкий металл как модельную однокомпонентную систему с эффективным многочастичным потенциалом взаимодействия [14–16]. И там линия $Z = 1$ остается также прямой [17, 18]. Но при повышении температуры и понижении плотности металл переходит в состояние низкотемпературной плазмы, которую уже нельзя рассматривать как жидкий металл. Поэтому представляет интерес посмотреть на поведение контура $Z = 1$ именно для этой области. Ранее для этой области, как нами, так и другими авторами был разработан ряд химических моделей, надежно описывающих их термодинамику в диапазоне 5–100 кК и плотностей ниже критической (см. [19–21] и ссылки там). В настоящем исследовании мы применили разработанные ранее химические модели для построения контура $Z = 1$ в указанной области для ряда металлов. Было обнаружено, что здесь форма контура теряет свою универсальность, но есть некоторые общие закономерности для кулоновской компоненты, следующие из разложений по параметру неидеальности [22, 23].

Далее статья будет построена следующим образом. Мы рассмотрим контур $Z = 1$ для однокомпонентных нейтральных систем, затем рассмотрим его поведение для жидких металлов, а затем перейдем в область низкотемпературной плазмы металлов.

2. ЛИНИЯ $Z = 1$

ДЛЯ ОДНОКОМПОНЕНТНЫХ СИСТЕМ

Начнем с уравнения ВдВ [1]:

$$P = \frac{nT}{1 - bn} - an^2 = nT + an^2 \frac{(bT/a) + bn - 1}{1 - bn} \quad (1)$$

В (1) a и b — материальные константы. Как можно видеть в (1) равенство $P = nT$ (или $Z = 1$) достигается, помимо очевидного случая $n = 0$, когда

$$T/T_B + n/n_B = 1, \quad T_B = a/b, \quad n_B = 1/b, \quad (2)$$

что и дает уравнение обсуждаемой прямой линии. В случае же произвольной однокомпонентной системы при $n \rightarrow 0$ можно воспользоваться вириальным разложением (ВР) [1, 5], которое с точностью до 3-го вириального коэффициента (ВК) имеет вид:

$$Z \equiv P/(nT) = 1 + B(T)n + C(T)n^2 + \dots \quad (3)$$

Оставляя в (3) только слагаемое с $B(T)$ (2-й ВК), получаем, что $Z = 1$ при $B(T) = 0$, т.е. в точке Бойля (Boyle) [1], которая и определяется уравнением $B(T_B) = 0$. Добавляя $C(T)$ (3-й ВК) и разлагая $B(T)$ и $C(T)$ в окрестности $T = T_B$, снова получим уравнение прямой линии [5, 9]:

$$\begin{aligned} T/T_B + n/n_B &= 1, \quad B(T_B) = 0, \\ n_B &= T_B (dB/dT)_{T=T_B} / C(T_B) \end{aligned} \quad (4)$$

Параметры T_B , n_B называются также Бойлевскими параметрами [8]. Заметим, что процедура ВР для ВдВ дает те же T_B , n_B , как и в (2). Радиус сходимости ВР остается дискуссионным вопросом, но точно можно утверждать, что ограничивать ряд (4) слагаемым порядка n^2 корректно при сравнительно низких плотностях. Поэтому следовало бы ожидать, что в отличие от системы ВдВ, для реальных веществ линейная форма, даваемая (4), тоже будет сохраняться только при $n \rightarrow 0$. Однако, как уже говорилось во введении, линейная зависимость сохраняется вплоть до линии плавления.

Для иллюстрации этого факта на рис. 1 представлена фазовая диаграмма для фреона R143a (химическая формула $C_2H_3F_3$), построенная по данным из [10]. Точки на линии $Z = 1$ представлены закрашенными квадратами (линия 2). Пунктирная линия (линия 3) — это результат обработки этих точек методом наименьших квадратов. Отличие между линиями 2 и 3 составляет менее 1% для всех точек. Массовая плотность $\rho = m n$, где m — масса соответствующей молекулы (для фреона R143a $m = 84$ г/моль).

R143a не описывается уравнением ВдВ. Тем не менее, линия $Z = 1$ является прямой вплоть до тройной точки (звездочка на рис. 1), где ВР, ограниченное квадратичным членом, точно не работает. Аналогичное линейное поведение наблюдается и для других веществ из [10], о чем говорилось во введении. Заметим еще, что Бойлевские параметры удобно использовать в качестве безразмеривающих множителей для плотности и температуры. Очевидно, что в таких безразмерных переменных линия $Z = 1$ совпадает для всех веществ, у которых она прямая.

3. ЛИНИЯ $Z = 1$ ДЛЯ ЖИДКИХ МЕТАЛЛОВ

Посмотрим теперь, как выглядит контур $Z = 1$ для металлов. Данных измерений для металлов,

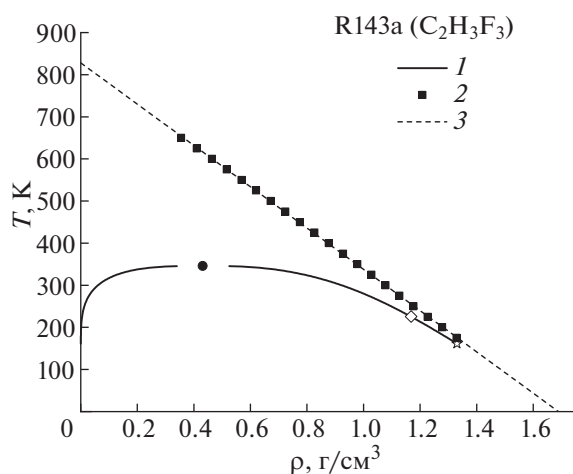


Рис. 1. Фазовая диаграмма фреона R143a (химическая формула $C_2H_3F_3$). 1 – бинодаль жидкость–газ; 2 – линия $Z = 1$; 3 – подгонка линии $Z = 1$ методом наименьших квадратов. Черный кружок – критическая точка, ромб – точка кипения при давлении $P = 1$ атм, звездочка – тройная точка. Все линии и точки, кроме 3, построены по данным [10].

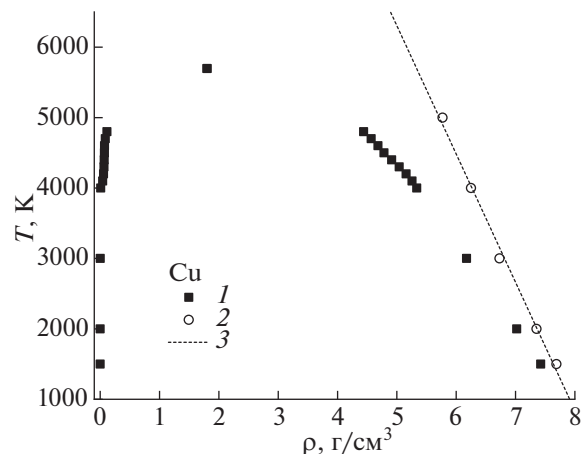


Рис. 2. Фазовая диаграмма меди Cu. 1 – бинодаль жидкость–газ [15], 2 – линия $Z = 1$ [17] (обе построены с потенциалом [14]), 3 – подгонка линии $Z = 1$ методом наименьших квадратов.

чтобы построить по ним конур $Z = 1$, как правило, недостаточно даже при низких температурах. Исключение составляют лишь 2 металла, о которых будет сказано ниже. Однако для остальных жидких металлов существует метод погруженного атома (МПА) [16], который позволяет численно рассчитать положение этой линии при соответствующих T и ρ . В рамках этого метода металл тоже рассматривается как некая однокомпонентная модель, но с эффективным многочастичным потенциалом. Это позволяет использовать методы численного моделирования для расчета как давления, так и других величин. Такой расчет для жидких металлов был проделан, например, в [17, 18]. И линия $Z = 1$ оказалась прямой и в этом случае. Как пример приведем фазовую диаграмму меди (Cu), рассчитанную МПА. Бинодаль и критическая точка для Cu были получены в [15], а линия $Z = 1$ в [17]. В обоих случаях использовался один и тот же потенциал погруженного атома [14], применение которого ограничено $T < T_{up} \sim 5$ кК. Пунктирная линия на рис. 2 – подгонка методом наименьших квадратов. Ее отклонение от соответствующих точек не превышает 2%. Таким образом, как и говорилось выше, для жидких металлов линия $Z = 1$ тоже является прямой, но не выше определенных значений температур, описываемых данным потенциалом. В лучшем случае при $T < T_c$, где “с” отмечает значение температуры в критической точке, а на самом деле еще при более низких T . Отметим также, что в газовой области потенциал [14] не применим (как и практически все такие потенциалы [16]). Поэтому газовую ветвь бинодали на рис. 2 следует рас-

смаивать как экстраполяцию. Что приводит к вопросу: на сколько эта экстраполяция возможна и для линии $Z = 1$?

Между тем, есть 2 металла, – цезий (Cs) и ртуть (Hg), у которых критическая точка расположена достаточно низко [8], и есть соответствующие измерения как положения самой бинодали, так и давления при $T > T_c$ [24–27]. Поэтому для Cs и Hg возможно построить линию $Z = 1$ в области жидкости уже по экспериментальным данным. А для Hg оказалось возможным рассмотреть и более высокие температуры. Соответствующий анализ для Hg был проведен в [28]. И оказалось, что в жидкой области (при $T < T_c$) эта линия остается прямой, а вот при более высоких температурах – нет. Соответствующая фазовая диаграмма представлена на рис. 3. В [28] использовались, в частности, экспериментальные данные [26, 27]. По ним возможно построить линию $Z = 1$. Данные [26] – кружки на рис. 3 – позволяют это сделать до значений температуры $T \sim 1000$ К, и линия $Z = 1$ является прямой с точностью 1%. Данные же [27] – звездочки на рис. 3 – позволяют построить линию $Z = 1$ и при больших температурах. Вплоть до $T \sim 2200$ К $> T_c = 1751$ К она тоже прямая. Но дальше она загибается и даже меняет наклон. При этом плотность становится меньше $\rho_c = 5.1$ г/см³ и убывает практически до нуля, т.е. вещество переходит в область низкотемпературной плазмы. Таким образом, в этой области прямолинейность линии $Z = 1$ нарушается. В чем же дело?

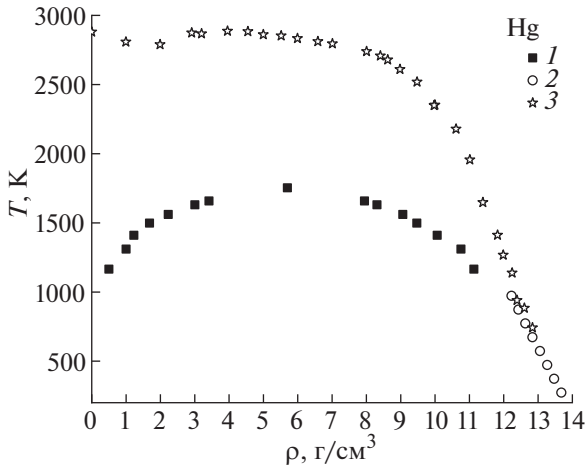


Рис. 3. Фазовая диаграмма ртути Hg. 1 – бинодаль жидкость–газ [26], 2 – линия $Z = 1$ по данным [26], 3 – линия $Z = 1$ по данным [27].

4. ЛИНИЯ $Z = 1$ ДЛЯ СИСТЕМ С ЗАРЯЖЕННЫМИ КОМПОНЕНТАМИ

Для ответа на вопрос предыдущего параграфа нужно вспомнить, что низкотемпературная плазма содержит уже несколько компонент, включая и заряженные частицы. И несмотря на то, что концентрация любой из заряженных компонент может быть существенно меньше, чем концентрация нейтралов, этот факт так или иначе должен быть учтен. Особенностью кулоновских систем является то, что для них разложение по степеням плотности является неаналитическим [1, 22, 23]. Поэтому даже при $\rho \rightarrow 0$ в такой системе получатся совсем другие результаты. Рассмотрим двухкомпонентную электрон-ионную ($e-i$) систему с равными по модулю, но противоположными по знаку единичными зарядами $Z_i = Z_e = |e|$ (здесь e – отрицательный заряд электрона). Для ее свободной энергии F можно записать [22, 23] разложение, аналогичное вириальному:

$$F/(NT) = F_{ideal}/(NT) + a\gamma^{3/2}(1 - b\lambda\kappa) + \dots \quad (5)$$

Здесь N – число частиц, V – объем, a, b – численные коэффициенты, $N = N_e + N_i$, $n = N/V$, F_{ideal} – свободная энергия в отсутствии взаимодействия. Кроме этого

$$\begin{aligned} \gamma_e &= \frac{|e|^2 n_e^{1/3}}{(4\pi\epsilon_0)k_B T}, \quad \gamma = \frac{|e|^2 n^{1/3}}{(4\pi\epsilon_0)k_B T} = \text{const} \frac{n^{1/3}}{T}, \\ n &= n_e + n_i = \frac{N_e + N_i}{V} \Rightarrow \gamma^{3/2} = \text{const}_1 \frac{n^{1/2}}{T^{3/2}} \\ \kappa &= R_{Debye}^{-1} = \sqrt{\frac{n|e|^2}{\epsilon_0 k_B T}} = \text{const}_2 \left(\frac{n}{T}\right)^{1/2}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{3k_B T m_e}} = \text{const}_3 * T^{-1/2} \Rightarrow \kappa\lambda = \text{const}_4 \frac{n^{1/2}}{T}$$

В (5) также фигурируют фундаментальные физические константы: заряд электрона e , масса электрона m_e , постоянная Планка h , постоянная Больцмана k_B и электрическая постоянная ϵ_0 . Они, впрочем, как и другие численные коэффициенты не меняют искомой функциональной зависимости. В (5), (6) также фигурируют и электронный и суммарный параметры неидеальности γ_e, γ . Из (6) для давления следует, что

$$\begin{aligned} P &= -\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_{N,V} = P_{ideal} + \\ &+ 0.5a_1 T^{1/2} n^{3/2} (T - 2b_1 n^{1/2}) + \dots = P_{ideal} + \Delta P + \dots \quad (7) \\ P_{ideal} &= nT \end{aligned}$$

В (7) a_1 и b_1 тоже численные коэффициенты, зависящие только от фундаментальных физических констант. Если ограничиться только слагаемыми, представленными в (7), то

$$\Delta P = 0 \Rightarrow T = a_2 n^{1/2}, \quad a_2 = 2b_1 = \text{const} \quad (8)$$

При этом линия $Z = 1$ для такой системы не является прямой даже при $n \rightarrow 0$. Этот результат легко обобщить на случай, когда $n_e = Z_i n_i$ (здесь $Z_i > 1$ – заряд положительного иона) и перейти к массовой плотности ρ . В этом случае, учитывая, что $m_e \ll m_i$ получаем:

$$T = a_3 \rho^{1/2}, \quad a_3 = a_2(1 + Z_i)/m_i^{1/2} \quad (9)$$

Если теперь добавить нейтральную компоненту, атомы (a), то для вкладов атом–атом ($a-a$), атом–ион ($a-i$), атом–электрон ($a-e$) уже можно использовать и обычное вириальное разложение. Тогда (7) переписывается в виде:

$$\begin{aligned} F &= F_{ideal} + \Delta F \Rightarrow (P - P_{ideal})/T = \\ &= 0.5a_1 T^{-1/2} (n_e + n_i)^{3/2} (T - 2b_1 (n_e + n_i)^{1/2}) + \\ &+ (n_a^2 B_{aa} + 2n_i^2 B_{ia} + 2n_e^2 B_{ae}) + \dots \end{aligned} \quad (10)$$

В (10) B_{ij} – 2-й вириальный коэффициент для взаимодействия между сортами частиц i и j . Очевидно, для дальнейшего анализа требуется явный вид коэффициентов B_{ij} . Тем не менее, некоторые общие выводы можно сделать и не конкретизируя B_{ij} . Введем концентрацию ядер n_n , степень ионизации (относительную долю электронов) α_e , и относительную долю атомов α_a и средний заряд иона Z_i , т.е.

$$\begin{aligned} n_n &= \rho/m_a, \quad \alpha_e = n_e/n_n, \quad n_e = Z_i n_i, \\ \alpha_a &= n_a/n_n = 1 - \alpha_e - \alpha_e/Z_i \end{aligned} \quad (11)$$

Тогда (11) можно переписать в виде

$$\frac{P - P_{ideal}}{n_n T} = \underbrace{A(\alpha_e, Z_i) T^{-1/2} \rho^{1/2} (T - D(\alpha_e, Z_i) \rho^{1/2})}_{P_{Coulomb}} + \underbrace{\rho C(\alpha_e, Z_i)}_{P_{virial}} + \dots$$

$$A(\alpha_e, Z_i) \sim \alpha_e^{3/2}, \quad D(\alpha_e, Z_i) \sim \alpha_e^{1/2}, \quad (\alpha_e \rightarrow 0) \quad (12)$$

$$C(\alpha_e, Z_i) = ((1 - \alpha_e(1/Z_i + 1))^2 B_{aa}(T) + 2(\alpha_e/Z_i)^2 B_{ia}(T)/Z_i + 2\alpha_e^2 B_{ae}(T)) \rightarrow B_{aa}(T),$$

$$(\alpha_e \rightarrow 0)$$

Так как α_e тоже зависит от T и ρ , то общий вид функций A , C , D тоже неизвестен. Но если все они одного порядка, то получается, та же зависимость, что и в (9):

$$A(\alpha_e, Z_i) \sim D(\alpha_e, Z_i) \sim C(\alpha_e, Z_i) \Rightarrow T \sim \rho^{1/2} \quad (13)$$

В общем случае функции A , C , D не обязательно одного порядка, но можно предположить, что добавление P_{virial} в (12) все же сохранит степенную зависимость $T(\rho)$, но с другим показателем степени, т.е. будет

$$T \sim \rho^k, \quad k = k(\alpha_e) = O(1/2) \quad (14)$$

Чтобы проверить предположение (14) и построить контур $Z = 1$ для низкотемпературной плазмы металлов можно воспользоваться более точными методами. Таковыми являются различные химические модели [29–32], которые как раз хорошо работают именно при сравнительно низких плотностях. В их рамках вещество (металл) представляется как раз как смесь атомов, электронов и положительных ионов различной кратности. Различные модели отличаются, в частности, способом учета межчастичного взаимодействия. Но при низких плотностях все корректные приближения для описания взаимодействия приводят к одним и тем же значениям термодинамических величин [31].

Ранее нами была развита одна такая химическая модель, которая успешно применялась к целому ряду металлов и полупроводников (см. ссылки в [19–21]), где также представлено ее подробное описание. Здесь же мы приведем только необходимые детали. Итак, свободная энергия F указанной выше смеси частиц записывается в аддитивном виде, аналогично формулам (10)–(12). Вириальный вклад учитывается, как и в (10), в приближении 2-го вириального коэффициента, а для кулоновской составляющей используются более точные выражения, выведенные в [32]. Далее это выражение минимизируется по числам частиц отдельных компонент, что приводит к закону действующих масс для реакции ионизации соответствующего иона или атома, выражен-

ных через химические потенциалы μ_s , для компонент s . Например, для системы, включающей 6 ионов, соответствующие выражения записываются как [19]:

$$F(N_a, N_1, \dots, N_6, N_e, V, T) = F_{ideal} + F_{int} =$$

$$= F_{id} + F_{Coulomb} + F_{virial}$$

$$\mu_i = \frac{\partial F}{\partial N_i} \Rightarrow \mu_{i+1} + \mu_e = \mu_i \quad i = 0, 1, 2, \dots, 5; \quad (15)$$

$$\mu_s \equiv \mu_s(n_a, n_1, \dots, n_6, n_e, T)$$

Если расписать закон действующих масс явно, добавить к нему закон сохранения массы и закон сохранения заряда, то получится система уравнений, типа Саха, с учетом взаимодействия (см., например, систему уравнений (2) в [20]). Ее решение позволяет получить химический (ионный) состав плазмы, т.е. концентрации n_s . Их подстановка в выражение для F и последующее дифференцирование по V , дает давление, как функцию плотности и температуры, что и позволяет построить линию $Z = 1$. Заметим, что область корректного применения химических моделей при сравнительно низких температурах ограничена по плотности сверху (см. рис. 1 в [20]). Тем не менее, плотности, при которых применимы приведенные выше вириальные и кулоновские разложения, находятся ниже этой границы.

Результаты расчета по химической модели представлены на рис. 4. В отличие от однокомпонентных систем здесь нет таких бойлевских параметров как в (4). И линии $Z = 1$ для различных металлов в этой области не сливаются в одну. Поэтому, чтобы нанести их на один график мы использовали в качестве обезразмеривающих величин справочные данные, — температуру в точке плавления T_m , и плотность при нормальных условиях ρ_n для каждого рассмотренного металла. Кроме этого, для проверки соотношения (14) на рис. 4 был использован логарифмический масштаб и выбран диапазон достаточно низких плотностей, в котором заведомо корректно применение как использованных моделей, так и вириальных разложений. Каждая из линий $Z = 1$ действительно удовлетворяет (14) со своим показателем степени k . Наибольшие отклонения от зависимости (14) наблюдаются у галлия и могут достигать в отдельных точках 3.5%. По всем другим металлам показатель степени k находится в пределах $k = 0.2 \pm 0.04$. Чтобы проиллюстрировать это на рис. 4 ниже и выше всех линий $Z = 1$ пунктиром нанесена зависимость $T \sim \rho^{0.2}$. Таким образом, хотя никакой прямой линии в этой области и нет, некоторое подобие, в пределах указанной точности, все же наблюдается.

Так как область применения химической модели растет с увеличением температуры, то исследуемая линия была построена при больших плот-

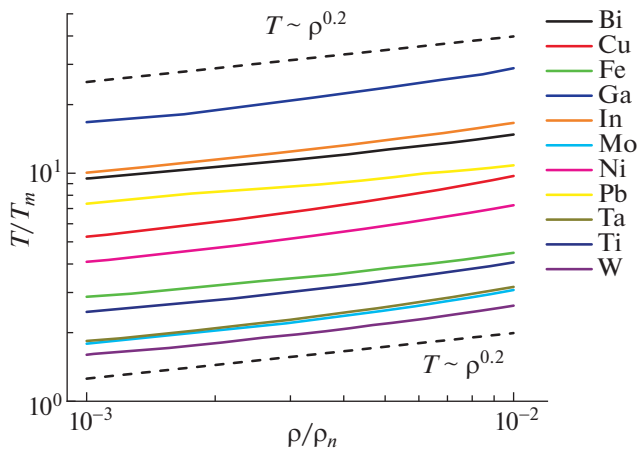


Рис. 4. Линии $Z = 1$ в области низкотемпературной плазмы ряда металлов, рассчитанные в настоящей работе в координатах, приведенных к температуре плавления и нормальной плотности.

