

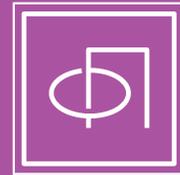
ISSN 0367-2921

Том 49, Номер 10

Октябрь 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 10, 2023

ТОКАМАКИ

Генерация нейтронов в плазме термоядерного источника нейтронов пучком быстрых атомов

Е. Д. Длугач, М. Н. Шленский, Б. В. Кутеев 937

Двумерное распределение электрического потенциала плазмы в токамаке T-10

*Я. М. Аммосов, Ф. О. Хабанов, М. А. Драбинский, А. В. Мельников,
Л. Г. Елисеев, Н. К. Харчев, С. Е. Лысенко* 947

СТЕЛЛАТОРЫ

Отражение электромагнитной волны от области электронного циклотронного поглощения в термоядерной плазме

Е. Д. Господчиков, П. А. Чувакин, А. Г. Шалашов 953

ИОННЫЕ И ПЛАЗМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ

Сравнительный анализ высокочастотных плазменных драйверов с различными защитными экранами для атомарных инжекторов с многосекундной длительностью импульса

*Д. Ю. Гаврисенко, И. В. Шиховцев, Ю. И. Бельченко, А. И. Горбовский,
А. А. Кондаков, О. З. Сотников, А. Л. Санин, В. А. Воинцев, Р. А. Финашин* 964

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛН С ПЛАЗМОЙ

Возмущенная ионно-звуковыми солитонами функция распределения по скоростям ионов плазмы: аналитический расчет на базе КДВ-уравнения

Ф. М. Трухачев, Н. В. Герасименко, М. М. Васильев, О. Ф. Петров 975

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЯМИ

Численное исследование влияния испарения материала тугоплавкого и нетугоплавкого анода на параметры микродугового разряда

А. И. Сайфутдинов, Н. П. Германов, А. Р. Сорокина, А. А. Сайфутдинова 982

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА

Двойные пылевые структуры в различных фазах страты в умеренном магнитном поле

*С. И. Павлов, Е. С. Дзлиева, Л. Г. Дьячков, Л. А. Новиков,
М. В. Балабас, В. Ю. Карасев* 995

О применимости приближения ячеек Вигнера–Зейтца для кулоновских кластеров

Е. С. Шпилько, Д. И. Жуховицкий 1003

Нелинейные пылевые звуковые волны в экзосфере Меркурия

Ю. Н. Извекова, С. И. Попель, А. П. Голубь 1010

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ

Квазиклассическая аппроксимация данных по потенциалам ионизации многозарядных ионов сверхтяжелых элементов

Г. В. Шпатаковская

1016

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

Параметры поверхностного микроволнового разряда, инициируемого при прохождении СВЧ-импульса гиротрона через кварцевую пластину с внедренными частицами металла

З. А. Заклецкий, Д. В. Малахов

1024

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Определение послонных профилей изотопов водорода в углероде и бериллии на основе методик электронной спектроскопии

В. П. Афанасьев, Л. Г. Лобанова

1034

КОНФЕРЕНЦИИ

Текущее состояние исследований по физике плазмы и УТС в России в 2022 году

И. А. Гришина, В. А. Иванов

1040

УДК 533.9

ГЕНЕРАЦИЯ НЕЙТРОНОВ В ПЛАЗМЕ ТЕРМОЯДЕРНОГО ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ ПУЧКОМ БЫСТРЫХ АТОМОВ

© 2023 г. Е. Д. Длугач^{a,*}, М. Н. Шленский^{a,b}, Б. В. Кутеев^a^a НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия^b Национальный исследовательский ядерный университет “Московский инженерно-физический институт”, Москва, Россия

*e-mail: edlougach@gmail.com

Поступила в редакцию 25.05.2023 г.

После доработки 26.06.2023 г.

Принята к публикации 27.06.2023 г.

Термоядерная реакция между быстрыми частицами, поступающими в плазму с нейтральным пучком, и ионами основной плазмы, может стать основным источником нейтронов синтеза в проектируемых установках ТИН (термоядерных источниках нейтронов) на базе токамака. Величина вклада пучка в термоядерный синтез и суммарный выход нейтронов зависят от относительной доли ионов высокой энергии в энергетической функции распределения (ЭФР) ионов. С помощью программного модуля NESTOR ([1], 2022) проведены расчеты распределения интенсивности реакций синтеза в объеме плазмы ТИН с учетом внешнего источника быстрых ионов. Модель инжекции детально воспроизводит пространственно-угловую структуру пучка в сечении порта инжекции, а распределения быстрых ионов в замагниченной плазме рассчитываются с применением классических формул торможения и с учетом трехмерной конфигурации магнитного поля в камере токамака. Рассмотрено влияние различных факторов на генерацию нейтронов синтеза с участием быстрых ионов, анализируется вклад пучка в общий выход термоядерных нейтронов.

Ключевые слова: нейтральная инжекция, термоядерный источник нейтронов, ТИН, NESTOR

DOI: 10.31857/S0367292123600644, **EDN:** ZWJWSG

1. ОСОБЕННОСТИ РЕЖИМОВ В ТИН

Термоядерные источники нейтронов (ТИН) на основе токамака представляют собой привлекательную возможность для решения исследовательских и технологических задач, в частности, они могут быть использованы для испытаний и диагностики материалов и элементов конструкций для будущих ядерных и термоядерных установок [2]. Кроме того, они будут служить источником экспериментальных данных для технологий обращения с ядерными отходами, воспроизводства ядерного топлива и технологий гибридных реакторов [3]. Принципы эффективной генерации нейтронов в установках ТИН и их применение в гибридных устройствах наиболее широко обсуждаются в обзоре [2].

В плазме ТИН высокая плотность мощности термоядерного синтеза может быть получена при относительно низких температурах плазменной мишени (от 5 кэВ), поэтому требования к рабочим параметрам разряда более мягкие по сравнению с “классическими” термоядерными реакторами. Токамак для ТИН может иметь заметно меньшие размеры и требует меньше капитальных

затрат на сооружение [4]. Концепция *двухкомпонентного* токамака [5] предполагает, что энергия разряда поддерживается за счет инжекции нейтрального пучка высокой энергии. Быстрые ионы, доставляемые пучком, вступают в реакции синтеза с ионами основной плазмы в процессе замедления до тепловых скоростей. Такой сценарий позволяет получить высокие значения плотности термоядерного синтеза и, следовательно, выхода нейтронов, при относительно низком коэффициенте усиления введенной мощности $Q = P_{\text{fus}}/P_{\text{heat}}$ ($Q \leq 1$). Помимо интенсивной генерации нейтронов синтеза (в ТИН это ~50–99% от полного выхода из плазмы), пучок поддерживает в плазме вращение и неиндуктивный ток, который вместе с бутстреп-током обеспечивает стационарный режим работы токамака.

Условия эффективной генерации тока и нейтронов пучком в двухкомпонентном сценарии зависят от распределения плотности и температуры (кинетических профилей) плазмы и конфигурации магнитного поля. Энергия и геометрия инжекции также играют существенную роль при формировании пространственно-углового рас-

пределения (ПУР) быстрых ионов, поэтому есть основания считать, что взаимная настройка пучка и плазмы может стать мощным инструментом управления режимами работы токамака с инжекцией [6].

В данной работе рассмотрено влияние инжекции на скорость термоядерного синтеза и общий выход нейтронов с учетом заданной структуры магнитного поля и профилией давления плазмы. В качестве инструмента анализа используется программный модуль NESTOR [1], который рассчитывает распределение скоростей термоядерного синтеза в объеме плазмы с учетом внешнего источника частиц высокой энергии. Основные ограничения на вводимую с пучком мощность и геометрию инжекции связаны с предельно допустимыми тепловыми нагрузками на стенку камеры токамака. Описанная здесь методика может быть эффективна не только для параметрического анализа рабочих режимов ТИН – аналогичный подход можно применять к анализу практически любой магнитной ловушки с тангенциальной нейтральной инжекцией [7], включая сферические установки [8], а также системы без осевой симметрии.

2. МЕТОДИКА ОЦЕНКИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ИНЖЕКЦИИ

Основная идея используемого нами метода оценки потерь и общей эффективности инжекции – моделирование структуры пучка с учетом его реальной геометрии на выходе источника-ускорителя ионов, его нейтрализации и транспортировки в инжекторе, ионизации в плазме и, наконец, релаксации быстрых ионов в плазме до тепловых скоростей. Геометрия ионного пучка на выходе источника-ускорителя представлена набором бимлет (элементарных пучков, выходящих из отверстий электрода, их число – до 10^9). Пространственная структура бимлет задана расположением отверстий в выходном сечении источника-ускорителя (“заземленного” электрода), каждая бимлета имеет определенную угловую ширину (угол расходимости), а угловые наклоны осей бимлет по горизонтали и вертикали рассчитываются из условий наилучшего прохождения пучка через каналы пучковой линии. От ширины и точности угловой настройки бимлет сильно зависят потери на прямой перехват частиц в длинных и узких каналах инжектора, а значит и передаточная функция (“трансмиссия”) всего тракта инжекции и введенная в плазму нейтральная мощность.

Атомы пучка, прошедшие через порт инжекции в токамак, в объеме плазмы превращаются в быстрые ионы (БИ) и, в случае захвата на пролетные (охватывающие магнитную ось) траектории, замедляются вдоль магнитных силовых линий,

образуя своего рода “канал инжекции”. Вероятности превращения быстрых атомов в ионы и начальное выделение БИ рассчитываются отдельным программным модулем с использованием модели Янев [9], учитывающей различные каналы образования ионов из инжектированных атомов и включающей “каскадное усиление” процессов вследствие многоуровневых процессов взаимодействия пучка с плазмой. В этом случае изменение интенсивности потока атомов вдоль лучевой траектории записывается [9]

$$\frac{dI}{dx} = -n_e \sigma_s I, \quad (1)$$

где n_e – плотность мишени, а σ_s – эффективное сечение ионизации

$$\begin{aligned} \sigma_s &= \frac{\langle \sigma_{ie} | \mathbf{v} - \mathbf{V}_b | \rangle}{V_b} + \frac{n_p}{n_e} (\sigma_{ip} + \sigma_{cx}) + \frac{n_z}{n_e} \sigma_z \approx \\ &\approx \frac{\langle \sigma_{ie} V \rangle}{V_b} + \sigma_{ip} + \sigma_{cx} + \frac{n_z}{n_e} \sigma_{iz}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь σ_{ie} , σ_{ip} , σ_{iz} – сечения ионизации атомов в столкновениях с электронами, ионами водорода и ионами примесей (с зарядом Z) соответственно; σ_{cx} – сечение перезарядки на ионах водорода, n_p , n_z – плотности ионов водорода и примесей, \mathbf{V}_b – скорость пучка, угловые скобки означают усреднение по максвелловскому распределению скоростей электронов.

В рамках нашей модели канал инжекции формируют ионы, образованные из атомов пучка под достаточно малым углом к магнитным силовым линиям, так что их траектории охватывают магнитную ось, т.е. пролетные БИ. “Запертые” БИ тоже принимают участие в реакции синтеза, но при расчете генерации тока и нейтронов от пучка они не учитываются. Начальные потери ионов пучка в плазме и их захват, приводящий к формированию канала инжекции, определяются угловым распределением первичных атомов по отношению к направлению магнитного поля, как было показано в работе [6]. В отличие от работы [6], где основное внимание уделено нейтральной инжекции в сферические (“крутые”) токамаки, в данной работе иллюстрируется применение аналогичной методики оценки эффективности инжекции в плазму с аспектным отношением близким к классическому ($R/a \sim 3.2$), которое предусмотрено в проекте гибридной установки ДЕМО-ТИН [10].

3. ТОРМОЖЕНИЕ БЫСТРЫХ ИОНОВ И ФОРМИРОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Концепция стационарной работы ТИН построена на возможности снизить требования к рабочим параметрам плазмы, магнитному полю и

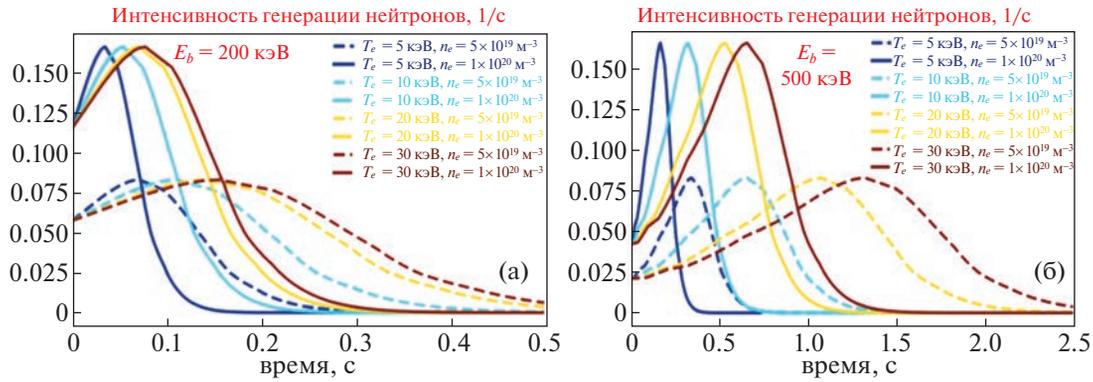


Рис. 1. Скорость реакции синтеза на быстрых ионах дейтерия в тритиевой мишени при их замедлении: энергия пучка $E_b = 200$ кэВ (а); 500 кэВ (б); $T_e = 5, 10, 20$ и 30 кэВ, $n_e = 0.5 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ (штриховая линия) и $n_e = 1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ (сплошная линия).

мощности дополнительного нагрева — за счет инжекции пучков высокой энергии для формирования в плазме значительной популяции БИ. Простые оценки показывают, что в плазме нейтронного источника время торможения быстрых ионов должно превышать время удержания энергии плазмы; это приведет к тому, что вероятность реакции между БИ пучка и тепловыми ионами фона (или “реактивность” БИ в плазме) в несколько десятков раз выше вероятности реакции между ионами самой плазмы. Поэтому интенсивность генерации нейтронов в таком сценарии будет зависеть от относительной доли быстрых ионов в энергетической функции распределения (ЭФР), которая, в свою очередь, определяется условиями торможения БИ в различных радиальных слоях плазмы.

Эффективная генерация термоядерных нейтронов при взаимодействии пучков высокой энергии (выше 100 кэВ) с относительно холодной плазмой возможна не только в токамаках. Например, работа [11] посвящена созданию интенсивных потоков ДТ-нейтронов (14.1 МэВ) в линейных нейтронных генераторах (НГ) — компактных установках, разработанных с целью проведения нейтронных испытаний материалов. Принцип работы НГ — замедление ионного пучка дейтерия с энергией 300 кэВ в плотной тритиевой газовой мишени, в процессе которого быстрые ионы пучка реагируют с ионами мишени. Таким образом можно получать нейтронные потоки уровня до $\sim 3 \times 10^{17}$ нейтронов $\cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (0.68 МВт/м²), которые соразмерны уровню облучения материалов первой стенки реактора ДТ-нейтронами. Приведенные в работе [11] профили пространственного распределения нейтронного выхода от пучка в холодной мишени (5–20 эВ) при различных значениях давления газа позволили провести сравнение нашей квазилинейной модели генерации нейтронов с экспериментально верифицирован-

ными профилями для линейных нейтронных генераторов. Здесь это сравнение не приводится, поскольку температуры плазмы ТИН и НГ сильно отличаются (в тысячу раз).

Профили изменения интенсивности синтеза нейтронов во времени при торможении пучка в плазме с параметрами ТИН ($T_e = 5\text{--}30$ кэВ) показаны на рис. 1 для энергий инжекции $E_b = 200$ и 500 кэВ и различных параметров плазмы (n_e, T_e).

Время замедления БИ определяется обменом энергией в столкновениях с частицами основной плазмы. Классическая теория торможения [12] описывает замедление быстрых ионов до тепловых скоростей, полагая, что БИ замедляются в результате кулоновских столкновений с электронами и ионами плазмы. Применение классической модели торможения БИ возможно, если начальная скорость БИ значительно ниже тепловой скорости электронов и много выше тепловой скорости ионов плазмы ($v_{Ti} \ll V_b \ll v_{Te}$). Пока энергия БИ превышает порог (критическую энергию, $E_b > E_c$), преобладает передача энергии электронам; при понижении энергии ($E_b < E_c$) преобладает нагрев тепловых ионов плазмы. Для типичных энергий инжекции в установке ТИН вероятность термоядерной реакции синтеза между быстрым ионом и ионом фона на порядок выше именно на первой стадии замедления. На этом участке основное торможение БИ происходит на электронах, так что рассеянием, т.е. отклонением иона от первоначального направления, можно пренебречь. Действительно, легко показать, что среднее время столкновений пролетных быстрых ионов (чьи траектории охватывают магнитную ось) с тепловыми ионами фона превышает среднее время их замедления на электронах.

Сила трения в направлении начальной скорости БИ пропорциональна текущей скорости V_b , так что время замедления быстрых ионов при вы-

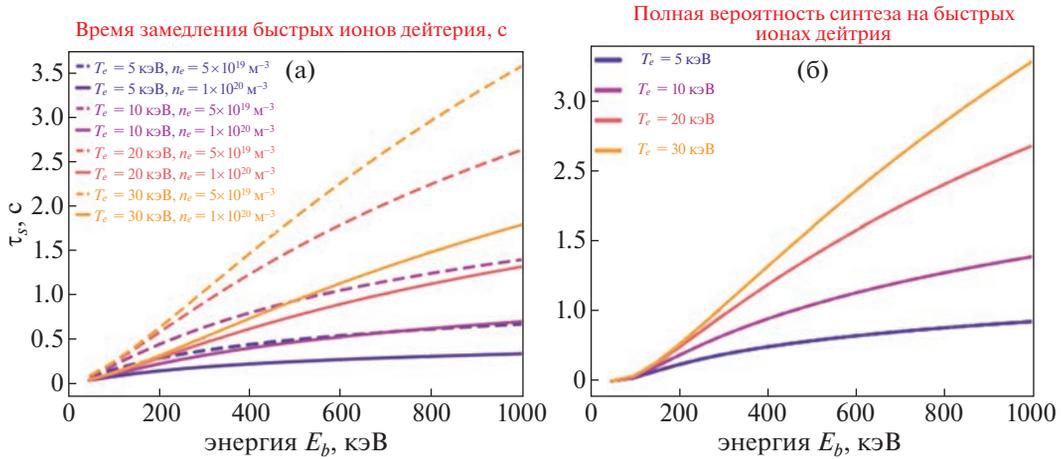


Рис. 2. Зависимость времени замедления быстрых ионов (D^+) от энергии пучка (а); зависимость полной вероятности реакции синтеза от энергии пучка (б); $T_e = 5, 10, 20,$ и 30 кэВ, $n_e = 0.5 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ (штриховая линия), $n_e = 1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ (сплошная линия).

полнении условия $V_b \ll v_{Te}$ определяется в основном температурой и концентрацией электронов плазмы. Когда скорость иона сравнивается с тепловой скоростью ионов плазмы ($V_b \approx v_{Ti}$), БИ полагаем “термализованным”, т.е. исключенным из популяции БИ.

В рамках нашей модели основные каналы потерь быстрых ионов включают вылет на первой ларморовской орбите и захват на банановые орбиты. Энергетическая и радиальная диффузия быстрых ионов не учитываются. Резюмируя сказанное, классическая модель торможения рассматривает ионизованные частицы пучка, которые захвачены на благоприятные (пролетные) траектории, и считает их время удержания равным времени торможения БИ до тепловых скоростей.

Скорость быстрого иона при его движении в тороидальном магнитном поле представима в виде суммы двух компонент: параллельная скорость отвечает за азимутальную циркуляцию ионов вокруг главной оси тора, перпендикулярная скорость связана с ларморовским вращением. Для пролетных ионов параллельная составляющая скорости доминирует, и замедление вдоль магнитного поля характеризуется временем τ_s [12]

$$\tau_s = \frac{\tau_{se}}{3} \ln \left[1 + \left(\frac{E_b}{E_c} \right)^{3/2} \right], \tag{3}$$

$$E_c = 14.8(A_b/A_i^{2/3})T_e, \tag{4}$$

$$\tau_{se} \sim \frac{A_b T_e^{3/2}}{n_e}, \tag{5}$$

где E_b – энергия инжекции, E_c – критическая энергия (при которой скорость передачи энергии электронам и ионам примерно одинакова), τ_{se} – характерное время электронных столкновений; T_e и n_e – температура и концентрация электронов плазмы, A_b и A_i – атомные числа пучковых и тепловых ионов соответственно.

Сечение реакции синтеза (DT) при энергиях $E \sim 100\text{--}150$ кэВ достигает максимума, поэтому для эффективной генерации нейтронов DT-синтеза начальная энергия ионов пучка (D) в плазме (T) должна превышать этот уровень. В процессе замедления энергия быстрых ионов снижается, а сила сопротивления в каждый момент времени зависит от локальной плотности и температуры плазмы. Временные зависимости скорости реакции синтеза для ионов D-пучка с начальной энергией (200 и 500 кэВ) показаны на рис. 1, для различных условий торможения (n_e, T_e).

Форма зависимостей на рис. 1 хорошо согласуется с профилями эмиссии нейтронов, приведенными в работе [11] для устройств НГ. Когда начальная энергия ионов пучка превышает оптимальный диапазон, интенсивность выгорания БИ (вероятность термоядерной реакции в секунду) растет до тех пор, пока энергия ионов не достигнет оптимума, после чего выгорание непрерывно уменьшается вместе с термализацией иона. Время замедления и пробег иона растут с энергией пучка и электронной температурой (рис. 2а), но суммарная вероятность термоядерной реакции между БИ и тепловыми ионами мишени практически не зависит от плотности мишени, при постоянной температуре плазмы она определяется только начальной энергией пучка, как видно из рис. 2б. Это тоже хорошо согласу-

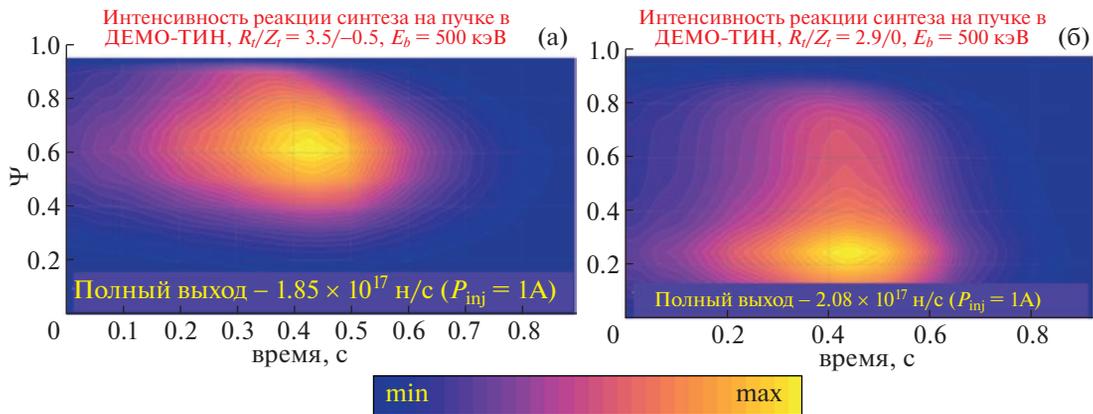


Рис. 3. Изменение скорости термоядерного синтеза (отн. ед.) по радиальным слоям плазмы во времени: внешнеосевое прицеливание пучка (а), внутриосевое прицеливание (б). Пучок дейтронов $E_b = 500$ кэВ; плазма ДЕМО-ТИН, $T_e^{\max} = 15$ кэВ, $n_e^{\max} = 1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$, доля трития $f_T = 50\%$.

ется с [11], где показано, что пучок заданной энергии производит примерно одинаковое количество нейтронов при замедлении в бесконечной мишени (если температура меняется слабо), но линейная плотность потока нейтронов (на единицу длины) пропорциональна плотности мишени.

Поскольку плотность и температура плазмы по малому радиусу меняются, временная зависимость скорости реакции (рис. 1) и полная вероятность синтеза на БИ являются функциями радиального слоя (или радиальной метки магнитной поверхности Ψ), в котором циркулирует группа захваченных в этом слое БИ. Примеры радиально-временных распределений скорости термоядерного синтеза, рассчитанных для параболических профилей плазмы (n_e, T_e), показаны на рис. 3.

Из рис. 3а видно, что при внешне-осевом направлении оси инжекции, когда тангенциальная точка смещена наружу от магнитной оси, основная часть ионов пучка выделяется и циркулирует в радиальном канале $\Psi = 0.5-0.8$, на который приходится максимум интенсивности реакций синтеза на пучке. В случае внутриосевого прицеливания пучка (внутри магнитной оси) канал инжекции и область максимального выхода нейтронов приходятся на центральные слои плазмы ($\Psi < 0.35$), и интегральный выход нейтронов от пучка повышается, поскольку основная часть быстрых ионов замедляется в более горячих слоях плазмы.