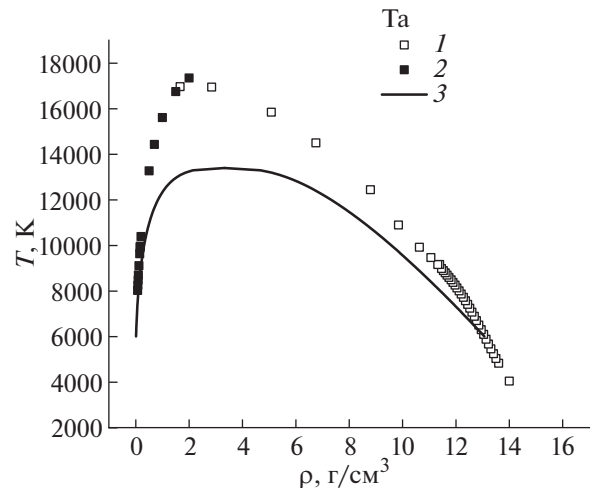


Рис. 5. Фазовая диаграмма тантала Ta. 1 – линия $Z = 1$, рассчитанная в химической модели; 2 – линия $Z = 1$ по данным первопринципных расчетов [33]; 3 – бинодаль тантала [34].

ностях. Никакого подобия при увеличении плотности уже обнаружено не было, но для рассмотренных металлов их линии $Z = 1$ начали менять наклон, как это происходило у ртути на рис. 3. Проследить этот процесс до конца в рамках лишь химической модели не представляется возможным, так как эта модель при рассматриваемых температурах имеет уже упомянутую ранее верхнюю границу применимости $\sim (0.1-0.2) \rho_n$. При больших значениях ρ требуется использовать результаты более точных моделей, работающих при этих плотностях. Для одного элемента, а именно тантала (Ta), есть необходимые расчеты из первых принципов [33], в которых рассматривались плотности от $\rho_n = 16.67 \text{ г/см}^3$ до 2 г/см^3 , что соответствует верхней границе применимости химической модели. Они позволяют построить линию $Z = 1$ в оставшемся диапазоне плотностей. Эта линия вместе с нашим расчетом при меньших плотностях представлена на рис. 5. Видно, что в окрестности $\rho \sim 2 \text{ г/см}^3$ обе линии смыкаются, демонстрируя поведение подобное ртути на рис. 3. Чтобы подчеркнуть это сходство мы представили на рис. 5 и бинодаль тантала (Ta), рассчитанную в [34], исходя из некоторых законов подобия. Поэтому расположение этой бинодали тоже следует рассматривать как оценку. Тем не менее, с ее помощью сходство в поведении линий $Z = 1$ у Ta и Hg становится еще более явным, что указывает на общий характер такого поведения.

Кроме этого, в рамках химического подхода можно посмотреть, как ведет себя вдоль этой линии состав плазмы, характеризуемый относительными долями частиц (11), а также электронный параметр неидеальности γ_e (6). Эти величины на примере плазмы тантала представлены на

рис. 6. T и ρ такие же, как и на рис. 5. При столь низких значениях T и ρ , как и следовало ожидать, в плазме доминируют атомы: $\alpha_a \sim 1$, $\alpha_e \sim 0$. Поэтому для определения T_B здесь достаточно использовать только B_{aa} , как это было сделано, например, для Hg [35]. Далее с ростом T и ρ происходит ионизация и рост α_e . Это в свою очередь приводит и к росту γ_e . В результате при $\rho \sim 1-2 \text{ г/см}^3$, т.е. на границе применимости химической модели, упомянутой в предыдущем параграфе, $\gamma_e > 1$, т.е. плазма становится неидеальной.

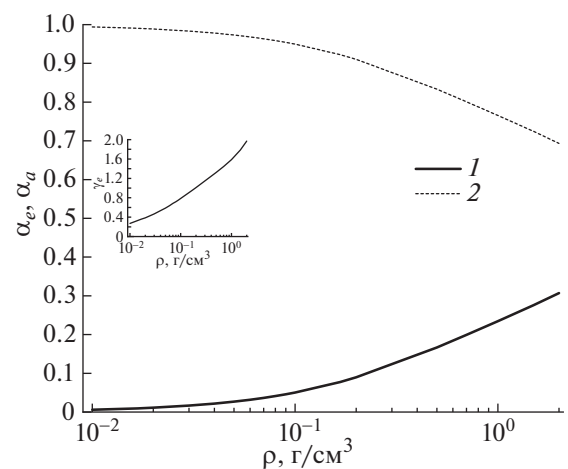


Рис. 6. Параметры плазмы на линии $Z = 1$ для тантала. 1 – степень ионизации α_e , 2 – относительная доля атомов α_a , формула (11). На вставке – значения электронного параметра неидеальности γ_e , формула (6).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе исследовалось поведение линии единичного фактора сжимаемости в области низкотемпературной плазмы металлов. Для многих однокомпонентных газов и жидкостей эта линия является прямой на всей фазовой плоскости плотность–температура от близких к нулю плотностей до линии плавления, и это доказано экспериментально. Такое подобие наблюдается и для металлов, но лишь в области жидкости при сравнительно больших плотностях. При этом жидкий металл тоже может рассматриваться в рамках однокомпонентной модели. При понижении же плотности и повышении температуры металл переходит в область низкотемпературной плазмы, которая уже не может рассматриваться как однокомпонентная среда. Более того, в этом состоянии важен учет присутствия заряженных компонент, даже в случае, когда их концентрация существенно меньше нейтралов. В настоящей работе было показано, что это обстоятельство приводит к нарушению линейной формы для линии $Z = 1$. Тем не менее, с помощью вириальных разложений и моделирования в рамках химической модели было показано, что при сравнительно низких плотностях для этой линии существует более слабое подобие, выражаемое простым степенным законом. При увеличении плотности происходит переход к обычной для однокомпонентных систем форме линии $Z = 1$, и в области перехода результаты химической модели хорошо согласуются с данными расчетов из первых принципов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарит участников 50-й Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС за полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Балеску Р.* Равновесная и неравновесная статистическая механика. М.: Мир, 1978.
2. *Смирнов Б.М.* // УФН 2001. Т. 171. С. 1291. <https://doi.org/10.3367/10.3367/UFNr.0171.200112b.1291>
3. *Batschinski A.* // Ann. der. Phys. 1906. V. 324. P. 307. <https://doi.org/10.1002/andp.19063240205>
4. *Ben-Amotz D., Herschbach D.R.* // Isr. J. Chem. 1990. V. 30. P. 59. <https://doi.org/10.1002/ijch.199000007>
5. *Kutney M.C., Reagan M.T., Smith K.A., Tester J.W., Herschbach D.R.* // J. Phys. Chem. B. 2000. V. 104. P. 9513. <https://doi.org/10.1021/jp001344e>
6. *Nedostup V.I.* // High Temp. 2013. V. 51. P. 72. <https://doi.org/10.1134/S0018151X13010112>
7. *Недоступ В.И.* Идеальные кривые, термодинамика, геометрия, использование. Одесса: “Издательский центр”, 2021.
8. *Apfelbaum E.M., Vorob'ev V.S.* // Int J Thermophys. 2020. V. 41: 8. <https://doi.org/10.1007/s10765-019-2581-6>
9. *Apfelbaum E.M.* // J. Phys. Chem. B. 2022. V. 126. P. 2912. <https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.2c01247>
10. *Lemmon E.W., Bell I.H., Huber M.L., McLinden M.O.* NIST standard reference database 23: Reference fluid thermodynamic and transport properties-REFPROP, Version 10.0 National Institute of Standards and Technology, 2018.
11. *Deiters U.K., Neumaier A.* // J. Chem. Eng. Data. 2016. V. 61. P. 2720. <https://doi.org/10.1021/acs.jced.6b00133>
12. *Rößler J., Antolović I., Stephan S., Vrabec J.* // Fluid Phase Eq. 2022. V. 556. P. 113401. <https://doi.org/10.1016/j.fluid.2022.113401>
13. *Span R., Wagner W.* // Int. J. Thermophys. 1997. V. 18. P. 1415. <https://doi.org/10.1007/BF02575343>
14. *Luo S.N., Ahrens T.J., Cagin T.A., Strachan W.A., Goddard W.A., Swift D.C.* // Phys. Rev. B. 2003. V. 68. 134206. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.68.134206>
15. *Alexandrov T., Desgranges C., Delhommelle J.* // Fluid Phase Equil. 2010. V. 287. P. 79. <https://doi.org/10.1016/j.fluid.2009.09.009>
16. *Белащенко Д.К.* // УФН. 2020. Т. 190. С. 1233. <https://doi.org/10.3367/UFNr.2020.01.038761>
17. *Apfelbaum E.M., Vorob'ev V.S.* // J Phys. Chem. B 2016. V. 120. P. 4828. <https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.6b03561>
18. *Desgranges C., Widhalm L., Delhommelle J.* // J. Phys. Chem. B. 2016. V. 120. P. 5255. <https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.6b04121>
19. *Apfelbaum E.M.* // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. 042706. <https://doi.org/10.1063/5.0004791>
20. *Apfelbaum E.M.* // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 937. <https://doi.org/10.31857/S0367292122600352>
21. *Apfelbaum E.M.* // Phys. Plasmas. 2023. V. 30. 042709. <https://doi.org/10.1063/5.0144465>
22. *Веденов А.А., Ларкин А.И.* // ЖЭТФ. 1959. Т. 36. С. 1133.
23. *Норман Г.Э., Старостин А.Н.* // ТВТ. 1968. Т. 6. С. 410.
24. *Jüngst S., Knuth B., Hensel F.* // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 2160. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.55.2160>
25. *Vargatik N.B., Gelman E.B., Kozhevnikov V.F., Naursakov S.P.* // Int. J. Thermophys. 1990. V. 11. P. 467. <https://doi.org/10.1007/BF00500839>
26. *Кикоин И.К., Сенченков А.П.* // Физика металлов и металловедение. 1967. Т. 24. С. 843.

27. *Götsclaff W.* Zustandsgleichung und elektrischer Transport am kritischen Punkt der fluiden Quecksilbers. Dissertation. Marburg, 1988. 150 s.
28. *Фокин Л.Р., Попов В.Н.* // ТБТ. 2013. Т. 51. С. 520. <https://doi.org/10.7868/S0040364413040091>
29. *Ebeling W., Förster A., Fortov V., Gryaznov V., Polishchuk A.* Thermophysical Properties of Hot Dense Plasmas. Teubner, Leipzig, Stuttgart, 1991.
30. *Калиткин Н.Н., Павлов А.С.* // Мат. моделирование. 2004. Т. 16. С. 61.
31. *Хомкин А.Л., Шумихин А.С.* // ЖЭТФ. 2023. Вып. 4. С. 609. <https://doi.org/10.318857/S0044451023040181>
32. *Potekhin A.Y., Chabrier G., Rogers F.J.* // Phys. Rev. E. 2009. V. 79. 016411. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.79.016411>
33. *Miljacic L., Demers S., Hong Qi-Jun, van de Walle A.* // CALPHAD. 2015. V. 51. P. 133. <https://doi.org/10.1016/j.calphad.2015.08.005>
34. *Leitner M., Schröer W., Pottlacher G.* // Int. J. Thermophys. 2018. V. 39: 124. <https://doi.org/10.1007/s10765-018-2439-3>
35. *Pahl E., Figgen D., Thierfelder C., Kirk A., Peterson K.A., Calvo F., Schwerdtfeger P.* // J. Chem. Phys. 2010. V. 132. 114301. <https://doi.org/10.1063/1.3354976>

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ ПРИ ИНЖЕКЦИИ В ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

© 2023 г. Т. В. Лосева^{a,b,*}, Е. М. Урвачев^{a,b,c,d}, Ю. И. Зецер^a, А. Н. Ляхов^{a,b},
И. Б. Косарев^a, Ю. В. Поклад^a

^a Институт динамики геосфер им. ак. М.А. Садовского, РАН, Москва, Россия

^b ФГУП Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия

^c НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

^d Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша, Москва, Россия

*e-mail: Tatiana.Losseva@gmail.com

Поступила в редакцию 11.05.2023 г.

После доработки 01.06.2023 г.

Принята к публикации 01.06.2023 г.

Приводятся результаты численного моделирования динамики высокоскоростных алюминиевых плазменных струй при множественной инжекции в ионосфере Земли. Рассмотрены сценарии одиночной инжекции, встречной инжекции и слияния плазменных струй при заданном угле схождения. Определены газодинамические параметры плазменных образований и их оптические характеристики.

Ключевые слова: высокоскоростная алюминиевая плазменная струя, активные ракетные эксперименты в ионосфере, кумулятивные взрывные плазменные генераторы, численное моделирование, тепловое излучение струи

DOI: 10.31857/S0367292123600450, EDN: JKCRGO

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение процессов образования и слияния плазменных струй является важной частью исследований в астрофизике, фундаментальной физике высоких энергий и физике управляемого термоядерного синтеза (УТС) [1–8]. Разработанная в ИДГ РАН методика инжекции высокоскоростных плазменных струй в ионосферу Земли позволяет максимально приблизить условия проведения эксперимента к астрофизическим и исключить влияние отражения излучения и раннего замыкания индуцированных токов на стенках камеры. К настоящему времени успешно проведены инжекции одиночных струй в опытах “Флаккус” (на высоте 140 км) и “Северная звезда” (350 и 270 км). Высокоскоростная алюминиевая плазма создавалась взрывным кумулятивным плазменным генератором ВГПС, имела энергию 3–6 МДж, массу 15–30 г и обладала начальной скоростью 40 км/сек. Подробная постановка наземных и ионосферных экспериментов и результаты измерений приведены в [9].

Из-за ограничений на возможности диагностической аппаратуры при измерениях *in situ*, особенно на начальной стадии динамики струи,

была сформулирована обратная задача восстановления сценариев инжекции плазмы – определение зависимостей от времени газодинамических параметров инжектируемой струи (скорости, плотности, температуры) при ее выходе из сопла генератора. В работах [10–12] был разработан простой алгоритм определения сценариев инжекции, в котором использовались все имеющиеся данные измерений: газодинамические параметры на определенных расстояниях от сопла генератора в наземных экспериментах и полученные в ионосферных экспериментах с фотодиодов кривые светимости, характеризующие тепловое излучение плазмы. Полученные характеристики и результаты численного радиационно-газодинамического моделирования для моментов времени до 100 мкс в экспериментах “Флаккус” и “Северная звезда” представлены в [10–12].

Переход к множественной инжекции позволит повысить эффективность преобразования энергии плазмы в оптическое излучение с регулированием спектральных характеристик сменой рабочего материала, до свинца включительно. В целях планирования возможных будущих экспериментов была поставлена задача исследования

влияния геометрии множественной инжекции в следующих сценариях: встречная инжекция и коллимация плазменных струй при заданном угле схождения. Для каждого генератора использовалась зависимость от времени газодинамических параметров плазмы при ее инжекции из сопла генератора ВГПС-400, приведенная в [12], которая показала хорошее согласие данных расчетов со всеми имеющимися данными измерений как в наземных, так и в ионосферных экспериментах.

2. ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Динамика взаимодействия двух и более алюминиевых плазменных струй, инжектируемых с помощью взрывных генераторов ВГПС-400, исследовалась с помощью численного 3D-моделирования. Использовался параллельный многомерный радиационно-газодинамический код FRONT [13, 14], основанный на явной схеме годуновского типа на фиксированной эйлеровой сетке (XYZ геометрия) с использованием римановского решателя HLLC [15]. В начальный момент времени область моделирования была заполнена идеальным газом с плотностью 10^{-7} г/см³ и температурой 300 К (параметры ионосферы на высоте ~70 км или достижимые в лабораторном эксперименте). Длина свободного пробега при таких параметрах составляет величину ~1 мм, характерное отношение геометрических размеров к длине свободного пробега частиц много больше 1, т.е. в первом приближении можно рассматривать газодинамический режим распространения ударной волны и движение газа за ней. Для более разреженной среды, когда длина свободного пробега частиц сравнима с характерным масштабом задачи, используемая численная схема, приводящая к появлению в расчетах “ложной” ударной волны, некорректно описывает режим разлета в вакуум.

Предполагается, что достаточно плотная алюминиевая плазма находится в состоянии локального термодинамического равновесия. Система газодинамических уравнений замыкается табличными уравнениями состояния паров алюминия [16] $p = p(\rho, T)$, $e = e(\rho, T)$.

Как показали радиационно-газодинамические расчеты динамики струи при одиночной инжекции, вклад излучения в общую динамику движения плазмы при рассматриваемых параметрах крайне мал, поэтому для упрощения расчетов численное моделирование динамики струй при множественной инжекции рассматривалось в газодинамическом приближении без учета переноса теплового излучения. Кроме того, мы ограничиваемся рассмотрением начальной стадии, когда давление инжектируемой плазмы на много порядков превышает магнитное давление при значении напряженности магнитного поля 0.5 Гс

(геомагнитное поле Земли, см. <https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/igrf/point/index.html>).

Характеристики теплового излучения плазменного образования рассчитывались независимым интегрированием уравнений переноса излучения вдоль совокупности большого количества лучей, проходящих в точку наблюдения через расчетную область. Направление луча соответствует единичному вектору Ω . Дифференциальное уравнение переноса теплового излучения, описывающее распространение излучения вдоль луча s имеет вид

$$\frac{\partial I_\epsilon}{\partial s} + k_\epsilon I_\epsilon = k_\epsilon B_\epsilon, \quad B_\epsilon = \frac{15}{\pi^5} \frac{\sigma \epsilon^3}{\exp(\epsilon/T) - 1}. \quad (1)$$

Здесь I_ϵ — спектральная интенсивность излучения, зависящая от пространственных координат, времени, энергии фотонов ϵ и направления их распространения, k_ϵ — спектральный коэффициент поглощения излучения, исправленный на вынужденное испускание, B_ϵ — равновесная интенсивность излучения, $\sigma = 0.1029$ МВт/(см² эВ⁴) — постоянная Стефана–Больцмана. Для групповой

интенсивности излучения $I_i = \int_{\epsilon_{i,1}}^{\epsilon_{i,2}} I_\epsilon d\epsilon$, уравнение переноса излучения вдоль луча формулируется следующим образом:

$$\frac{\partial I_i}{\partial s} + k_{pi} I_i = k_{pi} B_i, \quad k_{pi} = \frac{\int_{\epsilon_{i,1}}^{\epsilon_{i,2}} k_\epsilon B_\epsilon d\epsilon}{\int_{\epsilon_{i,1}}^{\epsilon_{i,2}} B_\epsilon d\epsilon}, \quad B_i = \int_{\epsilon_{i,1}}^{\epsilon_{i,2}} B_\epsilon d\epsilon, \quad \mathbf{q}_i = \int I_i \Omega d\Omega. \quad (2)$$

Здесь $\epsilon_{i,1}$ и $\epsilon_{i,2}$ — границы i -й группы по энергиям фотонов, $\mathbf{q}_i$ — вектор групповой плотности потока излучения, $d\Omega$ — элемент телесного угла около единичного вектора Ω . Яркостные температуры

T_{rad} определялись по формуле $I_i = \int_{\epsilon_{i,1}}^{\epsilon_{i,2}} B_\epsilon(\epsilon, T_{rad}) d\epsilon$.

Зависимости $k_\epsilon = k_\epsilon(T, \rho, \epsilon)$, характеризующие оптические свойства паров алюминия в рассматриваемом диапазоне изменения параметров задаются в виде таблиц [16]. В расчетах оптических характеристик рассматривались следующие группы по длинам волн λ (энергиям фотонов ϵ), соответствующие предполагаемым диапазонам измерительных датчиков: инфракрасное излучение (ИК) $\lambda = 124\text{--}0.8$ мкм ($\epsilon = 0.01\text{--}1.55$ эВ), видимый свет (ВИ) $\lambda = 0.8\text{--}0.38$ мкм ($\epsilon = 1.55\text{--}3.26$ эВ) и ультрафиолетовый (УФ) диапазон длин волн $\lambda = 0.38\text{--}0.1$ мкм ($\epsilon = 3.26\text{--}12.4$ эВ).

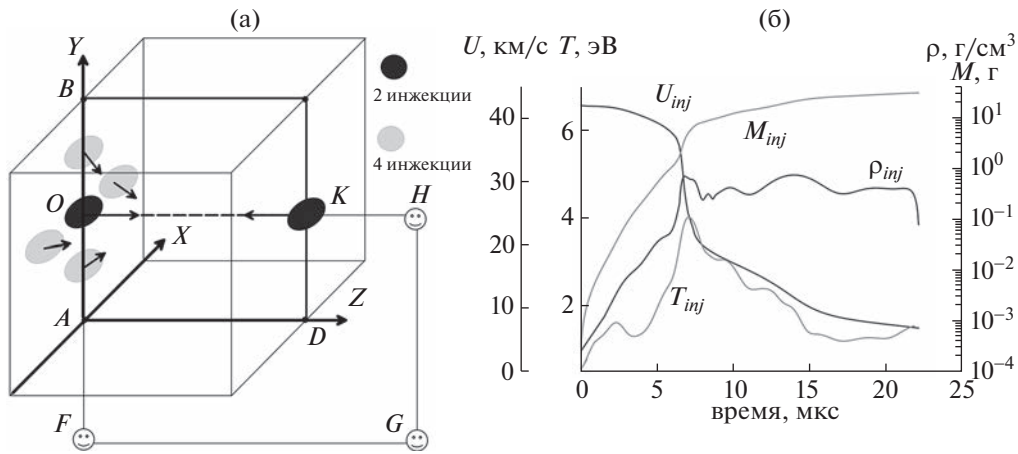


Рис. 1. Геометрическая схема численных экспериментов (а) и зависимости от времени газодинамических параметров струи при вылете из сопла генератора ВГПС-400 (б). Здесь M_{inj} – инжестируемая масса алюминиевых паров, U_{inj} – их скорость, ρ_{inj} – плотность, T_{inj} – температура.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ СТРУЙ

На рис. 1а приведена геометрическая схема численных экспериментов. При встречной инъекции двух струй они инжестировались с левой и правой вертикальных плоскостей друг навстречу другу вдоль оси OK . Расстояние между выходными отверстиями генераторов $OK = 150$ см. Зависимости от времени газодинамических параметров каждой струи при ее вылете из сопла генератора задавались в соответствии с полученным в [12] сценарием инъекции для ВГПС-400. Радиус отверстия инъекции в расчетах, соответствующий радиусу выходного отверстия сопла генератора, составлял величину порядка 1 см. На рис. 1б приведены зависимости от времени газодинамических параметров плазмы при ее вылете из сопла генератора ВГПС-400: здесь M_{inj} – инжестируемая масса алюминиевых паров, U_{inj} – их скорость, ρ_{inj} – плотность, T_{inj} – температура. Полная инжестируемая масса алюминия составляла величину 30 г, а кинетическая энергия струи – 6 МДж. В эксперименте (как видно из рис. 1б) в момент времени ~ 20 мкс происходила “отсечка” плазмы – сопло закрывалось, и инъекция прекращалась. При численном моделировании граничные условия на плоскостях инъекции задавались как условия на жестких стенках, что соответствует конструкции генератора ВГПС [9], на остальных границах задано свободное истечение плазмы.