Энергетическое распределение БИ в каждом радиальном слое легко получить из зависимости энергии БИ (соответствующей текущей параллельной скорости) от числа оборотов, пройденных ионом в процессе замедления. Внутри радиального слоя форма профиля ЭФР определяется

отношением энергии пучка к температуре данного слоя (E_b/T_e). Примеры энергетических спектров быстрых ионов дейтерия с начальной энергией $E_b = 500$ кэВ в плазме ДЕМО-ТИН ($R/a = 3.2/1$), приведены на рис. 4 для двух значений температуры плазмы T_e .

Из рис. 4 видно, что в относительно холодных периферийных слоях плазмы ($\Psi \rightarrow 1$) формируется энергетическое распределение с преобладанием “холодных” ионов ($E < 100$ кэВ), а в горячих центральных областях ($\Psi \rightarrow 0$) доля “горячих” ионов заметно повышается. Из сравнения рис. 4а и б видно также, что чем выше средняя температура плазмы T_e и средне-интегральное отношение E_b/T_e по всем ионам пучка, тем выше относительная доля горячих ионов по всему сечению плазмы. Это должно приводить к значительному росту интенсивности реакции термоядерного синтеза на БИ, из-за выраженного максимума сечения термоядерного синтеза в области оптимального диапазона 100–150 кэВ.

4. ВКЛАД НЕЙТРАЛЬНОЙ ИНЖЕКЦИИ В СИНТЕЗ НЕЙТРОНОВ

В установках ТИН предполагается достижение режимов с высоким вкладом (до 99%) пучка в нейтронный выход из плазмы. Как показано выше, это возможно в тех случаях, когда время циркуляции быстрых ионов превышает времена удержания теплового компонента и энергии плазмы, и вероятность термоядерной реакции на БИ на порядок выше вероятности реакции между тепловыми ионами плазмы. Плазма может иметь относительно низкую температуру на уровне 5–15 кэВ. Выход нейтронов в реакциях ДТ-синтеза между пучком и тепловыми ионами плазмы можно определить, зная численность популяции

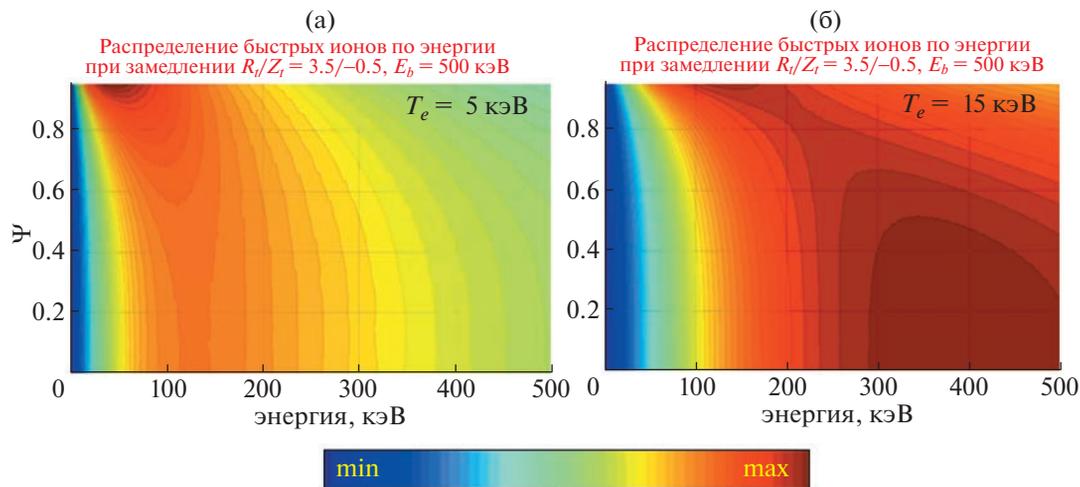


Рис. 4. Энергетическое распределение (отн. ед.) быстрых ионов в плазме ДЕМО-ТИН ($R = 3.2$ м, $a = 1$ м) при $n_e^{\max} = 1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$: $T_e^{\max} = 5$ кэВ (а), 15 кэВ (б).

быстрых ионов, захваченных плазмой, и интеграл вероятности взаимодействия каждой группы БИ с ионами плазмы в процессе торможения.

Тогда относительный вклад пучка в генерацию нейтронов синтеза зависит от доли горячих ионов в энергетическом распределении быстрых ионов (рис. 4) и от количественного соотношения популяций быстрых ионов и тепловых ионов плазмы. Поскольку оптимальные условия для протекания реакции синтеза на пучке достигаются при формировании энергетического профиля с преобладанием горячих ионов в диапазоне энергий 100–150 кэВ, то 1) энергия инжектированных атомов должна быть выше ~ 150 кэВ; 2) электронная температура в радиальных слоях захвата БИ должна быть достаточно высокой ($T_e \geq 5$ кэВ). Поскольку скорость замедления БИ (сила трения) пропорциональна локальной скорости иона, то оптимальный интервал начальных энергий БИ (энергии E_b) должен быть напрямую связан с временем замедления, а, следовательно, и с температурой плазмы. Действительно, в работе [5] показано, что при увеличении T_e оптимальный диапазон E_b расширяется, причем его левая граница (E_{\min}) смещается в сторону больших энергий. Кроме того, ранее нами было показано, что оптимальный выход нейтронов не всегда достигается при тех же условиях, в которых генерация тока БИ максимальна [6].

Радиальные распределения интенсивности реакции синтеза при номинальной температуре $T_e = 15$ кэВ для плазмы ДЕМО-ТИН показаны на рис. 5: для тепловых ионов плазмы (рис. 5а), для реакции пучков–плазма (рис. 5б), суммарная интенсивность по обоим каналам (рис. 5в).

Влияние температуры основной плазмы на изменение соотношения интенсивностей реакции синтеза показано на рис. 6, из которого видно, что вклад реакций от тепловых ионов плазмы существенно возрастает с температурой: от 10% при $T_e = 10$ кэВ до 80% при $T_e = 30$ кэВ. При температурах $T_e > 25$ кэВ вклад пучка в генерацию термоядерных нейтронов в ДЕМО-ТИН незначителен, и форма профиля интенсивности синтеза практически полностью определяется реакцией на тепловых ионах плазмы.

Влияние количественного соотношения популяций быстрых ионов и тепловых ионов плазмы наиболее наглядно из сравнения установок ИТЭР и ДЕМО-ТИН, которые имеют близкие значения мощности P_{NB} , инжектируемой в плазму в виде нейтральных пучков 33 МВт (ИТЭР) и 30 МВт (ДЕМО-ТИН). На рис. 7 приведена зависимость скорости ДТ-синтеза от температуры. Для обеих установок взяты параболические профили плазмы и доля трития (50%); параметры пучка в ДЕМО-ТИН составляют $E_b = 500$ кэВ, $P_{NB} = 30$ МВт, в ИТЭР – $E_b = 1$ МэВ, $P_{NB} = 33$ МВт. Вклад инжекции в генерацию нейтронов ДТ-синтеза показан на рис. 8.

Объем плазмы ИТЭР примерно в семь раз превышает объем плазмы в ДЕМО-ТИН, и время удержания тепловой энергии в несколько раз выше времени термализации быстрых ионов [13], поэтому увеличение скорости синтеза за счет инжекции относительно мало. В установках ТИН соотношение времен термализации пучка и удержания энергии основной плазмы обратное – именно поэтому в ТИН возможно достижение стационарных пучково-плазменных режимов с интенсивным производством нейтронов [5].

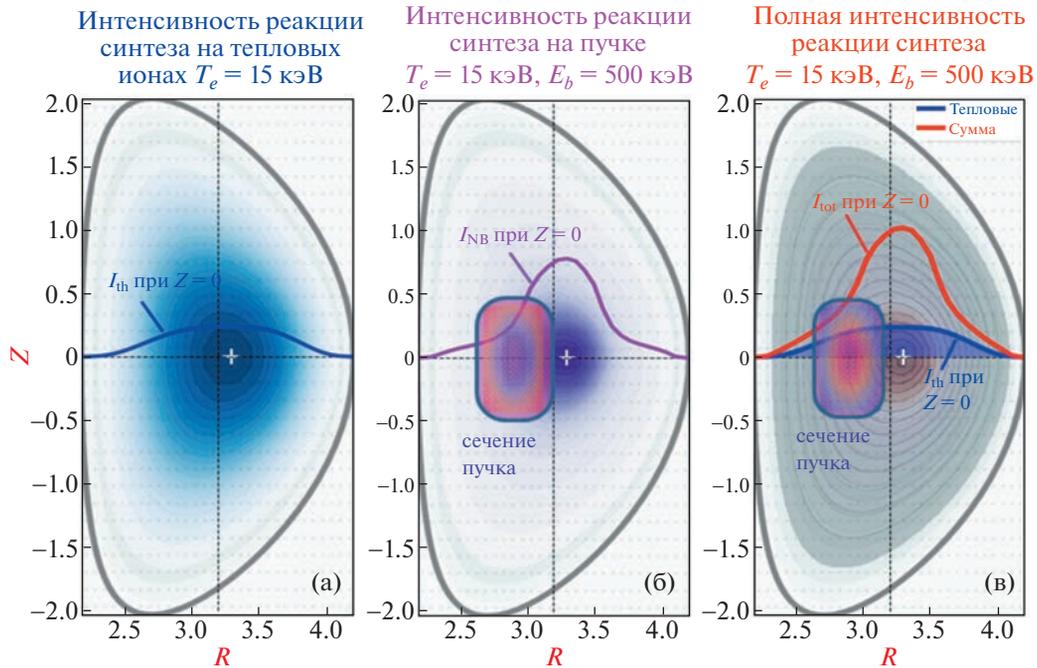


Рис. 5. Профили скорости термоядерного синтеза (отн. ед.) в плазме ДЕМО-ТИН: вклад тепловых ионов плазмы (а); реакции пучок–плазма (б); общая скорость реакций (в). Внутриосевое прицеливание пучка, $T_e = 15$ кэВ, $n_e = 1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$, $E_b = 500$ кэВ, $f_T = 50\%$.

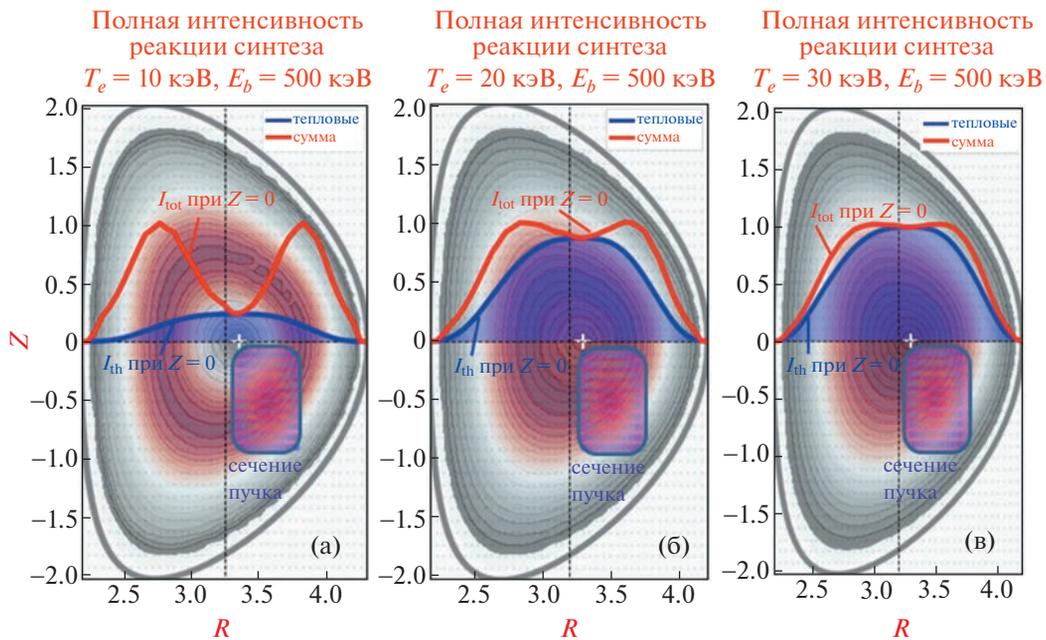


Рис. 6. Профили скорости термоядерного синтеза (отн. ед.) в плазме ДЕМО-ТИН. Влияние температуры плазмы: $T_e = 10$ кэВ (а); 20 кэВ (б); 30 кэВ (в). Внешнеосевая инжекция пучка $R_{inj} = 3.5$ м, $Z_{inj} = -0.5$ м; $n_e = 1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$, $E_b = 500$ кэВ.

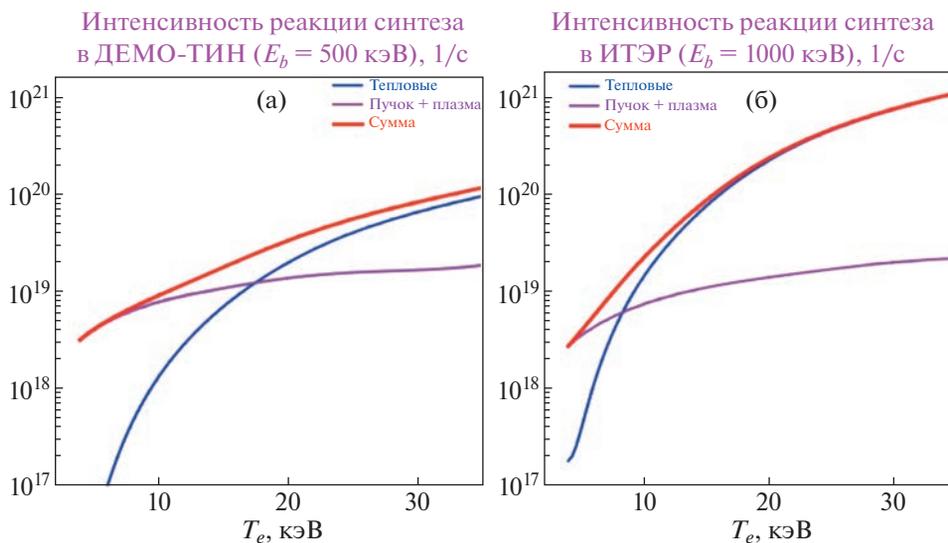


Рис. 7. Зависимость скорости реакции термоядерного синтеза от температуры основной плазмы: ДЕМО-ТИН ($n_e = 1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$, $E_b = 500 \text{ кэВ}$) (а); ИТЭР ($n_e = 1.2 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$, $E_b = 1 \text{ МэВ}$) (б).

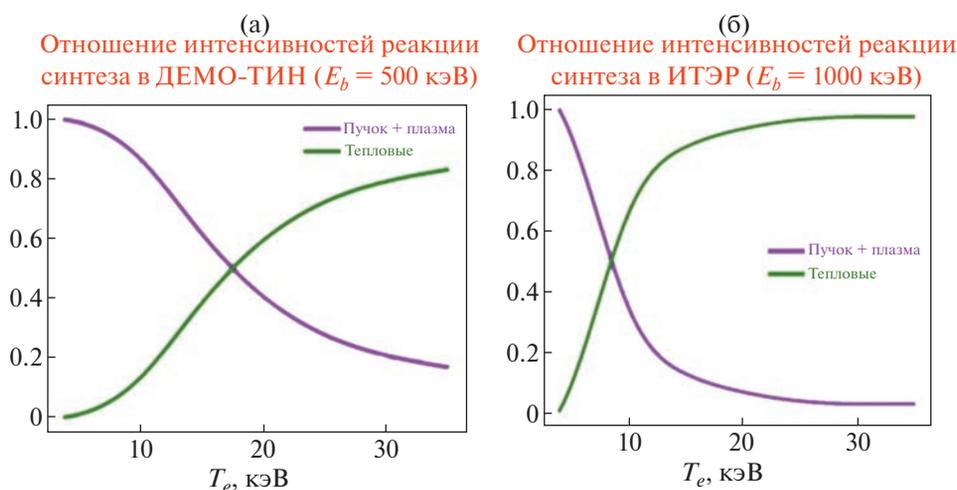


Рис. 8. Вклад инжекции в скорость синтеза в зависимости от температуры плазмы: ДЕМО-ТИН ($n_e = 1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$, $E_b = 500 \text{ кэВ}$) (а); ИТЭР ($n_e = 1.2 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$, $E_b = 1 \text{ МэВ}$) (б).

5. НЕЙТРОННЫЕ НАГРУЗКИ НА СТЕНКУ КАМЕРЫ

Благодаря высокой эффективности генерации нейтронов в плазме, реакторы на основе ТИН помогут в решении задач наработки ядерного топлива, трития и переработки радиоактивных отходов; они перспективны для разработки новых технологий, практически незаменимы с точки зрения испытаний материалов и конструкций для чистых термоядерных реакторов.

Воздействие нейтронов на элементы конструкции ТИН вызывает в нагрев, радиационные

повреждения, трансмутацию нуклидов, накопление газообразных продуктов – все эти процессы приводят к изменению свойств конструкционных и функциональных материалов, охрупчиванию, разбуханию, разрушению и т.д. В самых сложных условиях находятся компоненты, обращенные к плазме – первая стенка камеры и дивертор, принимающие на себя основную нейтронную нагрузку. При оценке радиационных повреждений наиболее критичны локальные, а не средние значения нейтронных нагрузок, поэтому они служат для определения требований к материалам.

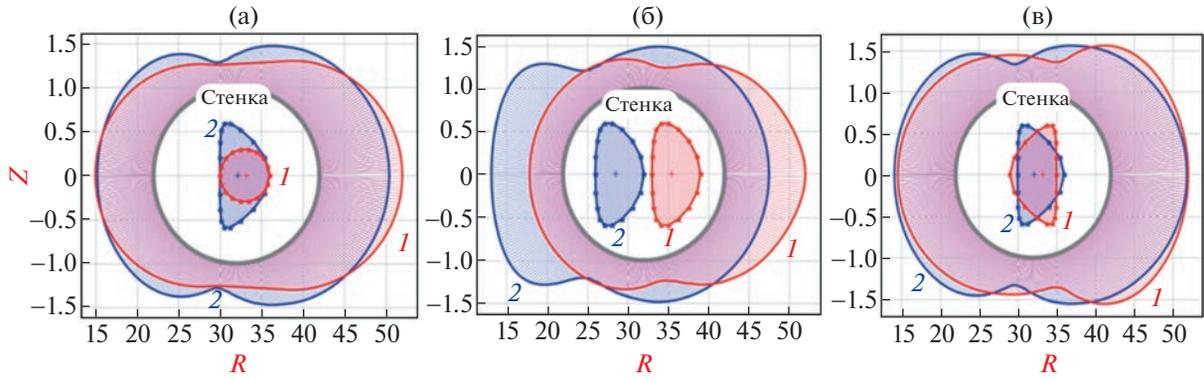


Рис. 9. Профили распределения плотности нейтронного потока (отн. ед.) по полоидальному углу в зависимости от формы и положения плазменного шнура (камера круглого сечения) в ДЕМО-ТИН: 1 – плазма круглого сечения, 2 – “реальная” форма (а); 1 – сдвиг плазмы наружу от центра камеры, 2 – сдвиг плазмы внутрь (б); 1 – отрицательная треугольность плазмы, 2 – положительная треугольность плазмы (в).

Распределение плотности потока первичных нейтронов (нейтронов синтеза) на первую стенку камеры зависит от распределения скорости эмиссии нейтронов в объеме плазмы, их углового и энергетического спектров. Рассчитанные профили используются в 3-мерных нейтронно-физических расчетах бланкетов установки на базе ТИН [10, 14]. Профили распределения плотности потока нерассеянных ДТ-нейтронов (14.1 МэВ) по полоидальному углу (на стенке камеры круглого сечения), соответствующие различным формам плазменного сечения и положению оси плазмы в ДЕМО-ТИН, показаны на рис. 9. Для удобства сравнения общая мощность источника нейтронов из плазмы везде нормируется на единицу. Из рис. 9б видно, что соотношение плотности нейтронного потока на внутренней и внешней поверхности камеры сильно зависит от горизонтального положения оси плазмы (шафрановского сдвига), а сама форма сечения плазмы несущественно влияет на величину максимума (рис. 9а, в). При этом среднее значение нейтронной нагрузки по полоидальному углу от нерассеянных ДТ-нейтронов, разумеется, везде сохраняется.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Стационарный источник нейтронов на базе токамака может обеспечить высокую эффективность производства свободных нейтронов (с интенсивностью 10^{18} – 10^{19} нейтронов в секунду) при относительно невысоких параметрах плазмы, за счет использования инъекции пучков высокой энергии. Концепция двухкомпонентного токамака предполагает ввод в плазму горячих ионов для стационарного поддержания неиндукционного тока и энергии разряда.

Соотношение скоростей синтеза на быстрых ионах пучка и на тепловых ионах плазмы опреде-

ляется отношением скоростей реакции и долей быстрых ионов в оптимальном диапазоне энергий (100–150 кэВ). При постоянном источнике БИ ($I_b = \text{const}$) доля БИ в энергетическом распределении растет с температурой плазмы T_e , а оптимальный диапазон энергий инъекции E_b смещается в сторону более высоких энергий. Поскольку распределение захваченных ионов по радиусу плазмы зависит не только от начальной энергии E_b , но и от направления инъекции и профиля плотности мишени, то параметры инъекции должны подбираться так, чтобы максимальное число ионов от пучка выделялось в наиболее горячих областях плазмы.

При фиксированном значении энергии пучка ($E_b = \text{const}$) увеличение эквивалентного тока атомов (I_b) также увеличивает популяцию БИ в плазме. Таким образом, вкладом пучка в генерацию нейтронов можно управлять с помощью геометрии и тока инъекции, температуры плазмы, а также путем выбора энергии пучка в оптимальном диапазоне, зависящем от T_e . Для ДЕМО-ТИН ($T_e = 5$ – 15 кэВ) оптимальный диапазон энергий для максимального нейтронного выхода соответствует интервалу $E_b = 150$ – 350 кэВ.

Для ДЕМО-ТИН выбрана схема внеосевой инъекции с энергией $E_b = 500$ кэВ (дейтерий). Таким образом, для повышения нейтронного выхода пучка в ДЕМО-ТИН можно было бы изменить геометрию инъекции, например, направить пучок внутрь оси, чтобы ионизация и захват приходились на более горячие центральные области плазмы. Но тогда в результате изменения начального распределения ионов по питч-углу, захват ионов на пролетные орбиты снизится, время замедления сократится, что неизбежно повлечет за собой ухудшение эффективной генерации тока и синтеза нейтронов. Поэтому задача поиска наи-

лучших условий для выхода нейтронов (равно как и для генерации тока) выходит за рамки определения энергии и тока инжекции (мощность инжекции $P_b = E_b I_b$) для заданного режима. Энергетическое распределение БИ в отдельном радиальном слое плазмы задано отношением энергии инжекции к электронной температуре E_b/T_e , а распределение быстрых ионов между слоями задается профилем ионизации, который можно настраивать. Это значит, что для максимального выхода нейтронов на пучке необходимо более тонко согласовывать кинетические параметры и геометрию плазмы с энергией и геометрией инжекции.

Чем выше температура плазмы, тем выше выход нейтронов – как от инжекции, так и от основной плазмы. С другой стороны, при температурах выше ~18 кэВ в ДЕМО-ТИН (и $T_e \geq 8$ кэВ в ИТЭР) генерация нейтронов тепловым компонентом плазмы начинает доминировать над синтезом на пучке, поэтому вклад инжекции в производство свободных нейтронов с ростом температуры снижается – и тем заметней, чем ниже доля пучка в общей популяции реагирующих ионов (см. рис. 8).

Анализ показал, что в разряде ТИН с помощью инжекции можно эффективно влиять на радиальный профиль выделения быстрой ионной компоненты и, следовательно, на интенсивность и радиальное распределение эмиссии нейтронов. При относительно низких температурах плазмы (~5–15 кэВ) нейтронный выход в ДЕМО-ТИН может достигать $\sim 10^{19}$ нейтронов/с (и $\sim 10^{18}$ нейтронов/с – в более компактном ТИН-СТ [6]).

В 2022 г. разработан специальный программный модуль NESTOR (Neutron Source in TORoid) для расчета распределений скорости термоядерного синтеза в объеме плазмы с учетом внешнего источника частиц высокой энергии. Результаты, полученные кодом NESTOR, подходят для использования в расчетах ядерного баланса и ба-

ланса мощности, при моделировании распределения нейтронных энергетических нагрузок в конструктивных компонентах, наработки трития в гибридных реакторах, а также в других задачах проектирования, не обязательно относящихся к устройствам ТИН.