На рис. 2 приведены распределения в направлении Z (вдоль оси OK) температуры T , плотности ρ , давления p и проекции на ось OK скорости u_z в различные моменты времени t . Максимальная температура после столкновения в момент времени 30 мкс достигает величины 22 эВ. На рис. 3

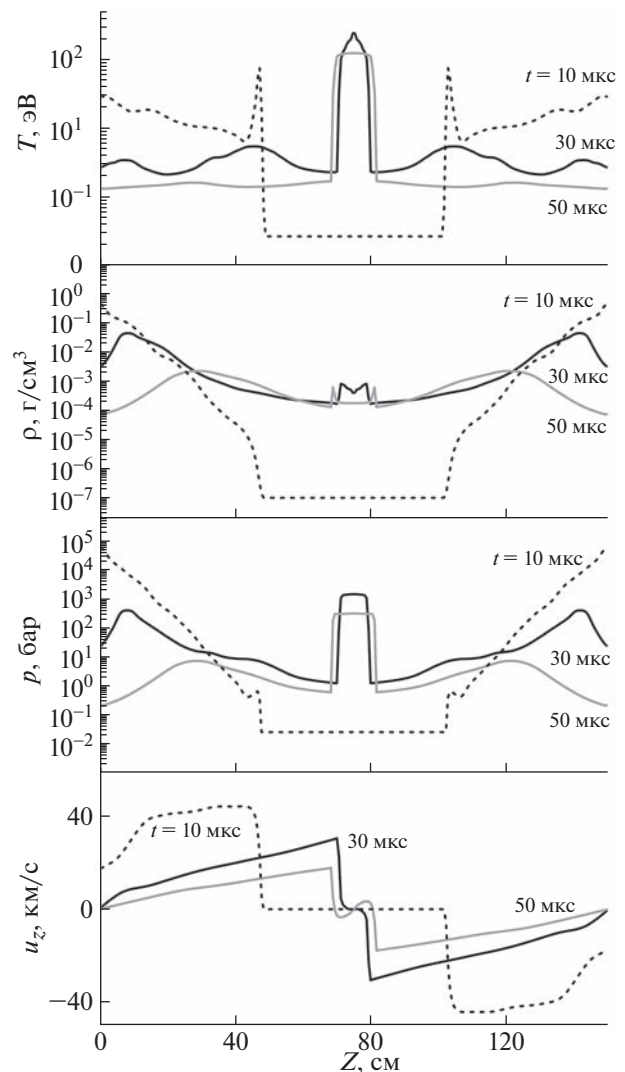


Рис. 2. Распределения вдоль оси OK (направление Z) температуры T , плотности ρ , давления p и скорости u_z в различные моменты времени t при встречной инъекции двух струй.

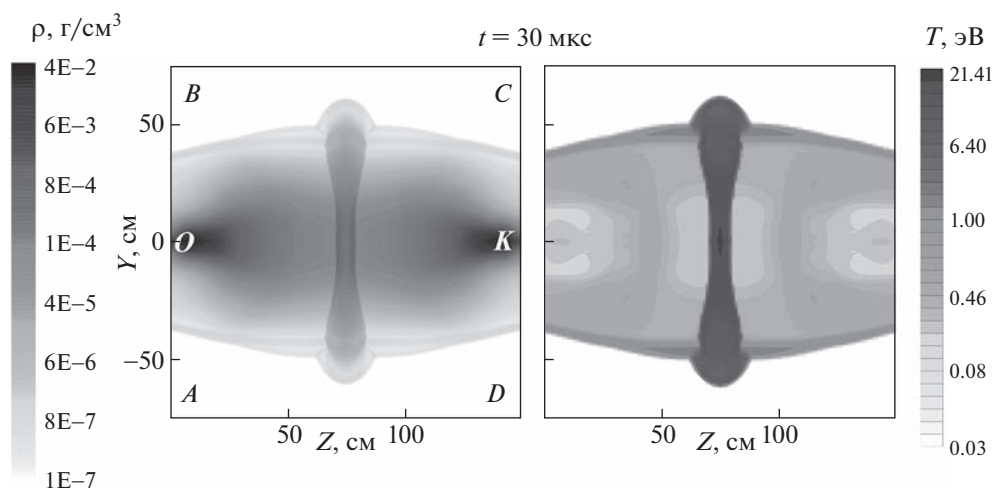


Рис. 3. Изолинии равной плотности ρ и температуры T в плоскости $ABCD$ в момент времени $t = 30$ мкс при встречной инъекции двух плазменных струй.

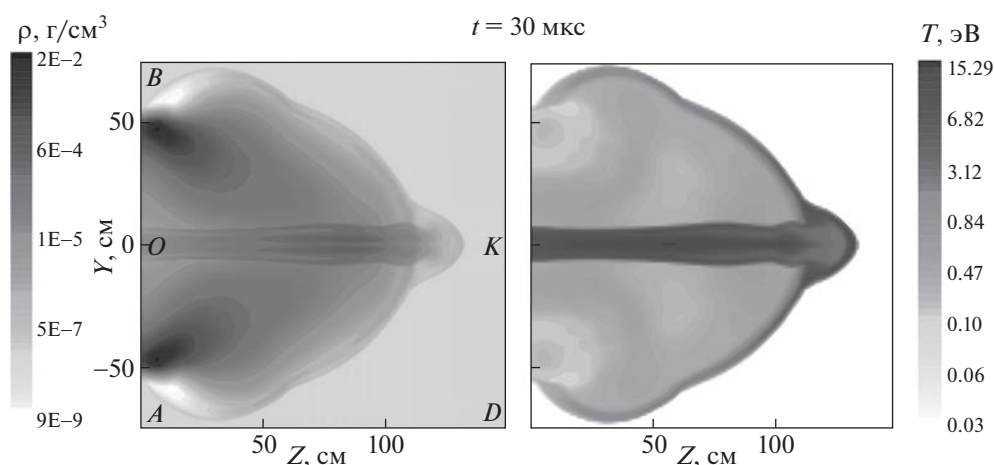


Рис. 4. Изолинии равной плотности ρ и температуры T в плоскости $ABCD$ в момент времени $t = 30$ мкс при слиянии четырех плазменных струй под углом к оси OK .

приведены изолинии равной плотности ρ и температуры T , в плоскости $ABCD$ (см. схему на рис. 1а) в момент времени $t = 30$ мкс. Взаимодействие высокоскоростной струи с окружающим воздухом приводит к ее торможению и образованию ударной волны в воздухе. Значительное повышение температуры в области столкновения струй связано с взаимодействием ударных волн от каждой струи. Образуется плум, распространяющийся перпендикулярно направлению инъекции. Численный эксперимент с взаимодействием четырех алюминиевых струй был проведен для параметров каждой струи и параметров фоновой среды тех же, что и эксперимент с двумя струями. На рис. 1а также приведена схема этого числен-

ного эксперимента. Струи инжестировались с вертикальной плоскости XY ($Z = 0$) под углом 30° к центральной оси OK . Расстояние между точками инъекции составляло величину 100 см вдоль осей XYZ . На рис. 4 приведены изолинии равной плотности ρ и температуры T в плоскости $ABCD$ (см. схему на рис. 1а) в момент времени $t = 30$ мкс. В центральной области между струями после их слияния формируется квазиосесимметричное плазменное образование. Увеличение числа струй приведет к улучшению осевой симметрии суммарного плазменного образования. На рис. 5 для наглядности приведены изоповерхности равных плотности ρ и температуры T в этот момент

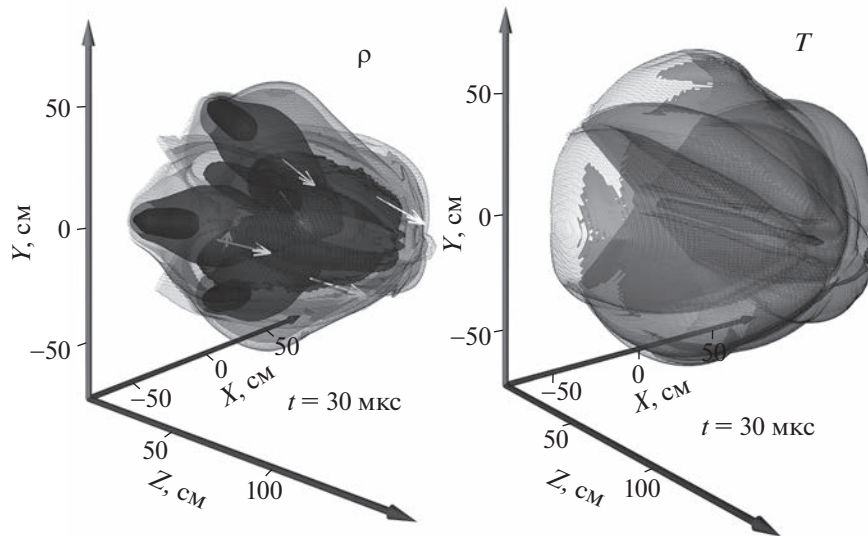


Рис. 5. Изоповерхности равной плотности ρ и температуры T в момент времени $t = 30$ мкс при слиянии четырех плазменных струй под углом к оси OK .

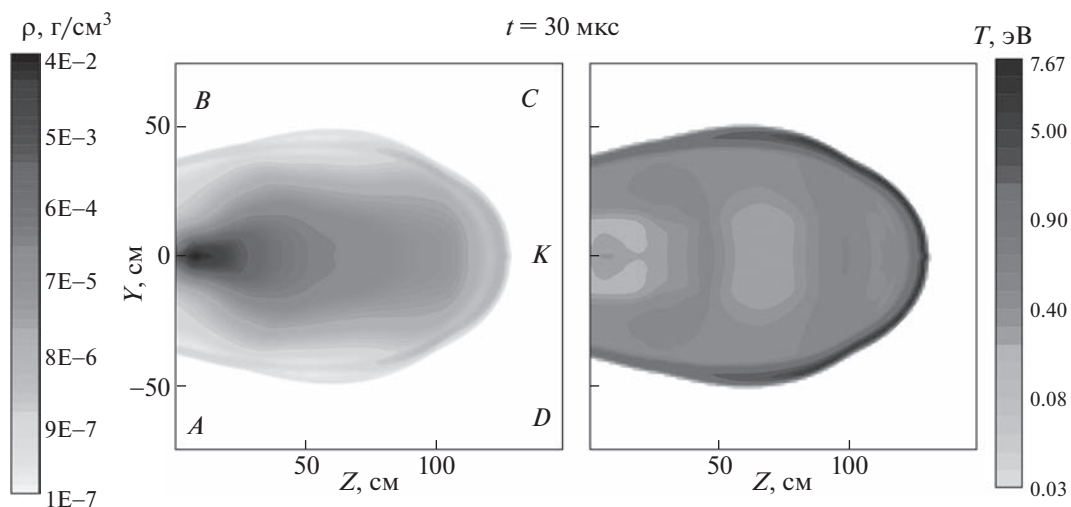


Рис. 6. Изолинии равной плотности ρ и температуры T в момент времени $t = 30$ мкс при инъекции одиночной плазменной струи.

времени, которые демонстрируют форму образовавшейся коллимационной струи.

Для сравнения с инъекцией одиночной струи были проведены расчеты в условиях, идентичных условиям для двух и четырех струй. Струя инжестировалась с левой вертикальной плоскости вдоль оси OK (см. рис. 1а). На рис. 6 приведены изолинии равной плотности ρ и температуры T в плоскости $ABCD$ в момент времени $t = 30$ мкс. На рис. 7 приведены распределения в направлении Z (вдоль оси OK) температуры T , плотности ρ , дав-

ления p и проекции на ось OK скорости u_z в моменты времени $t = 10$ и 30 мкс, полученные в расчетах динамики одиночной струи (сплошные кривые), и в момент времени $t = 30$ мкс для струи, образовавшейся в результате слияния четырех, таких же, как одиночная, струй (пунктир). Как видно из рис. 7, к моменту времени 30 мкс средняя температура в струе, образовавшейся в результате взаимодействия четырех струй, становится более, чем на порядок выше, чем в одиночной струе и составляет величину 10 эВ. Это

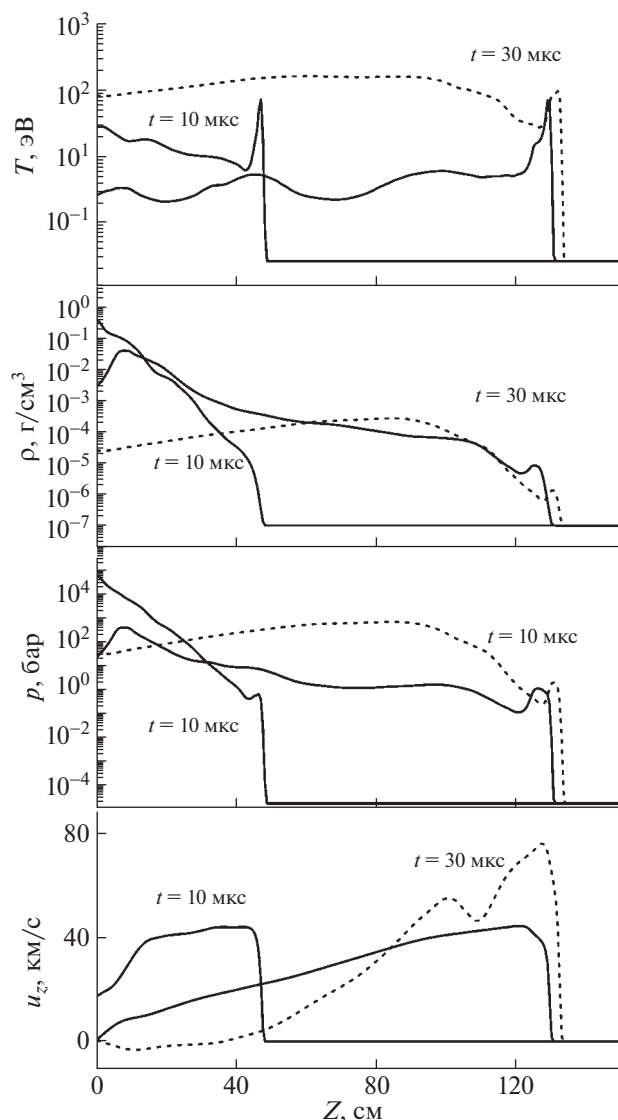


Рис. 7. Распределения вдоль оси температуры T , плотности ρ , давления p и скорости u_z в моменты времени $t = 10$ и 30 мкс, полученные в расчетах динамики одиночной струи (сплошные кривые), и в момент времени 30 мкс для струи, образовавшейся в результате слияния четырех таких же, как одиночная, струй (штриховая линия).

приводит к существенному изменению оптических характеристик плазмы.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАЗМЕННЫХ ОБРАЗОВАНИЙ

Результаты расчетов спектров излучения (интенсивностей излучения I_ϵ в зависимости от энергий фотонов ϵ), полученных с помощью решения уравнений переноса излучения (1) для спектральной интенсивности излучения вдоль

луча OK , приведены на рис. 8. Здесь серая кривая соответствует одиночной инжекции, черная — множественной с четырьмя струями. Как видно из рисунка, интенсивность излучения последней сдвигается в область ультрафиолета, в том числе жесткого, и по своей величине на 3–4 порядка превышает интенсивность при одиночной инжекции. Заметим, что одиночная инжекция в этом диапазоне дает свечение в линиях испускания. При свечении струи, образованной четырьмя инжекциями, наблюдаются линии поглощения в области энергий фотонов 4–10 эВ.

Важной характеристикой излучения является изображение плазменного образования в различных диапазонах длин волн в различных точках наблюдений. Такие изображения для момента времени $t = 30$ мкс были получены интегрированием уравнений переноса излучения (2) вдоль большого числа лучей, проходящих через плазменное образование и сходящихся в три точки наблюдения F , G и H , отмеченные на схеме рис. 1а. На рис. 9–11 представлены изображения (яркостные температуры в видимом и инфракрасном диапазонах длин волн), полученные для этих точек. Значения максимальных яркостных температур приведены на этих рисунках. Расстояния $OF = 200$ см, $FG = 200$ см, $OH = 200$ см (см. схему на рис. 1а). Рисунок 9 демонстрирует конфигурацию яркостных температур T_{rad} на изображениях плазменного образования при слиянии четырех струй, рис. 10 — при встречном взаимодействии и рис. 11 — при одиночной инжекции. Сравнение яркостных температур, видимых из разных точек наблюдения, с истинными (рис. 4 и 9) характеризует степень непрозрачности плазменных образований. Максимальная яркостная температура струи, образовавшейся после слияния четырех струй, существенно меньше истинной. Тепловое излучение горячей плазмы внутренней струи “запирается” окружающей ее плазмой. Сама горячая внутренняя струя, образовавшаяся в результате коллимации четырех одиночных струй, видна только в ИК-диапазоне. При встречной инжекции максимальные яркостные температуры и истинные температуры различаются примерно вдвое. Мы видим свечение плюма, образовавшегося при столкновении струй (см. рис. 2, 3 и 10). В одиночной струе основной вклад в наблюдаемое излучение вносит средняя температура ~ 1 эВ (см. рис. 7 и 11).

В табл. 1 приведены величины плотностей потоков излучения, испущенного плазменными образованиями в момент времени 30 мкс для точек наблюдения F , G и H в трех диапазонах длин волн (инфракрасном — ИК, видимом — ВИ и ультрафиолетовом — УФ для интервалов λ , приведенных выше) для всех трех вариантов инжекций. Хорошо видно влияние на плотность потока из-

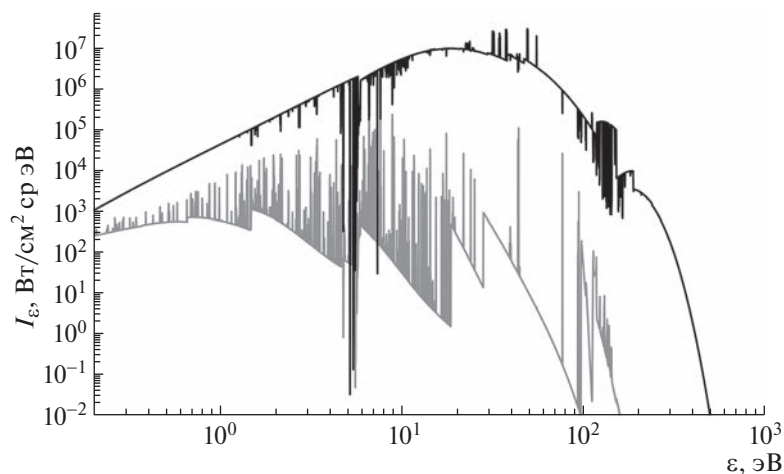


Рис. 8. Зависимости от энергий фотонов ϵ интенсивностей излучения I_ϵ (одиночная струя — серая кривая, коллимационная струя — черная кривая).

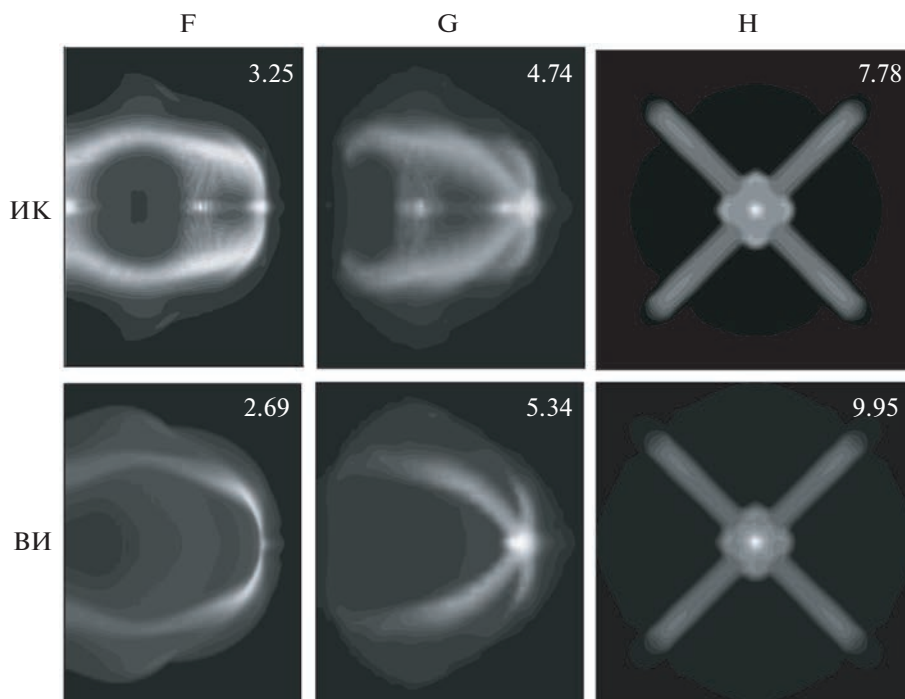


Рис. 9. Изображения плазменного образования при слиянии четырех струй в яркостных температурах T_{rad} для различных точек наблюдения (F , G и H) в ИК ($\lambda = 124\text{--}0.8\text{ мкм}$) и ВИ ($\lambda = 0.8\text{--}0.38\text{ мкм}$) диапазонах длин волн. Числами на рисунках отмечены максимальные значения T_{rad} .

лучения расположения точек наблюдения и диапазона длин волн.