Авторы признательны рецензентам за доброжелательное отношение и глубокие замечания. Работа выполнена при поддержке НИЦ “Курчатовский институт”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Длугач Е.Д., Шленский М.Н. Программа для расчета объемного источника термоядерных нейтронов в плазме ТИН “NES-TOR”. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2022610362, Реестр программ для ЭВМ, 11.01.2022.
2. Кутеев Б.В., Гончаров П.Р., Сергеев В.Ю., Хрунынов В.И. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 307.
3. Stacey W.M. // Fusion Eng. Des. 2007. V. 82. P. 11.
4. Kuteev B.V., Goncharov P.R. // Fusion Sci. Technol. 2020. V. 76. P. 836.
5. Jassby D.L. // Nucl. Fusion. 1975. V. 15. P. 453.
6. Длугач Е.Д., Кутеев Б.В. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 881.
7. Okano, K. // J. Nucl. Sci. Technol. 1990. V. 27. P. 689.
8. Gryaznevich M., Chuyanov V.A., Takase Y. // Plasma. 2022. V. 5. P. 247.
9. Janev R.K., Boley C.D., Post D.E. // Nucl. Fusion. 1989. V. 29. P. 2125.
10. Shpanskiy Yu.S. and DEMO-FNS Team. // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. P. 076014.
11. Kulcinski G.L., Radcliff R.F., Davis A. // Fusion Sci. Technol. 2017. V. 72. P. 248.
12. Wesson J. Tokamaks 4th Edition. – Oxford: Oxford University Press, 2011.
13. ITER Final Design Report (DDD 5.3). Vienna: International Atomic Energy Agency, 2001.
14. Шленский М.Н., Длугач Е.Д., Кутеев Б.В. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2023. Т. 46. С. 97.

ДВУМЕРНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ Т-10

© 2023 г. Я. М. Аммосов^{a,b,*}, Ф. О. Хабанов^c, М. А. Драбинский^a,
А. В. Мельников^{a,b,d,**}, Л. Г. Елисеев^a, Н. К. Харчев^{a,e}, С. Е. Лысенко^a

^a НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия

^b Московский физико-технический институт (НИУ), Долгопрудный, Россия

^c University of Wisconsin-Madison, Madison, USA

^d НИЯУ Московский инженерно-физический институт, Москва, Россия

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

*e-mail: ammosov.ium@phystech.edu

**e-mail: melnikov_07@yahoo.com

Поступила в редакцию 02.06.2023 г.

После доработки 04.07.2023 г.

Принята к публикации 12.07.2023 г.

Зондирование плазмы пучком тяжелых ионов (ЗПТИ) – уникальная диагностика, позволяющая измерять электрический потенциал высокотемпературной плазмы ϕ и его колебания $\dot{\phi}$, а также колебания плотности \tilde{n}_e и полоидального магнитного поля \tilde{B}_{pol} плазмы. Положение точки измерения в вертикальном сечении плазмы зависит от энергии пучка и угла его влета в плазму. Вариация этих двух параметров позволяет построить двумерную детекторную сетку – область возможных измерений. Результат измерений по детекторной сетке представляет собой двумерное распределение параметра плазмы. В работе приведены двумерные распределения электрического потенциала плазмы в омической и ЭЦР-стадиях разряда токамака Т-10 для режима с магнитным полем на оси $B_t = 2.2$ Тл, током плазмы $I_{pl} = 230$ кА, среднечордовой плотностью $\bar{n}_e \approx 1.1 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и нецентральной ЭЦР-нагревом мощностью $P_{ECRH} = 1.7$ МВт.

Ключевые слова: токамак Т-10, зондирование плазмы пучком тяжелых ионов, двумерное распределение параметров плазмы, электрический потенциал, радиальное электрическое поле

DOI: 10.31857/S0367292123600656, **EDN:** ERYZPV

ВВЕДЕНИЕ

Токамак Т-10 ($R = 1.5$ м, $a = 0.3$ м, $B_t \leq 2.5$ Тл, $I_{pl} \leq 300$ кА, $\bar{n}_e \leq 6 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$) оснащен диагностикой зондирования пучком тяжелых ионов (ЗПТИ), что позволяет независимо и одновременно исследовать ряд параметров плазмы: электрический потенциал ϕ [1] и его колебания $\dot{\phi}$, а также колебания плотности \tilde{n}_e [2] и полоидального магнитного поля \tilde{B}_{pol} плазмы [3, 4].

Принцип работы диагностики состоит в следующем. Пучок однократно заряженных ионов таллия Tl^+ инжектируется в плазму, где вторично ионизируется электронным ударом. В результате образуется веер вторично ионизованных частиц Tl^{++} , часть которого попадает в энергетический анализатор. Электрический потенциал в области измерений ϕ_{SV} (SV – Sample Volume) равен разнице энергий (с точностью до заряда электрона)

первичных зондирующих ионов E_0 и вторичных ионов E_1 , покинувших плазму: $\phi_{SV} = (E_1 - E_0)/e$.

Энергия пучка в течение плазменного разряда постоянна, она определяет глубину проникновения пучка в плазму. Угол влета пучка в плазму задается напряжением отклоняющих пластин U_{scan} на входе пучка в плазму. Множество точек измерения при всех доступных углах влета пучка в плазму образует детекторную линию. Совокупность детекторных линий при всех доступных энергиях пучка образует детекторную сетку – область, внутри которой возможны измерения с помощью ЗПТИ. Детекторная сетка, покрывающая существенную часть вертикального сечения плазмы, дает принципиальную возможность построения двумерных распределений, измеряемых с помощью ЗПТИ величин. Главную трудность получения двумерных распределений представляет пространственная ограниченность детекторной

сетки, вызванная ограниченным доступом зондирующего пучка к плазме, узостью входных диагностических патрубков, затрудняющих проведение криволинейных траекторий. Первые попытки построения двумерных распределений потенциала плазмы приведены в работе [5]. На стеллараторе TJ-II были получены двумерные распределения параметров плазмы и их флуктуаций по широкой пространственной области, покрывающей большую площадь вертикального сечения плазмы [6].

Построение двумерных распределений потенциала плазмы является шагом на пути к изучению радиального и полоидального электрических полей, сведения о которых могут быть использованы для сравнения с данными других диагностик и для построения и верификации теоретических моделей. Двумерные распределения позволят изучать асимметрию распределений параметров плазмы и структуру различных мод плазменных колебаний [7].

Двумерные распределения колебаний плотности плазмы, амплитуд альфвеновской моды и моды, возбуждаемой ускоренными электронами были получены в режимах с центральным ЭЦР-нагревом ($\bar{n}_e = 0.45\text{--}0.8 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $P_{ECRH} = 220\text{--}470 \text{ кВт}$) и при использовании инжекционного нагрева ($\bar{n}_e = 0.9\text{--}1.3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $P_{NBI} = 510 \text{ кВт}$) стелларатора TJ-II [7].

Методика построения двумерных распределений по детекторной сетке для токамака T-10 приведена в работе [8]. Помимо токамака T-10, существует возможность применения данной методики на планируемых диагностиках ЗПТИ для токамаков T-15МД [9] и Глобус-М2 [10].

В данной работе приведены результаты измерения двумерных распределений среднего значения электрического потенциала плазмы токамака T-10 в омическом режиме и режиме с нецентральной ЭЦР-нагревом.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерения с помощью ЗПТИ проводились в серии воспроизводимых импульсов токамака T-10 в режиме с магнитным полем на оси $B_t = 2.2 \text{ Тл}$, током плазмы $I_{pl} = 230 \text{ кА}$ и среднорядовой электронной плотностью в стационарной омической стадии разряда $\bar{n}_e \approx 1.1 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. При этом электрический потенциал плазмы на стенках вакуумной камеры установки принимался равным 0. На периферии омической плазмы дополнительно проводились измерения электрического потенциала с помощью зонда Ленгмюра.

Измерения тока плазмы I_{pl} проводились с помощью пояса Роговского, среднорядовая электронная плотность \bar{n}_e была измерена СВЧ-интер-

ферометром по центральной хорде [11, 12], электронная температура T_e — диагностикой на основе второй гармоники электронного-циклотронного излучения. Стоит отметить, что в данном режиме плазменный шнур был смещен внутрь вакуумной камеры на 1 см относительно магнитной оси. Дополнительный СВЧ-нагрев осуществлялся двумя гиротронами, работающими на частоте 140 ГГц (нецентральный нагрев, область вложения СВЧ-мощности $r \approx 15 \text{ см}$, $P_{ECRH} = 1.7 \text{ МВт}$). В момент включения СВЧ-нагрева электронная температура не измерялась, чтобы избежать повреждения диагностики. Сценарий типичного разряда приведен на рис. 1.

Чтобы избежать развития пучков убегающих электронов [13] скорость роста тока плазмы ограничивалась — стационарная часть разряда начиналась в момент времени $t \approx 500\text{--}600 \text{ мс}$, среднорядовая электронная плотность в начале импульса возрастала, но затем спадала и выходила на плато при достижении стационарного тока плазмы.

Сразу после включения ЭЦР-нагрева плотность плазмы уменьшается вследствие эффекта выноса плотности (“density pump-out”) [14], а электронная температура $T_e(0)$ возрастает с 1.5 до 2.3 кэВ. Впоследствии плотность начинает неконтролируемо расти вследствие усиления дегазации стенок вакуумной камеры под воздействием мощного ЭЦР, что приводит к некоторому снижению электронной температуры. Профили электронной плотности и электронной температуры в омической и ЭЦР-стадиях разряда приведены на рис. 2. Профили плотности были измерены с помощью многохордового СВЧ-интерферометра. Профили температуры — с помощью многоканальной диагностики ЕСЕ [15].

Ранее с помощью ЗПТИ в описанном режиме был измерен профиль потенциала плазмы [16–18], а также были построены радиальные распределения колебаний потенциала, на которых наблюдается геодезическая акустическая мода [19–21], и радиальные распределения колебаний плотности, на которых наблюдается квазикогерентная мода [21–23].

Измерения с помощью ЗПТИ проводились в режиме сканирования, то есть точка наблюдения периодически перемещалась вдоль детекторной линии за счет изменения угла влета пучка в плазму (период $\sim 100 \text{ мс}$). Поскольку длительность сканирования меньше исследуемой стационарной фазы разряда ($\sim 350\text{--}450 \text{ мс}$), производилось осреднение по нескольким периодам сканирования. Энергия зондирующего пучка варьировалась от импульса к импульсу в диапазоне от 180 до 330 кэВ с шагом 10 кэВ. Увеличение энергии пучка на 10 кэВ приводит к сдвигу детекторной линии на $\sim 1 \text{ см}$ вглубь плазмы. Полная область измерения

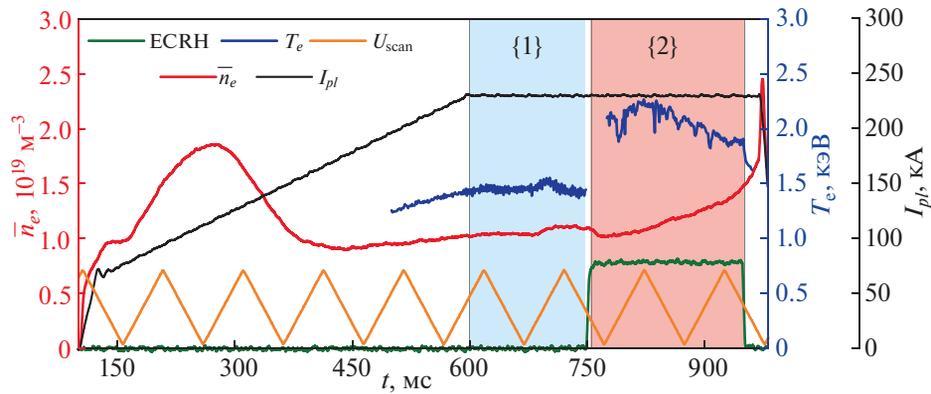


Рис. 1. Сценарий типичного исследуемого разряда #73203 ($B_t = 2.2$ Тл, $I_{pl} = 230$ кА): красная линия – среднехордовая электронная плотность (левая шкала); синяя – электронная температура (правая шкала 1); черная – ток плазмы (правая шкала 2); зеленая – индикация ЭЦР-нагрева; оранжевая – сканирующее напряжение на отклоняющих пластинах с периодом 100 мс и амплитудой от -7.6 до -2.3 кВ (шкала для величины U_{scan} не приводится); {1} – временной интервал стационарной омической стадии разряда; {2} – временной интервал стадии с нецентральной ЭЦР-нагревом мощностью $P_{ECRH} = 1.7$ МВт ($r = 15$ см).

имеет следующие пределы: по радиусу плазмы $r \sim 8\text{--}29$ см и по полоидальному углу $\theta_{pol} \sim [0^\circ, 55^\circ]$ при $r_{SV} \sim 20$ см. Площадь области измерения занимает $\sim 10\%$ от площади вертикального сечения плазменного шнура или $\sim 40\%$ сечения верхней правой четверти (рис. 3).

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 4 приведен профиль потенциала для омической плазмы и плазмы с ЭЦР-нагревом.

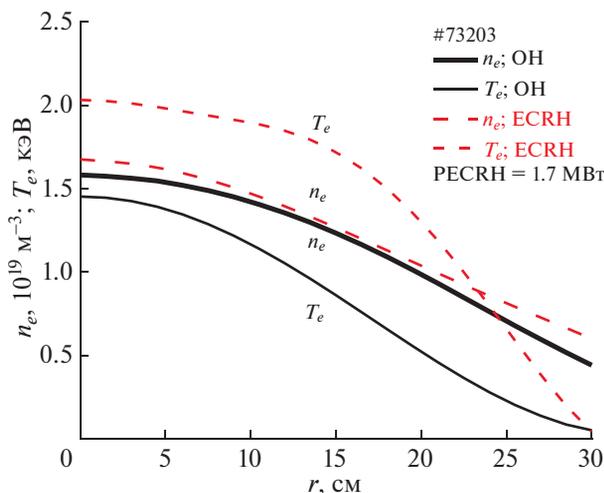


Рис. 2. Радиальные профили электронной плотности и электронной температуры плазмы для рассматриваемого режима $B_t = 2.2$ Тл, $I_{pl} = 230$ кА. Черная линия – омическая стадия; красная штриховая линия – ЭЦР-стадия разряда. Погрешности измерений $\sim 10\%$ величины.

Для обоих случаев было посчитано радиальное электрическое поле $E_r = -\Delta\phi/\Delta r$. В первом случае оно равно $E_r \sim -80$ В/см, а во втором $E_r \sim -30$ В/см. Потенциал плазмы для режима с ЭЦР-нагревом сдвигается в положительную сторону поскольку, вследствие ЭЦР-нагрева ухудшается удержание электронов [24].

На рис. 5 приведена временная эволюция среднехордовой плотности (центральная хорда) и потенциала плазмы в точке $r = 13$ см в импульсе

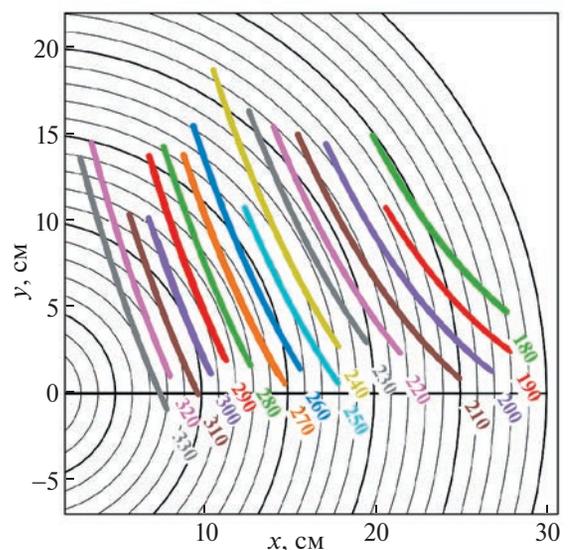


Рис. 3. Область измерения ЗПТИ для режима Т-10 с магнитным полем на оси $B_t = 2.2$ Тл, током плазмы $I_{pl} = 230$ кА. Цветом показаны детекторные линии, рассчитанные для значений энергии зондирующего пучка $E_{beam} = 180\text{--}330$ кэВ.

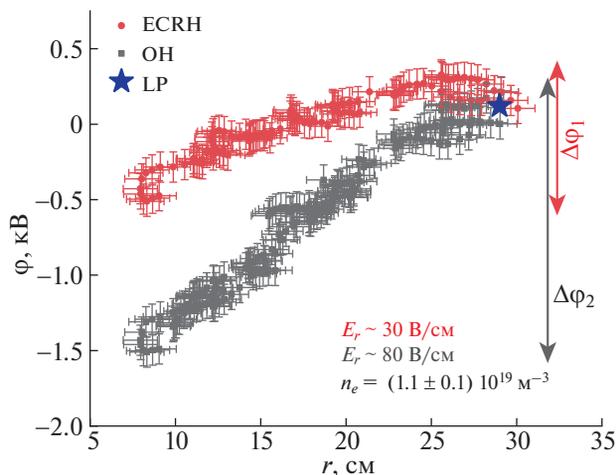


Рис. 4. Профили электрического потенциала плазмы с фиксированной среднехордовой электронной плотностью $\bar{n}_e = (1.1 \pm 0.1) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Красные точки – профиль с нецентральной ЭЦР-нагревом; серые – профиль с омическим нагревом. На периферии (синей звездой) приведено измерение с помощью зонда Ленгмюра (LP). Стрелками указаны $\Delta\phi_1$, $\Delta\phi_2$ – диапазоны обоих профилей потенциала. Погрешность измерения электрического потенциала плазмы $\Delta\phi \approx \pm 0.1 \text{ кВ}$, пространственное разрешение $\Delta r \approx \pm 1 \text{ см}$.

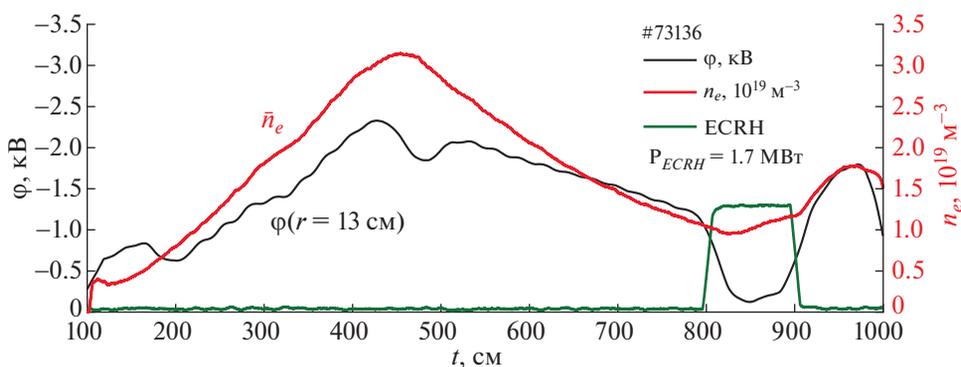


Рис. 5. Временная эволюция среднехордовой электронной плотности, электрического потенциала плазмы на $r = 13 \text{ см}$ в импульсе #73136 ($B_t = 2.2 \text{ Тл}$, $I_{pl} = 230 \text{ кА}$): черная линия – потенциал плазмы (левая шкала); красная – плотность плазмы (правая шкала); зеленая – индикация ЭЦР-нагрева. Вертикальная ось для потенциала направлена в сторону отрицательных значений.

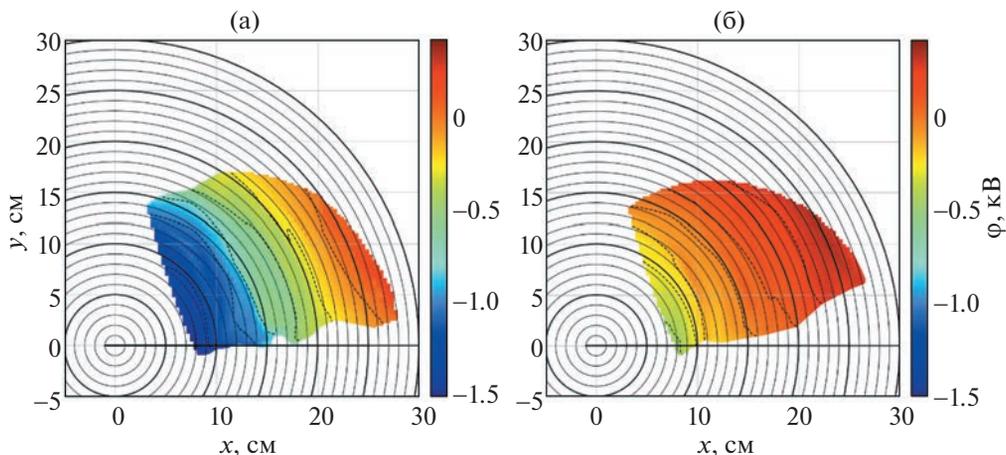


Рис. 6. Двумерные распределения электрического потенциала плазмы по данным ЗПТИ на токамаке Т-10 для режима $B_t = 2.2 \text{ Тл}$, $I_{pl} = 230 \text{ кА}$, $\bar{n}_e \approx (1.1 \pm 0.1) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$: для омического режима (а); для режима с нецентральной ЭЦР-нагревом (б). Штриховой линией обозначены эквипотенциальные линии; цветом – значение потенциала плазмы.

#73136. Левая шкала графика, отражающая величину потенциала, имеет отрицательные значения. Так, с ростом плотности потенциал становится более отрицательным, а при включении ЭЦР-нагрева, наоборот, сдвигается в положительную сторону.

После нанесения измеренных данных на пространственную сетку была произведена билинейная интерполяция в полярных координатах. На рис. 6 приведены двумерные распределения электрического потенциала плазмы для двух режимов.

Для омического режима в центральной области плазмы ($r = 7$ см; $\rho = 0.23$) потенциал достигает значения $\varphi \approx -1500$ В, на периферии плазмы ($r = 28$ см; $\rho = 0.93$) потенциал равен $\varphi \approx +200$ В. Для режима с ЭЦР-нагревом в центральной области плазмы ($r = 7$ см; $\rho = 0.23$) потенциал достигает значения $\varphi \approx -500$ В, на периферии плазмы ($r = 27$ см; $\rho = 0.90$) потенциал равен $\varphi \approx +300$ В.

Поскольку плотность плазмы в исследованном режиме низкая ($\sim 10^{19}$ м⁻³) и газокинетическое давление вызывает незначительный шафрановский сдвиг ($\sim 1-2$ см) магнитных поверхностей, они рассматриваются в виде концентрических окружностей.

Эквипотенциальные линии согласуются с магнитными поверхностями в пределах достигнутой погрешности измерения ($\Delta\varphi \approx \pm 100$ В, $\Delta r_{SV} \approx \pm 1$ см) для обоих режимов. Потенциал симметричен в области измерений для обоих режимов. Неоднородностей в пределах достигнутой точности не обнаружено.

В случае ЭЦР-нагрева эквипотенциальные линии совпадают с магнитными поверхностями хуже, нежели в случае омического режима, поскольку диапазон профиля потенциала $\Delta\varphi_1$ уже, чем $\Delta\varphi_2$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе в режиме с магнитным полем на оси $B_t = 2.2$ Тл, током плазмы $I_{pl} = 230$ кА, среднехордовой электронной плотностью $\bar{n}_e \approx (1.1 \pm 0.1) \times 10^{19}$ м⁻³ были измерены двумерные распределения среднего значения электрического потенциала для омического режима и режима с нецентральной ЭЦР-нагревом.

Показано, что в рассмотренном режиме линии уровней потенциала согласуются с магнитными поверхностями Т-10 в пределах достигнутой погрешности измерений ($\Delta\varphi \approx \pm 100$ В, $\Delta r_{SV} \approx \pm 1$ см).

Работа частично поддержана Российским научным фондом, грант 23-72-00042.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Jobes F.C., Hickok R.L.* // Nucl. Fusion. 1970. V. 10. P. 195.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/10/2/015>
2. *Jobes F.C., Marshall J.F., Hickok R.L.* // Phys. Rev. Lett. 1969. V. 22. P. 1042.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.22.1042>
3. *Melnikov A.V., Eliseev L.G., Drabinskij M.A., Khabanov P.O., Kharchev N.K., Lysenko S.E., Zenin V.N., Krupnik L.I., Chmyga A.A., Deshko G.N., Khrebtov S.M., Komarov A.D., Kozachek A.S., Zhezhera A.I., Barcala J.M., Bravo A., Hidalgo C., Lopez J., Martin G., Molinero A., De Pablos J.L., Soletto A., Ufimtsev M.V.* // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. P. 072004.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa5382>
4. *Melnikov A.V., Drabinskij M.A., Eliseev L.G., Khabanov P.O., Kharchev N.K., Krupnik L.I., De Pablos J.L., Kozachek A.S., Lysenko S.E., Molinero A., Igonkina G.B., Sokolov M.M.* // Fusion Eng. Des. 2019. V. 146. P. 850.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.01.096>
5. *Shimizu A., Ido T., Kurachi M., Makino R., Nishiura M., Kato S., Nishizawa A., Hamada Y.* // Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85. P. 1.
<https://doi.org/10.1063/1.4891975>
6. *Sharma R., Khabanov P.O., Melnikov A.V., Hidalgo C., Cappa A., Chmyga A., Eliseev L. G., Estrada T., Kharchev N. K., Kozachek A.S., Krupnik L.I., Malaquias A., van Milligen B., Molinero A., de Pablos J.L., Pastor I., Zenin V.N.* // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. P. 062502.
<https://doi.org/10.1063/1.5142996>
7. *Melnikov A.V., Eliseev L.G., Barcala J.M., Cappa A., Chmyga A., Drabinskij M.A., Hidalgo C., Khabanov P.O., Kharchev N.K., Kozachek A.S. et al.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2022. V. 64. P. 054009.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac5b4c>
8. *Ammosov Y.M., Khabanov F.O., Drabinskij M.A., Melnikov A.V., Eliseev L.G., Kharchev N.K., Lysenko S.E.* // MTPDA 2022. Moscow: NRNU MEPhI, 2022. P. 6.
9. *Drabinskij M.A., Melnikov A.V., Khabanov P.O., Eliseev L.G., Kharchev N.K., Ilin A.M., Sarancha G.A., Vadimov N.A.* // J. Instrum. 2019. V. 14. P. C11027.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/11/C11027>
10. *Khabanov P.O., Melnikov A.V., Minaev V.B., Komarov A.D.* // Problems Atomic Sci. Technol. Ser. Plasma Phys. 2020. V. 130. P. 195.
<https://doi.org/10.46813/2020-130-195>
11. *Bagdasarov A.A., Buzankin V.V., Vasin N.L., Gorbunov E.P., Denisov V.F., Kuleshov E.M., Savchenko V.N., Khilil' V.V., Shcherbov V.A.* // Diagnostika plazmy (Plasma diagnostics). Moscow: Energoatomizdat, 1981. V. 4. P. 141.
12. *Esipchuk Y.V., Kirneva N.A., Borschegovskij A.A., Chistyakov V.V., Denisov V.Ph., Dremine M.M., Gorbunov E.P., Grashin S.A., Kalupin D.V., Khimchenko L.N. et al.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2003. V. 45. P. 793.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/45/5/320>

13. *Grashin S.A., Arkhipov I.I., Budaev V.P., Karpov A.V., Klyuchnikov L.A., Khimchenko L.N., Melnikov A.V., Sarychev D.V., Sergeev N.S., Zemtsov I.A.* // *Fusion Eng. Des.*, 2019. V. 146B. P. 2100.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.03.115>
14. *Andreev V.F., Borschegovskij A.A., Chistyakov V.V., Dnestrovskij Yu.N., Gorbunov E.P., Kasyanova N.V., Lysenko S.E., Melnikov A.V., Myalton T.B., Roy I.N., Sergeev D.S., Zenin V.N.* // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2016. V. 58. P. 055008.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/58/5/055008>
15. *Гридина Т.В., Валенсиа О., Питерский В.В., Плоскирев Е.Г., Плоскирев Г.Н., Позняк В.И.* // *ICPAF 2011*. Zvenigorod, 2011. URL: <http://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/XXXVIII/Mu/ru/BX-Gridina.doc>.
16. *Melnikov A.V., Eliseev L.G., Perfilov S.V., Andreev V.F., Grashin S.A., Dyabilin K.S., Chudnovskiy A.N., Isaev M.Yu., Lysenko S.E., Mavrin V.A. et al.* // *Nucl. Fusion*. 2013. V. 53. P. 093019.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/53/9/093019>
17. *Melnikov A.V., Eliseev L.G., Drabinskij M.A., Grashin S.A., Khabanov P.O., Kharchev N.K., Lysenko S.E., Zenin V.N., T-10 Team* // 27th IAEA Fusion Energy Conference (FEC 2018) – IAEA CN-258. 2018. EX/P5-10. URL: <https://nucleus.iaea.org/sites/fusionportal/Shared%20Documents/FEC%202018/fec2018-preprints/preprint0058.pdf>.
18. *Melnikov A.V., Eliseev L.G., Grashin S.A., Drabinskij M.A., Khabanov P.O., Kharchev N.K., Krupin V.A., Lysenko S.E., Nemets A.R., Nurgaliev M.R., Ryzhakov D.A., Shurygin R.V., Soloviev N.A., Vershkov V.A. and T-10 Team* // 28th IAEA Fusion Energy Conference (FEC 2020). 2021. EX/6-5. URL: <https://nucleus.iaea.org/sites/fusionportal/Shared%20Documents/FEC%202020/fec2020-preprints/preprint0661.pdf>.
19. *Драбинский М.А., Елисеев Л.Г., Хабанов Ф.О., Мельников А.В., Зенин В.Н., Харчев Н.К., Грашин С.А.* // *ICPAF 2018*. Zvenigorod, 2018. P. 107.
20. *Drabinskij M.A., Khabanov P.O., Melnikov A.V., Eliseev L.G., Kharchev N.* // *ICPAF-2021*. Zvenigorod, 2021.
21. *Ammosov Y.M., Khabanov P.O., Drabinskij M.A., Melnikov A.V., Eliseev L.G., Kharchev N.K., Lysenko S.E.* // *Phys. Atomic Nucl.* 2022. V. 85. P. 2071.
<https://doi.org/10.1134/s1063778822100040>
22. *Drabinskij M.A., Eliseev L.G., Khabanov P.O., Melnikov A.V., Kharchev N.K., Sergeev N.S., Grashin S.A.* // *J. Phys. Conf. Ser.* 2019. V. 1383. P. 012004.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1383/1/012004>
23. *Drabinskij M.A., Melnikov A.V., Eliseev L.G., Khabanov P.O., Kharchev N.K., Lysenko S.E.* // *J. Phys. Conf. Ser.* 2021. V. 2055. P. 012001.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/2055/1/012001>
24. *Melnikov A.V., Krupnik L.I., Ascasibar E., Cappa A., Chmyga A.A., Deshko G.N., Drabinskij M.A., Eliseev L.G., Hidalgo C., Khabanov P.O. et al.* // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2018. V. 60. P. 084008.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/aac97f>

ОТРАЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ОТ ОБЛАСТИ ЭЛЕКТРОННОГО ЦИКЛОТРОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ТЕРМОЯДЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

© 2023 г. Е. Д. Господчиков^{а,*}, П. А. Чувакин^а, А. Г. Шалашов^а

^а Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород, Россия

*e-mail: egos@ipfran.ru

Поступила в редакцию 01.07.2023 г.

После доработки 21.07.2023 г.

Принята к публикации 22.07.2023 г.

Рассмотрен новый подход к решению задачи о прохождении необыкновенной волны через область электронного циклотронного резонанса в неоднородной плазме в рамках полной системы уравнений Максвелла с учетом эффектов пространственной дисперсии и резонансной диссипации. Для модельной одномерной геометрии вычислены распределения полей в окрестности циклотронного резонанса на второй гармонике при нормальном падении необыкновенной волны, найдены коэффициенты отражения, прохождения и поглощения в зависимости от параметров резонансной области. В результате удалось описать тонкий эффект отражения электромагнитного излучения от области циклотронного резонанса в прозрачной плазме; проведено сравнение с наблюдениями этого эффекта в экспериментах по СВЧ-нагреву плазмы на стеллараторе Л-2М.

Ключевые слова: высокотемпературная плазма, электронно-циклотронный резонанс, вторая гармоника, полноволновое моделирование, квазиэлектростатические волны

DOI: 10.31857/S0367292123600887, EDN: ENMULR

1. ВВЕДЕНИЕ

Теория взаимодействия электромагнитного излучения с неоднородной магнитоактивной плазмой в условиях циклотронного резонанса применительно к задачам нагрева и диагностики плазмы была одной из областей физики плазмы, в развитии которой Александр Владимирович Тимофеев внес значительный вклад. Результаты усилий А.В. Тимофеева в этом направлении наиболее полно сформулированы в его монографии [1] – эта книга, впервые изданная в 2000 г., остается актуальной и востребованной и в настоящее время. Одной из важных составляющих теории являются модельные задачи, позволяющие получить ясное и компактное аналитическое или численное решение. Многие из таких задач для волн, распространяющихся в окрестности резонансов плазмы, были сформулированы и успешно решены Александром Владимировичем и его учениками. В настоящей работе мы продолжаем эту линию. Рассматривается известная модельная задача об отражении необыкновенной волны, падающей на область электронного циклотронного резонанса (ЭЦР) на второй гармонике [2–5]. Мы

обсуждаем новый подход к решению этой задачи, имеющей большое практическое значение для интерпретации экспериментов по СВЧ-нагреву высокотемпературной плазмы в токамаках и стеллараторах. А.В. Тимофеев был одним из первых, кто указал на возникающую в задачах такого рода тесную связь между “быстрыми” электромагнитными волнами и квазиэлектростатическими колебаниями плазмы в окрестности циклотронной частоты и ее гармоник [6], которые в горячей плазме приобретают свойства “медленных” волн, известных как электронные или ионные бернштейновские волны [7]. Именно более аккуратный, чем это было сделано предшественниками, учет линейного взаимодействия электромагнитной и бернштейновской волн позволил нам продвинуться в решении нашей частной задачи.

Распространение и резонансное поглощение микроволнового излучения в горячей плазме в больших магнитных ловушках давно и успешно моделируется в рамках геометрической (лучевой) оптики [8–11] или с использованием более сложных асимптотических методов [12–15], основан-

ных на той или иной формулировке коротковолнового приближения для уравнений Максвелла в плавнонеоднородной на масштабе длины волны плазме (приближения Вентцеля–Крамерса–Бриллюэна, ВКБ). Общей особенностью таких методов является то, что они описывают волновой пучок, распространяющийся в определенном направлении (например, вдоль луча вплоть до области поглощения). Отражение волн при этом может проявляться только в результате рефракции, т.е. искривления трассы пучка без смены направления распространения вдоль трассы. Так происходит, например, отражение при приближении в области закритической (непрозрачной) плазмы. Между тем, исходные уравнения Максвелла допускают второй тип отраженных волн, которые распространяются навстречу исходному волновому пучку. В плавнонеоднородной среде можно считать, что такие волны распространяются в точности вдоль трассы исходного волнового пучка, но в обратную сторону [16]. Проще возбуждения таких встречных волн, который мы в дальнейшем для краткости будем называть “отражением”, и является предметом исследования настоящей работы.

Заметим, что в нашей терминологии отражение возможно и в прозрачной среде, если в ней есть область нарушения ВКБ-приближения. В плавнонеоднородной плазме вдали от области резонансного поглощения прямые и встречные волны распространяются независимо, при этом для встречных волн нет источника, поэтому ими пренебрегают. Однако в области резонанса характерный масштаб неоднородности среды, определяемый шириной циклотронного резонанса, может оказаться сравнимым и даже меньшим вакуумной длины волны. Более того, мнимая часть волнового числа при этом оказывается порядка действительной, поэтому в геометрооптическом описании волна полностью поглощается на расстоянии меньшем длины волны. Все это приводит к нарушению ВКБ-приближения и, с теоретической точки зрения, может приводить к появлению заметного отражения от области циклотронного резонанса в прозрачной (с плотностью ниже критической), но поглощающей плазме.

Мощность излучения, отраженного от области ЭЦР в случае нагрева плазмы необыкновенной волной на второй циклотронной гармонике, была измерена в экспериментах на стеллараторе Л-2М [17]. Она оказалась более чем на порядок больше, чем предсказывала элементарная теория [2], построенная по методу возмущений (следующий порядок в ВКБ-приближении). Важно отметить, что в отличие от некоторых других экспериментов [18–20], в данном случае возможная нелинейная природа отраженного СВЧ-сигнала не согласуется с результатами измерений, в первую

очередь, из-за отсутствия зависимости коэффициента отражения от вводимой мощности. Сложность интерпретации указанных экспериментов связана с несколькими факторами:

1) для описания взаимодействия прямого и встречного излучения требуется выход за пределы ВКБ-приближения, то есть использование полной системы уравнений Максвелла, возможно упрощенной только за счет модели неоднородности среды;

2) в окрестности циклотронного резонанса необходимо одновременный учет пространственной дисперсии и пространственной неоднородности [21], в этой области происходит взаимодействие не только встречных электромагнитных волн между собой, но и взаимодействие этих волн коротковолновыми квазиэлектростатическими электронными бернштейновскими волнами [4, 5];

3) поскольку часть волн является сильно затухающими или нераспространяющимися, задача слабо обусловлена, поэтому необходима корректная и очень точная постановка граничных условий вне области резонанса (в области ВКБ) [5, 22].

Факторы 1) и 2) в полной мере учитывались в независимых работах [5, 17], в обеих была предложена теория отражения необыкновенной волны на второй циклотронной гармонике в случае строго поперечного распространения. При этом в [5] были явно отмечены проблемы, связанные потерей точности решения из-за “скинирования” бернштейновских волн, т.е. с фактором 3). В работе [17] проблемы, связанные с неточными граничными условиями, не обсуждались, но они есть. В частности, ответ, основанный на модели [17], сильно зависит от того, в каком конкретном месте в ВКБ-области ставятся граничные условия – фактически, в задаче появляется дополнительный свободный параметр нефизической природы. В настоящей работе мы попробовали решить проблему граничных условий с помощью формального подхода, который мы назвали “импедансным методом” [22, 23]. Это вариант более общего метода *invariant embedding* [24, 25], адаптированный для поиска решений уравнений Максвелла в анизотропных гиротропных средах с пространственной дисперсией. При этом физическая модель (уравнения Максвелла и материальные соотношения) в значительной степени повторяет ранее рассмотренную в [5, 17], изменился лишь подход к решению и к формулировке граничных условий. Использование импедансного метода позволило, в частности, обойти описанные в [5] проблемы с потерей точности решения из-за наличия бернштейновских волн.

В результате, для модельной среды были численно найдены распределения полей в окрестности циклотронного резонанса на второй гармони-

ке при падении необыкновенной волны на область резонанса перпендикулярно внешнему магнитному полю. Найдены зависимости коэффициентов отражения, прохождения, линейной трансформации и поглощения падающей необыкновенной волны от параметров резонансной области. Проведено сравнение с экспериментом на Л-2М.

2. УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОБЛАСТИ ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА НА ВТОРОЙ ГАРМОНИКЕ

Как мы уже писали выше, в целом для моделирования распространения микроволнового излучения в плавнонеоднородной магнитоактивной плазме приближение геометрической оптики является адекватным. Область неприменимости этого приближения сосредоточена в окрестности области циклотронного резонанса. Характерный размер этой области L_{res} много меньше характерных масштабов неоднородности концентрации плазмы L_N , магнитного поля L_B и температуры электронов L_T . Так, для строго поперечного распространения в токамаке с большим радиусом R и малым радиусом a выполняется следующая иерархия масштабов:

$$L_{res} \approx R/\mu = L_N \approx L_T \approx a < L_B \approx R, \quad (1)$$

где $\mu = mc^2/T_e$ — отношение энергии покоя к температуре электронов, мы будем рассматривать слабoreлятивистский случай $\mu \gg 1$. Эти неравенства позволяют: во-первых, ограничиться плоскостной моделью; во-вторых, считать концентрацию плазмы и температуру электронов в области взаимодействия однородными; в-третьих, считать, что магнитное поле меняется по линейному закону и близко к резонансному. Кроме того, будем считать, что направление распространения падающей на область резонанса волны (координата x) перпендикулярно внешнему магнитному полю и совпадает с направлением градиента его модуля. Сделав этот набор предположений и воспользовавшись явным выражением для тензора диэлектрической проницаемости теплой магнитоактивной плазмы в окрестности циклотронного резонанса на второй гармонике, приведенном в [21], мы получаем следующую замкнутую систему уравнений Максвелла для компонент электромагнитного поля E_x , E_y и H_z

$$\frac{dE_y}{dx} = ik_0 H_z, \quad \frac{dH_z}{dx} = ik_0 D_y, \quad D_x = 0, \quad (2)$$

где

$$D_x = \varepsilon_{\perp} E_x + igE_y + \delta\hat{\varepsilon}[E_x - iE_y],$$

$$D_y = \varepsilon_{\perp} E_y - igE_x + i\delta\hat{\varepsilon}[E_x - iE_y],$$

$$\varepsilon_{\perp} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2}, \quad g = \frac{\omega_c \omega_p^2}{\omega(\omega^2 - \omega_c^2)}, \quad (3)$$

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 N}{m}, \quad \omega_c(x) = \frac{eB(x)}{mc}, \quad k_0 = \omega/c.$$

Поправка к диэлектрическому отклику, связанная с пространственной дисперсией, выражается через дифференциальный оператор

$$\delta\hat{\varepsilon}[\dots] = \frac{1}{k_0^2} \frac{d}{dx} \left(f(x) \frac{d}{dx} \dots \right), \quad (4)$$

$$f(x) = \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2} F_{7/2}(\mu(1 - 2\omega_c/\omega)),$$

где $F_{7/2}$ — функция Днестровского [26]. Уравнения (2)–(4) описывают распространение, циклотронное поглощение и линейное взаимодействие необыкновенной и бернштейновской волн. Уравнения для остальных компонент полей, описывающие обыкновенную волну, в этой геометрии отщепляются.

Приведенная выше система трех уравнений, содержащая вторые производные от полей, может быть переписана в форме системы из четырех линейных уравнений первого порядка

$$\frac{d}{dx} \Psi = ik_0 \hat{M} \Psi, \quad \Psi = \begin{pmatrix} E_- \\ E_+ \\ \Phi \\ H_z \end{pmatrix}, \quad \hat{M} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1/f & 0 \\ 0 & 0 & 1/f & 2 \\ -\varepsilon_-/2 & \varepsilon_+/2 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_+ & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где $E_{\pm} = E_y \mp iE_x$ — комплексные амплитуды волн, вращающихся в ионную и электронную сторону соответственно,

$$\Phi = \frac{if}{k_0} \frac{dE_-}{dx}, \quad \varepsilon_{\pm} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega \pm \omega_c)}. \quad (6)$$

Формально этот результат отвечает тому, что в области резонанса происходит взаимодействие двух типов волн (необыкновенной и бернштейновской), распространяющихся в двух возможных направлениях (вдоль и против оси x).

В однородной среде система (5) имеет набор из четырех частных решений, отвечающих нормальным плоским волнам

$$\Psi_{X,B}^{\pm} = e_{X,B}^{\pm} \exp(\pm in_{X,B} k_0 x). \quad (7)$$

Здесь $n_{X,B}$ — показатели преломления необыкновенной (X) и бернштейновской (B) волн, которые находятся как собственные значения матрицы \hat{M}

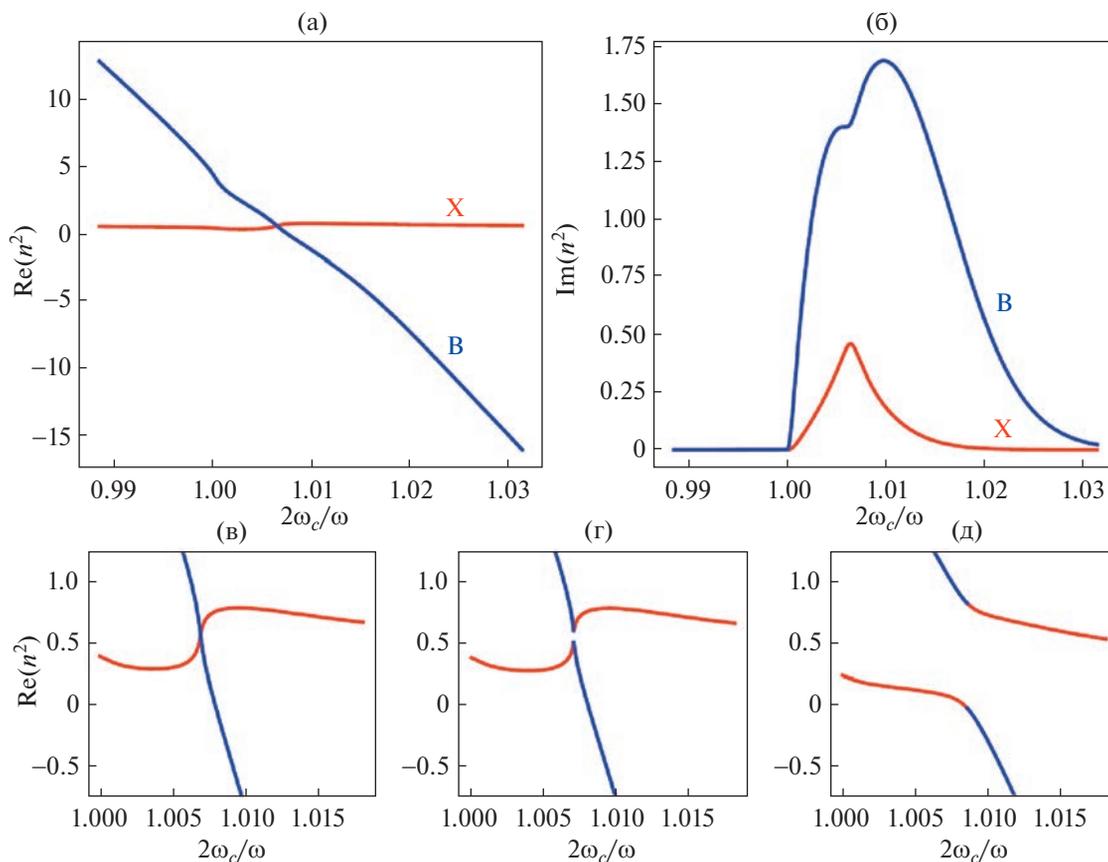


Рис. 1. Зависимость действительной (а) и мнимой (б) частей квадрата показателя преломления, определяемого дисперсионным соотношением (8), от ω_c/ω для $\omega_p^2/\omega^2 = 0.25$. Зависимость действительной части квадрата показателя преломления внутри области резонанса (в)–(д) при $\omega_p^2/\omega^2 = 0.281$ (в), $\omega_p^2/\omega^2 = 0.287$ (г) и $\omega_p^2/\omega^2 = 0.36$ (д). Красный цвет соответствует необыкновенным волнам (X), синий цвет – бернштейновским волнам (B). Для всех графиков $T_e = 1$ кэВ.

из биквадратного характеристического уравнения

$$n^4 - \left(\frac{\epsilon_+ + \epsilon_-}{2f} + 2\epsilon_+ \right) n^2 + \frac{\epsilon_+ \epsilon_-}{f} = 0; \quad (8)$$

$\mathbf{e}_{X,B}^\pm$ – собственные вектора матрицы \hat{M} , играющие в такой постановке роль поляризаций электромагнитного поля в нормальных волнах; знаки “ \pm ” отвечают двум направлениям распространения.

На рис. 1 изображена зависимость действительной и мнимой частей квадрата показателей преломления от отношения “холодной” гирочастоты электронов к частоте волны (это отношение играет роль пространственной координаты). Из рисунка видно, что за областью резонанса $n_B^2 < 0$, т.е. бернштейновская волна становится нераспространяющейся. На графиках рис. 1с–е та же зависимость изображена более подробно

для области резонанса при нескольких последовательно возрастающих значениях концентрации плазмы. Видно, что в этой области возможна взаимная трансформация электромагнитных и электростатических волн через переаппетывание дисперсионных кривых [3, 4]. Следуя вдоль одной дисперсионной кривой, с одной стороны вдали от резонанса мы имеем волну необыкновенной поляризации, а с другой стороны – бернштейновскую волну. Естественно, что в самой области переаппетывания дисперсионных кривых говорить отдельно о необыкновенной и бернштейновских волнах нельзя, нормальные волны в этой области представляют собой комбинацию связанных бернштейновской и необыкновенной волн.

Для того, чтобы решить задачу отражения падающей необыкновенной волны от области резонанса, мы должны дополнить систему (5) граничными условиями. Их физическая формулировка следующая: на область резонанса со стороны слабого магнитного поля ($2\omega_c < \omega$) падает не-

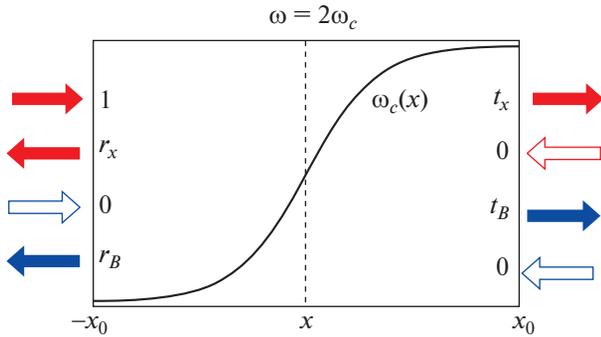


Рис. 2. Граничные условия до $(-x_0)$ и после $(+x_0)$ области взаимодействия $(\omega = 2\omega_c)$.