Заметим, что, как следует из рис. 8, основная часть излучения для точки наблюдения H будет сдвигаться в более коротковолновую, чем рассматриваемые здесь, область длин волн, соответствующую вакуумному ультрафиолету, и даже

рентгену. Так, значение плотности потока излучения в точке H , рассчитанное для диапазона длин волн $124\text{ мкм}\text{--}1.2\text{ нм}$ ($0.01\text{--}1000\text{ эВ}$) для коллимационной струи, образованной из четырех одиночных струй, в рассматриваемый момент времени 30 мкс составляет величину 2.55 МВт/см^2 , что вдвое превышает аналогичное

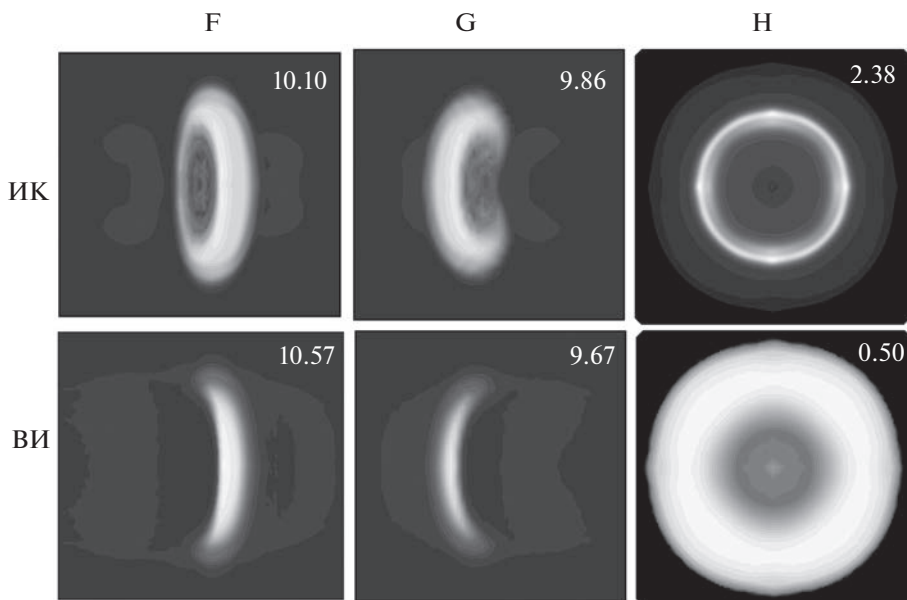


Рис. 10. Изображения плазменного образования встречной инъекции двух струй в яркостных температурах T_{rad} для различных точек наблюдения (F , G и H) в ИК ($\lambda = 124\text{--}0.8\text{ мкм}$) и ВИ ($\lambda = 0.8\text{--}0.38\text{ мкм}$) диапазонах длин волн. Числами на рисунках отмечены максимальные значения T_{rad} .

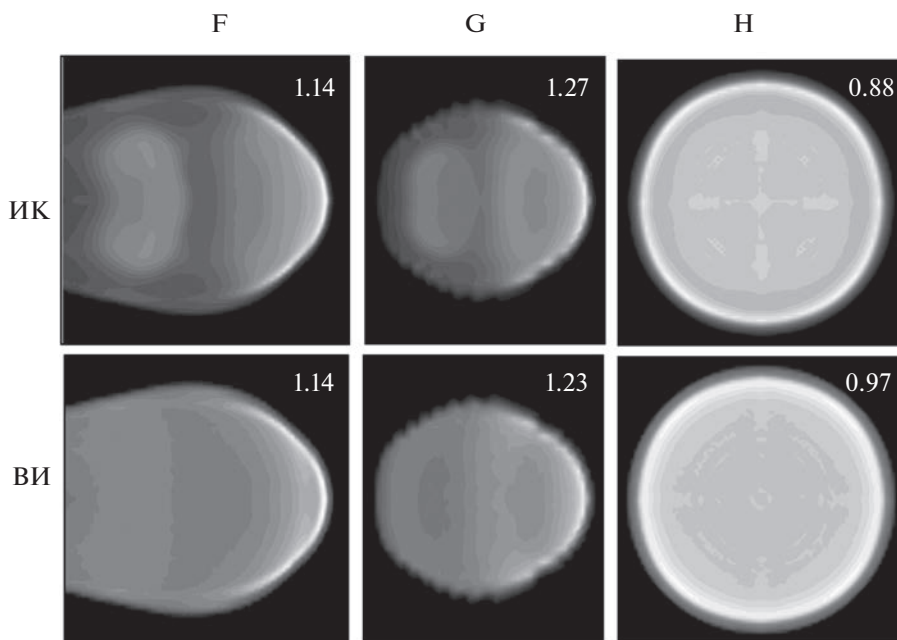


Рис. 11. Изображения плазменного образования одиночной струи в яркостных температурах T_{rad} для различных точек наблюдения (F , G и H) в ИК ($\lambda = 124\text{--}0.8\text{ мкм}$) и ВИ ($\lambda = 0.8\text{--}0.38\text{ мкм}$) диапазонах длин волн. Числами на рисунках отмечены максимальные значения T_{rad} .

значение для одиночной струи, равное 0.87 МВт/см^2 . Так как точка H расположена позади одной из струй, при встречной инъекции соответствующее значение плотности потока излу-

чения в этой точке значительно меньше — 0.06 МВт/см^2 . При этом средние яркостные температуры 2.23 , 1.71 и 0.87 эВ , соответственно, существенно ниже максимальных, наблюдаемых в

Таблица 1. Плотности потоков излучения в различных точках наблюдения в различных диапазонах длин волн для всех рассмотренных конфигураций инжекции

Плотность потока излучения, кВт/см ²									
Точка наблюдения	<i>G</i>			<i>F</i>			<i>H</i>		
Диапазон длин волн	ИК	ВИ	УФ	ИК	ВИ	УФ	ИК	ВИ	УФ
Количество струй									
Одна	0.4	1.2	0.007	0.46	1.15	0.033	2.01	6.78	12.32
Две	6.75	15.9	0.03	8.03	28.1	0.37	5.07	1.65	1.02
Четыре	2.64	7.37	0.015	3.61	3.78	0.08	6.47	36.77	20.22

этих трех случаях, 9.6, 2.72, 1.17 эВ соответственно, что связано с неравномерностью свечения плазменных образований.

Заметим, что тепловое излучение, испущенное плазмой, будет приводить к ионизации окружающего воздуха, его нагреву и образованию ореола горячей ионизованной плазмы, поэтому для расчета продолжительной эволюции плазменного образования в ионосфере необходимо учитывать ионизацию и нагрев окружающей среды в рамках соответствующих плазмохимических моделей, например, [17].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью численного 3D-моделирования получены радиационно-газодинамические характеристики алюминиевого плазменного образования, возникающего при множественной инжекции высокоскоростных плазменных струй в разреженную окружающую среду. В качестве источников плазмы использованы зависимости от времени газодинамических параметров, соответствующих работе генератора ВГПС-400. За счет множественной инжекции образуется суммарная плазменная струя, обладающая повышенными температурными и радиационными параметрами. Рассмотрены два метода создания суммарной струи: соударение струй, движущихся навстречу друг другу при их одновременной инжекции, и слияние струй, направленных под углом друг к другу, при их одновременной инжекции. Приведены распределения яркостных температур при наблюдениях с различных точек предполагаемого размещения датчиков в трех диапазонах длин волн: инфракрасном, видимом и ближнем ультрафиолетовом.

Проведено сравнение параметров суммарных струй с аналогичными параметрами одиночной струи. Показано, что взаимодействие струй приводит к существенному увеличению температуры результирующей струи и смещению спектра излучения плазмы струи в более коротковолновую

часть спектра, включая вакуумный ультрафиолет (10–200 нм).

Численное моделирование в эйлеровых координатах разлета струй в вакуум или сильно разреженную среду, например, с параметрами, соответствующими высоте ионосферных экспериментов “Флаксус” и “Северная звезда”, требует модификации вычислительного 3D-кода по аналогии с работами [18, 19], что предполагается осуществить в дальнейшем. Кроме того, предполагается продолжение численных экспериментов в МГД-постановке, так как при исследовании динамики плазменных струй в ионосфере Земли важной составляющей является численное моделирование их взаимодействия с геомагнитным полем.

Моделирование переноса излучения выполнено в рамках государственного задания № FMWN-2022-0021. Работа Е.М. Урвачева по газодинамическому численному моделированию поддержана грантом РНФ № 21-11-00362.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Underwood T.C., Loebner K.T.K., Miller V.A., Cappelli M.A.* // Scientific Reps. 2019. V. 9(1). P. 2588. <https://doi.org/10.1038/s41598-019-39827-6>
2. *Meier D.L., Koide S., Uchida Y.M.* // Science. 2001. V. 291. P. 84. <https://doi.org/10.1126/science.291.5501.84>
3. *Beskin V.S.* // Astron. Reps. 2023. V. 67. P. 27. <https://doi.org/10.1134/s1063772923010018>
4. *Крауз В.И., Харрасов А.М., Ламзин С.А., Додин А.В., Мялтон В.В., Ильичев И.В.* // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 506. <https://doi.org/10.31857/S0367292122600443>
5. *Wen H., Ren C., Hansen E.C., Michta D., Zhang Y., Langendorf S., Tzeferacos P.* // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. P. 062706. <https://doi.org/10.1063/5.0087035>
6. *Александров В.В., Баско М.М., Браницкий А.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Сасоров П.В., Фролов И.Н.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 613. <https://doi.org/10.31857/S0367292121070039>

7. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грицук А.Н., Браницкий А.В., Фролов И.Н., Грабовский Е.В., Сасоров П.В., Ольховская О.Г., Зайцев В.И. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 157.
<https://doi.org/10.7868/S0367292118020105>
8. Кузенов В.В., Рыжков С.В. // Ядерная физика и инжиниринг. 2018. Т. 9. № 1. С. 63.
<https://doi.org/10.1134/S106377881811011X>
9. Зецер Ю.И., Поклад Ю.В., Erlandson R.E. // Физика Земли. 2021. № 5. С. 184.
<https://doi.org/10.31857/S0002333721050227>
10. Лосева Т.В., Голубь А.П., Косарев И.Б., Поклад Ю.В., Ляхов А.Н., Зецер Ю.И. // Динамические процессы в геосферах / М.: ИДГ РАН, 2021. № 13. С. 175.
11. Losseva T.V., Golub' A.P., Kosarev I.B., Poklad Yu.V., Lyakhov A.N. // Proc. SPIE 11916, 27th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics, Atmospheric Physics, 119167O (15 December 2021).
<https://doi.org/10.1117/12.2603249>.
12. Лосева Т.В., Косарев И.Б., Поклад Ю.В., Ляхов А.Н., Зецер Ю.И., Урвачев Е.М. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 956.
<https://doi.org/10.31857/S0367292122600583>
13. Glazyrin S.I. // Astron. Lett. 2013. V. 39. P. 221.
<https://doi.org/10.1134/S1063773713040026>
14. Urvachev E.M., Blinnikov S.I., Glazyrin S.I., Baklanov P.V. // Astron. Lett. 2022. V. 48(1). P. 20.
<https://doi.org/10.1134/S1063773722010078>
15. Toro E.F. Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics. Springer. 2009
16. Косарев И.Б. // Динамические процессы в геосферах / М.: ИДГ РАН. 2017. Вып. 9. С. 110.
17. Лосева Т.В., Косарев И.Б., Ляхов А.Н., Зецер Ю.И., Черменин А.В. // Динамические процессы в геосферах / М.: ИДГ РАН. 2019. Вып. 11. С. 126.
18. Munz C.D. // Mathem. methods in the applied sci. 1994. V. 17. P. 597.
<https://doi.org/10.1002/mma.1670170803>
19. Subramaniam V., Raja L.L. // J. Computational Phys. 2018. V. 366. P. 207.
<https://doi.org/10.1016/j.jcp.2018.03.041>

ГЕНЕРАЦИЯ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО И ВАКУУМНОГО УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ВОДОРОДНОГО ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА С ГАЗОВОЙ СТРУЕЙ

© 2023 г. Д. А. Топорков^{a,b,*}, Д. А. Бурмистров^{a,c}, В. В. Гаврилов^{a,**}, А. М. Житлухин^a,
В. А. Костюшин^a, С. Д. Лиджигорьяев^{a,b}, А. В. Пушина^{a,b}, С. А. Пикуз^{d,e},
С. Н. Рязанцев^{d,***}, И. Ю. Скобелев^{d,e,****}

^a ГНЦ РФ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”, Москва, Россия

^b НИУ “Московский физико-технический институт”, Москва, Россия

^c НИУ “Московский энергетический институт”, Москва, Россия

^d Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

^e НИЯУ “Московский инженерно-физический институт”, Москва, Россия

*e-mail: toporkov@triniti.ru

**e-mail: vvgavril@triniti.ru

***e-mail: ryazantsev.serj@gmail.com

****e-mail: igor.skobelev@gmail.com

Поступила в редакцию 30.03.2023 г.

После доработки 24.04.2023 г.

Принята к публикации 29.04.2023 г.

Представлены результаты исследований, направленных на создание компактного источника мягкого рентгеновского и вакуумного ультрафиолетового излучения при столкновении мощного плазменного потока с газовой струей. В проведенных экспериментах водородный плазменный поток с энергосодержанием ≈ 50 кДж и длительностью 10–15 мкс генерировался импульсным электродинамическим ускорителем. Поток с плотностью $\approx 6 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ двигался со скоростью $(2-4) \times 10^7 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ в продольном магнитном поле с индукцией до 2 Тл и взаимодействовал с плоской сверхзвуковой газовой струей. Максимальная плотность газа, азота или неона, в струе достигала 10^{17} см^{-3} . Пр продемонстрировано образование компактного излучающего слоя плазмы толщиной 3–5 см, двигающегося по ходу водородного плазменного потока со скоростью $\approx 3 \times 10^6 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$. В ряде экспериментов для локализации области взаимодействия плазменного потока и газовой струи в зоне, контролируемой диагностическими средствами, использовалась пластина вольфрама в качестве препятствия, ограничивающего смещение излучающей плазмы вдоль магнитного поля. С помощью мягкой рентгеновской обскурографии и спектроскопии получены данные относительно генерации излучения из зоны взаимодействия водородного плазменного потока и газовой струи. Приводятся результаты измерения энергии излучения из образующейся плазмы: ≈ 2 кДж в случае азотной струи и ≈ 3 кДж в случае неоновой. Численное моделирование линейчатого излучения многозарядных ионов и последующее сопоставление расчетных и экспериментальных данных позволило оценить электронную температуру азотной и неоновой плазмы, образующейся при взаимодействии водородного плазменного потока с газовой струей на уровне ≥ 40 эВ.

Ключевые слова: импульсный плазменный ускоритель, водородная плазма, газовая струя, спектроскопия плазмы

DOI: 10.31857/S0367292123600358, **EDN:** VYBVZA

1. ВВЕДЕНИЕ

Ранее в работах [1, 2] были приведены результаты экспериментов, направленных на генерацию мощного рентгеновского излучения при встречном столкновении плазменных потоков, сформированных двумя электродинамическими коаксиальными ускорителями с импульсным на-

пуском газа. В этих экспериментах плазменные потоки после выхода из ускорителей двигались по плазмопроводу со скоростями $(2-4) \times 10^7 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ навстречу друг другу в продольном магнитном поле 1–2 Тл и сталкивались в центре вакуумной камеры. В результате, в зоне взаимодействия формировалось квазистационарное цилиндрическое плазменное образование диаметром ≈ 15 см и

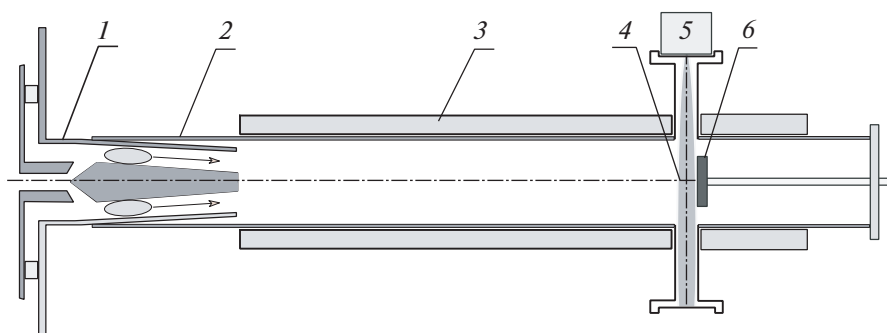


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — импульсный плазменный ускоритель, 2 — цилиндрическая вакуумная камера, 3 — соленоиды продольного магнитного поля, 4 — газовая струя, 5 — формирователь газовой струи, 6 — вольфрамовая мишень.

протяженностью ≈ 80 см, в котором значительная часть кинетической энергии потоков преобразовывалась в тепловую энергию плазмы. При использовании азота в качестве рабочего газа полная энергия излучения с энергией фотонов ≈ 400 эВ составляла ≈ 10 кДж, а в случае использования смеси неона и дейтерия 2 кДж в области ≈ 1 кэВ. Длительность импульсов излучения в обоих случаях составляла ≈ 10 мкс.

По результатам экспериментов была сформулирована задача о необходимости создания, без снижения мощности, более компактного источника излучения на основе конверсии кинетической энергии плазменных потоков. В данной работе представлены результаты исследований, направленных на решение этой задачи.

2. УСТАНОВКА МК-200

Эксперименты проводились на установке МК-200 в ГНЦ РФ ТРИНИТИ. В ее состав входит импульсный плазменный ускоритель с вакуумной камерой транспортировки плазменных потоков и их взаимодействия с газовыми струями. Внутренний диаметр камеры из нержавеющей стали составляет 21 см при толщине стенки 3 мм. Полная длина системы достигает 4 м. Питание ускорителя осуществлялось от высоковольтного конденсаторного накопителя емкостью ≈ 1 мФ. При стартовом напряжении заряда 16 кВ начальный энергозапас в батарее составлял ≈ 130 кДж. В качестве рабочего газа ускорителя использовался водород. Генерируемый ускорителем плазменный поток с энергосодержанием ≈ 50 кДж транспортировался в нарастающем вдоль камеры магнитном поле с индукцией от 1 Тл вблизи ускорителя до 2 Тл в зоне газовой струи.

Газовая струя азота или неона формировалась импульсным клапаном высокого давления (до 100 атм) и плоским соплом Лавала, обеспечивавшими при толщине струи ≈ 4 см и ширине ≈ 15 см число Маха в камере взаимодействия $M \geq 3$ с мак-

симальной плотностью молекул $\approx 10^{17}$ см $^{-3}$. Диаметр водородного плазменного потока перед газовой струей в продольном магнитном поле с индукцией 2 Тл равнялся ≈ 10 см. В качестве средства локализации зоны взаимодействия использовалась прямоугольная пластина вольфрама размером 12 см $\times$ 14 см, фронтальная поверхность которой располагалась параллельно плоскости газовой струи на расстоянии 2 см от ее оси.

В диагностическом комплексе установки МК-200 использовались:

- рентгеновские фотодиоды ФДУК-8УВС для измерения мощности излучения плазмы;
- многокадровая МКП-камера для регистрации пространственного распределения мягкого рентгеновского излучения плазмы, образующейся при взаимодействии водородного плазменного потока с газовой струей;
- спектрометр с пропускающей дифракционной решеткой и многокадровой МКП-камерой для регистрации спектров излучения плазмы в диапазоне длин волн 1–60 нм с пространственно-временным разрешением.

Взаимное расположение водородного плазменного потока, газовой струи, вольфрамовой пластины и диагностических средств (фотодиода ФДУК-8УВС, камеры-обскуры/спектрографа с МКП-камерой) представлены на рис. 2а — вид сбоку (как на рис. 1), и рис. 2б — вид сверху.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Обратимся к экспериментальным результатам, полученным при взаимодействии плазменного потока со свободной газовой струей, смещение которой вдоль направления магнитного поля ничем не ограничено. Динамику процесса столкновения водородного плазменного потока с азотной газовой струей иллюстрирует рис. 3. На нем приведены последовательные во времени изображения результата такого столкновения, за-

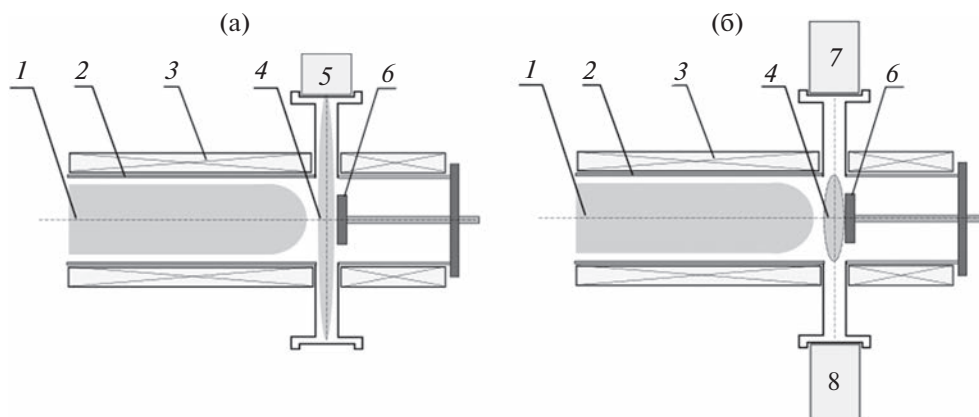


Рис. 2. Схема взаимного расположения водородного плазменного потока, газовой струи, вольфрамовой пластины и диагностических средств: вид сбоку (а), вид сверху (б); 1 — плазменный поток, 2 — вакуумная камера, 3 — соленоиды продольного магнитного поля, 4 — газовая струя, 5 — формирователь газовой струи, 6 — вольфрамовая пластина, 7 — фотоодиод ФДУК-8УВС, 8 — камера-обскура/спектрограф с кадровой МКП-камерой.

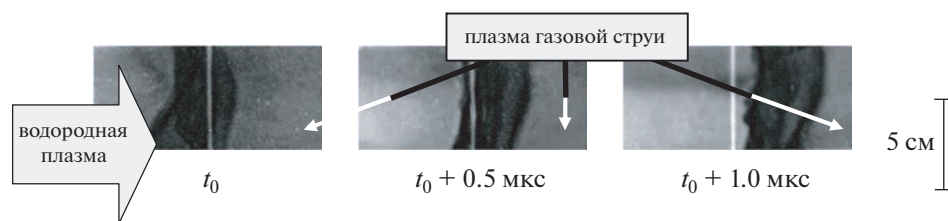


Рис. 3. Динамика взаимодействия потока водородной плазмы со свободной газовой струей азота. Обскурография проводилась рентгеновской МКП-камерой с экспозицией кадров 40 нс. Светлая вертикальная линия соответствует оси напуска газовой струи.

регистрированные с помощью многокадровой секционированной МКП-камеры. Плазму, образующуюся при взаимодействии водородного плазменного потока и газовой струи, здесь и в дальнейшем, для краткости, будем называть «плазмой газовой струи» благодаря намного более высокой, по сравнению с водородной плазмой, плотности ионов (атомов) газа в струе. На левом кадре мы видим формирующийся в зоне взаимодействия компактный слой толщиной 3–5 см повышенной светимости с отчетливо выраженными фронтальной и тыльной границами, вертикальный профиль которых обусловлен неоднородностью водородного плазменного потока в поперечном сечении. На следующих кадрах наблюдается движение этого слоя по ходу падающего плазменного потока со скоростью $\approx 3 \times 10^6 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$.