обыкновенная волна заданной (единичной) амплитуды, а после области резонанса со стороны сильного магнитного поля $2\omega_c > \omega$ могут существовать только прошедшие (отвечающие знаку “+” в формуле (7)) необыкновенная и бернштейновская волна. Это схематично отражено на рис. 2. Отметим, что прошедшая бернштейновская волна экспоненциально затухает в области $2\omega_c > \omega$. Для того, чтобы математически поставить задачу будем считать, что среда является неоднородной только в интервале $(-x_0, +x_0)$. Вне этой области является однородной, поэтому поле здесь представляет собой комбинацию решений (4). Тогда наши физические граничные условия формулируются следующим образом. Искомое векторное поле Ψ в точке $x = -x_0$ равно

$$\Psi(-x_0) = e_x^+(-x_0) + r_x e_x^-(-x_0) + r_B e_B^-(-x_0), \quad (9)$$

а в точке $+x_0$ равно

$$\Psi(+x_0) = t_x e_x^+(+x_0) + t_B e_B^+(+x_0). \quad (10)$$

Здесь $r_{x,B}$ и $t_{x,B}$ есть неизвестные комплексные амплитуды отраженных от слоя и прошедших через слой необыкновенных и бернштейновских волн соответственно. Аргументы $\pm x_0$ у векторов поляризации отвечают тому, что они должны вычисляться на соответствующей границе области неоднородности. С формально-математической точки зрения граничные условия (9), (10) заключаются в нулевых коэффициентах перед $e_B^+(-x_0)$, $e_x^+(-x_0)$, $e_B^-(+x_0)$ и единичном коэффициенте перед $e_x^+(-x_0)$. В такой формулировке условия не содержат неизвестных величин и их ровно столько, сколько нужно для однозначного решения уравнений (5).

Хотя введенные комплексные амплитуды полностью характеризуют отражение от слоя, для интерпретации эксперимента удобнее использовать энергетические коэффициенты отражения, про-

хождения и поглощения. Коэффициент отражения можно определить как отношение потоков энергии отраженных волн (в обоих модах) к потоку энергии в падающей волне. Чтобы ввести энергетические коэффициенты, запишем закон изменения плотности потока энергии с учетом резонансной диссипации и вклада пространственной дисперсии в плотность потока энергии [27]

$$\frac{dP_x}{dx} = -Q. \quad (11)$$

Здесь

$$P_x = \frac{\omega}{16\pi} \text{Re}(\Psi_1 \Psi_4^* + \Psi_2 \Psi_4^* - 2\Psi_1 \Psi_3^*) \quad (12)$$

– плотность потока энергии, выраженная через компоненты вектора Ψ и состоящая из соответствующей компоненты вектора Пойтинга и вклада пространственной дисперсии, пропорционального производной от фазы поля;

$$Q = -\frac{1}{8\pi} \frac{\text{Im} f}{|f|^2} |\Psi_3|^2 \quad (13)$$

– плотность поглощаемой в условиях циклотронного резонанса СВЧ=мощности. Вдали от резонанса $\text{Im} f \rightarrow 0$ и мы можем пренебречь поглощением. При этом в ВКБ области до резонанса, где показатели преломления действительные, плотность потока энергии может быть выражена как сумма парциальных плотностей потоков энергии в отдельных волнах. Если мы введем плотности потока энергии, отвечающие необыкновенной и бернштейновской волнам с единичной амплитудой как

$$N_{x,B} = P_x |_{\Psi=e_{x,B}^+}, \quad (14)$$

то с учетом (8) для плотности потока энергии границе до слоя получаем

$$P_x(-x_0) = N_x(-x_0)(1 - |r_x|^2) - N_B(-x_0)|r_B|^2. \quad (15)$$

За областью резонанса, где показатель преломления для бернштейновской волны чисто мнимый, формально расщепить поток энергии на парциальные потоки для бернштейновской волны нельзя. Однако можно заметить, что поскольку за областью резонанса, там, где среда становится однородной, присутствует только одна (экспоненциально спадающая при $x \rightarrow +\infty$) бернштейновская нормальная волна, то бернштейновские волны в этой области вообще не переносят энергии. При этом поток энергии может быть записан следующим образом:

$$P_x(+x_0) = N_x(+x_0) |t_x|^2. \quad (16)$$

Как результат, мы можем ввести парциальные (для каждой моды по отдельности) коэффициен-

ты отражения и прохождения по интенсивности следующим образом:

$$R_X = |r_X|^2, \quad T_X = \frac{N_X(+x_0)}{N_X(-x_0)} |t_X|^2, \quad (17)$$

$$R_B = \frac{N_B(-x_0)}{N_X(-x_0)} |r_B|^2, \quad T_B = 0.$$

Проинтегрировав уравнение (11), мы находим коэффициент поглощения, выражающий долю поглощенной мощности

$$A = \int_{-\infty}^{+\infty} Q dx = 1 - R_X - R_B - T_X. \quad (18)$$

Как уже отмечалось, условия (9), (10) являются истинно граничными условиями для задачи (5). Приведенные выше рассуждения о том, что прошедшая бернштейновская волна экспоненциально затухает за областью резонанса и не дает вклада в баланс энергии, может породить соблазн положить равной нулю ее амплитуду на правой границе. В этом случае решение уравнений (5) существенно упрощается, поскольку вместо граничной задачи можно решать эволюционную задачу Коши. Действительно, в (10) можно положить $t_B = 0$ перед $e_B^+(+x_0)$, а t_X перед $e_X^+(+x_0)$ равным любому числу, отсчитать задачу назад в точку $x = -x_0$, разложить $\Psi(-x_0)$ по модам (7) и нормировать ответ на коэффициент перед $e_X^+(-x_0)$. В силу линейности задачи получающиеся таким образом коэффициенты перед $e_X^+(-x_0)$, $e_B^+(-x_0)$ и $e_X^+(+x_0)$ в точности определяют неизвестные коэффициенты отражения и прохождения в (9) и (10), попутно будет определено поле $\Psi(x)$ во всем расчетном интервале. Именно такой подход был реализован в работе [17], однако он порождает ошибку.

Дело в том, что найденное эволюционным методом решение $\Psi(-x_0)$ неизбежно содержит проекцию на $e_B^+(-x_0)$, обозначим ее a_B . Физически это означает, что для того, чтобы получить нулевую бернштейновскую волну за областью взаимодействия нам необходимо, чтобы в падающем поле помимо необыкновенной волны присутствовала бернштейновская волна с некоторой строго определенной комплексной амплитудой a_B . Эта амплитуда будет обратно пропорциональна амплитудному коэффициенту прохождения бернштейновской волны в бернштейновскую, которая, в свою очередь, экспоненциально мала из-за “скинирования” бернштейновской волны вдоль оси x . Поэтому величина a_B , определяемая путем интегрирования в обратном направлении от $x = +x_0$ до $-x_0$, может быть сколь угодно большой. Ниже мы представим альтернативный способ решения

этой задачи, который гарантирует нулевую амплитуду бернштейновской волны перед областью взаимодействия ($a_B = 0$) и свободен от интегрирования вдоль экспоненциально растущего решения.

3. ИМПЕДАНСНЫЙ МЕТОД РЕШЕНИЯ ВОЛНОВЫХ УРАВНЕНИЙ

Более корректным способом сведения граничной задачи к набору задач Коши является импедансный метод решения волновых уравнений. Сам метод в общем виде изложен в [22, 23], однако нам кажется не лишним повторить основные идеи метода применительно к нашей задаче.

Будем искать решение системы (5) в виде разложения по нормальным волнам, отвечающим правой границе $x = +x_0$:

$$\Psi(x) = \psi_X^+(x) e_X^+(x_0) + \psi_X^-(x) e_X^-(x_0) + \psi_B^+(x) e_B^+(x_0) + \psi_B^-(x) e_B^-(x_0). \quad (19)$$

Четыре коэффициента $\psi_{X,B}^\pm$ этого разложения есть новые неизвестные функции, которые мы используем вместо четырех компонент вектора Ψ для определения волнового поля. На эти коэффициенты мы получим систему линейных уравнений, эквивалентную исходным уравнениям (2)

$$\frac{d}{dx} \begin{pmatrix} \psi_X^+ \\ \psi_B^+ \\ \psi_X^- \\ \psi_B^- \end{pmatrix} = ik_0 \hat{M}' \begin{pmatrix} \psi_X^+ \\ \psi_B^+ \\ \psi_X^- \\ \psi_B^- \end{pmatrix}, \quad (20)$$

где $\hat{M}' = \hat{U}^{-1}(x_0) \hat{M}(x) \hat{U}(x_0)$, $\hat{U}(x_0)$ – матрица перехода к базису нормальных волн, отвечающих правой границе; столбцами в такой матрице являются собственные вектора $e_{X,B}^\pm(x_0)$. Выделим в 4×4 -матрице $\hat{M}'(x)$ четыре квадрата 2×2 , которые можно отождествить с некоторыми формальными операторами \hat{t}^\pm и \hat{r}^\pm в двумерном пространстве

$$\hat{M}'(x) = \begin{pmatrix} \hat{t}^+ & \hat{r}^- \\ -\hat{r}^+ & -\hat{t}^- \end{pmatrix}. \quad (21)$$

Уравнения (20) представляются в виде

$$\begin{cases} \frac{d}{dx} \begin{pmatrix} \psi_X^+ \\ \psi_B^+ \end{pmatrix} = ik_0 \hat{t}^+ \begin{pmatrix} \psi_X^+ \\ \psi_B^+ \end{pmatrix} + ik_0 \hat{r}^- \begin{pmatrix} \psi_X^- \\ \psi_B^- \end{pmatrix}, \\ \frac{d}{dx} \begin{pmatrix} \psi_X^- \\ \psi_B^- \end{pmatrix} = -ik_0 \hat{r}^+ \begin{pmatrix} \psi_X^+ \\ \psi_B^+ \end{pmatrix} - ik_0 \hat{t}^- \begin{pmatrix} \psi_X^- \\ \psi_B^- \end{pmatrix}. \end{cases} \quad (22)$$

Введем еще одну матрицу $\hat{R}(x)$ следующим образом:

$$\begin{pmatrix} \Psi_X^- \\ \Psi_B^- \end{pmatrix} = \hat{R} \begin{pmatrix} \Psi_X^+ \\ \Psi_B^+ \end{pmatrix}. \quad (23)$$

Эта неизвестная пока 2×2 -матрица связывает встречные моды, поэтому может быть интерпретирована как локальный оператор отражения волн, распространяющихся в “+”-направлении, в волны, распространяющиеся в “-”-направлении. Подставляя (23) в (22), получаем следующую систему на компоненты матрицы отражения и “+”-волны

$$\begin{cases} \frac{d}{dx} \hat{R} = -ik_0(\hat{R}\hat{f}^- \hat{R} + \hat{R}\hat{f}^+ + \hat{f}^- \hat{R} + \hat{f}^+), \\ \frac{d}{dx} \begin{pmatrix} \Psi_X^+ \\ \Psi_B^+ \end{pmatrix} = ik_0(\hat{f}^+ + \hat{f}^- \hat{R}) \begin{pmatrix} \Psi_X^+ \\ \Psi_B^+ \end{pmatrix}. \end{cases} \quad (24)$$

Первое уравнение (24) представляет собой эволюционную нелинейную задачу с элементарным начальным условием на правой границе $\hat{R}(x_0) = 0$ (за областью циклотронного резонанса нет волн, падающих со стороны $+\infty$). Оно позволяет найти распределение $\hat{R}(x)$ во всей расчетной области, входящее во второе уравнение. При этом, несмотря на то, что интегрирование происходит в обратном направлении от $x = +x_0$ до $-x_0$, величина $\hat{R}(x)$ все время остается ограниченной [22], поэтому ошибок, связанных с экспоненциальным затуханием бернштейновской волны, не возникает.

Для того, чтобы записать начальное условие для второго уравнения (24), достаточно выразить условие (9) перед областью циклотронного резонанса, сформулированное для набора нормальных векторов на левой границе $\mathbf{e}_{X,B}^\pm(-x_0)$, через коэффициенты в базисе $\mathbf{e}_{X,B}^\pm(+x_0)$, используемого в (19)

$$\hat{U}(x_0) \begin{pmatrix} \Psi_X^+(-x_0) \\ \Psi_B^+(-x_0) \\ \Psi_X^-(-x_0) \\ \Psi_B^-(-x_0) \end{pmatrix} = \hat{U}(-x_0) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ r_X \\ r_B \end{pmatrix}, \quad (25)$$

где $\hat{U}(-x_0)$ – матрица перехода к базису нормальных волн, отвечающих левой границе; столбцами в такой матрице являются собственные вектора $\mathbf{e}_{X,B}^\pm(-x_0)$. Введя формально четыре 2×2 -матрицы \hat{Q}_{ij} как

$$\begin{pmatrix} \hat{Q}_{11} & \hat{Q}_{12} \\ \hat{Q}_{21} & \hat{Q}_{22} \end{pmatrix} = \hat{U}^{-1}(-x_0)\hat{U}(x_0), \quad (26)$$

и учитывая, что

$$\begin{pmatrix} \Psi_X^-(-x_0) \\ \Psi_B^-(-x_0) \end{pmatrix} = \hat{R}(-x_0) \begin{pmatrix} \Psi_X^+(-x_0) \\ \Psi_B^+(-x_0) \end{pmatrix}, \quad (27)$$

можно получить “решение” матричного соотношения (25) в виде явного выражения поля на левой границе

$$\begin{pmatrix} \Psi_X^+(-x_0) \\ \Psi_B^+(-x_0) \end{pmatrix} = (\hat{Q}_{11} + \hat{Q}_{12}\hat{R}(-x_0))^{-1} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (28)$$

и коэффициентов отражения по амплитуде

$$\begin{pmatrix} r_X \\ r_B \end{pmatrix} = (\hat{Q}_{12}\hat{R}(-x_0) + \hat{Q}_{21})(\hat{Q}_{11} + \hat{Q}_{12}\hat{R}(-x_0))^{-1} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (29)$$

Равенство (28) определяет начальное условие для второго уравнения в системе (24). Равенство (29) позволяет восстановить амплитуды отраженных волн. Заметим, что для этого достаточно лишь найти решение первого уравнения (24) с начальным условием $\hat{R}(x_0) = 0$.

Интегрируя второе уравнение системы (24) как эволюционную задачу с начальными условиями (28) на левой границе, мы находим $\Psi_{X,B}^\pm(x)$ во всем расчетном пространстве и, в частности, амплитуды прошедших волн в виде

$$\begin{pmatrix} t_X \\ t_B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Psi_X^+(+x_0) \\ \Psi_B^+(+x_0) \end{pmatrix}. \quad (30)$$

Поля $\Psi_{X,B}^\pm(x)$ восстанавливаются по известным $\Psi_{X,B}^\pm(x)$ и $\hat{R}(x)$ с помощью (23).

В итоге мы последовательно решаем две эволюционные задачи, находя распределения полей в области циклотронного резонанса, и, следовательно, амплитуды прошедших и отраженных волн.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для того, чтобы применить изложенный выше метод решения волновых уравнений, необходимо задать параметры среды так, чтобы было выполнено условие однородности среды вне области $-x_0 < x < x_0$. Для этого мы задали модельный профиль амплитуды магнитного поля

$$\frac{2\omega_c}{\omega} = 1 + \delta \tanh \frac{x}{\delta L_B}. \quad (31)$$

Двойка учитывает номер рассматриваемой циклотронной гармоники. Технические параметры x_0 и δ выбирались из соображений необходимости выполнения следующих неравенств

$$\max(2\pi/k_0, L_{res}) \ll \delta L_B \ll x_0. \quad (32)$$

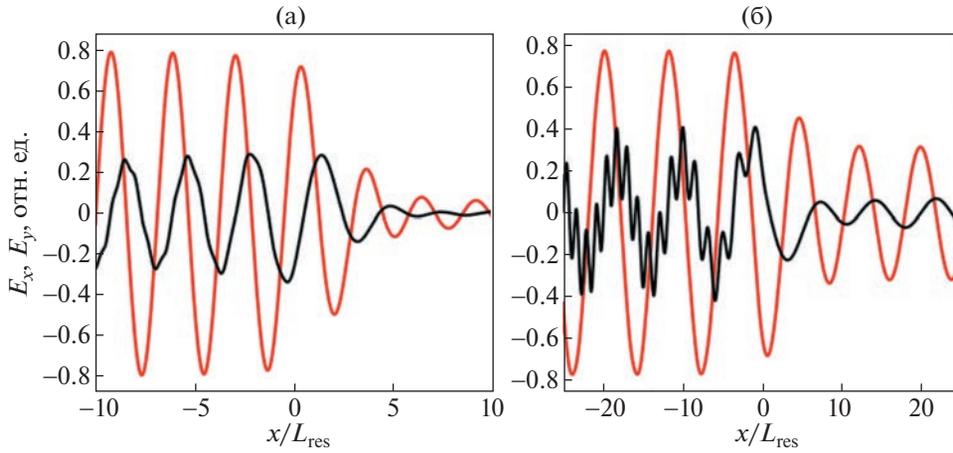


Рис. 3. Пространственные распределения E_x (черные линии) и E_y (красные линии) компонент электрического поля (в относительных единицах) внутри области взаимодействия для $\omega_p^2/\omega^2 = 0.25$, $T_e = 1$ кэВ, $k_0 L_B = 1354$ (а) и $k_0 L_B = 511$ (б).

Отдельно была проведена проверка, что от технических параметров, если они выбраны с учетом указанных условий, результаты численного расчета не зависят.

Физических параметров, от которых зависят коэффициенты отражения, прохождения и поглощения, в нашей задаче три. Это отношение концентрации плазмы к критическому значению ω_p^2/ω^2 , отношение характерного масштаба неоднородности магнитного поля к длине волны $k_0 L_B$ и отношение температуры электронов к энергии покоя электрона $\mu^{-1} = T_e/mc^2$. Из-за резонансного характера зависимости диэлектрического отклика от магнитного поля можно ожидать, что два последних параметра войдут только в виде комбинации [5]

$$\kappa = k_0 L_B / \mu \approx k_0 L_{res}, \tag{33}$$

которая имеет прозрачный физический смысл – это отношение характерного масштаба области резонанса, определенного в (1), к длине волны.

Уравнения (24) с начальными условиями $\hat{R}(x_0) = 0$ и (28) решались численно методом Рунге–Кутты четвертого порядка в среде python (библиотека `scipy.integrate`, функция `RK45()` с настройками по умолчанию).

На рис. 3 приведены два примера расчета распределений компонент электрического поля внутри области взаимодействия. Пример на рис. За отвечает параметрам, характерным для экспериментов по ЭЦР-нагреву плазмы на второй гармонике необыкновенной волны в стеллараторе Л-2М [17]. Найденный при моделировании коэффициент отражения $R_x = 1.56 \times 10^{-3}$ находится в

хорошем согласии с результатами эксперимента, в котором был измерен энергетический коэффициент отражения $R = (1.8 \pm 0.8) \times 10^{-3}$ [17]. Коэффициент отражения в бернштейновскую волну при этом на порядок меньше, $R_B = 0.12 \times 10^{-3}$. Поскольку оба коэффициента отражения малы, то распределения полей выглядят в этом случае просто – как распространяющаяся вправо электромагнитная волна с переменной амплитудой.

Пример на рис. 3б отвечает гипотетическому случаю, в котором магнитное поле меняется в пространстве примерно в 3 раза быстрее, что отвечает $\kappa = 1$. Видно, что для меньшего масштаба неоднородности магнитного поля эффекты взаимодействия электромагнитных и бернштейновских волн проявляются ярче. Линейную трансформацию волн можно заметить по появлению коротковолновой модуляции в E_x (продольной компоненте поля). Коэффициенты отражения в необыкновенную и бернштейновскую волну достигают для этого примера значений $R_x = 0.17$, $R_B = 0.01$.

Для того, чтобы проиллюстрировать утверждение о зависимости коэффициентов отражения от единого параметра κ , на рис. 4 построены зависимости коэффициентов отражения в необыкновенную волну R_x от этого параметра при различных значениях масштаба неоднородности магнитного поля. Видно, что наше предположение подтверждается результатами численного моделирования – до тех пор, пока выполняется неравенство $k_0 L_B > 50$, коэффициент отражения при заданной плотности плазмы определяется только параметром κ . Максимальный коэффициент отражения в необыкновенную волну достигается

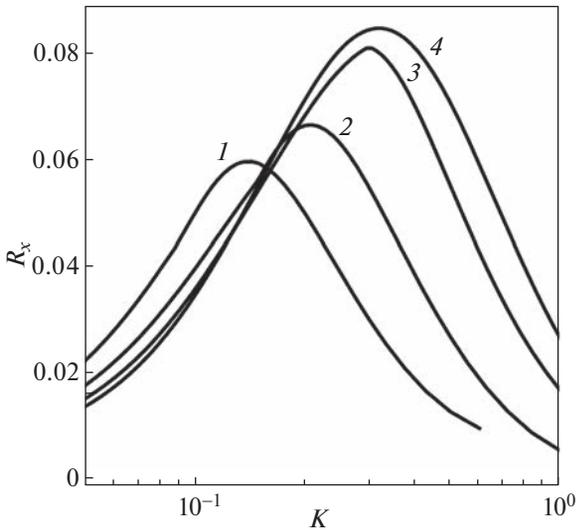


Рис. 4. Коэффициент отражения в необыкновенную волну $R_x(k)$ при 1 – $k_0 L_B = 3$, 2 – $k_0 L_B = 5$, 3 – $k_0 L_B = 10$, 4 – $k_0 L_B = 50-1000$.

при $k \approx 0.3$, что отвечает характерной ширине области резонанса порядка длины волны электромагнитного излучения. При меньших размерах области резонанса, коэффициенты отражения падают из-за того, что отраженная волна не успевает сформироваться в области резонанса, если последняя меньше длины волны.

На рис. 5 приведены зависимости коэффициентов отражения в необыкновенную R_x и бернштейнскую R_B волну от параметра k для разных

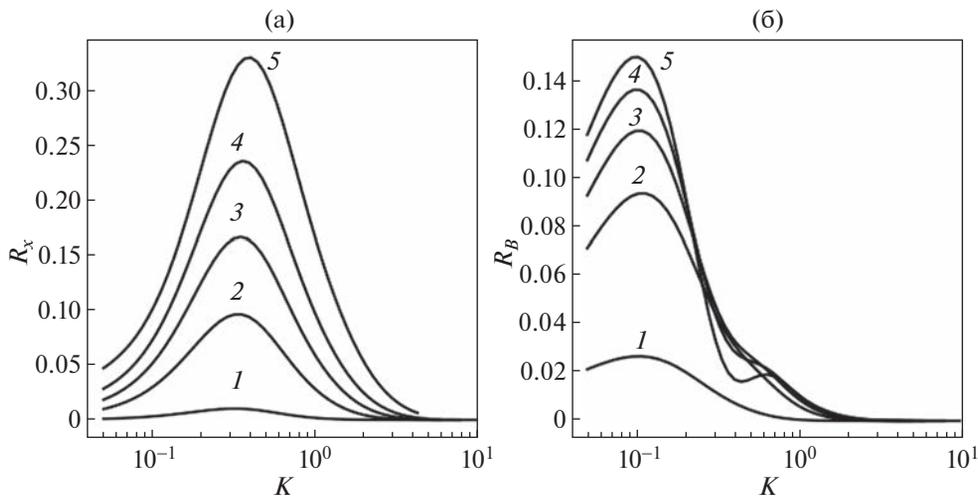


Рис. 5. Коэффициенты отражения в необыкновенную (а) и бернштейнскую (б) волны в зависимости от k для разных значений безразмерной плотности плазмы 1 – $\omega_p^2/\omega^2 = 0.09$, 2 – $\omega_p^2/\omega^2 = 0.25$, 3 – $\omega_p^2/\omega^2 = 0.314$, 4 – $\omega_p^2/\omega^2 = 0.36$, 5 – $\omega_p^2/\omega^2 = 0.41$. Все кривые построены при $T_e = 1$ кэВ.

значений безразмерной плотности плазмы. Эти графики построены для определенного значения $\mu = 511$, но как было показано выше, они слабо меняются при вариации этого параметра (температуры электронов). Поэтому они могут рассматриваться как универсальные, описывающие все случаи.