Столь высокая скорость движения источника излучения в экспериментах с односторонним воздействием плазменного потока на газовую струю уже через ≈ 4 мкс выводит объект исследования из зоны «видимости» и не позволяет про-

водить диагностику в течение всего времени воздействия плазменного потока (10–15 мкс).

Для проведения исследования воздействия плазменного потока на газовую струю на протяжении всей длительности процесса (≤ 20 мкс) была использована вольфрамовая пластина в качестве препятствия, позволяющего локализовать зону взаимодействия. Фронтальная поверхность вольфрама при этом располагалась параллельно центральной плоскости газовой струи на расстоянии 2 см от нее. Представленные ниже результаты были получены именно в таких экспериментах.

Измерение мощности излучения из зоны взаимодействия водородного плазменного потока с газовой струей производилось кремниевыми фотоодиодами ФДУК-8УВС с известной спектральной чувствительностью [3]. На рис. 4 представлена динамика мощности излучения плазмы в экспериментах с азотной и неоновой газовыми струями. Поскольку основной целью применения сверхзвуковой плоской газовой струи является компактизация источника излучения, то важным результатом является величина мощности излучения, приходящейся на единицу длины

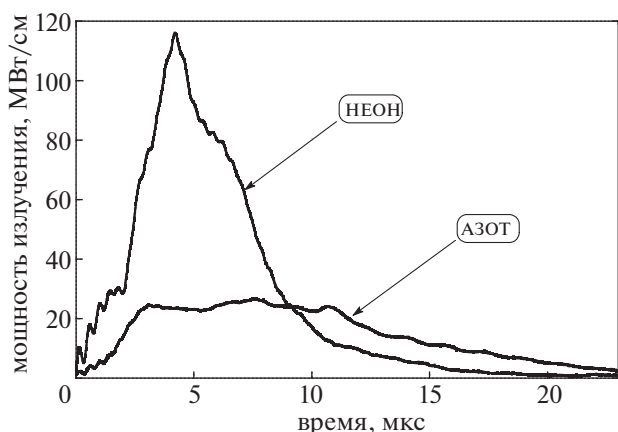


Рис. 4. Зависимости от времени мощности излучения неоновой и азотной плазмы при воздействии водородного плазменного потока на газовую струю. $t = 0$ — начало взаимодействия.

вдоль направления магнитного поля. В схеме со столкновением двух встречных плазменных потоков мощность излучения составляла ≈ 12.5 МВт/см в случае азотных потоков и ≈ 2.5 МВт/см — неоновых при этом концентрация азота в потоке была стопроцентной, в то время как концентрация неона в водородном плазменном потоке — 20%. При одностороннем воздействии водородного плазменного потока газовая струя позволяет получить максимальную мощность излучения на азотной струе в два (≈ 25 МВт/см), а на неоновой — в сорок раз выше (≥ 100 МВт/см), чем при встречном столкновении двух плазменных потоков. Полная энергия излучения при взаимодействии плазменного потока с азотной и неоновой струями составляет ≈ 2 кДж и ≈ 3 кДж соответственно.

Отметим также, что представленные в данной работе эксперименты проводились на водородных плазменных потоках с энергосодержанием до 50 кДж, в то время как в исследованиях [1, 2] энергосодержание каждого из встречных плазменных потоков достигало ≈ 100 кДж. В запланированной серии экспериментов предстоит реализовать имеющиеся возможности увеличения мощности компактного источника мягкого рентгеновского и вакуумного ультрафиолетового излучения — двустороннее воздействие встречных плазменных потоков на газовую струю и повышение энергосодержания каждого плазменного потока.

Линейчатое излучение ионов плазмы, формировавшейся в зоне взаимодействия водородного плазменного потока с газовой струей, регистрировалось спектрографом с пропускающей решеткой и кадровой МКП-камерой. Геометрические параметры коллиматора спектрографа и период дифракционной решетки $d = 500$ нм в совокупности определяли аппаратную функцию спектрометра на уровне ≈ 0.7 нм. Обзорные спектры с пространственно-временным разрешением охватывали диапазон длин волн 1–60 нм. На рис. 5, 6 представлены типичные спектры излучения плазмы, образовывавшейся в экспериментах по взаимодействию водородного плазменного потока с азотной (рис. 5) и неоновой (рис. 6) газовыми струями.

Регистрация излучения плазмы производилась вдоль луча зрения, проходящего параллельно фронтальной поверхности вольфрамовой пластины на расстоянии 2 см от нее. Приведенные спектры излучения азотной и неоновой плазмы свидетельствуют об отсутствии заметного поступления паров вольфрама в плазму газовой струи. Интенсивные линии в приведенных спектрах

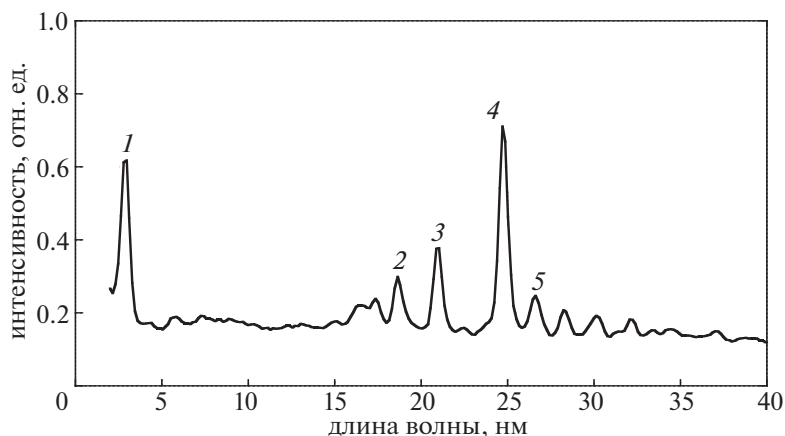


Рис. 5. Спектр излучения азотной плазмы, образующейся при воздействии водородного плазменного потока на газовую струю азота. Начало кадра $t = 5$ мкс (рис. 4), экспозиция $\tau = 1$ мкс. Спектральные линии: 1 — 2.88 нм ($1s^2-1s2p$ NVI), 2 — 18.6 нм ($1s^22p-1s^24d$ NV), 3 — 20.9 нм ($1s^22s-1s^23p$ NV), 4 — 24.8 нм ($1s^22p-1s^23d$ NV), 5 — 26.6 нм ($1s^22p-1s^23s$ NV).

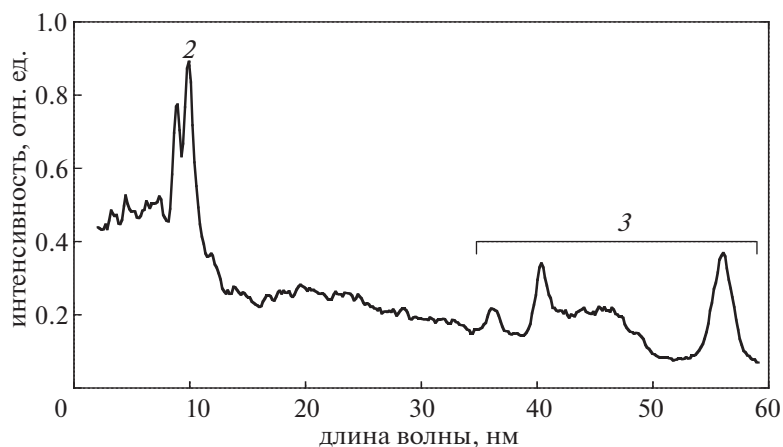


Рис. 6. Спектр излучения неоновой плазмы, образующейся при воздействии водородного плазменного потока на газовую струю неона. Начало кадра $t = 5$ мкс (рис. 4), экспозиция $\tau = 1$ мкс. Спектральные линии: 1 – 8.81 нм ($1s^22s-1s^23p$ NeVIII), 2 – 9.83 нм ($1s^22p-1s^23d$ NeVIII), 3 – 36–56 нм (NeVII).

принадлежат ионам газа, формировавшего струю. Однако, наблюдается заметное расширение спектральных диапазонов излучения в сторону длинноволновой области как в случае азота, так и в случае неона, по сравнению с данными работ [1, 2]. Причиной этого расширения является появление линий Li-подобных ионов азота и неона, что свидетельствует о более низких электронных температурах генерировавшейся плазмы по сравнению с соответствующими значениями температуры плазмы, образовывавшейся при столкновении двух встречных плазменных потоков.

Спектры линейчатого излучения многозарядных ионов были использованы для определения электронной температуры образующейся плазмы. Реализованный диагностический подход основан на том, что в спектрах как азотной, так и неоновой плазмы присутствуют линии, отношения интенсивностей которых слабо зависят от концентрации ионов/электронов, но существенно зависят от электронной температуры плазмы в достаточно широком диапазоне ее значений. Расчеты плазменной кинетики [4], проведенные при помощи радиационно-столкновительного кода PrismSPECT [5], показали, что в случае азотной плазмы таким свойством характеризуется отношение интенсивностей линий, соответствующих переходам $1s^22p-1s^23d$ и $1s^2-1s2p$ (на рис. 5 линии 4 и 1 соответственно). Обозначим это отношение интенсивностей буквой R . Теоретическая зависимость R от электронной температуры плазмы приведена на рис. 7.

В рамках расчетной модели учитывались состояния ионов азота всех возможных кратностей (всего 8180 состояний). Также предполагалось, что излучающая плазма представляет собой плоский слой с характерным размером вдоль линии

наблюдения $L = 10$ см. В качестве экспериментального значения интенсивности линий рассматривалась площадь соответствующей линии, вычисленная в диапазоне длин волн, в котором интенсивность превышает значение $\max/e^2$, где $\max$ – максимальное значение в пределах линии. Как мы видим, рис. 6 демонстрирует, что экспериментальное значение соотношения R может реализовываться при различных значениях ионной плотности и электронной температуры в диапазонах $10^{16} \text{ см}^{-3} \leq N_i \leq 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $35 \text{ эВ} \leq T_e \leq 50 \text{ эВ}$

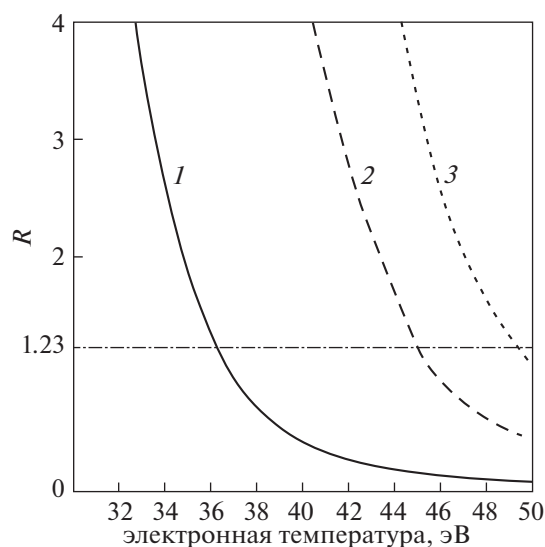


Рис. 7. Зависимости R от электронной температуры плазмы при фиксированной ионной плотности: 1 – $N_i = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, 2 – 10^{17} см^{-3} , 3 – 10^{16} см^{-3} . Горизонтальной штрихпунктирной линией обозначено экспериментальное значение.

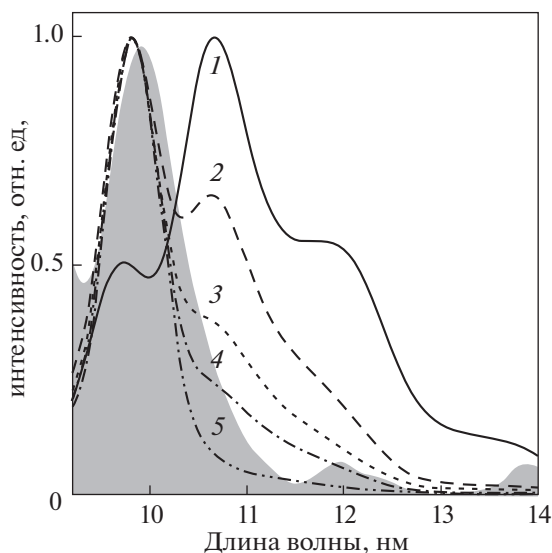


Рис. 8. Спектр излучения неоновой плазмы, рассчитанный при ионной плотности $N_i = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ для пяти значений электронной температуры: 1 – 30 эВ, 2 – 40 эВ, 3 – 45 эВ, 4 – 50 эВ, 5 – 70 эВ. Серой заливкой показан экспериментальный спектр, соответствующий линии 2 на рис. 6.

соответственно. Наилучшее совпадение расчетного спектра с экспериментальным получено при $N_i = 8 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 43 \text{ эВ}$. В этом случае величина электронной плотности плазмы составляет $N_e = 4 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

При анализе экспериментального спектра неоновой плазмы с целью определения ее температуры следует отметить отсутствие спектральных линий в диапазоне длин волн 10.5–13 нм, в частности, линии с длиной волны $\approx 10.6 \text{ нм}$, формируемой переходами в Ве-подобных ионах неона. Это может наблюдаться (см. рис. 8) только при значении $T_e > 50 \text{ эВ}$, которое следует рассматривать как минимальное для электронной температуры плазмы, образующейся в области взаимодействия водородной плазмы с неоновой газовой струей.

Таким образом, сопоставление расчетных и экспериментальных значений отношений интен-

сивностей линий излучения многозарядных ионов показало, что в случае обоих типов газовых мишеней в области взаимодействия водородного плазменного потока со струей формируется плазма с электронной температурой не менее 40 эВ.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При взаимодействии высокоэнергетичного водородного плазменного потока с газовыми струями азота или неона с максимальной плотностью $\approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ формируется компактное плазменное образование с электронной температурой $\geq 40 \text{ эВ}$ в виде слоя толщиной $\approx 4 \text{ см}$ и диаметром $\approx 10 \text{ см}$,двигающееся по ходу падающего плазменного потока со скоростью $3 \times 10^6 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$.

Образующаяся при взаимодействии плазменного потока с газовой струей плазма является мощным источником мягкого рентгеновского и вакуумного ультрафиолетового излучения в спектральных диапазонах 3–30 нм в случае азотной струи и 10–60 нм – в случае неоновой струи. Полная энергия излучения с азотной струей составляет $\approx 2 \text{ кДж}$, с неоновой – $\approx 3 \text{ кДж}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке в рамках научного проекта РФФИ № 20-21-00153 и Программы 10 “Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика” НЦФМ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гаврилов В.В., Еськов А.Г., Житлухин А.М., Кочнев Д.М., Пикуз С.А., Позняк И.М., Рязанцев С.Н., Скобелев И.Ю., Топорков Д.А., Умрихин Н.М. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 730.
2. Гаврилов В.В., Еськов А.Г., Житлухин А.М., Кочнев Д.М., Пикуз С.А., Позняк И.М., Рязанцев С.Н., Скобелев И.Ю., Топорков Д.А., Умрихин Н.М. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 606.
3. <http://sildet.ru/source/pdf/fduk8uvc.pdf>.
4. Gavrilov V.V., Eskov A.G., Zhitlukhin A.M., Kochnev D.M., Pikuz S.A., Poznyak I.M., Ryazantsev S.N., Skobelev I.Yu., Toporkov D.A., Umrikhin N.M. // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 946. P. 012017.
5. <https://www.prism-cs.com/Software/PrismSPECT/overview.html>.

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА В СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЕ: БЕЗАТМОСФЕРНЫЕ КОСМИЧЕСКИЕ ТЕЛА

© 2023 г. С. И. Попель^{а,*}, Л. М. Зеленый^а, А. В. Захаров^а

^а Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

*e-mail: popel@iki.rssi.ru

Поступила в редакцию 10.05.2023 г.

После доработки 31.05.2023 г.

Принята к публикации 31.05.2023 г.

Приведен краткий обзор исследований по пылевой плазме в Солнечной системе. Особое внимание уделяется теоретическим исследованиям, касающимся безатмосферных тел Солнечной системы, проводимым в Институте космических исследований РАН.

Ключевые слова: пылевая плазма, Солнечная система, кометы, Меркурий, Луна, Фобос, Деймос

DOI: 10.31857/S0367292123600437, **EDN:** HZLIWW

ВВЕДЕНИЕ

Трудно представить себе заполненную плазмой область Солнечной системы, свободную от пылевых частиц [1]. Нано- и микромасштабные пылевые частицы обнаруживаются в межпланетном космическом пространстве, в плазме ионосфер и магнитосфер планет, в планетарных кольцах, в окрестностях космических тел, не имеющих собственной атмосферы, таких как Луна, Меркурий, астероиды, кометы и др. Пожалуй, есть лишь одно исключение из этого правила — собственно Солнце и область в непосредственной близости от него, где из-за высоких температур пыль существовать не может. В результате взаимодействия пылевых частиц с электронами и ионами окружающей плазмы, а также под действием солнечного излучения они приобретают электрические заряды и становятся одной из важных составляющих плазмы, существенно влияющей на ее свойства и динамику.

В планетологии нано- и микроразмерные компоненты выступают в качестве основных элементов структуры космических тел, поэтому исследования природных нано- и микроразмерных пылевых объектов могут привести к расширению наших представлений о фундаментальных процессах геологии и планетообразования [2]. Так, например, протопланетная пыль имеет размеры от 10 нм до 150 нм. Она относится к хондритам класса С1. Если провести дифференциацию углистых хондритов, получаются минералы, входящие в состав мантии Земли. Можно сделать вывод, что, по крайней мере, планеты земной группы Солнечной системы произошли из нано-

масштабных частиц, состав которых отвечает углистым хондритам. Есть серьезные аргументы в пользу предположения, что Солнечная система в свое время сформировалась из плазмы, содержащей заряженные пылевые частицы [3]. Таким образом, изучение мелкодисперсных пылевых частиц и пылевой плазмы в Солнечной системе, ионосферах и магнитосферах планет может дать новую информацию о межзвездном веществе, механизмах планетообразования и т.д.

Интерес к описанию пылевой космической плазмы резко возрос в конце 1990-х гг., что было связано с разработкой к этому времени теоретических методов исследования пылевой плазмы, в том числе и в природных системах [4]. В XXI в. существенно усилился интерес и к непосредственному изучению космических пылевых частиц. Была организована миссия НАСА “Stardust” (“Звездная пыль”), среди основных целей которой был сбор и доставка на Землю частиц из окрестностей ядра кометы 81P/Wild 2, что было успешно реализовано 15 января 2006 г., когда капсула с образцами кометного вещества вернулась на Землю [5]. В американской миссии LADEE (“Lunar Atmosphere and Dust Environment Explorer”) — “Исследователь лунной атмосферы и пылевой среды” [6], реализованной в 2013–2014 гг., лунная пыль изучалась с помощью наблюдений с орбиты. Происхождение пылевых частиц у лунной поверхности, потоки которых измерялись в рамках лунной миссии KHP Chang’E-3 анализировалось в [7]. В России готовятся миссии “Луна-25” и “Луна-27” [8, 9], в рамках которых будут исследоваться свойства пыли и пылевой плазмы у поверхности Луны (рис. 1).

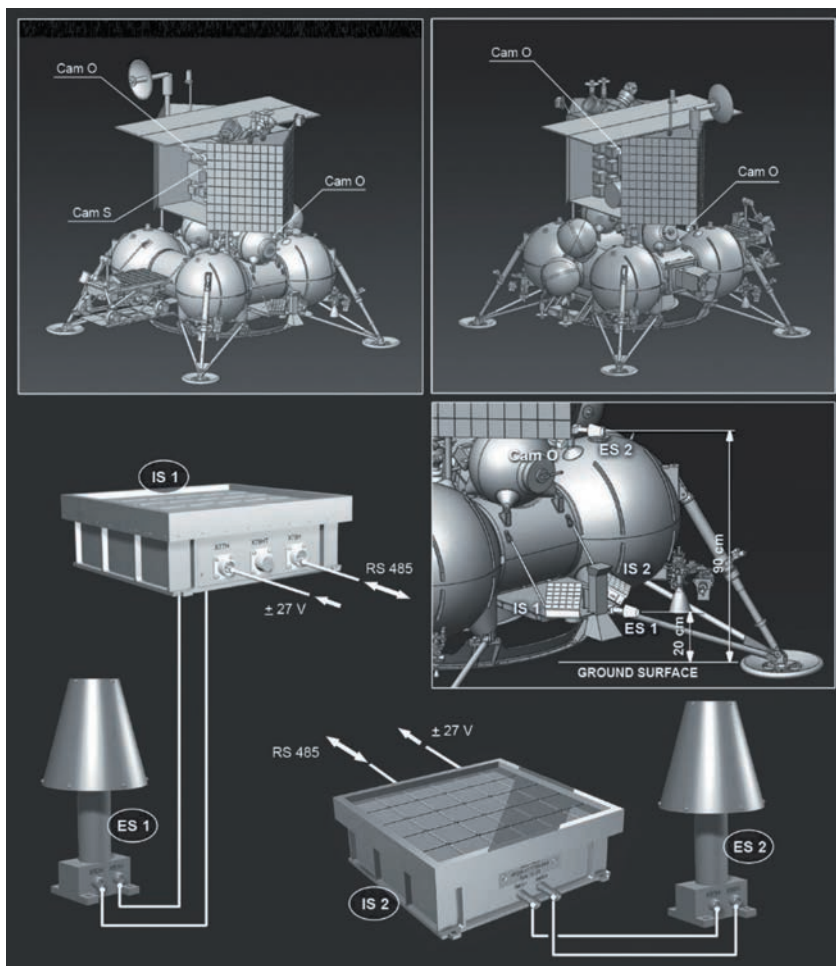


Рис. 1. Схема расположения аппаратуры для исследования пылевой плазмы у поверхности Луны на станциях “Луна-25 и -27”. Отмечены инструменты регистрации пылевой плазмы: пьезоэлектрические ударные сенсоры IS; выносные датчики электрического поля ES; камеры для оптических наблюдений (стереокамера Cam S и обзорные камеры Cam O).

В настоящей работе приводится краткий обзор исследований, касающихся пыли и пылевой плазмы в Солнечной системе. Особое внимание уделяется теоретическим исследованиям, касающимся безатмосферных тел Солнечной системы, проводимым в Институте космических исследований РАН.

КОМЕТНАЯ ПЫЛЬ

Источником мелких частиц, заполняющих Солнечную систему, служат разрушающиеся ядра комет и столкновения тел в поясе астероидов [10]. Высвобождение пыли при разрушении ядер комет происходит следующим образом. Приближаясь к Солнцу, комета обычно приобретает характерную структуру: видимый гигантский хвост, ядро (как правило, невидимое) очень маленького размера по сравнению с хвостом, а также атмосферу, окружающую ядро и называемую комой

кометы. Кома и хвост формируются как следствие истечения вещества из ядра кометы. В ядре ледяные слои из замороженных газов чередуются с пылевыми слоями. По мере прогревания солнечным излучением образующиеся в результате возгонки газы вытекают наружу, увлекая за собой облака пыли. В результате ядро кометы становится источником газопылевого потока, движущегося (вслед за ядром) навстречу солнечному ветру.

На рис. 2 представлена фотография кометы Хейла–Боппа [11]. На ней видны два хвоста кометы, четко разделенные в плоскости неба. Верхний хвост, направленный в противоположную от Солнца сторону, образуют, главным образом, увлекаемые солнечным ветром ионы CO^+ , которые и придают голубой оттенок цвету этого хвоста. В нижнем (белом) хвосте летят пылевые частицы размером около 1 мкм. Пыль из ядра и комы кометы отбрасывается назад силой светового



Рис. 2. Фотография кометы Хейла–Боппа [11]. Верхний хвост кометы состоит в основном из ионов CO^+ , нижний — из пылевых частиц размером ~ 1 мкм.

давления Солнца. Однако из-за достаточно больших масс пылевых частиц, на их движении существенным образом сказываются инерция и солнечная гравитация. Поэтому нижний (пылевой) хвост кометы отклонен в сторону от верхнего (ионного) хвоста. Во время съемки комета выделяла газ и пыль со скоростью около 200 т в секунду.

Исследования пылевых частиц вблизи кометы Галлея, а также частиц из микрократеров на Луне, потоков метеоров, межпланетных пылевых частиц, собранных космическими аппаратами, позволили получить [12] параметры, которые широко используются для исследования зарядки и динамики пылевых частиц в магнитосфере Земли и Солнечной системе (см., например, [13]). Размеры и плотности микромасштабных пылевых частиц по данным работы [12] приведены в табл. 1.

Впервые исследование частиц пыли кометного происхождения в земных условиях удалось провести в рамках уже упоминавшейся миссии “Stardust”. Основной целью миссии был сбор кометной пыли с последующей доставкой образцов на Землю. На некоторых участках траектории космического аппарата “Stardust” собирались также образцы межпланетной пыли. Пыль захватывалась заполненным аэрогелем коллектором,

установленным на космическом аппарате. Когда последний находился в окрестностях ядра кометы 81P/Wild 2 (точка максимального сближения “Stardust” была примерно в 236 км от ядра), в коллекторе оседали пылевые частицы. Затем он был герметично закрыт и спрятан в возвращаемую капсулу, которая в январе 2006 г. вернулась на Землю. После вскрытия капсулы стало ясно: миссия выполнена успешно — аэрогель содержал крупные и мелкие частицы кометного вещества (рис. 3). Исследование частиц показало, что их размеры варьировались от десятков нанометров до десятых долей миллиметра. В среднем они оказались крупнее частиц кометы Галлея.

Плазменно-пылевые процессы могут иметь существенные проявления при формировании головной ударной волны, образующейся вследствие взаимодействия комы кометы с солнечным ветром, а также в ситуациях, когда комета находится далеко от Солнца.

1. Головную ударную волну иногда можно трактовать как разновидность ионно-звуковой ударной волны [14]. Присутствие заряженной пыли приводит к еще одному важному виду взаимодействия — взаимодействию протонов солнечного ветра с пылевыми частицами в коме кометы. Для типичного ядра кометы с радиусом ядра ~ 1 км и относительно плотной комы (с концентрацией пыли, превосходящей 10^6 см^{-3}) при формировании головной ударной волны важную роль играет аномальная диссипация, обусловленная зарядкой пылевых частиц. Такая головная ударная волна, по-видимому, имеет природу, которая аналогична природе пылевых ионно-звуковых ударных волн [15, 16].

2. Для кометы, характеризующей параметрами ядра, близкими к параметрам ядра кометы Галлея, пылевая плазма в окрестности ядра кометы формируется за счет электростатических взаимодействий, т.е. аналогично формированию пылевой плазмы вблизи других безатмосферных тел (таких, например, как спутники Марса [17, 18]), если расстояние от кометы до Солнца не меньше ~ 3 а.е. Если же комета находится на более близких расстояниях от Солнца, то динамику пылевых частиц определяет газовый поток от ядра кометы.

Таблица 1. Размеры и плотности микрочастиц космической пыли

Радиус, см	1.0×10^{-5}	1.44×10^{-5}	1.77×10^{-5}	2.04×10^{-5}	2.98×10^{-5}
Плотность, г/см ³	2.9	2.85	2.82	2.8	2.72
Радиус, см	4.51×10^{-5}	6.63×10^{-5}	1.02×10^{-4}	2.36×10^{-4}	5.57×10^{-5}
Плотность, г/см ³	2.59	2.45	2.26	1.8	1.38

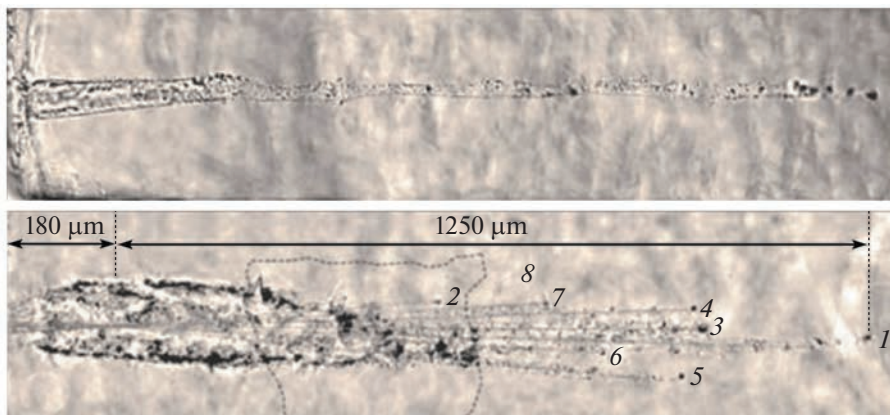


Рис. 3. Фотографии треков от пылевых частиц кометного происхождения в аэрогеле аппарата “Stardust” [5]. Движение частиц происходило слева направо. На верхнем рисунке видно, что твердая частица перемещается без дальнейшей фрагментации. На нижнем рисунке изображена эволюция первоначально слабосвязанного скопления частиц, каждая из которых имеет размер в несколько микрометров.

ЛУННАЯ ПЫЛЬ

Наблюдения лунной пыли имеют довольно давнюю историю. Астронавты, побывавшие на Луне, выяснили, что слой пыли на лунной поверхности составляет несколько сантиметров. За счет адгезии эта пыль прилипает к скафандрам астронавтов (рис. 4), поверхностям космических аппаратов, приборам и т.д., что может угрожать работе систем. Так, в частности, на поверхности приборов, покрытых пылью, резко возрастает поглощение солнечного излучения, что может привести к их перегреву. На скафандрах пыль заносится внутрь лунного модуля, и весь трехдневный обратный путь на Землю астронавты могут вдыхать ее частицы, присутствующие в состоянии невесомости в воздухе. Таким образом, лунная пыль представляет собой существенный фактор риска и для здоровья астронавтов.



Рис. 4. Астронавт “Apollo-17” Харрисон Шмидт собирает частицы лунного грунта. Нижняя часть его скафандра покрыта пылью.

Существенной мотивацией исследований пыли над поверхностью Луны служат планы создания обитаемой лунной базы, обсуждения которой ведутся достаточно активно. Пыль опасна для участников лунной экспедиции, особенно при попадании в легкие. Если в лунных экспедициях 1960–70-х гг. контакт астронавтов с лунной пылью был короток, то при использовании обитаемых лунных баз проблеме лунной пыли придется решать, чтобы избежать серьезных проблем со здоровьем у участников лунной экспедиции. Кроме того, пыль может представлять опасность и для работы аппаратуры лунной базы.

Во время космических миссий Surveyor и Apollo к Луне было замечено, что солнечный свет рассеивается в области терминатора, а это в свою очередь приводит к формированию лунных зорь и стримеров над лунной поверхностью [19]. Последующие наблюдения показали, что рассеяние света наиболее вероятно происходит на заряженных пылевых частицах, источником которых служит поверхность Луны [20]. На основе данных спускаемых космических аппаратов Surveyor был сделан вывод, что пылевые частицы с размерами около 5 мкм, могут парить над поверхностью Луны приблизительно в 10 см от поверхности. Выводы о существовании пыли на больших высотах (от 3 до 260 км) можно сделать из наблюдений лунного орбитального аппарата LADEE [6].

В настоящее время фактически считается общепринятым [8, 9], что пыль над лунной поверхностью — составная часть плазменно-пылевой системы (рис. 5). Поверхность Луны заряжается под действием электромагнитного излучения Солнца, плазмы солнечного ветра, плазмы хвоста магнитосферы Земли. При взаимодействии с излучением лунные породы испускают электроны благодаря фотоэффекту, что приводит к форми-

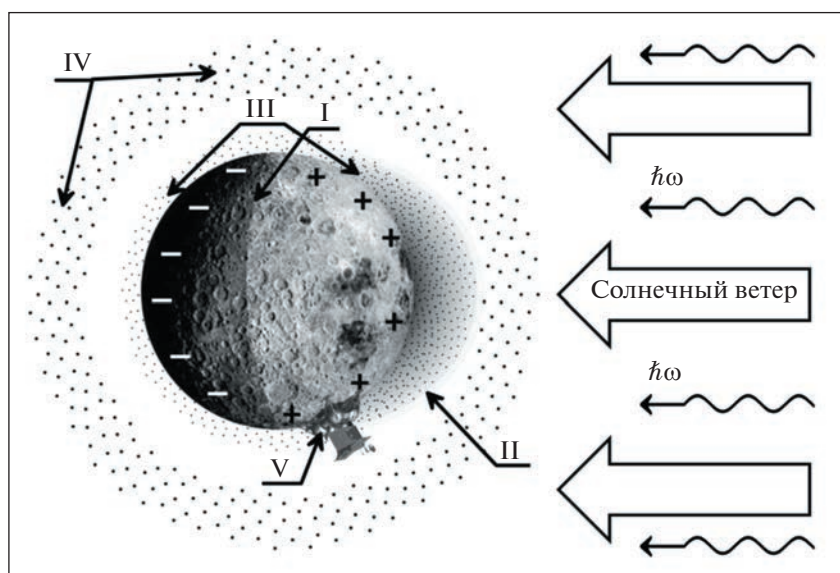


Рис. 5. Основные элементы, характеризующие плазменно-пылевую систему над лунной поверхностью: терминатор (I), фотоэлектроны (II), приповерхностная пыль (III), пыль на больших высотах (IV), фотоны солнечного излучения ($h\nu$), солнечный ветер. Показан также спускаемый аппарат (V) будущей лунной миссии на высоких широтах в Южной полусфере.

рованию над поверхностью слоя фотоэлектронов. Фотоэлектроны поставляются и пылевыми частицами, парящими над поверхностью Луны (они тоже поглощают солнечный свет). Пылевые частицы, находящиеся на поверхности Луны или в приповерхностном слое, не только испускают, но и поглощают фотоэлектроны, а также фотоны солнечного излучения, электроны и ионы солнечного ветра; если же Луна находится в хвосте магнитосферы Земли, то электроны и ионы плазмы магнитосферы. Все эти процессы приводят к зарядке пылевых частиц, их взаимодействию с заряженной поверхностью Луны, подъему и движению пыли.

Рассмотрение плазменно-пылевых процессов у Луны позволяет сделать следующие основные выводы (см., например, [9, 21, 22]).

1. Электростатические процессы приводят к зарядке пылевых частиц, их взаимодействию с заряженной поверхностью Луны, подъему и движению пыли. Характерный размер и характерная концентрация заряженных пылевых частиц в приповерхностном слое освещенной части Луны при этом определяются, соответственно, значениями порядка 100 нм и 10^3 см^{-3} [8].

2. С точки зрения отрыва пылевых частиц от лунной поверхности важными являются удары метеороидов. При рассмотрении такого рода процессов следует учитывать адгезию, эффект которой ослабляется, если учитывать шероховатость поверхности. Отличительными особенностями частиц, появляющихся в плазменно-пылевой си-

стеме над поверхностью Луны вследствие ударов метеороидов, являются высокие скорости (большие 10 м/с) и микрометровые размеры [23].

3. Характерное значение напряженности электрического поля в области лунного терминатора, обусловленное плазменно-пылевыми процессами, может достигать значений $E \sim 300 \text{ В/м}$ [24]. При этом пылевые частицы с размерами $2\text{--}3 \text{ мкм}$ могут подняться на высоту около 30 см над поверхностью Луны, что достаточно [19] для объяснения свечения над областью лунного терминатора, которое наблюдалось в рамках миссии Surveyor.

4. Благодаря действию магнитных полей в хвосте магнитосферы Земли возможен перенос частиц заряженной пыли над лунной поверхностью на большие расстояния и, соответственно, пылевая плазма над освещенной Солнцем поверхностью Луны может существовать для всего диапазона лунных широт [25]. Магнитные поля в областях лунных магнитных аномалий могут приводить к изменениям траекторий пылевых частиц. Однако, поскольку характерные размеры областей магнитных аномалий составляют всего несколько десятков километров, общая тенденция движения пылевых частиц, обусловленная магнитными полями магнитосферы Луны, сохраняется [26].

5. Отличительной чертой траектории движения пылевой частицы в пылевой плазме над лунной поверхностью является наличие колебаний, процесс затухания которых связан с вариациями

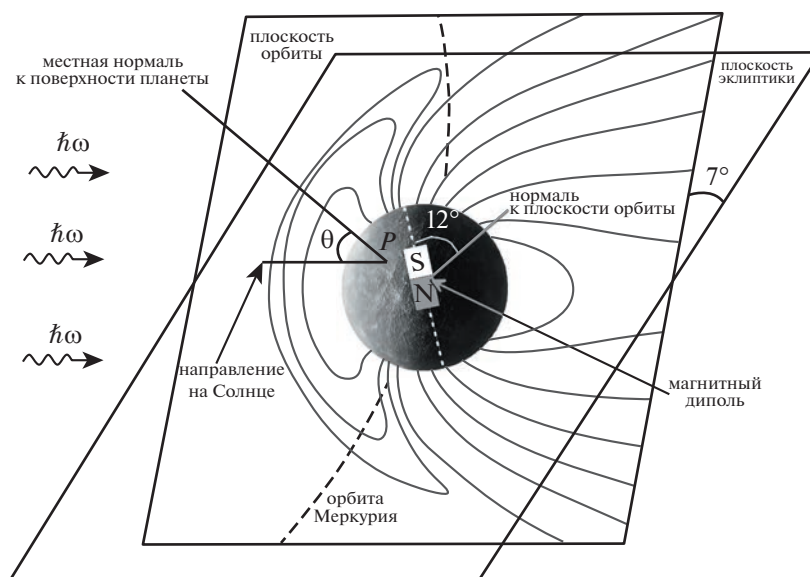


Рис. 6. Схематическое изображение, демонстрирующее плоскость орбиты Меркурия, плоскость эклиптики, магнитный диполь Меркурия (S — южный магнитный полюс диполя, N — северный магнитный полюс диполя), орбиту Меркурия, P — точку наблюдения, направление на Солнце в точке P, местную нормаль к поверхности планеты в точке P. Приведены углы между плоскостью эклиптики и плоскостью орбиты, а также между направлением магнитного диполя и нормалью к плоскости орбиты. Схематически показаны фотоны солнечного ветра $\hbar\omega$ и магнитосфера Меркурия.

зарядов пылевых частиц, что согласуется с представлениями об аномальной диссипации в пылевой плазме. Процессы изменения зарядов пылевых частиц слишком быстрые по сравнению с продолжительностью суток на Луне. В связи с этим, для большинства (~83%) пылевых частиц над освещенной Солнцем лунной поверхностью колебания успевают затухнуть, и эти пылевые частицы можно рассматривать как “левитирующие” [25, 27]. Только очень мелкие частицы не переходят в режим “левитации” в течение всего светлого времени суток на Луне, и при их рассмотрении необходимо учитывать эффекты нестационарности плазменно-пылевой системы над Луной.

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА У МЕРКУРИЯ И СПУТНИКОВ МАРСА

Характер пылевой плазмы у других безатмосферных космических объектов, например, Меркурия или спутников Марса — Фобоса и Деймоса имеет ряд черт, схожих с пылевой плазмой у Луны, но при этом возникают существенные особенности.

В 2018 г. к Меркурию (рис. 6) был отправлен космический аппарат европейской миссии Bepi-Colombo [28], который должен долететь до планеты к 2025 г. Кроме того, обсуждается запуск в 2030-х гг. российского космического зонда Меркурий-П, который должен совершить мягкую посадку на поверхность планеты. Обе эти миссии

будут исследовать запыленную экзосферу Меркурия. Подобно Луне, пылевая плазма над освещенной Солнцем поверхностью Меркурия состоит [29], в частности, из фотоэлектронов, электронов и ионов солнечного ветра, а также заряженных пылевых частиц. Однако существуют следующие качественные различия между плазменно-пылевыми системами Меркурия и Луны, связанные с тем, что Меркурий имеет магнитосферу, а его орбита характеризуется высокими значениями эксцентриситета.

1. Воздействие магнитных полей может влиять на перенос пылевых частиц и, соответственно, расширение области существования пылевой плазмы над поверхностью Меркурия за счет влияния переноса пылевых частиц, но не столь значительно, как на Луне.

2. Из-за наличия у Меркурия магнитосферы солнечный ветер важен для образования пылевой плазмы на Меркурии только в окрестностях областей магнитных полюсов. В других районах Меркурия, в отличие от ситуации на Луне, солнечный ветер не оказывает существенного влияния на свойства пылевой плазмы. Параметры пылевой плазмы над Меркурием различны в ситуациях афелия и перигелия его орбиты.

Что касается спутников Марса, интерес к ним обусловлен, в частности, тем, что они могут оказаться более доступными для пилотируемых полетов, чем Марс. Ускорение свободного падения на них очень мало, и посадка космического аппарата на спутник Марса скорее напоминает сты-

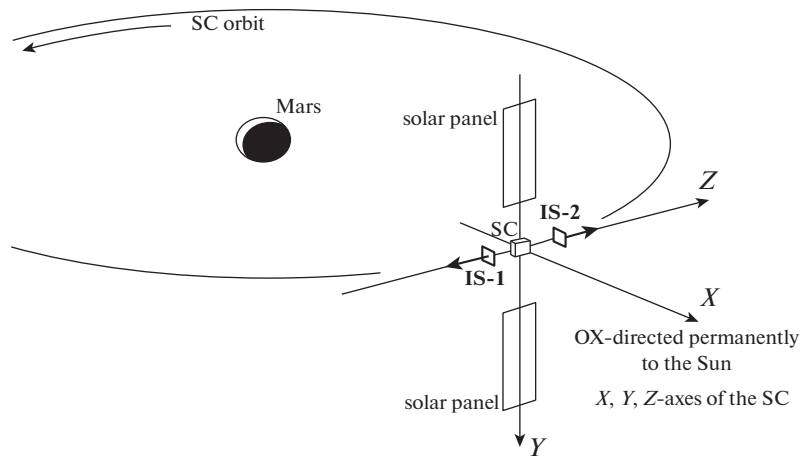


Рис. 7. Схема орбитального движения космического аппарата (SC) Phobos-Grunt 2 (Бумеранг). Отмечены пьезоэлектрические ударные сенсоры IS-1 и IS-2, которые, как предполагается, будут иметь возможность определять основные параметры пылевых частиц (импульс, масса, скорость, заряд). Рассматривается возможность установки ударных сенсоров на панелях солнечных батарей (solar panel).

ковку с другим аппаратом, чем приземление на планету. Согласно наблюдениям космического аппарата Викинг [30, 31], а затем космических аппаратов Фобос-2 и Марс-Экспресс [32], поверхность спутников Марса покрыта пылью. Слабая гравитация усиливает роль пыли на спутниках Марса, поскольку даже слабое возмущение может привести к формированию массивного пылевого облака над поверхностью спутника. В рамках миссии Phobos-Grunt 2 (Бумеранг) предполагается обнаружение пылевых частиц на орбите вокруг Марса и у поверхности Фобоса или Деймоса, а также определение основных параметров пылевых частиц (импульса, массы, скорости, заряда). Кроме того, ожидается измерение параметров плазмы и определение локального электрического поля у поверхности спутника Марса. Для этих целей будут использованы пьезоэлектрические ударные сенсоры (см. рис. 7), работа которых основана на ударном воздействии пылевой частицы, а также зонды для измерения параметров плазмы и локального электрического поля у поверхности Фобоса.

Теоретические исследования [17, 18] показали, что в отличие от Луны или Меркурия формирование плазменно-пылевой системы в приповерхностном слое над освещенной частью спутника Марса имеет нестационарный характер практически на всем протяжении светлого времени суток. Процессы вариации зарядов пылевых частиц, приводящие к затуханию их колебаний над поверхностью спутника Марса, оказываются слишком медленными по сравнению с протяженностью дня на этом спутнике. Для нахождения точных данных о параметрах плазменно-пылевой системы в окрестности спутников Марса необходимо иметь большую информацию о свойствах

грунта на них, например, такую, как работа выхода и квантовый выход вещества грунта и т.д., которые, как надеются авторы, будут получены в будущих космических миссиях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведен ряд результатов, касающихся пылевой плазмы у безатмосферных тел Солнечной системы. Интенсивные исследования плазменно-пылевых процессов проводятся также в отношении ионосфер Земли [33–35] и Марса [36–38], магнитосферы Сатурна [39, 40] и др. Как в случае безатмосферных космических тел, так и ионосфер и магнитосфер планет проявления нано- и микромасштабных компонент в космосе обусловлены модификацией в плазме при наличии заряженной пыли характера коллективных процессов [41–44], новой физикой нелинейных эффектов, процессами самоорганизации и т.д. Несмотря на достаточно долгую историю изучения пылевой плазмы в Солнечной системе, все еще существуют нерешенные проблемы, причем для успешного решения ряда из этих проблем требуются большие знания об исследуемых космических объектах, которые можно получить только в будущих космических миссиях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Попель С.И. // Природа. 2015. № 9. С. 48.
2. Богатиков О.А. Неорганические наночастицы в природе // Вестн. РАН. 2003. Т. 73. С. 426.
3. Альвен Х., Аррениус Г. Эволюция Солнечной системы. М.: Мир, 1979. 512 с.
4. Fortov V.E., Ivlev A.V., Khrapak S.A., Khrapak, A.G., Morfill G.E. // Phys. Reports. 2005. V. 421. P. 1.