Видно, что коэффициент отражения в необыкновенную волну меняется с плотностью почти по автомодельному закону. Это объясняется тем, что смещение положения максимума, связанное с изменением действительной части показателя преломления необыкновенной волны, мало. На основе результатов численного моделирования можно предложить достаточно простое приближенное выражение для коэффициента отражения

$$R_x \approx K(\omega_p^2/\omega^2)R_0(n_{x0}k), \tag{34}$$

где

$$n_{x0}^2 = \frac{2\epsilon_+\epsilon_-}{\epsilon_+ + \epsilon_-} \Big|_{2\omega_+ = \omega} = \frac{3 - 8\omega_p^2/\omega^2 + 4\omega_p^4/\omega^4}{3 - 4\omega_p^2/\omega^2} \tag{35}$$

– невозмущенный (без учета тепловых эффектов) показатель преломления необыкновенной волны [16], а одномерные функции $K(\xi)$ и $R_0(\xi)$ определяются численно путем подгонки к результатам точного расчета $R_x(k, \omega_p/\omega)$. Протабулированные функции $K(\xi)$ и $R_0(\xi)$ приведены на рис. 6. Максимальная погрешность приближенной формулы (34) составляет менее 5% для данных, приведенных на рис. 5а.

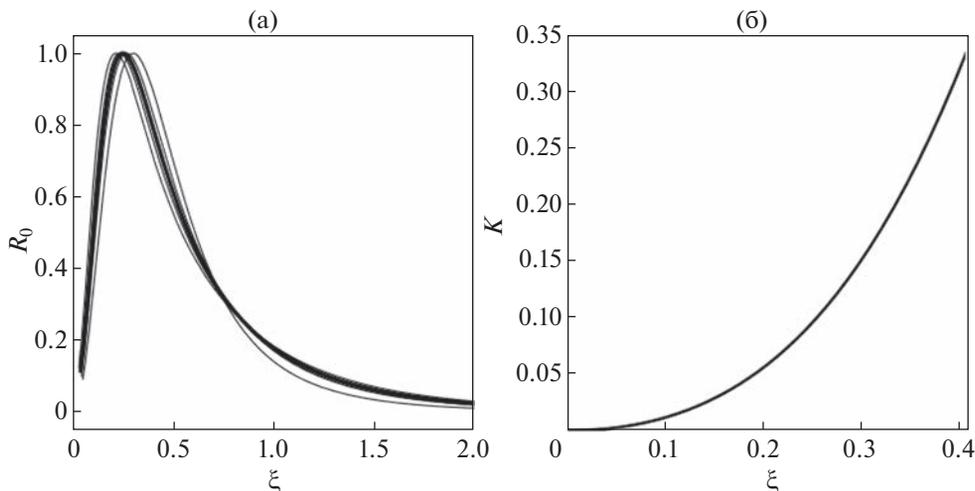


Рис. 6. Функции $R_0(\xi)$ и $K(\xi)$, используемые в аппроксимационной формуле (34). На левом рисунке, жирная линия – $R_0(\xi)$, тонкие линии – результаты численного моделирования для различных параметров, иллюстрирующие погрешность аппроксимационной формулы.

Коэффициент отражения в бернштейновскую волну ведет себя заметно сложнее, см. рис. 5б. Видно, что при малой концентрации максимум коэффициента отражения отвечает $\kappa \approx 0.03$, такой сдвиг по сравнению с коэффициентом отражения в необыкновенную волну связан с большим показателем преломления бернштейновской волны. При больших плотностях, когда

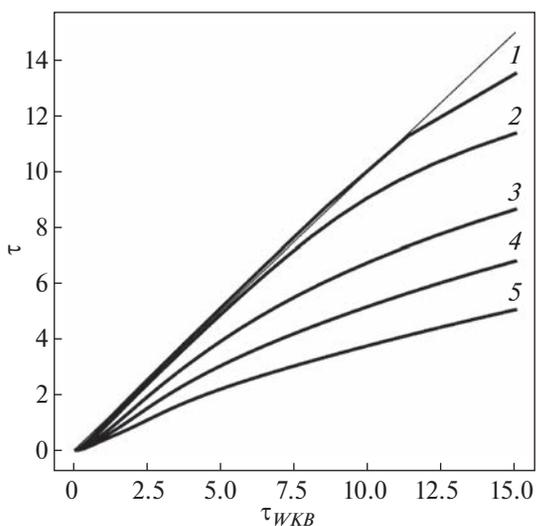


Рис. 7. Сравнение “точной” оптической толщины τ слоя плазмы по поглощению, рассчитанной путем численного решения уравнений Максвелла, со стандартной аналитической оценкой $\tau_{\text{ВКБ}}$, полученной в рамках ВКБ-приближения. Кривые 1–5 построены для тех же значений плотности плазмы, что были использованы на рис. 5, тонкая прямая линия соответствует ВКБ-пределу $\tau = \tau_{\text{ВКБ}}$.

максимальное значение коэффициента отражения в необыкновенную волну становится больше десяти процентов, на зависимости коэффициента отражения в бернштейновскую волну образуется провал в области параметров, отвечающих максимуму отражения в необыкновенную волну.

Стоит отметить, что доля процессов, связанных с отражением от области ЭЦР, в общем балансе энергии не слишком велика для горячей плазмы. В областях параметров, релевантных достаточно горячей плазме в современной магнитной ловушке, коэффициент отражения в бернштейновскую волну минимум на порядок меньше коэффициента отражения в необыкновенную волну. Однако на начальной стадии разряда, когда температура плазмы еще не слишком велика, коэффициент отражения может быть в диапазоне десятка процентов, причем в этой области может быть важным отражение в бернштейновскую волну.

Для того, чтобы проиллюстрировать поправки к общему энергетическому балансу, связанные с отражением, на рис. 7 приведено сравнение полной оптической толщины слоя плазмы по поглощению, рассчитанной по стандартной ВКБ формуле без учета отражения и линейного взаимодействия, и с помощью нашей методики. Оптическая толщина τ вводится как

$$A = 1 - \exp(-\tau), \tag{36}$$

где A – коэффициент поглощения падающего излучения, определенный соотношением (18). В рамках ВКБ-приближения известны аналитические выражения для оптической толщины (см., например, [9] и приведенные там ссылки), в

частности, для необыкновенной волны на второй циклотронной гармонике

$$\tau_{\text{WKB}} = 2\pi \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left(\frac{3 - 2\omega_p^2/\omega^2}{3 - 4\omega_p^2/\omega^2} \right)^2 \times \sqrt{\frac{3 - 8\omega_p^2/\omega^2 + 4\omega_p^4/\omega^4}{3 - 4\omega_p^2/\omega^2}} \quad (37)$$

Из рис. 7 видно, что хотя аналитическая формула (37) дает неплохое приближение для оптической толщины во всем диапазоне параметров моделирования, отклонение от предсказаний стандартной теории, построенной как теория возмущений к полной системе уравнений Максвелла, для достаточно плотной плазмы может быть вполне заметным.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате полноволнового моделирования с учетом корректных граничных условий отражения необыкновенной волны от области циклотронного резонанса на второй гармонике в горячей магнитоактивной плазме были проанализированы коэффициенты отражения, линейной трансформации, прохождения и поглощения необыкновенной волны. Моделирование продемонстрировало хорошее совпадение с экспериментальными наблюдениями на стеллараторе Л-2М. Было показано, что на стадии подъема температуры, коэффициент отражения электромагнитного излучения может достигать десятков процентов.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект FFUF-2023-0002) и ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН (по договору между ФТИ РАН и ИПФ РАН № ОК44-2-21 от 06.08.2021).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тимофеев А.В. Резонансные явления в колебаниях плазмы. М.: Физматлит, 2000. 1-е изд., 2009 2-е изд.
2. Федоров В.И. // Письма ЖЭТФ. 1980. Т. 6. С. 650.
3. Bornatici M., Engelmann F., Maroli C., Petrillo V. // Plasma Phys. 1981. V. 23. P. 89.
4. Lazzaro E., Ramponi G., Giruzzi G. // Phys. Fluids. 1982. V. 25. P. 1220.
5. Звонков А.В. // Физика плазмы. 1983. Т. 9. С. 547.
6. Тимофеев А.В. // УФН. 1973. Т. 110. С. 329.
7. Bernstein I.B. // Phys. Rev. 1958. V. 109. P. 10.
8. Litvak A.G., Suvorov E.V., Permitin G.V., Fraiman A.A. // Nuclear Fusion. 1979. V. 17. P. 659.
9. Alikaeiev V.V., Litvak A.G., Suvorov E.V., Fraiman A.A. // High Frequency Plasma Heating / Ed. A.G. Litvak. New York: AIP, 1991. Ch. 1. P. 1.
10. Tereshchenko M., Castejon F., Cappa A. TRUBA User Manual. Informes Técnicos CIEMAT No. 1134. Madrid: CIEMAT, 2008.
11. Prater R., Farina D., Gribov Yu., Harvey R.W., Ram A.K., Lin-Liu Y.-R., Poli E., Smirnov A.P., Volpe F., Westerhof E., Zvonkov A. // Nuclear Fusion. 2008. V. 48. P. 035006.
12. Pereverzev G.V. // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. P. 3529.
13. Balakin A.A., Balakina M.A., Westerhof E. // Nuclear Fusion. 2008. V. 48. P. 065003.
14. Балакин А.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2012. Т. 55. С. 521.
15. Shalashov A.G., Balakin A.A., Gospodchikov E.D., Khushainov T.A. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 112504.
16. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.
17. Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Колик Л.В., Конченков Е.М., Малахов Д.В., Петров А.Е., Сарксян К.А., Сахаров А.С., Скворцова Н.Н., Степахин В.Д., Харчев Н.К. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. С. 987.
18. 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. (the TEXTOR Team) // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 125001.
19. 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.
20. Hansen S.K., Nielsen S.K., Stober J., Rasmussen J., Stejner M., Hoelzl M., Jensen T. // Nucl. Fusion. 2020. V. 60. P. 106008.
21. Сахаров А.С. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 903.
22. Шалашов А.Г., Господчиков Е.Д. // УФН. 2011. Т. 181. С. 151.
23. Shalashov A.G., Gospodchikov E.D. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2010. V. 52. P. 025007.
24. Scott M.R. Invariant Imbedding and its Applications to Ordinary Differential Equations: an Introduction. London: Addison-Wesley, 1973.
25. Кляцкин В.И. Метод погружения в теории распространения волн. М.: Наука 1986.
26. Днестровский Ю.Н., Костомаров Д.П., Скрьдлов Н.В. // ЖТФ. 1963. Т. 33. С. 922.
27. Шафранов В.Д. // Вопросы теории плазмы. Вып. 3 / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. С. 129.

ИОННЫЕ И ПЛАЗМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ

УДК 533.9

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ДРАЙВЕРОВ С РАЗЛИЧНЫМИ ЗАЩИТНЫМИ ЭКРАНАМИ ДЛЯ АТОМАРНЫХ ИНЖЕКТОРОВ С МНОГОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТЬЮ ИМПУЛЬСА

© 2023 г. Д. Ю. Гаврисенко^{а,*}, И. В. Шиховцев^а, Ю. И. Бельченко^а, А. И. Горбовский^а,
А. А. Кондаков^а, О. З. Сотников^а, А. Л. Санин^а, В. А. Воинцев^а, Р. А. Финашин^а

^а Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

*e-mail: d.gavrisenko@g.nsu.ru

Поступила в редакцию 18.05.2023 г.

После доработки 17.07.2023 г.

Принята к публикации 20.07.2023 г.

Инжекция атомарных пучков является одним из основных способов нагрева плазмы в термоядерных установках. В Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН разрабатывается инжектор пучка атомов водорода высокой энергии для нагрева плазмы, основанный на ускорении и нейтрализации пучка отрицательных ионов водорода. В инжекторе используется высокочастотный поверхностно-плазменный источник, в котором поток плазмы создается с помощью высокочастотного драйвера – индукционного высокочастотного (ВЧ) разряда, поджигаемого внутри цилиндрической керамической камеры при подаче ВЧ-напряжения на внешнюю трехвитковую антенну. В рамках этих работ разрабатывается новая версия высокочастотного драйвера. Для предотвращения перегрева и эрозии керамической стенки драйвера используется защитный экран. Исследуется работа нескольких конфигураций ВЧ-драйвера с разными защитными экранами. Предложенные экраны в разной степени уменьшают эффективность передачи ВЧ-мощности в разряд, но при этом позволяют реализовать работу ионного источника в многосекундных или стационарных импульсах.

Ключевые слова: атомарные пучки отрицательных ионов водорода, высокочастотный драйвер, ВЧ-антенна, защитный экран, ионный источник многосекундной длительности импульса

DOI: 10.31857/S0367292123600929, EDN: ENFUJL

1. ВВЕДЕНИЕ

Инжекторы быстрых атомов широко используются в крупных термоядерных установках для нагрева и диагностики плазмы. Инжекторы, разработанные в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН (ИЯФ), успешно используются на различных установках с магнитным удержанием плазмы [1, 2]. Пучки высокоэнергетичных атомов получают в результате ускорения положительных или отрицательных ионов и их последующей нейтрализации в специальной мишени. Для современных термоядерных установок требуются мощные инжекторы, способные работать с пучками длительностью более десяти секунд.

Одним из основных элементов источника ионов является генератор плазмы. Для генерации плазмы при большой длительности импульса перспективно использовать высокочастотные (ВЧ) драйверы на основе индукционного разряда, создаваемого в керамической камере с помо-

щью внешней антенны [2]. Такие источники успешно работают в инжекторах атомарных пучков с многосекундной продолжительностью импульсов [3–7]. Для увеличения длительности работы генератора плазмы внутрь ВЧ-драйвера устанавливается специальный защитный экран, который обеспечивает защиту керамики от эрозии плазмой и напыления металла. Однако, защитный экран снижает эффективность генерации плазмы и производительность источника ионов. Работы, направленные на увеличение эффективности генерации плазмы в ВЧ-драйвере, ведутся также в зарубежных научных центрах [8–10].

В рамках работ над прототипом инжектора высокоэнергетичных атомов с энергией пучка до 500 кэВ в ИЯФ разрабатывается ВЧ поверхностно-плазменный источник отрицательных ионов водорода с током пучка до 1.5 А и энергией до 120 кэВ при длительности импульса до 20 с. Для обеспечения требуемого тока пучка плотность потока положительных ионов в плазме на выходе

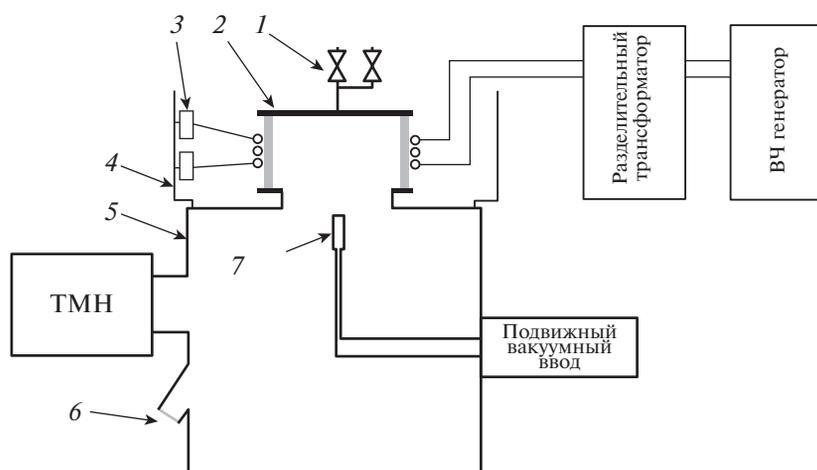


Рис. 1. Схема экспериментального стенда: 1 – система подачи газа с двумя клапанами, 2 – ВЧ-драйвер, 3 – конденсаторы резонансного контура, 4 – внешний цилиндрический экран, 5 – вакуумный объем, 6 – окно с видом на защитный экран ВЧ-драйвера, 7 – сеточный зонд для измерения плотности ионного тока.

ВЧ-драйвера диаметром 200 мм должна составлять $\sim 400 \text{ mA/cm}^2$.

Целью данной работы является анализ и сравнение ВЧ-драйверов с различными защитными экранами и ВЧ-антеннами.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД

Исследование режимов работы различных ВЧ-драйверов и измерение их параметров проводилось на экспериментальном стенде, состоящем из цилиндрического вакуумного объема, к торцевому фланцу которого пристыковывался исследуемый ВЧ-драйвер (рис. 1). Стенд откачивается турбомолекулярным насосом и оборудован системой подачи водорода, мощной системой ВЧ-питания и необходимым набором диагностик.

Базовая конструкция высокочастотного плазменного драйвера

Схема ВЧ-драйвера представлена на рис. 2а. Камера драйвера представляет собой керамический цилиндр (Al_2O_3) с внутренним диаметром 200 мм, длиной 111 мм и толщиной стенки 7 мм, зажатый с торцов задним и передним фланцами. Уплотнение керамики осуществляется на краях внешней цилиндрической поверхности при помощи витоновых колец. Они расположены вплотную к керамике, в специальном углублении в заднем (рис. 2а-4) и переднем (рис. 2а-11) фланцах. Уплотнение происходит за счет деформации витоновых колец, которые зажимаются стальными кольцами (рис. 2а-6 и рис. 2а-10). Между керамическим цилиндром (рис. 2а-8) и фланцами

(рис. 2а-4 и рис. 2а-11) проложены тонкие медные кольца для улучшения теплового контакта.

Снаружи на керамический цилиндр намотана 3-витковая антенна для создания переменного электромагнитного поля внутри объема. Антенна изготовлена из медной трубки диаметром 6 мм, на которую снаружи надета диэлектрическая термоусаживаемая оболочка. Для охлаждения антенны через нее протекает дистиллированная вода. Крепление антенны фиксируется посередине керамического цилиндра и позволяет изменять расстояние между витками и положение антенны. Схема расположения витков антенны представлена на рис. 2б. В экспериментах исследовались 4 конфигурации антенны: широкая (рис. 2б-1), низкая (рис. 2б-2), узкая без ферритов и с применением ферритов (рис. 2б-3). Ферритовые полукольца изготовлены из разрезанных пополам сердечников М200ВНП-3 К65х40х9. Шестнадцать таких полуколец устанавливались равномерно по азимуту снаружи антенны.

В центре верхнего фланца установлен узел поджига, который необходим для создания затравочных электронов, инициирующих зажигание ВЧ-разряда. Он имеет канал напуска газа с электрически изолированным электродом в центре. Для подачи газа использовались два электромагнитных клапана с разными диафрагмами, поджиговой – для создания условий зажигания разряда и рабочий – для поддержания разряда.

На заднем фланце располагаются постоянные магниты, которые создают мультипольную структуру магнитного поля вблизи задней стенки. Магнитное поле помогает увеличить эффективность разряда и уменьшить поток плазмы на заднюю стенку.

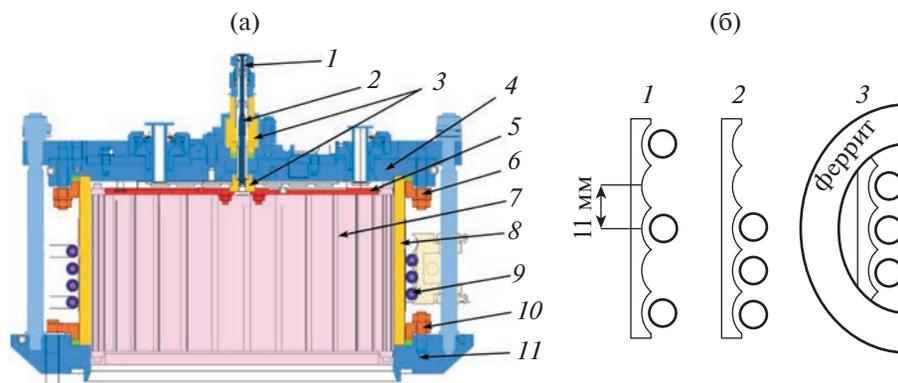


Рис. 2. а) Схема ВЧ-драйвера: 1 – дозатор водорода, 2 – канал напуска водорода, 3 – изоляторы узла поджига, 4 – задний фланец, 5 – экран заднего фланца, 6 – верхнее уплотнительное кольцо, 7 – защитный экран, 8 – керамика Al_2O_3 , 9 – трехвитковая антенна, 10 – нижнее уплотнительное кольцо, 11 – передний фланец, б) варианты размещения наружной антенны в конфигурациях: 1 – широкая, 2 – низкая (пододвинутая на одно деление ближе к переднему фланцу), 3 – узкая с ферритами.

Для работы ВЧ-драйвера в режимах с большой мощностью и длительностью импульсов его основные компоненты (защитный экран, антенна, узел поджига, торцевые фланцы) охлаждаются за счет прокачки дистиллированной воды. Остальные элементы охлаждаются в результате отвода тепла через прижимные контакты и снаружи за счет конвекции воздуха. Основными источниками нагрева элементов ВЧ-драйвера являются потоки плазмы на стенки, омические потери в ВЧ-антенне и нагрев вихревыми токами, возбуждаемыми ВЧ-полем в защитном экране, торцевых и уплотнительных фланцах.

Сценарий работы драйвера следующий. Сначала в камеру через поджиговой клапан подается газообразный водород. При этом создается необходимое для зажигания разряда давление около 1–2 Па. Затем подается ВЧ-напряжение на антенну, а на стержень узла поджига подается короткий (длительностью несколько мкс) импульс напряжением около 3 кВ. По внутренней поверхности керамического изолятора поджига генерируется искра, плазма которой попадает в плазменную камеру и поджигает ВЧ-разряд. После загорания разряда поджиговой клапан закрывается и открывается рабочий, который поддерживает в течение действия ВЧ-импульса необходимое пониженное давление водорода 0.3–0.6 Па.

Варианты защитных экранов

В импульсах с большой длительностью внутрь керамической камеры ВЧ-драйвера устанавливается щелевой защитный экран. Это помогает снизить тепловую нагрузку на керамику, предотвратить распыление керамики быстрыми частицами плазмы, уменьшить напыление металла. Продольные щели в экране позволяют индукционно-

му ВЧ-полю антенны проникать внутрь газоразрядной камеры. В эксперименте использовались два типа экранов: с активным охлаждением и пассивным охлаждением. Экран с пассивным охлаждением передает тепло за счет механического контакта экрана с фланцами или другими охлаждаемыми элементами [1]. Для активного охлаждения защитного экрана в нем изготавливаются каналы охлаждения с выводами для подачи дистиллированной воды, проходящими через задний фланец ВЧ-драйвера.

Тонкий экран состоит из молибденовых пластинок толщиной 1 мм, на торцах прикрепленных к охлаждаемым медным кольцам. В охлаждающие каналы колец по трубкам, проходящим через задний фланец ВЧ-драйвера, подается дистиллят. Соединение пластинок с кольцами обеспечивается винтами. Щели между пластинками экрана составляют 20% площади внутренней поверхности экрана.

Паяный экран состоит из двух нержавеющей колец и Z-образных ламелей, которые представляют собой нержавеющей трубку диаметром 6 мм сплюснутую до толщины 4 мм с припаянными двумя молибденовыми пластинами толщиной 0.5 мм. Схема экрана представлена на рис. 3. Расстояние между соседними пластинами 4.5 мм. Трубки сварены в коллекторы диаметром 6 мм. Канал охлаждения образует змейку, проходящую через жалюзи. В экране имеется два канала для каждой половины, с выводами через задний фланец ВЧ-драйвера. Общая толщина боковой стенки экрана 5 мм.

Экран с формованными щелями представляет собой медный экран с z-образными щелями и внутренними каналами охлаждения. Разработан в Институте физики плазмы (г. Хэфэй, Китай) [10] и изготовлен методом диффузионной сварки

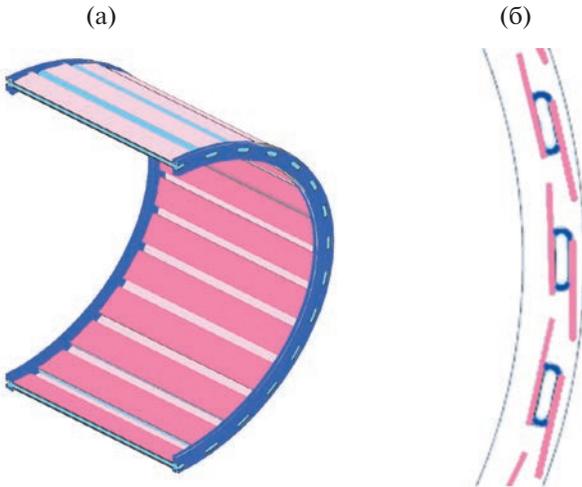


Рис. 3. Молибденовый экран с z-образными щелями. а) 3D-схема экрана, б) поперечное сечение экрана.

на китайском предприятии (Hefei Keye Electrical Physical Equipment Manufacturing Co., Ltd). Общая толщина боковой стенки экрана составляет 6 мм.

Схемы подключения ВЧ-напряжения к антенне

Эквивалентная схема подачи напряжения на антенну показана на рис. 4. Напряжение 3–9 кВ и частотой $f \approx 4$ МГц подается от генератора, созданного на основе мощного тетрода Е1мас 4СW50,000Е, через разделительный трансформатор на антенну ВЧ-драйвера с коэффициентом передачи 1 : 1. При непосредственном подключении антенны к такому трансформатору невозможно получить оптимальное согласование генератора с нагрузкой, которая представляет собой ВЧ-драйвер с плазмой. Также для работы драйвера, как правило, требуется напряжение на антенне, большее, чем напряжение на аноде лампы ВЧ-генератора.

Для увеличения полного напряжения на антенне подключение ВЧ-генератора осуществлялось по схеме, известной в радиотехнике как контур второго вида или индуктивная трехточка. Для реализации схемы на антенне было сделано 2 отвода, к которым подключался генератор. Вариант согласования с частичным включением антенны показан на рис. 5. В реализованной схеме подключения, более подробно описанной в [11], на концах антенны формируется более высокое напряжение, чем подводится от генератора, из-за эффектов резонансного усиления. Векторные диаграммы, поясняющие работу антенны при резонансе, приведены справа на рис. 5. Для приведенных схем на рис. 4 и 5: L_a , C_1 , R_H — индуктив-

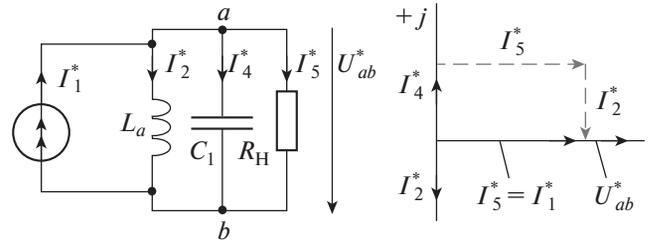


Рис. 4. Схема подключения ВЧ-генератора к резонансному контуру ВЧ-драйвера. Справа приведены векторные диаграммы токов и напряжений при параллельном резонансе.

ность, емкость и активная нагрузка, I_1, I_2, \dots, I_n — токи в ветвях.

После анализа схем по правилам Кирхгофа аналитически найдены напряжения на нагрузке $U_{ab} = I_5 R_H$ и на нижнем плече $U_{cb} = I_2 \rho \omega L_a$ индуктивности антенны, где $\omega = 2\pi f$. Отношение входного напряжения источника и напряжения на нагрузке U_{ab}/U_{cb} определяется как:

$$\frac{U_{ab}}{U_{cb}} = \frac{I_5 R_H}{I_2 \rho \omega L_a} = \frac{1}{p},$$

$$U_{ab} = I_5 R_H = \frac{I_1 p}{X_{La}^{-1} + X_{C1}^{-1} + R_H^{-1}},$$

где X_{La}, X_{C1}, R_H — индуктивное, реактивное, активное сопротивление.

Отношение напряжения на антенне и выходного напряжения ВЧ-генератора пропорционально отношению индуктивности плеч антенны в месте подключения генератора $1/p$. Коэффициент включения p верхнего L_u и нижнего L_d плеч антенны равен $p = L_d/(L_d + L_u)$.

При появлении в резонансном контуре индуктивности L_u в верхнем плече (са) происходит сдвиг фаз напряжений U_{ca} и U_{cb} относительно точки (с), результирующая разность потенциалов между (ab) при этом увеличивается [12, 13]. Ток, потребляемый с генератора и ток в нагрузке (R_H) активный. При резонансной настройке и коэффициенте включения $p \sim 1$ (малая индуктивность L_u) напряжение U_{ca} и U_{ab} уменьшаются, фазный угол между векторами U_{cb} и I_1 уменьшается, модуль вектора I_5 увеличивается, и в пределе схема стремится к случаю, представленному на рис. 4.

Диагностики на экспериментальном стенде

Сеточный зонд использовался для измерения плотности ионного тока. Он прикреплен к штоку шагового двигателя и находится на выходе плазменного эмиттера. Зонд имеет два электрода с отверстиями, перекрытыми сетками, и коллектор,

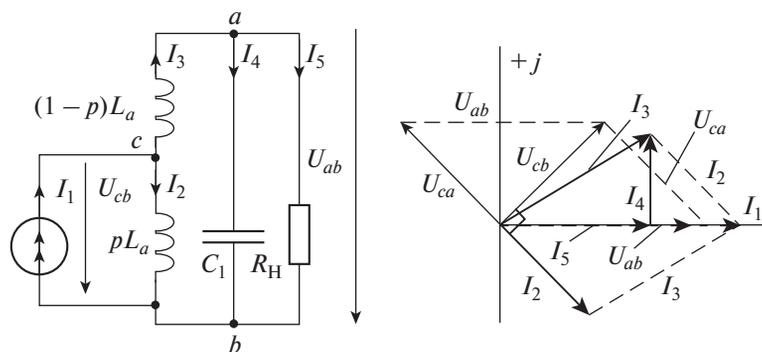


Рис. 5. Схема подключения ВЧ-генератора к резонансному контуру ВЧ-драйвера с использованием частичного включения. Справа приведены векторные диаграммы токов и напряжений при параллельном резонансе с частичным включением.

принимающий ионы, как это показано на рис. 6. При подаче напряжения между сеточными электродами формируется плоская плазменная граница, с поверхности которой вытягиваются положительные ионы. Площадь отверстия зонда с учетом прозрачности сеток составляет 1.3 мм^2 . Коллектор находится под потенциалом -2.5 кВ относительно внешней сетки и принимает вытянутые и ускоренные ионы из газоразрядной камеры. Установленная перед коллектором сетка с потенциалом -2.8 кВ является запирающей для вторичных электронов, образовавшихся на коллекторе с потенциалом -2.5 кВ . Зонд находился на 10 мм дальше от уровня стыковочного фланца ВЧ-драйвера (позиция 7 на рис. 1).

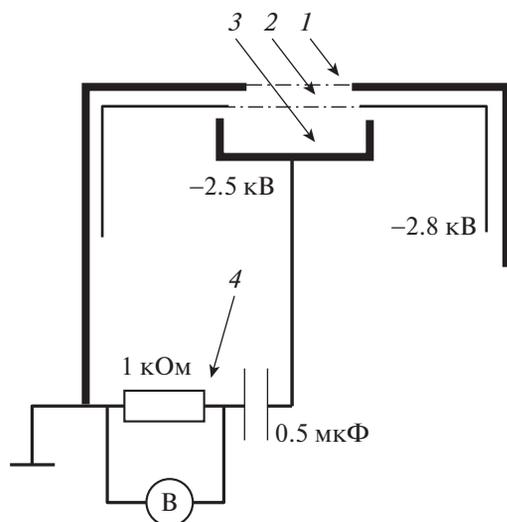


Рис. 6. Схема сеточного зонда для измерения плотности ионного тока: 1 – внешний экран с входным отверстием, 2 – электрод, ускоряющий ионы из плазмы и запирающий вторичные электроны, выходящие с коллектора, 3 – коллектор, 4 – измерительное сопротивление.

Измерение температур элементов и мощности охлаждения. Стенд имеет водяное охлаждение элементов ВЧ-драйвера: антенны, нижнего и верхнего фланца, узла поджига. Каналы охлаждения этих элементов соединены параллельно и запитываются с помощью входного и выходного коллекторов. Охлаждение защитного экрана осуществляется отдельно. На каналах охлаждения элементов ВЧ-драйвера и защитного экрана стоят измерители потока и температуры воды.

Для измерения температуры элементов ВЧ-драйвера был использован тепловизор FLIR T650. Это также позволило измерить температуру элементов ВЧ-драйвера и защитного экрана через окно из фторида бария в вакуумной камере сразу после плазменных импульсов.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Были проведены следующие эксперименты: в режиме коротких импульсов измерялась плотность тока на сеточном зонде в зависимости от ВЧ-мощности. В длинных импульсах исследовались тепловые нагрузки на ВЧ-драйвер с помощью калориметрических измерений. Сеточный зонд нагревается плазмой разряда и поэтому измерения можно проводить в миллисекундных импульсах. Измерения плотности ионного тока проводились в коротких импульсах длительностью 50 мс . В этом случае давление газа в газоразрядной камере определяется поджиговым клапаном и составляет $1\text{--}2 \text{ Па}$.

В экспериментах по анализу тепловых нагрузок длительность импульсов ВЧ-разряда была увеличена до 30 сек и использовалась конфигурация ВЧ-драйвера с широкой антенной. В начальный момент времени работа ВЧ-драйвера аналогична работе в коротких импульсах. После зажигания разряда подача газа осуществлялась через второй рабочий клапан. В газоразрядной камере устанавливалось давление $0.3\text{--}0.6 \text{ Па}$. Из-за из-

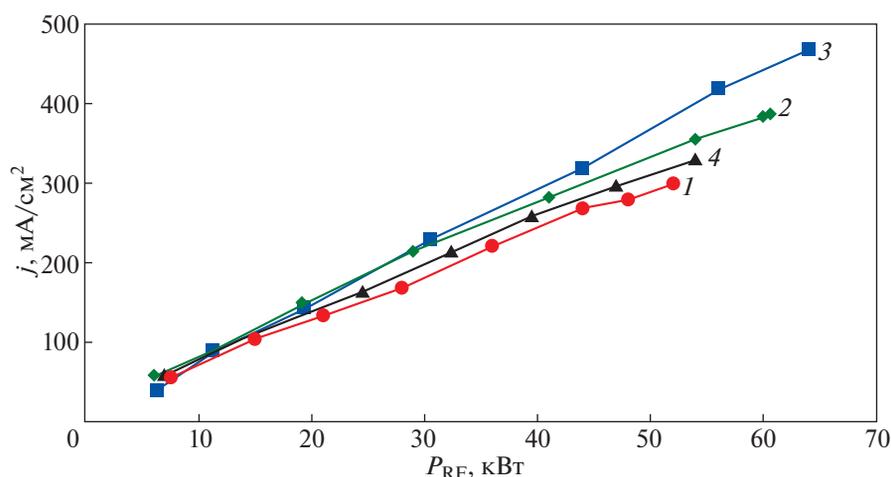


Рис. 7. Плотность тока положительных ионов на зонд j в зависимости от мощности ВЧ-генератора P_{RF} для ВЧ-драйвера с тонким экраном: 1 – с широкой антенной, показанной рис. 26-1, 2 – с узкой антенной и ферритами, показанной на рис. 26-3, 3 – с узкой антенной, показанной на рис. 26-3 без ферритов, 4 – с низкой антенной, показанной на рис. 26-2.

менения давления в ВЧ-драйвере в течение импульса плазменная нагрузка, с которой взаимодействует ВЧ-генератор, так же изменялась.

Измерения характеристик драйвера с тонким экраном

Плотность ионного тока на зонд. Результаты измерений плотности ионного тока на зонд представлены на рис. 7. В эксперименте были исследованы 4 конфигурации антенны. Зависимости плотности ионного тока плазмы от ВЧ-мощности имеют линейные тренды. Максимальная плотность ионного тока составила 470 мА/см^2 при ВЧ-мощности 64 кВт и амплитудном напряжении на антенне 10.8 кВ с узкой конфигурацией антенны. Применение ферритов не дало преимущества перед узкой антенной.

Тепловые нагрузки. Результаты испытаний генератора в режиме длинных импульсов показали, что защитный экран обеспечивает необходимую защиту керамики – эрозии керамики не наблюдалось, но часть молибденовых пластин расслоилась. Временная зависимость подаваемой и отводимых ВЧ-мощностей представлена на рис. 8. В данном импульсе достигнута ВЧ-мощность 32 кВт при ВЧ-напряжении на антенне 10.2 кВ. Характерное время установления отводимой мощности составило около 15 с. За это время отводимая мощность быстро нарастает, после чего темп роста спадает. Чтобы оценить мощность, которая уходит в индукционный нагрев элементов драйвера, был произведен импульс с таким же напряжением, но без зажигания плазмы. ВЧ-мощность, затраченная в этом случае, соответствует

потерям и составляет 13 кВт. Следовательно, вложенная в плазму мощность составляет 19 кВт, что соответствует оценочной эффективности $19/32 = 59\%$. Также из зависимости рис. 8 видно, что мощность, вкладываемая в элементы ВЧ-драйвера: нижний и верхний фланцы, узел поджига и антенна с плазмой и без плазмы практически одинакова, а основная часть тепловых нагрузок приходится на защитный экран.

Отдельно были измерены температуры поверхностей ВЧ-драйвера и экрана. Результаты представлены на рис. 9 и 10. Максимальная температура экрана достигается в середине молибденовой пластины 3 (рис. 10) и составляет 350°C . Причиной неоднородности температуры является расслоение молибдена на некоторых пластинах. Внутри источника на фотографии, полученной с помощью тепловизора, видна трубка охлаждения 1 (рис. 10), которая может перекрывать часть азимутального тока в плазме и приводить к потерям. Но существенного снижения эффективности не зарегистрировано. Снаружи видно, что больше всего греется антенна и объекты, расположенные близко к ней: гайки прижимных колец 3 (рис. 9), прижимные кольца и шпильки. Температура керамики составляла 50°C .

Измерения характеристик драйвера с паяным экраном

Плотность ионного тока на зонд. С паяным экраном проведены эксперименты, аналогичные описанным выше. Исследование работы ВЧ-драйвера с паяным экраном было проведено в [14]. Зависимости плотности тока от мощности пред-

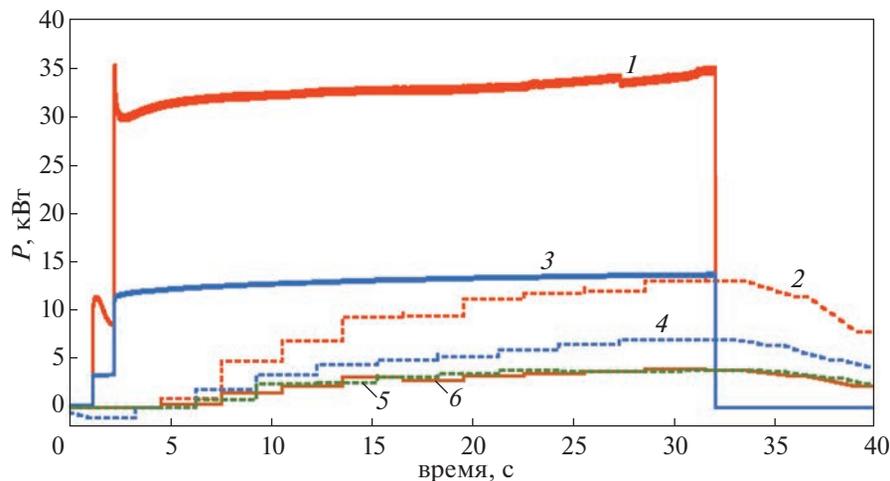


Рис. 8. Осциллограммы мощностей, подаваемых с ВЧ-генератора (1 – с ВЧ-разрядом, 3 – без ВЧ-разряда), и мощностей, уносимых водой с элементов (2 – с боковой поверхности защитного экрана с ВЧ-разрядом, 4 – с боковой поверхности защитного экрана без ВЧ-разряда, 5, 6 – с антенны, узла поджига, заднего и переднего фланцев с ВЧ-разрядом и без него для ВЧ-драйвера с тонким экраном).

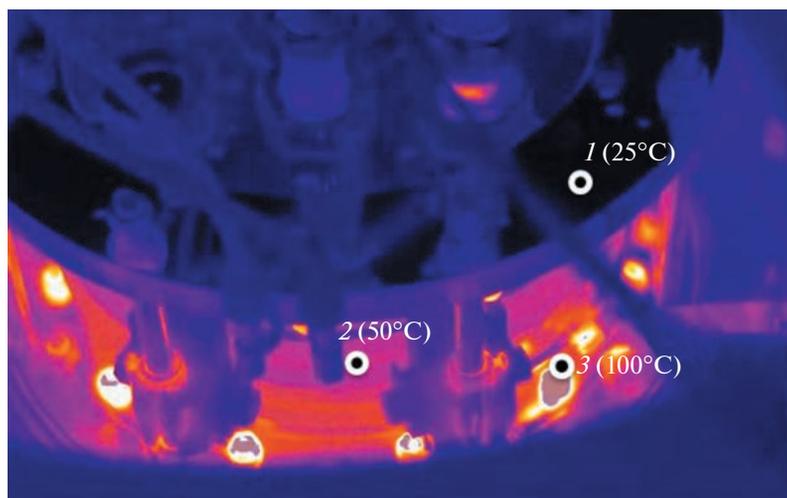


Рис. 9. Нагрев элементов драйвера с тонким экраном к концу импульса 33 кВт, 30 с (измерения тепловизором): 1 – задний фланец, 2 – середина керамического цилиндра, 3 – гайка нижнего уплотнительного кольца.

ставлены на рис. 11. Максимальный ток был получен с широкой антенной и составил 248 мА/см^2 при ВЧ-мощности 55 кВт и напряжении на антенне 10.4 кВ. Наибольшая эффективность достигнута в конфигурации с применением ферритов. Это может быть связано с тем, что ферриты помогают сконцентрировать поле внутри антенны. При этом возрастает индуктивность антенны, и для сохранения вкладываемой мощности требуется увеличивать ВЧ-напряжение на антенне. Конфигурация с низкой антенной имеет повышенную эффективность. Это может быть объяснено тем, что антенна в этом случае располагается дальше от задней стенки экрана ВЧ-драйвера. Из-за этого наведенные токи в экране становятся

меньше, и связанные с нагревом потери уменьшаются.

Тепловые нагрузки. Результаты испытаний драйвера в режиме длинных импульсов показали, что защитный экран обеспечивает необходимую защиту керамики. Видимых деформаций экрана, эрозии или запыления керамики не наблюдалось. Временная зависимость подаваемых и отводимых ВЧ-мощностей представлена на рис. 12. В данном импульсе достигнута мощность 26 кВт при напряжении на антенне 8.5 кВ с широкой конфигурацией антенны. Без плазмы мощность составила 11 кВт, что характеризует мощность потерь. Это соответствует оценочной эффективности 58%. Аналогично предыдущему экрану, мощность

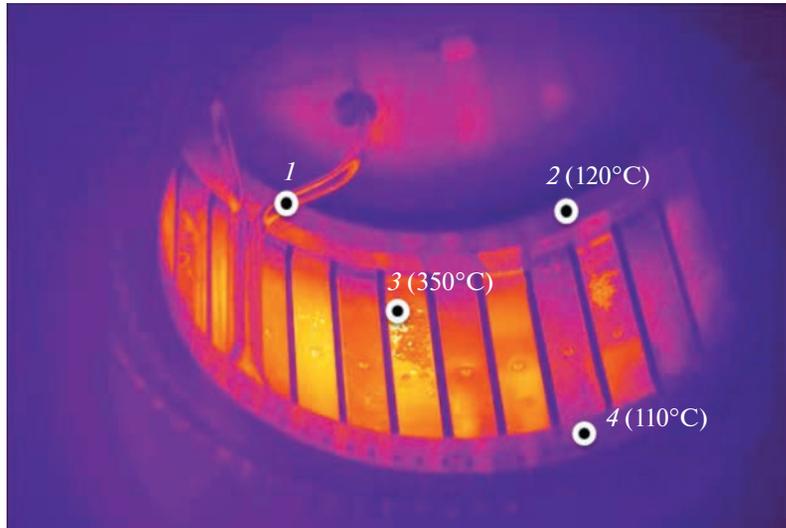


Рис. 10. Фотоизображение нагрева элементов тонкого экрана к концу импульса 33 кВт, 30 с (измерения тепловизором): 1 – трубка охлаждения переднего кольца, 2 – заднее охлаждаемое кольцо, 3 – середина пластины, 4 – переднее охлаждаемое кольцо.

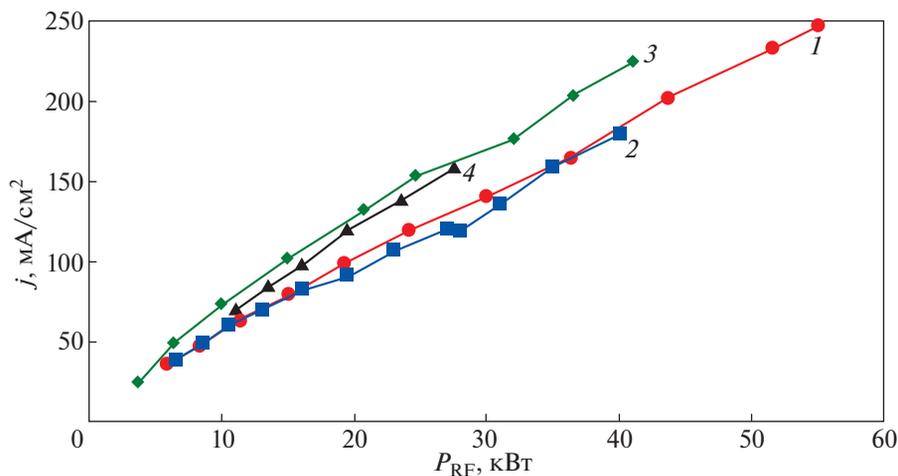


Рис. 11. Плотность тока положительных ионов на зонд j в зависимости от мощности ВЧ-генератора P_{RF} для ВЧ-драйвера с паяным экраном: 1 – с широкой антенной, показанной рис. 26-1, 2 – с узкой антенной, показанной на рис. 26-3 без ферритов, 3 – с узкой антенной и ферритами, показанной на рис. 26-3, 4 – с низкой антенной, показанной на рис. 26-2.

охлаждения элементов ВЧ-драйвера с плазмой и без плазмы практически совпадает. Доля ВЧ-мощности, которая отведена охлаждением боковой стенки защитного экрана, значительно больше, чем у тонкого экрана. Это указывает на то, что потери, связанные с нагревом экрана электромагнитной волной, увеличились по сравнению с тонким экраном. Причиной является увеличение площади поверхности у данного экрана. Характерное время нагрева ~ 15 сек, после чего мощность охлаждения выходит на стационар. Измерение температур поверхностей для данного экрана не производилось.

Измерения характеристик драйвера с экраном с формованными щелями

Плотность ионного тока на зонд. Зависимость плотности ионного тока от ВЧ-мощности представлена на рис. 13. Максимальный ток был достигнут с широкой конфигурацией антенны и составил 198 mA/cm^2 при мощности 45 кВт и напряжении на антенне 10.5 кВ. Аналогично паяному экрану, применение ферритов позволило незначительно увеличить эффективность, конфигурация с узкой антенной дала такой же эффект. Поле слабо проникает внутрь экрана. Данный экран толще других и имеет заднюю стенку, поэтому он

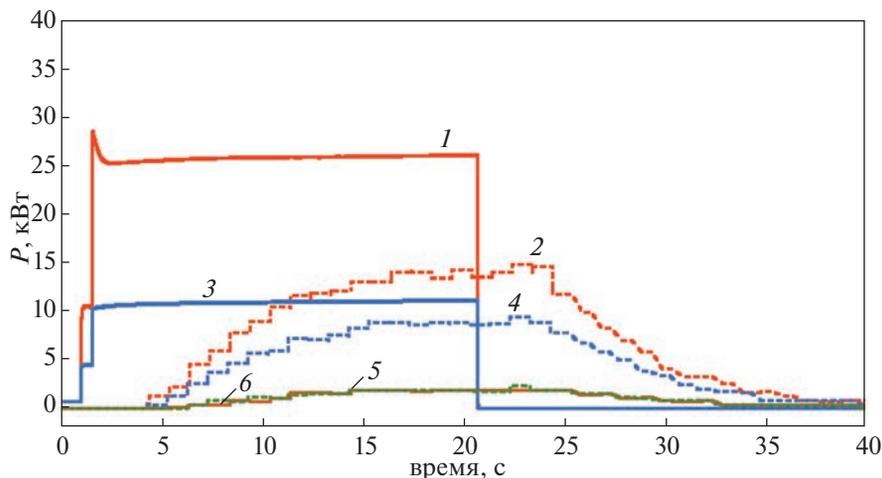


Рис. 12. Осциллограммы мощностей, подаваемых с ВЧ-генератора (1 – с ВЧ-разрядом, 3 – без ВЧ-разряда), и мощностей, уносимых водой с элементов драйвера: 2 – с боковой поверхности защитного экрана с ВЧ-разрядом, 4 – с боковой поверхности защитного экрана без ВЧ-разряда, 5, 6 – с антенны, узла поджига, заднего и переднего фланцев с ВЧ-разрядом и без него для ВЧ-драйвера с паяным экраном.