5. *Brownlee D.E.* // *Elements*. 2012. V. 8. P. 327.
6. *Horányi M., Sternovsky Z., Lankton M., Dumont C., Gagnard S., Gathright D., Grün E., Hansen D., James D., Kempf S., Lamprecht B., Srnata R., Szalay J.R., Wright G.* // *Space Sci. Rev.* 2014. V. 185. P. 93.
7. *Голубь А.П., Попель С.И.* // *Астрон. вестн.* 2021. Т. 55. P. 393.
8. *Попель С.И., Копнин С.И., Голубь А.П., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Извекова Ю.Н.* // *Астрон. вестн.* 2013. Т. 47. P. 455.
9. *Popel S.I., Zelenyi L.M., Golub' A.P., Dubinskii A.Yu.* // *Planet. Space Sci.* 2018. V. 156. P. 71.
10. *Mann I., Krivov A., Kimura H.* // *Icarus*. 2000. V. 146. P. 568.
11. *Jewitt D.* 2009. <http://www2.ess.ucla.edu/~jewitt/tail-HB.html>.
12. *Divine N., Fechtig H., Gombosi T.I., Hanner M.S., Keller H., Larson S., Mendis D., Newburn R., Reinhard R., Sekanina Z., Yeomans D.* // *Space Sci. Rev.* 1986. V. 43. P. 1.
13. *Interplanetary dust* / Eds. *E. Grün, B.A.S. Gustafson, S. Dermott, H. Fechtig*. Berlin–Heidelberg–New York: Springer–Verlag, 2001.
14. *Popel S.I., Gisko A.A.* // *Nonlinear Processes in Geophysics*. 2006. V. 13. P. 223.
15. *Popel S.I., Yu M.Y., Tsyrovich V.N.* // *Phys. Plasmas*. 1996. V. 3. P. 4313.
16. *Popel S.I., Gisko A.A., Golub' A.P., Losseva T.V., Bingham R., Shukla P.K.* // *Phys. Plasmas*. 2000. V. 7. P. 2410.
17. *Голубь А.П., Попель С.И.* // *Письма в ЖЭТФ*. 2021. Т. 113. С. 440.
18. *Голубь А.П., Попель С.И.* // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. С. 741.
19. *Rennilson J.J., Criswell D.R.* // *The Moon*. 1974. V. 10. P. 121.
20. *Zook H., McCoy J.* // *Geophys. Res. Lett.* 1991. V. 18. P. 2117.
21. *Зеленый Л.М., Попель С.И., Захаров А.В.* // *Физика плазмы*. 2020. Т. 46. С. 441.
22. *Попель С.И., Захаров А.В., Зеленый Л.М.* // *Физика плазмы*. 2023. Т. 49. С. 12.
23. *Попель С.И., Голубь А.П., Лисин Е.А., Извекова Ю.Н., Атаманюк Б., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М.* // *Письма в ЖЭТФ*. 2016. Т. 103. С. 641.
24. *Popel S.I., Zelenyi L.M., Atamaniuk B.* // *Phys. Plasmas*. 2015. V. 22. P. 123701.
25. *Popel S.I., Golub' A.P., Kassem A.I., Zelenyi L.M.* // *Phys. Plasmas*. 2022. V. 29. P. 013701.
26. *Попель С.И., Голубь А.П., Кассем А.И., Зеленый Л.М.* // *Физика плазмы*. 2022. Т. 48. С. 451.
27. *Попель С.И., Голубь А.П.* // *Письма в ЖЭТФ*. 2022. Т. 115. № 10. С. 629.
28. *Benkhoff J., Murakami G., Baumjohann W., Besse S., Bunce E., Casale M., Cremosese G., Glassmeier K.-H., Hayakawa H., Heyner D., Hiesinger H., Huovelin J., Hussmann H., Iafolla H., Iess L., Kasaba Y., Kobayashi M., Milillo A., Mitrofanov I.G., Montagnon E., Novara M., Orsini S., Quemerais E., Reininghaus U., Saito Y., Santoli F., Stramaccioni D., Sutherland O., Thomas N., Yoshikawa I., Zender J.* // *Space Sci. Rev.* 2021. V. 217. P. 90.
29. *Popel S.I., Golub' A.P., Zelenyi L.M.* // *Phys. Plasmas*. 2023. V. 30. P. 043701.
30. *Thomas P.* // *Icarus*. 1979. V. 40. P. 223.
31. *Thomas P., Veverka J.* // *Icarus*. 1980. V. 42. P. 234.
32. *Zakharov A., Horányi M., Lee P., Witasse O., Cipriani F.* // *Planet. Space Sci.* 2014. V. 102. P. 171.
33. *Klumov B.A., Popel S.I., Bingham R.* // *Письма в ЖЭТФ*. 2000. Т. 72. С. 524.
34. *Клумов Б.А., Морфилл Г.Е., Попель С.И.* // *ЖЭТФ*. 2005. Т. 127. С. 171.
35. *Дубинский А.Ю., Попель С.И.* // *Письма в ЖЭТФ*. 2012. Т. 96. С. 22.
36. *Дубинский А.Ю., Резниченко Ю.С., Попель С.И.* // *Физика плазмы*. 2019. Т. 45. С. 913.
37. *Резниченко Ю.С., Дубинский А.Ю., Попель С.И.* // *Физика плазмы*. 2023. Т. 49. С. 57.
38. *Резниченко Ю.С., Дубинский А.Ю., Попель С.И.* // *Письма в ЖЭТФ*. 2023. Т. 117. С. 420.
39. *Копнин С.И., Шохрин Д.В., Попель С.И.* // *Физика плазмы*. 2022. Т. 48. С. 163.
40. *Копнин С.И., Шохрин Д.В., Попель С.И.* // *Физика плазмы*. 2023. Т. 49. С. 582.
41. *Popel S.I., Morfill G.E., Shukla P.K., Thomas H.* // *J. Plasma Phys.* 2013. V. 79. P. 1071.
42. *Попель С.И., Морозова Т.И.* // *Физика плазмы*. 2017. Т. 43. С. 474.
43. *Popel S.I., Kassem A.I., Izvekova Yu.N., Zelenyi L.M.* // *Phys. Lett. A*. 2020. V. 384. P. 126627.
44. *Извекова Ю.Н., Резниченко Ю.С., Попель С.И.* // *Физика плазмы*. 2020. Т. 46. С. 1119.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ АНОДА НА ФРЭЭ И ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ ПРОФИЛЬ КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В РАЗРЯДЕ С ПОЛЫМ КАТОДОМ В ГЕЛИИ

© 2023 г. С. Н. Андреев^а, А. В. Бернацкий^а, Н. А. Дятко^{а,б,*},
И. В. Кочетов^{а,б}, В. Н. Очкин^а

^а Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

^б Государственный научный центр РФ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”,
Троицк, Москва, Россия

*e-mail: dyatko@triniti.ru

Поступила в редакцию 24.05.2023 г.

После доработки 31.05.2023 г.

Принята к публикации 01.06.2023 г.

В рамках одномерной мерной модели методом Монте-Карло рассчитаны функция распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) и пространственный профиль концентрации электронов в промежутке катод–анод в разряде в гелии. Численные исследования выполнены для известных из литературы экспериментальных условий в разряде с полым катодом: расстояние катод–анод 3 см, давление гелия 0.75 Торр, напряженность электрического поля в разрядном промежутке 1.3 В/см. Расчеты выполнены как без учета, так и с учетом анодного падения потенциала и эффекта отражения электронов от анода. Исследована также зависимость вида ФРЭЭ от используемого в расчетах энергетического спектра источника электронов. Во всех вариантах расчетов сохраняется основная особенность ФРЭЭ — значительное обеднение низкоэнергетической части функции распределения, обусловленное эффектом поглощения электронов анодом. Рассчитанные ФРЭЭ и пространственный профиль концентрации электронов сравниваются с имеющимися экспериментальными данными.

Ключевые слова: полый катод, разрядная плазма, функция распределения электронов по энергии, концентрация электронов, анодный слой, моделирование, метод Монте-Карло

DOI: 10.31857/S0367292123600632, EDN: IVSSFU

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] была разработана самосогласованная кинетическая теория явлений, происходящих в прианодной области тлеющего разряда. Эта теория предсказывает существование протяженной возмущенной области квазинейтральной плазмы, в которой должна быть заметно искажена функция распределения электронов по энергии (ФРЭЭ), и размер этой области существенно превышает толщину анодного слоя. В работе [2] были выполнены измерения ФРЭЭ в положительном столбе тлеющего разряда в неоне в трубке радиусом 1.5 см при давлении газа 1 Торр, ток разряда составлял 10 мА. Измерения проводились зондовым методом на различных расстояниях от анода. Было показано, что искажения ФРЭЭ становятся заметными уже на расстояниях 6–4 см до анода, при приближении к аноду ФРЭЭ заметно обедняется низкоэнергетическими (медленными) электронами. Количественный анализ этого эффекта проводился в ряде работ как путем решения нелокального уравнения Больцмана для

электронов [2–7], так и путем моделирования движения электронов методом Монте-Карло [7]. Такие исследования проводились, в основном, для условий тлеющего разряда в неоне.

В недавних работах [8–10] ФРЭЭ измерялись в плазме разряда с полым катодом, в котором расстояние между катодом и анодом составляло 3 см. Разряд зажигался в гелии при давлении около 1 Торр. Функции распределения, на различных расстояниях от катода, оказались сильно обеднены медленными электронами. В работе [10] при обсуждении экспериментальных данных проанализирована роль двух эффектов, которые могут приводить к такому обеднению: аппаратные искажения функции распределения, обусловленные стоком электронов на измерительный зонд, и поглощение электронов анодом. Согласно проведенным в [10] расчетам, выполненным методом Монте-Карло, основной вклад в обеднение функции распределения медленными электронами дает второй эффект. Оказалось, что, хотя расчет качественно воспроизводит эффект обедне-

ния ФРЭЭ медленными электронами, в количественном отношении имеется существенное отличие расчетных функций от измеренных. В расчетах степень обеднения ФРЭЭ медленными электронами сильно зависит от расстояния до анода: при приближении к аноду эффект становится значительно более выраженным, тогда как измеренные на различных расстояниях от анода распределения в этой области энергий различаются незначительно. Заметим, что в расчетах [10] электрическое поле полагалось постоянным во всем промежутке от катода до анода, т.е. не учитывалось наличие анодного падения потенциала. Не учитывался также эффект отражения электронов от анода. Отметим также, что в [10] задаваемый источник электронов имел фиксированный энергетический спектр. Возможная зависимость ФРЭЭ от вида этого спектра не исследовалась.

В настоящей работе методом Монте-Карло проведено расчетно-теоретическое исследование пространственного распределения параметров плазмы в промежутке катод–анод для условий разряда с полым катодом в гелии [9, 10]. Расчеты выполнены с учетом как изменения напряженности электрического поля в анодном слое, так и отражения электронов от анода. Кроме того, исследовано влияние вида энергетического спектра источника электронов на получаемые результаты. Рассчитаны ФРЭЭ на различных расстояниях от анода и пространственное распределение концентрации электронов. Выполнено сравнение расчетных результатов с имеющимися экспериментальными данными.

2. РАССМАТРИВАЕМЫЕ УСЛОВИЯ

Будем рассматривать условия, аналогичные экспериментальным условиям [10]. В экспериментах [10] стационарный разряд зажигался в гелии: ток 157 мА, температура газа $T_g = 340$ К, давление $P = 0.75$ Торр, напряжение на катоде 288 В. Катод имел форму параллелепипеда $10 \times 1 \times 5$ см³ с открытым срезом сечением 10×1 см². Прямоугольный анод на расстоянии 3 см от среза катода также имел размер 10×1 см² и был заземлен. Измерения проводились в промежутке катод–анод на различных расстояниях x от 3 до 27 мм от среза катода. Детальное описание экспериментальной установки и методов измерений приведено в [10]. Помимо ФРЭЭ измерялся потенциал плазмы, и определялась напряженность электрического поля. Напряженность электрического поля оказалась практически постоянной во всем промежутке $E \approx 1.3$ В/см. Соответствующее значение приведенного электрического поля $E/N = 6.1$ Тд ($N = 2.13 \times 10^{16}$ см⁻³ — концентрация атомов в рассматриваемых условиях). Экстраполяцией зависимости потенциала плазмы от x в область зазем-

ленного анода была определена величина анодного падения потенциала, которая составила $\Delta_a \approx -12$ В.

Что касается ширины анодного слоя, то в литературе используются различные предположения о ее величине. Согласно [11], ширина анодного слоя приблизительно равна длине свободного пробега электронов. В работе [4] предполагается, что она приблизительно равна дебаевской длине. В теоретической работе [7] исследовалась кинетика электронов в анодном слое тлеющего разряда в неоне ($N = 2 \times 10^{16}$ см⁻³, электрическое поле в положительном столбе разряда $E = 1.84$ В/см). В этой работе, со ссылкой на экспериментальные данные [12], ширина анодного слоя варьировалась в пределах 0.1–0.5 см. Длина свободного пробега электронов для рассмотренных условий $(N\sigma(u_m))^{-1} \approx 0.25$ см, где σ — сечение упругого рассеяния электронов на атомах неона, а $u_m \approx 7.5$ эВ — средняя энергия электронов в положительном столбе разряда [7]. Т.е. использованные в [7] значения ширины анодного слоя приблизительно соответствуют длине пробега электронов. В настоящей работе мы также полагали, что ширина анодного слоя l_a приблизительно равна длине пробега электронов. В рассматриваемых нами условиях $l_a \approx 0.1$ см.

На рис. 1 показана использованная в расчетах зависимость $E(x)$ вблизи анода. В интервале от 0 до 2.9 см напряженность электрического поля полагается равной $E \approx 1.3$ В/см, а в анодном слое увеличение E происходит по квадратичному закону:

$$E(x) = E_0 - \frac{3\Delta_a}{l_a^3} [x - (x_a - l_a)]^2, \quad (1)$$

где $x_a = 3$ см — координата положения анода, $E_0 = 1.3$ В/см — напряженность электрического поля в промежутке катод–граница анодного слоя. Аналогичная зависимость $E(x)$ в анодном слое использовалась, например, в работе [7].

При соударении с анодом электрон может упруго отразиться от него. Вероятность такого отражения зависит от металла, из которого сделан анод, энергии электрона и направления его движения по отношению к поверхности. В работе [13] измерен коэффициент отражения электронов от поверхности вольфрама (в [9, 10] использовался вольфрамовый анод) в диапазоне энергий 0–20 эВ для случая нормального падения электронов. Согласно [13], коэффициент отражения немонотонно уменьшается от ≈ 0.6 –0.65 (при малых энергиях электронов) до ≈ 0.02 (при 20 эВ). В настоящих расчетах мы использовали некоторое среднее значение коэффициента упругого отражения $\xi = 0.36$ не зависящее от энергии электронов и угла их падения на анод. Аналогичный

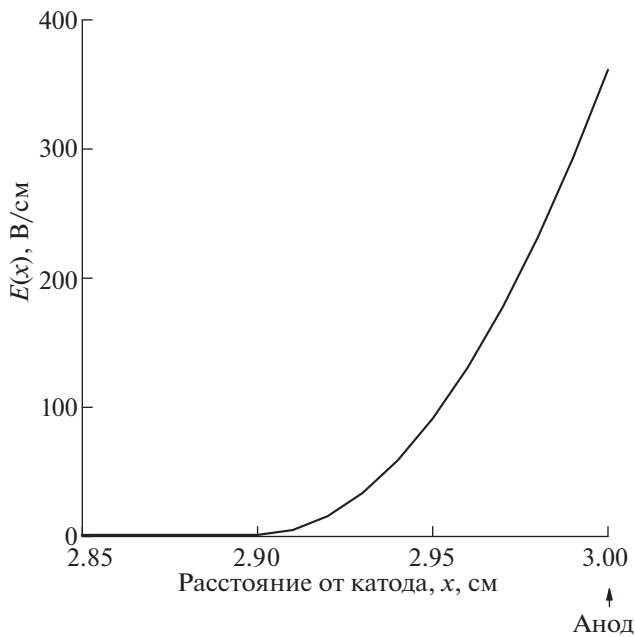


Рис. 1. Используемая в расчетах зависимость напряженности электрического поля от расстояния в анодном слое.

подход и такое же значение ξ использовались в работе [7]. Чтобы оценить влияние величины ξ на получаемые результаты, отдельные расчеты выполнены также с $\xi = 0.9$.

3. МЕТОД РАСЧЕТА

Расчеты проводились путем численного моделирования движения электронов в гелии в электрическом поле между катодом и анодом методом Монте-Карло. Электрическое поле было направлено вдоль отрицательного направления оси X , а его напряженность зависела только от координаты x . Положение источника электронов, $x = 0$, соответствовало положению катода (точнее, срезу полого катода), а анод располагался в плоскости $x_a = 3$ см. Соответственно, дрейф запущенных электронов происходил в положительном направлении оси X . Далее для удобства описания результатов расчетов термин “на расстоянии от катода” будет использоваться в значении “на расстоянии от источника электронов”.

Длина пробега электрона вдоль траектории его движения между двумя последовательными соударениями с атомами определялась случайным образом путем решения уравнения:

$$\int_{s_0}^{s_1} N \sigma_{\text{tot}}(u(s)) ds = -\ln(1 - \gamma), \quad (2)$$

где s — координата вдоль криволинейной траектории движения электрона, s_0 — положение предыдущего столкновения, s_1 — положение следующего столкновения, $\sigma_{\text{tot}}(u)$ — сумма сечений всех учитываемых в расчете процессов, γ — случайное число, равномерно распределенное на интервале (0.1). Траектория электрона в трехмерном пространстве и его энергия в каждой точке траектории рассчитывались путем решения соответствующего уравнения движения, а положение следующего столкновения электрона с атомом, и энергия электрона u_1 перед столкновением находились интегрированием выражения (2). Тип соударения (упругое, возбуждение электронного уровня) определялся случайным образом, при этом вероятность каждого процесса считалась пропорциональной его сечению при энергии $u = u_1$. Процесс ионизации учитывался аналогично процессам возбуждения электронных уровней, т.е. вторичные электроны не рассматривались. Предполагалось, что при любом типе столкновения происходит сферически-симметричное рассеяние электрона, и направление движения после соударения разыгрывалось случайным образом. Для упругого рассеяния изменение энергии после соударения рассчитывалось в зависимости от угла рассеяния (атомы предполагались покоящимися). При возбуждении электронного уровня атома энергия электрона уменьшалась на величину энергии возбуждения. В расчетах использовался набор сечений рассеяния электронов на атомах гелия из [14]. Траектория каждого запущенного электрона прослеживалась до момента пересечения им границы $x = x_a$, которая соответствует расположению анода. Далее с заданной вероятностью ξ разыгрывалось событие отражение/поглощение электрона. Если происходило отражение, то значение компоненты скорости электрона вдоль оси X изменялось на противоположное, и продолжалось моделирование движения электрона. В случае поглощения траектория электрона заканчивалась на аноде. Процедура расчета сферически симметричной части ФРЭЭ, $f_0(u)$, и других характеристик на различных расстояниях от источника (усреднение по всем запущенным электронам) описана в [15–17].

Для сравнения в расчетах были использованы три вида энергетического спектра источника электронов (см. рис. 2). На рис. 2 цифрой I обозначен энергетический спектр, использовавшийся в работе [10]. Как видно из рис. 2, по отношению к спектру I спектры II и III сдвинуты в область больших энергий и имеют большую ширину. Выбор таких спектров обусловлен следующими соображениями. В экспериментах [9, 10] напряжение на полом катода составляло около 300 В. Поэтому можно предположить, что из полого катода будут вылетать электроны с доста-

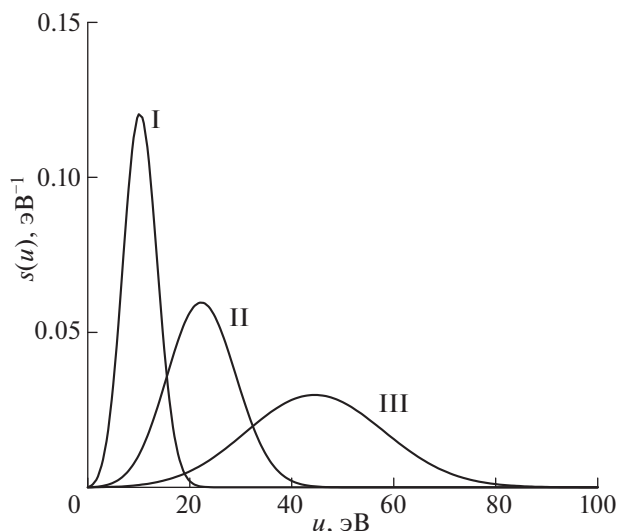


Рис. 2. Три вида энергетического спектра источника электронов использованные в расчетах.

точно высокими энергиями. Далее будем использовать обозначения I, II и III для указания на вид энергетического спектра источника электронов без ссылки на рис. 2.

Следует отметить, что выбор вида энергетического спектра источника электронов на срезе катода является достаточно произвольным. Основная цель состояла в том, чтобы оценить насколько сильно меняется расчетная ФРЭЭ при смещении спектра в область больших энергий. Выбор “колоколообразного” вида спектра для этой цели представляется нам достаточно разумным.

Отметим также, что в случае спектров II и III часть стартующих электронов имеет достаточную энергию, чтобы ионизировать атом гелия. Вообще говоря, появление вторичных электронов может влиять на вид ФРЭЭ, но в рамках настоящей работы этот эффект не рассматривался.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

Чтобы более наглядно показать роль анода в формировании ФРЭЭ в условиях экспериментов [9, 10], в которых расстояние между срезом полового катода и анода составляет 3 см, рассмотрим вначале результаты расчетов, выполненных в предположении, что анод находится достаточно далеко от катода (20 см). Давление и температура газа и величина напряженности электрического поля в этих расчетах были такими же, как и в [10] (см. выше).

Результаты, полученные с использованием источника электронов вида I, представлены на рис. 3. Для сравнения на этом же рисунке показана

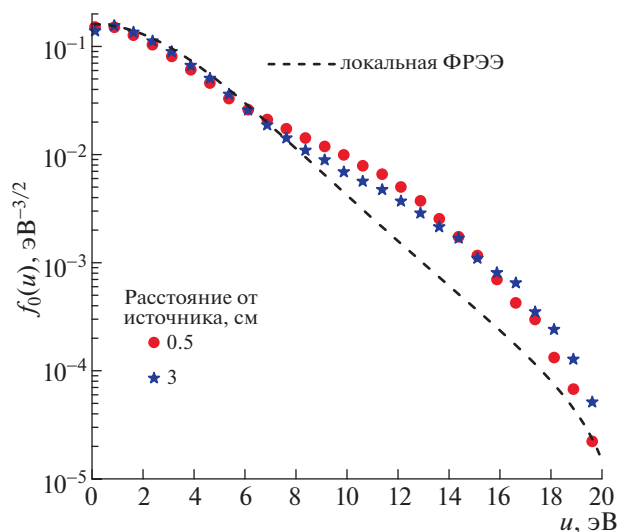


Рис. 3. ФРЭЭ, рассчитанные на разных расстояниях от источника для случая, когда анод располагается далеко от катода (20 см). Пунктирной линией показана локальная ФРЭЭ.

на локальная функция распределения, рассчитанная путем решения уравнения Больцмана в локальном приближении [18] для $E/N = 6.1$ Тд. Как следует из рис. 3, $f_0(u)$ в точке $x = 0.5$ см практически совпадает с локальной ФРЭЭ в области энергий $u < 6$ эВ, а при $u > 6$ эВ несколько превышает. С увеличением расстояния от источника область энергий, в которой $f_0(u)$ совпадает с локальной функцией, увеличивается ($u < 8$ эВ при $x = 3$ см, см. рис. 3).

На рис. 4 показаны результаты расчетов ФРЭЭ на различных расстояниях от катода для экспериментальных условий [10], где расстояние катод–анод равнялось 3 см. Расчеты выполнены с использованием источника электронов вида I для трех вариантов: 1 – анодное падение потенциала не учитывается ($\Delta_a = 0$), электроны не отражаются от анода ($\xi = 0$); 2 – анодное падение потенциала $\Delta_a = -12$ В учитывается в расчетах, электроны не отражаются от анода ($\xi = 0$); 3 – анодное падение потенциала $\Delta_a = -12$ В учитывается, электроны отражаются от анода с вероятностью $\xi = 0.36$. Вариант 1 соответствует расчетам, выполненным в работе [10].

Из сравнения результатов, представленных на рис. 3 и 4, следует, что при расстоянии катод–анод равном 3 см влияние анода на вид ФРЭЭ становится заметным уже на расстояниях 0.5 см от катода (2.5 см до анода, см. рис. 4(a)). Поглощение электронов анодом приводит к обеднению функции распределения низкоэнергетичными электронами, качественное объяснение этого эффекта приведено в [10].

Чтобы оценить влияние анодного слоя на вид ФРЭЭ, сравним варианты 1 и 2 на рис. 4. Как видно из рис. 4(а), на всем разрядном промежутке вплоть до границы анодного слоя ($x = 2.9$ см) учет анодного падения потенциала практически не влияет на вид ФРЭЭ. При $x = 2.9$ см расчет с учетом анодного слоя приводит к небольшому обеднению ФРЭЭ при $u < 2$ эВ. При $x > 2.9$ (в области анодного слоя) учет анодного падения потенциала приводит к заметному обеднению ФРЭЭ низкоэнергетичными электронами, при приближении к аноду этот эффект усиливается (см. рис. 4б и 4в). Качественно этот эффект можно объяснить следующим образом. Электроны, двигаясь в анодном слое в сторону анода, почти не сталкиваются с атомами, так как ширина анодного слоя приблизительно равна длине свободного пробега электронов. При этом в анодном слое они получают значительную энергию от электрического поля, так что внутри слоя медленных электронов становится меньше.

Влияние отражения электронов от анода на вид ФРЭЭ можно оценить, сравнив варианты 2 и 3 на рис. 4. Как видно из рис. 4а, на всем разрядном промежутке вплоть до границы анодного слоя ($x = 2.9$ см) учет отражения электронов от анода практически не влияет на вид ФРЭЭ. В области анодного слоя учет этого эффекта приводит к незначительному подъему ФРЭЭ в области низких энергий (см. рис. 4б и 4в).

Исследование зависимости расчетных ФРЭЭ от вида энергетического спектра источника электронов выполнено для варианта, в котором учитывается анодное падение потенциала ($\Delta_a = -12$ В) и отражение электронов от анода ($\xi = 0.36$). Для примера на рис. 5 показаны ФРЭЭ, рассчитанные на расстоянии 2 см от катода с использованием источников с различными энергетическими спектрами. Как видно из рис. 5, чем шире энергетический спектр источника, тем дальше по оси энергии протягивается “хвост” ФРЭЭ. Если сравнивать ФРЭЭ, рассчитанные с источниками II и III, то они отличаются в основном при $u > 25$ эВ, а при $u < 25$ эВ очень близки. Причем при $u < 25$ эВ обе эти функции заметно отличаются от $f_0(u)$, рассчитанной с источником I. В частности, они не так сильно обеднены медленными электронами. По-видимому, это связано с тем, что в случае источников II и III имеется значительное число электронов с энергиями, несколько превышающими энергию возбуждения нижнего метастабильного уровня атомов He (19.8 эВ). При неупругих соударениях с атомами такие электроны теряют энергию равную энергии возбуждения соответствующего электронного уровня и “переходят” в область малых энергий.

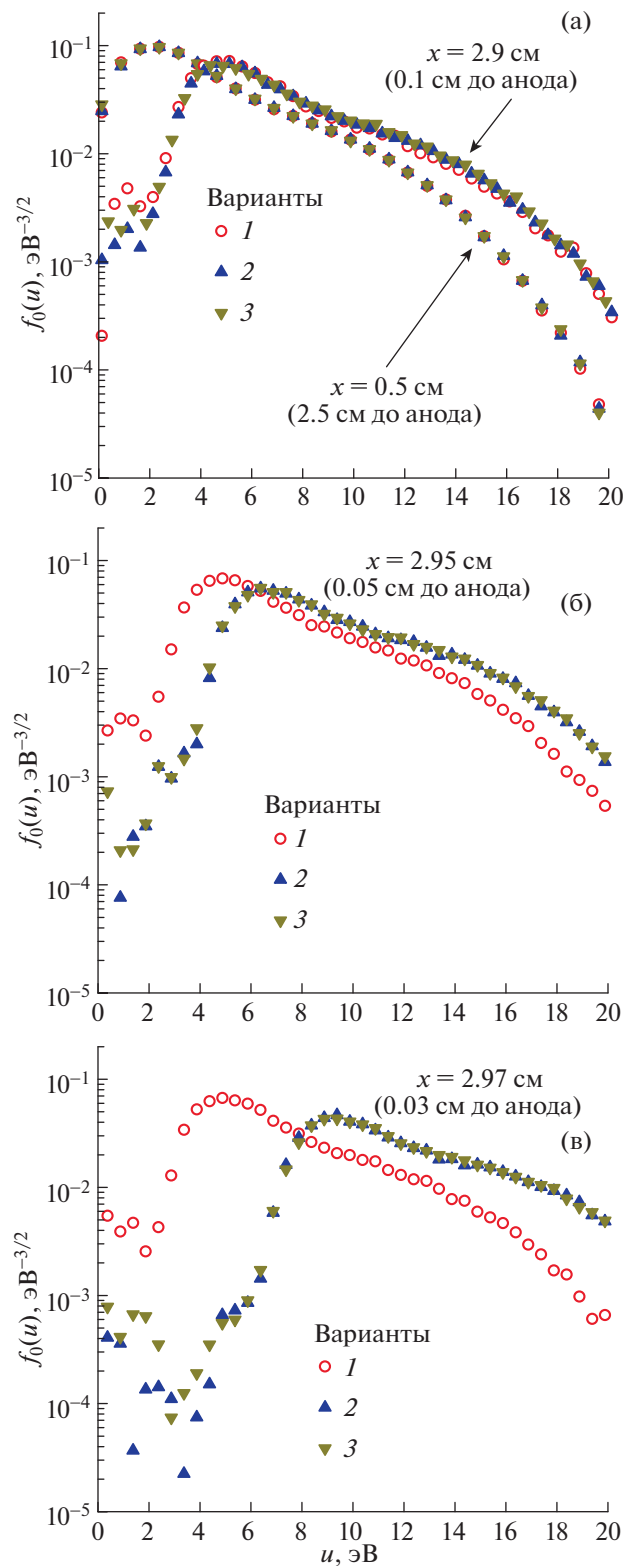


Рис. 4. ФРЭЭ, рассчитанные на разных расстояниях от катода. Гелий, $P = 0.75$ Торр, $T = 340$ К, $E = 1.3$ В/см, источник электронов вида I. (а) — $x = 2.9$ см (0.1 см до анода), (б) — $x = 2.95$ см (0.05 см до анода), (в) — $x = 2.97$ см (0.03 см до анода). (1) анодное падение потенциала не учитывается ($\Delta_a = 0$), электроны поглощаются анодом (коэффициент отражения $\xi = 0$); (2) $\Delta_a = -12$ В, $\xi = 0$; (3) $\Delta_a = -12$ В, $\xi = 0.36$.

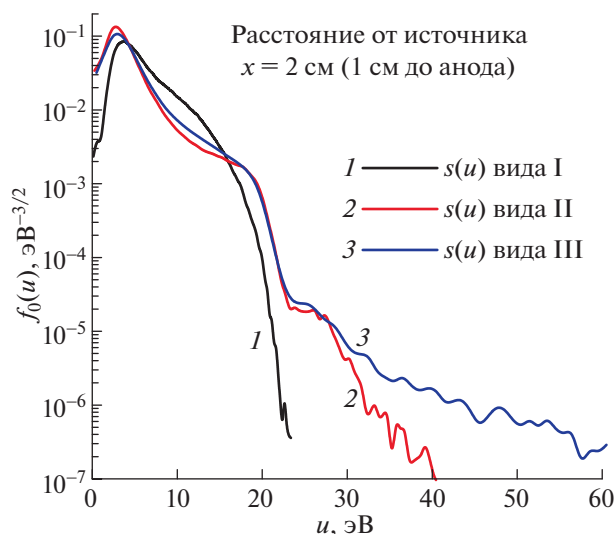


Рис. 5. ФРЭЭ, рассчитанные на расстоянии 2 см от катода с использованием источников электронов с различными энергетическими спектрами. Гелий, $P = 0.75$ Торр, $T = 340$ К, $E = 1.3$ В/см, $\Delta_a = -12$ В, $\xi = 0.36$.

На рис. 6а–в представлены ФРЭЭ, рассчитанные на различных расстояниях от анода с использованием источников электронов с различными энергетическими спектрами. Для удобства сравнения все графики построены в одном и том же диапазоне энергий (до 30 эВ). На рис. 6а–в показаны также функции распределения, измеренные в работе [10]. В этой работе измерения проводились в диапазоне расстояний от катода 0.3 см – 2.7 см. На рисунках показаны ФРЭЭ, измеренные в двух крайних точках: $x = 0.3$ см и $x = 2.7$ см.

Как видно из рис. 6, характерной особенностью измеренных функций распределения является то, что все они имеют максимум при одной и той же энергии $u \approx 3$ эВ. А в расчетах с увеличением расстояния от катода максимум функции распределения смещается в область больших энергий. По степени обеднения низкоэнергетичными электронами (относительно максимума $f_0(u)$) с измеренными функциями распределения лучше согласуются ФРЭЭ, рассчитанные с источником $s(u)$ вида I (рис. 6а). А в области энергий $u > 5$ эВ лучшее согласие по форме функции распределения наблюдается в расчетах с источниками вида II и III (рис. 6б и 6в). Таким образом, форма рассчитанных ФРЭЭ в определенной степени зависит от вида используемого энергетического спектра источника электронов. В то же время во всех вариантах расчетов сохраняется основная особенность ФРЭЭ – значительное обеднение низкоэнергетичной части функции распределения, обусловленное эффектом поглощения электронов анодом. Это позволяет предполагать, что

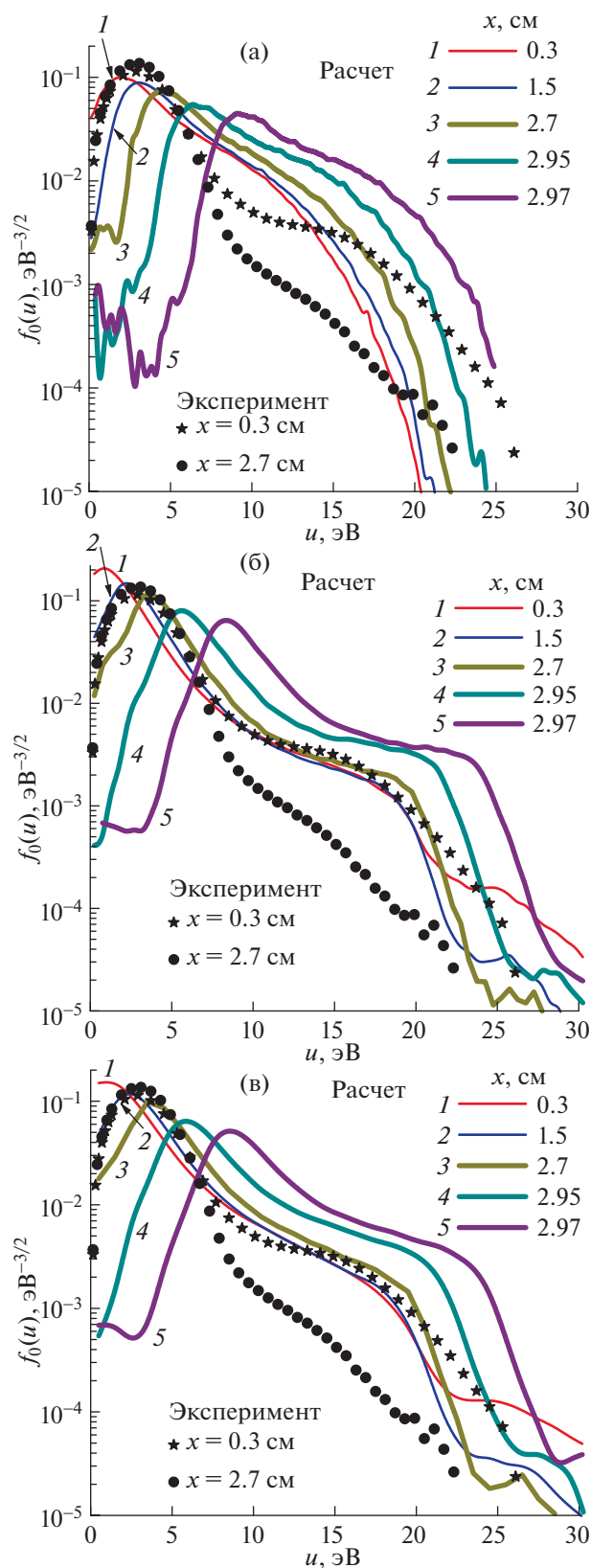


Рис. 6. Линии – ФРЭЭ, рассчитанные на разных расстояниях от катода. Символы – функции распределения, измеренные в работе [10]. а) – расчет с $s(u)$ вида I, б) – с $s(u)$ вида II, в) – с $s(u)$ вида III. Гелий, $P = 0.75$ Торр, $T = 340$ К, $E = 1.3$ В/см, $\Delta_a = -12$ В, $\xi = 0.36$.

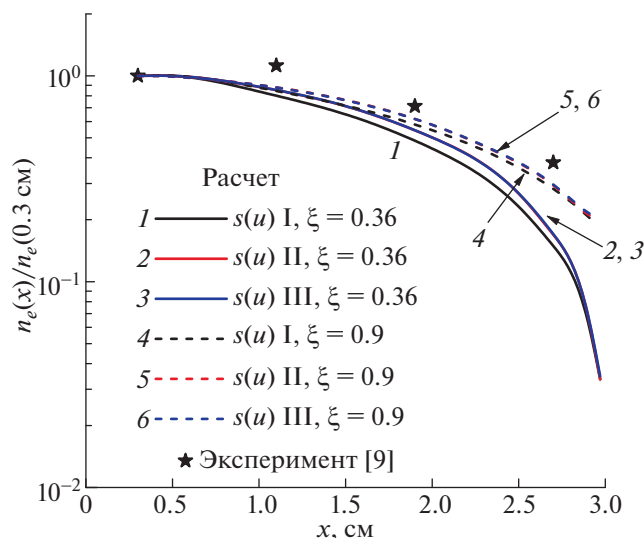


Рис. 7. Пространственный профиль концентрации электронов в промежутке катод–анод. Сплошные линии – расчет с использованием различных энергетических спектров источника электронов для двух значений коэффициента отражения электронов от анода: $\xi = 0.36$ (сплошные линии) и $\xi = 0.9$ (пунктирные линии). Символы – экспериментальные данные [9]. Гелий, $P = 0.75$ Торр, $T = 340$ К, $E = 1.3$ В/см, $\Delta_a = -12$ В.

именно вследствие этого эффекта измеренные ФРЭЭ обеднены низкоэнергетичными электронами.

В работе [9] были выполнены измерения концентрации электронов $n_e(x)$ в промежутке катод–анод, в частности, для условий, аналогичных условиям в работе [10]. Измерения были выполнены в диапазоне расстояний от катода 0.3–2.7 см. Мы провели расчеты пространственного профиля концентрации электронов для рассматриваемых условий с использованием различных видов энергетического спектра источника электронов. Расчеты были выполнены с учетом анодного падения потенциала ($\Delta_a = -12$ В) и отражения электронов от анода ($\xi = 0.36$). Для удобства сравнения с экспериментальными данными рассчитанные относительные значения $n_e(x)$ нормировались на значение в точке $x = 0.3$ см. Результаты расчетов показаны на рис. 7 сплошными линиями, а экспериментальные данные – символами. Как видно из этого рисунка, расчетный пространственный профиль концентрации электронов незначительно изменяется при изменении вида источника электронов. При этом в промежутке $1 \text{ см} < x < 2.7 \text{ см}$ рассчитанный профиль достаточно хорошо согласуется с измеренным. Для сравнения были проведены также расчеты, в которых коэффициент отражения был равен 0.9.

Результаты этих расчетов показаны на рис. 7 пунктирными линиями. В этом случае расчетный и измеренный пространственные профили концентрации электронов согласуются еще лучше. Заметим, однако, что столь высокие коэффициенты отражения ($\xi = 0.9$), согласно данным для различных металлов и полупроводников, приведенным в [19], представляются завышенными. В целом, исходя из сравнения экспериментальных и расчетных пространственных профилей $n_e(x)$, можно заключить, что в разряде с полым катодом [9] уменьшение концентрации электронов в промежутке катод–анод длиной 3 см обусловлено эффектом поглощения электронов анодом.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Путем численного моделирования методом Монте Карло исследованы параметры плазмы в промежутке катод–анод в разряде с полым катодом для условий экспериментов [9, 10]. Рассчитаны ФРЭЭ в различных точках в промежутке катод–анод и пространственный профиль концентрации электронов. Выполнено сравнение полученных в расчетах величин с экспериментальными данными [9, 10]. Расчеты выполнены как без учета, так и с учетом анодного падения потенциала и эффекта отражения электронов от анода. Показано, что анодный слой и отражение электронов от анода влияют на вид ФРЭЭ только вблизи анода: на расстояниях порядка и меньше ширины анодного слоя. Исследована также зависимость вида ФРЭЭ от используемого в расчетах энергетического спектра источника электронов. Показано, что форма функции распределения в некоторой степени зависит от вида энергетического спектра источника, но во всех вариантах расчетов сохраняется основная особенность ФРЭЭ – значительное обеднение низкоэнергетичной части функции распределения, обусловленное эффектом поглощения электронов анодом. Такая же особенность наблюдается и в измеренных функциях распределения [10], т.е. расчетные ФРЭЭ в этой области энергий качественно согласуются с измеренными.

Согласно расчетам, концентрация электронов в промежутке катод–анод монотонно уменьшается, начиная непосредственно от катода, вследствие поглощения электронов анодом. Расчеты показали также, что пространственный профиль концентрации электронов слабо зависит от используемого энергетического спектра источника электронов. При этом рассчитанный профиль достаточно хорошо согласуется с измеренным в работе [9]. Исходя из этого, можно предположить, что в условиях экспериментов [9] уменьшение концентрации электронов в промежутке катод–анод также обусловлено эффектом поглощения электронов анодом.

Работа выполнена за счет средств Российского научного фонда, проект № 19-12-00310.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Цендин Л.Д. // ЖТФ. 1986. Т. 56. С. 278.
2. Голубовский Ю.Б., Аль-Хават Ш.Х. // ЖТФ. 1987. Т. 57. С. 44.
3. Голубовский Ю.Б., Аль-Хават Ш.Х., Цендин Л.Д. 1987. Т. 57. С. 1285.
4. Porokhova I.A., Golubovskii Y.B., Wilke C., Dinklage A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1999. V. 32. P. 3025.
5. Petrova Ts., Petrov G.M. // Physica Scripta. 2000. V. 61. P. 102.
6. Arndt S., Uhrlandt D., Winkler R. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. V. 34. P. 1982.
7. Loffhagen D., Sigeneger F., Winkler R. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. V. 35. P. 1768.
8. Andreev S.N., Bernatskiy A.V., Dyatko N.A., Kochetov I.V., Ochkin V.N. // Plasma Sources Sci. Technol. 2021. V. 30. 095004.
9. Andreev S.N., Bernatskiy A.V., Ochkin V.N. // Plasma Chem. Plasma Process. 2021. V. 41. P. 659.
10. Andreev S.N., Bernatskiy A.V., Dyatko N.A., Kochetov I.V., Ochkin V.N. // Plasma Sources Sci. Technol. 2022. V. 31. 105016.
11. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.
12. Otte M. Experimentelle Untersuchungen der Elektronenkinetik schwach ionisierter stoßbestimmter Plasmen unter räumlich inhomogenen Bedingungen. PhD Thesis. E.-M.-Arndt-Universität Greifswald, Germany, 2000.
13. Herlt H.J., Feder R., Meister G., Bauer E.G. // Solid State Communications 1981. V. 38. P. 973.
14. Sigeneger F., Dyatko N.A., Winkler R. // Plasma Chem. Plasma Process. 2003. V. 23. P. 103.
15. Sakai Y., Tagashira H., Sakamoto S. // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1972. V. 5. P. 1010.
16. Sakai Y., Tagashira H., Sakamoto S. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1977. V. 10. P. 1035.
17. Dyatko N.A., Kochetov I.V. and Ochkin V.N. // Plasma Sources Sci. Technol. 2020. V. 29. 125007.
18. Dyatko N.A., Kochetov I.V., Napartovich A.P., Sukharev A.G. EEDF: the software package for calculations of the electron energy distribution function in gas mixtures <https://fr.lxcat.net/download/EEDF>
19. Фридрихов С.А., Мовнин С.М. Физические основы электронной техники. М.: Высшая школа, 1982.