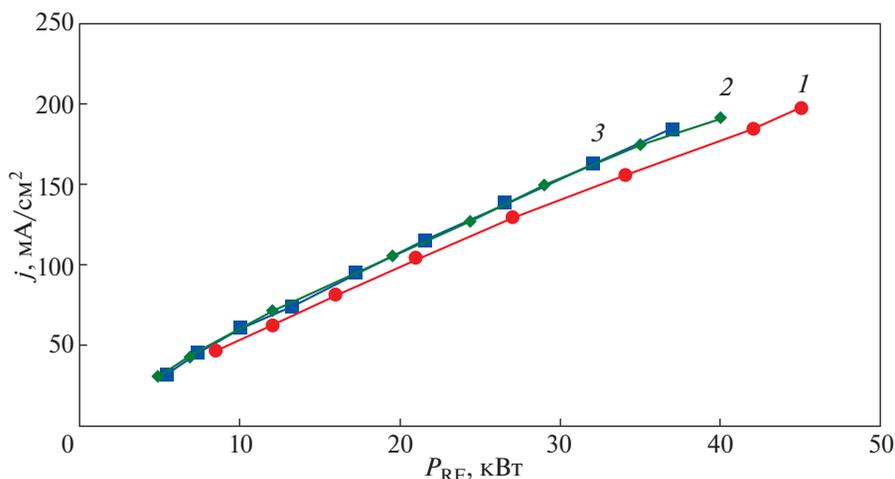


Рис. 13. Плотность тока положительных ионов на зонд j_+ в зависимости от мощности ВЧ-генератора P_{RF} для ВЧ-драйвера с экраном с формованными щелями: 1 – с широкой антенной, показанной рис. 26-1, 2 – с узкой антенной и ферритами, показанной на рис. 26-3, 3 – с узкой антенной, показанной на рис. 26-3 без ферритов.

увеличивает индуктивность антенны больше других. Из-за этого, для достижения характерных ВЧ-мощностей, требуется больше повышать напряжение на антенне.

Тепловые нагрузки. Результаты испытаний генератора в режиме длинных импульсов показали, что защитный экран обеспечивает необходимую защиту керамики. Видимых деформаций экрана или эрозии керамики не наблюдалось. Временная зависимость подводимых и отводимых мощностей представлена на рис. 14. В данном импульсе достигнута мощность 30 кВт при напряжении на антенне 12.8 кВ с широкой конфигурацией антенны. При этом без плазмы мощность потерь составила 16 кВт. Это соответствует оценочной эффективности 47%. Из зависимости видно, что

мощность охлаждения задней стенки слабо различается в импульсе с плазмой и без плазмы. Следовательно, плазма на заднюю стенку ВЧ-драйвера летит слабо, и она практически не нагревается электромагнитной волной. Мультипольная структура магнитного поля на задней стенке ВЧ-драйвера значительно снижает поток заряженных частиц на нее. Плазма разряда в основном нагревает боковую поверхность защитного экрана. Характерное время нагрева ~18 с.

На рис. 15 представлено фотоизображение, полученное с помощью тепловизора после 30 секундного ВЧ-импульса мощностью 30 кВт. Экран охлаждается эффективно, максимальная температура составляет 60°C.

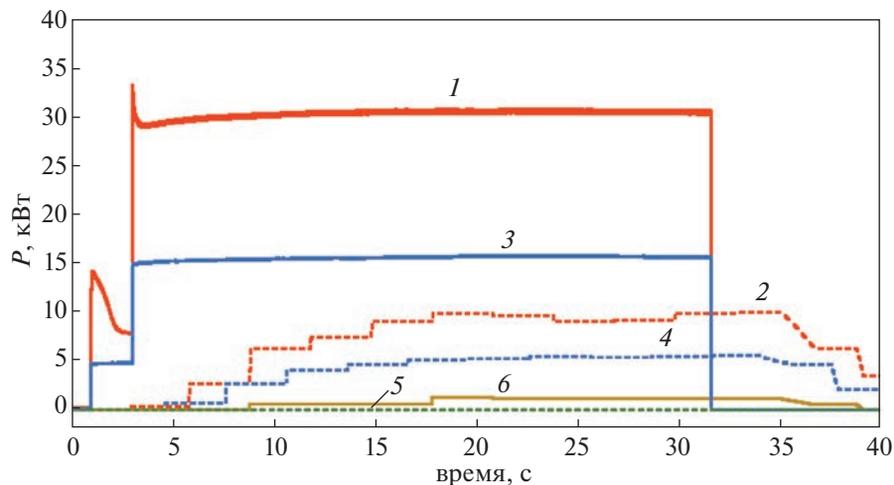


Рис. 14. Оциллограммы мощностей, подаваемых с ВЧ-генератора (1 – с ВЧ-разрядом, 3 – без ВЧ-разряда), и мощностей, уносимых водкой с элементов с элементов драйвера: 2 – с боковой поверхности защитного экрана с ВЧ-разрядом, 4 – с боковой поверхности защитного экрана без ВЧ-разряда, 5 – с задней стенки защитного экрана без ВЧ-разряда, 6 – с задней стенки защитного экрана с ВЧ-разрядом для ВЧ-драйвера с экраном с формованными щелями.

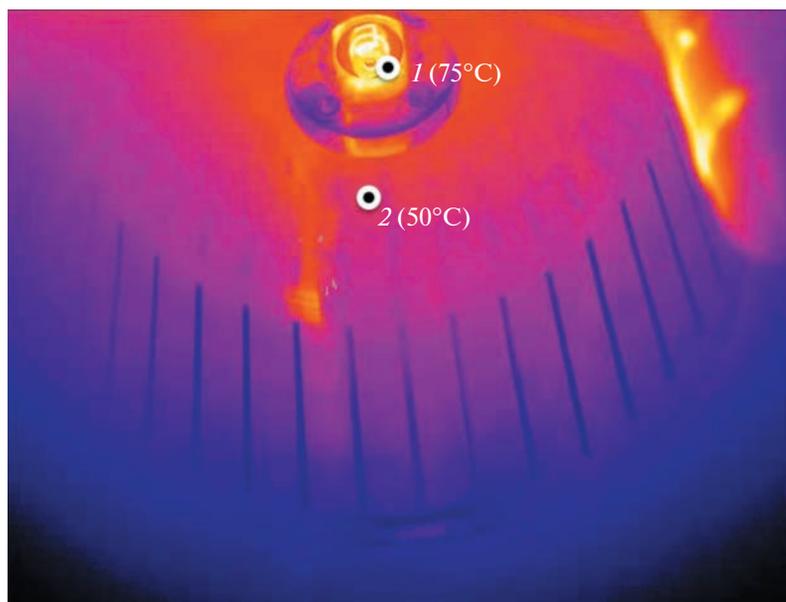


Рис. 15. Фотоизображение нагрева элементов экрана с формованными щелями к концу импульса 30 кВт, 30 с (измерения тепловизором): 1 – узел поджига, 2 – задняя стенка защитного экрана.

4. ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ВЧ-МОЩНОСТИ

В табл. 1 приведены характеристики драйверов, описанных выше в режиме коротких импульсов. В первой колонке табл. 1 указан экран, во второй колонке приведена максимальная ВЧ-мощность, вложенная в плазму при использовании этого экрана и указано напряжение на ВЧ-антенне. В третьей колонке показана плотность ионного тока на зонд, в четвертой колонке указана эффективность вклада ВЧ-мощности в

плазму, в пятой колонке приведена энергетическая эффективность драйвера.

Максимальная эффективность 59% достигается с тонким экраном. Из-за малой толщины боковой стенки и простой структуры щелей, ВЧ электромагнитное поле легко проникает внутрь плазменной камеры и ионизует газ. Ионы из этой области попадают на выход ВЧ-драйвера и формируют поток ионов. Энергетическая эффективность паяного экрана и экрана с формованными щелями меньше 58 и 47% соответствен-

Таблица 1. Основные параметры ВЧ-драйверов при использовании различных защитных экранов

Экран	Максимальная мощность/напряжение на антенне	Плотность тока/ток на выходе ВЧ-драйвера	Эффективность вклада мощности в плазму	Энергетическая эффективность драйвера [А/кВт]	
				На ВЧ-мощность	На мощность, вложенную в плазму
Тонкий	64 кВт / 10.8 кВ	470 мА / 105 А	59%	1.64	2.78
Паяный	55 кВт / 10.4 кВ	248 мА / 57 А	58%	1.04	1.79
С формованными щелями	45 кВт / 10.5 кВ	198 мА / 50 А	47%	1.11	2.36

но. Это может быть связано с z-образной структурой ламелей (см. рис. 3). Эта структура увеличивает общую толщину боковой стенки.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработаны и экспериментально исследованы три конфигурации ВЧ-драйвера. Тонкий экран обеспечивает получение плазмы с высокой плотностью тока на зонд 470 мА/см² при ВЧ-мощности 64 кВт и позволяет работать с импульсами длительностью не менее 30 с. Измерения показали, что в импульсе длительностью 30 с температура данного экрана не выходила на стационарный режим, мощность охлаждения медленно возрастала. Максимальная температура ламелей экрана в импульсе ВЧ-разряда длительностью 30 с составила 350°С.

Таким образом, ВЧ-драйверы с паяным экраном и экраном с формованными щелями подходят для стационарной работы ионного источника. Достигнутая плотность ионного тока с паяным экраном составила 248 мА/см² при ВЧ-мощности 55 кВт. Достигнутая плотность тока с экраном с формованными щелями составила 198 мА/см² при 45 кВт. Эти экраны выходят на стационар по мощности охлаждения за характерное время около 15 с. Эффективность вклада мощности для ВЧ-драйвера с паяным экраном составляет 58%, для экрана формованными щелями – 47%.

Результаты проведенных калориметрических измерений показали хорошее совпадение с ВЧ-мощностью, измеряемой на выходе ВЧ-генератора для драйверов с паяным экраном и тонким экраном. Проведенные эксперименты показали, что поток мощности на заднюю стенку ВЧ-драйвера значительно снижен за счет применения мультиполюсного магнитного поля.

Работы выполнены при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ. Работа выполнена в рамках федерального проекта комплексной программы РТТН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Sotnikov O., Ivanov A., Belchenko Yu., Gorbovsky A., Deichuli P., Dranichnikov A., Emelev I., Kolmogorov V., Kondakov A., Sanin A., Shikhovtsev I.* // Nuclear Fusion. 2021. V. 61. № 11. 116017.
2. *Shikhovtsev I., Abdrashitov G., Belchenko Yu., Belov V., Davydenko V., Gorbovsky A., Ivanov A., Kapitonov V., Kondakov A., Mishagin V., Sanin A., Sotnikov O., Shubin E.* // AIP. Conf. Proc. 2018. V. 2052. 040016.
3. *Prokhorov I.A., Abdrashitov G.F., Averbukh I.I., Belov V.P., Davydenko V.I., Ivanov A.A., Kapitonov V.A., Kolmogorov V.V., Kondakov A.A., Shikhovtsev I.V., Sorokin A.V., Tkachev A.A.* // Fusion Science and Technology. 2013. V. 63 (1T). P. 349.
4. *Fasel D., Andrebe Y., Dubray J., Karpushov A., Kolmogorov V., Marletaz B., Marmillod P., Muehle L., Perez A., Shikhovtsev I., Siravo U.* // Fusion Engineering and Design. 2017. V. 123. P. 331.
5. *Sorokin A., Belov V., Davydenko V., Deichuli P., Ivanov A., Podyminogin A., Shikhovtsev I., Shulzhenko G., Stupishin N., Tiunov M.* // Rev. Sci. Instrum. 2010. V. 81. 02B108.
6. *Speth E., Ciric M., Feist J.H., Frank P., Heinemann B., Kraus W., Probst F., Riedl R., Trainham R., Vollmer O., Wilhelm R.* // Fusion Engineering and Design. 1999. V. 46. Iss. 2–4. P. 383.
7. *McNeely P., Äkäslompolo S., Auerweck W., Drider Y., Ford O.P., Hartmann D.A., Heinemann B., Heinrich S., Hopf C., Kairys R., Obermayer S., Riedl R., Rong P., Rust N., Schroeder R., Wolf R.C.* // Fusion Engineering and Design. 2020. V. 161. 111997.
8. *Marcuzzi D., Agostinetti P., Dalla Palma M., Falter H.D., Heinemann B., Riedl R.* 2007. V. 82. Iss. 5–14. P. 798.
9. *Heinemann B. et al.* // New J. Phys. 2017. V. 19. 015001.
10. *Yuming Gu, Yahong Xie, Jianglong Wei, Yongjian Xu, Jun Li, Caichao Jiang, Lizhen Liang, Yuanlai Xie, Chundong Hu* // Rev Sci Instrum. 2019. V. 90. 113315.
11. *Sen P.* Principles of electric machines and power electronics. N.Y.: John Wiley & Sons, 1997. P. 64.
12. *Атабеков Г.И.* Основы теории цепей. СПб.: Лань, 2009.
13. *Гоноровский И.С.* Радиотехнические цепи и сигналы / Уч. для радиотехнических вузов и факультетов. М.: Сов. радио, 1963.
14. *Воинов В.А., Гаврисенко Д.Ю., Кондаков А.А., Сотников О.З., Финашин Р.А.* // Сибирский физический журнал. 2022. V. 17. № 3. P. 5.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛН С ПЛАЗМОЙ

УДК 533.9

ВОЗМУЩЕННАЯ ИОННО-ЗВУКОВЫМИ СОЛИТОНАМИ ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО СКОРОСТЯМ ИОНОВ ПЛАЗМЫ: АНАЛИТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ НА БАЗЕ КДВ-УРАВНЕНИЯ

© 2023 г. Ф. М. Трухачев^{a,b,c,*}, Н. В. Герасименко^c, М. М. Васильев^{a,b}, О. Ф. Петров^{a,b}^a Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия^b Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия^c Белорусско-Российский университет, Могилев, Беларусь*e-mail: ftru@mail.ru

Поступила в редакцию 22.06.2023 г.

После доработки 02.08.2023 г.

Принята к публикации 02.08.2023 г.

С использованием уравнения Кортевега и Де Вриза выполнен расчет функций распределения фоновой плазмы, возмущенных ионно-звуковыми солитонами. Получена явная формула для описания возмущенных функций распределения, пригодная для практических применений. Проведено сравнение результатов с ранее полученными аналитическими расчетами и результатами моделирования.

Ключевые слова: плазма, ионно-звуковой солитон, функция распределения ионов по скоростям

DOI: 10.31857/S0367292123600784, **EDN:** ALPZSH

1. ВВЕДЕНИЕ

Солитоном называют уединенную волну, существующую благодаря балансу нелинейности и дисперсии среды [1]. Открытием солитона можно считать наблюдения уединенной волны на поверхности водного канала в Глазго в 1838 г. Скоттом Расселом, которые он описал в своих знаменитых работах [2, 3]. Математическое описание явления впервые появилось в работах Буссинеска в 1871 г. [4, 5]. В 1895 г. Кортевег и Де Вриз [6] опубликовали вывод знаменитого нелинейного волнового уравнения, названного впоследствии в их честь уравнением КДВ. Последующие исследования показали, что уравнение КДВ является универсальным и описывает нелинейные волновые явления в плазме [7–12], в нелинейных линиях электропередач [13–16], и в других явлениях (см., например, [17]). Впоследствии теория солитонов была дополнена такими инструментами как уравнение синус-Гордона [18], уравнение Кадомцева–Петвиашвили [19], нелинейное уравнение Шредингера [20], метод псевдопотенциала Сагдеева [21]. Стоит отметить, что свойства солитонов не изучены исчерпывающим образом, несмотря на огромное количество научных работ и почти двухвековую историю исследований.

Наша работа посвящена исследованию влияния ионно-звуковых (ИЗ) солитонов на функции распределения по скоростям заряженных частиц

фоновой плазмы. Проблема влияния плазменных волн на функции распределения имеет как фундаментальное, так и прикладное значения [22–25]. Для ИЗ-солитонов подобная задача решалась в работах [26–28]. Было показано, что ИЗ-солитоны выводят плазму из равновесного состояния. В частности, в областях, занятых ИЗ-солитонами, ионная функция распределения по скоростям принимает форму сходную с функцией распределения плазмы, которая содержит ионный пучок “beam-like”. Это означает, что изначально равновесная (максвелловская) функция распределения приобретает дополнительный максимум в области положительных скоростей (при движении солитона в положительном направлении в одномерной декартовой системе координат). После прохождения солитонов плазма снова становится равновесной. В работе [26] использовались уравнения Власова, в то время как в работах [27, 28] – гидродинамические уравнения. В рамках уравнений Власова [26] получено аналитическое выражение для ионной функции распределения по скоростям, возмущенной ИЗ-солитонами в приближении малых амплитуд. В работе [27], с использованием гидродинамической модели проведено моделирование движения большого ансамбля ионов под воздействием ИЗ-солитона произвольной амплитуды. Наконец, в работе [28], с использованием эргодической гипотезы проведен анализ движения одного иона за боль-

шой промежуток времени и выведена точная аналитическая формула, описывающая возмущенную ионную функцию распределения по скоростям для случая произвольных амплитуд. Однако, полученная в [28] формула, в общем случае, требует привлечения численного интегрирования (например, методом Рунге–Кутты), что ограничивает ее применение. Для случая малых амплитуд удалось получить явную формулу, путем разложения в ряд функции псевдопотенциала Сагдеева. Каждый из рассмотренных методов имеет свои ограничения. Численное моделирование [27] охватывает весь возможный диапазон скоростей ИЗ-солитона (для чисел Маха от 1 до ≈ 1.6) и его амплитуд потенциала Φ_0 (от 0 до ≈ 1.25 в использованных нормировках). Результаты численного моделирования, хотя и являются наглядными, обладают низкой универсальностью. Кроме того, их сложно использовать для формального анализа. Аналитические формулы для функции распределения, представленные в [26, 28], лишены указанных недостатков, однако их применение ограничено случаем амплитуд $\Phi_0 \ll 1$, что явно недостаточно с практической точки зрения.

В представленной работе мы получили явную формулу для возмущенной ионной функции распределения с использованием теоретической модели [28]. Вместо разложения псевдопотенциала Сагдеева, мы использовали уравнения КДВ. Уравнение КДВ также является приближенным, однако, как показало сравнение с уже известными результатами, оно значительно точнее описывает исследуемую проблему, что расширяет прикладное значение проведенных исследований.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

По аналогии с работами [27, 28] будем использовать классическую одномерную гидродинамическую модель плазмы с холодными ионами $T_i = 0$ и горячими равновесными электронами. Уравнения движения непрерывности для ионов, уравнение Больцмана для электронов, а также уравнение Пуассона можно записать следующим образом:

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial X} = -\frac{\partial \Phi}{\partial X}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} + \frac{\partial N_i v_i}{\partial X} = 0, \quad (2)$$

$$N_e = \exp(\Phi), \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial X^2} = N_e - N_i, \quad (4)$$

где N_e , N_i – соответственно электронная и ионная концентрации, нормированные на невозмущенную концентрацию n_0 ; v_i – ионная скорость, нор-

мированная на скорость ионного звука $C_s = \sqrt{T_e/m_i}$, T_e – температура электронной популяции, m_i – масса иона; $\Phi = e\phi/T_e$ – нормированный потенциал волны, e – элементарный заряд, ϕ – размерный электростатический потенциал, связанный с электрическим полем волны выражением $\vec{E} = -\nabla\phi$. Время t нормировано на величину ω_i^{-1} , где $\omega_i = \sqrt{4\pi n_0 e^2/m_i}$ – ионная плазменная частота, в то время как пространственная координата X нормирована на радиус Дебая $\lambda_D = \sqrt{T_e/4\pi e^2 n_0}$. Выбранные нормировки соответствуют работам [27, 28]. Это сделано для того чтобы можно было провести сравнение результатов. Солитонные решения системы (1)–(4) можно найти несколькими способами. Рассмотрим некоторые из них.

Метод 1 – уравнение КДВ: В предположении малых амплитуд, систему (1)–(4) можно свести к известному уравнению КДВ [7]:

$$\frac{\partial v_i}{\partial \eta} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial \zeta} + \frac{1}{2} \frac{\partial^3 v_i}{\partial \zeta^3} = 0, \quad (5)$$

где $\eta = \epsilon^{3/2} X$, $\zeta = \epsilon^2 (X - t)$ – растянутые координаты (stretched coordinates) (см. [7, 8]). Уравнение (5) записано для скорости ионов v_i , как и в оригинальной статье [7]. Однако, как показано в [7, 8], в таком же виде его можно записать для всех переменных N_e , N_i , Φ . Солитонное решение уравнения (5) для потенциала можно записать в виде:

$$\Phi(x, t) = \Phi_{\max} \operatorname{sech}^2 \left(\frac{X - Mt}{\Delta} \right), \quad (6)$$

где $\Phi_{\max} = 3(M - 1)$, $\Delta = \sqrt{6/\Phi_{\max}}$ – амплитуда и ширина солитона; $M = V/C_s$ – число Маха; V – скорость солитона в неподвижной системе координат.

Метод 2 – метод псевдопотенциала Сагдеева: В стационарном случае, полагая, что солитон прошел все стадии эволюции систему (1)–(4) можно свести к единственному уравнению Пуассона [21]:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi^2} = e^\Phi - N_i(\Phi), \quad (7)$$

где $\xi = X - Mt$ – новая переменная, соответствующая системе координат, движущейся с волной, при этом $\partial/\partial X = \partial/\partial \xi$ и $\partial/\partial t = -V\partial/\partial \xi$; $N_i(\Phi) = M/\sqrt{M^2 - 2\Phi}$ – нормированная ионная концентрация для стационарного случая. Однократное интегрирование (7) по Φ с учетом граничных

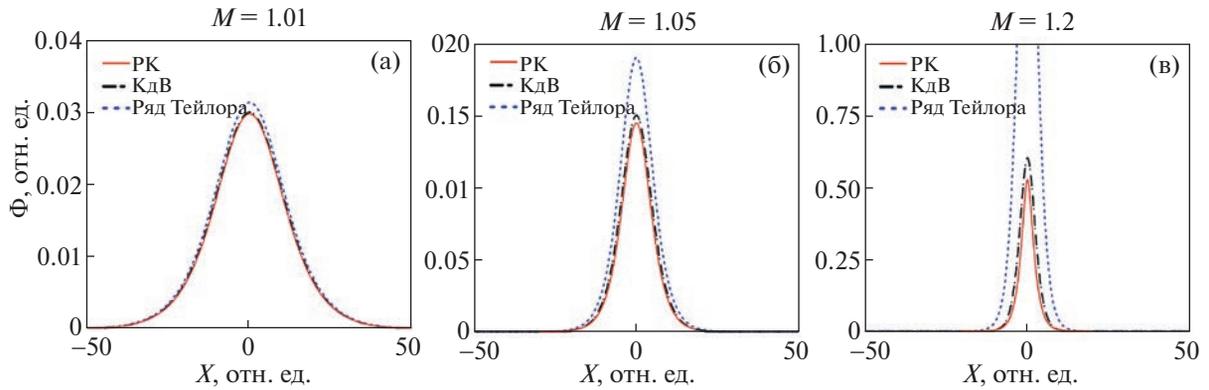


Рис. 1. Профили ИЗ-солитона, полученные различными методами при разных значениях числа Маха: “РК” – численное моделирование методом Рунге–Кутты; “КДВ” – анализ с использованием уравнения Кортевега–Де Вриза; “Ряд Тейлора” – анализ с использованием разложения в ряд функции псевдопотенциала Сагдеева.

условий $d\Phi/d\xi = 0$ при $\Phi = 0$ дает следующее выражение для псевдопотенциала Сагдеева, $U(\Phi)$ [21]:

$$-U(\Phi) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \right)^2, \quad (8)$$

где

$$U(\Phi) = \left[1 - e^\Phi \right] - M \left(\sqrt{M^2 - 2\Phi} - M \right). \quad (9)$$

Уравнения (7), (8) описывают солитоны произвольной амплитуды, однако, в общем случае требуют численного интегрирования, которое можно выполнить, например, в рамках метода Рунге–Кутты 4 порядка. Численные солитонные решения примем за эталон точности.

Метод 3 – разложения псевдопотенциала в ряд: Как показано в [21, 29], путем разложения в ряд Тейлора функцию $U(\Phi)$ можно получить аналитическое решение уравнения (8) в виде:

$$\Phi(X, t) = -A_2/A_3 \operatorname{sech}^2 \left(\frac{X - Mt}{\sqrt{-2/A_2}} \right), \quad (10)$$

где $A_2 = 0.5(M^2 - 1)$, $A_3 = 0.5(M^4 - 1/3)$, коэффициенты разложения в ряд $U(\Phi) \approx A_2\Phi^2 + A_3\Phi^3$. Формула (10) справедлива для солитонов малой амплитуды.

Выражения (6) и (10) имеют сходную структуру, однако, отличаются коэффициентами. Все три метода асимптотически совпадают в пределе малых амплитуд. Профили ИЗ-солитона найденные в рамках трех методов представлены на рис. 1.

Как видно из рис. 1, с ростом скорости солитона (числа Маха) растет его амплитуда Φ_{\max} и уменьшается ширина Δ . Как указывалось выше, в рамках рассмотренной модели, ИЗ-солитоны могут существовать в диапазоне скоростей чисел Маха от 1 до 1.6 [21, 27, 28]. При этом уравнение

КДВ лучше описывает солитоны средних амплитуд $\Phi_{\max} \approx 0.5$ по сравнению с методом разложения псевдопотенциала (рис. 1(с)). Действительно, как указано в работах [28, 29], метод разложения псевдопотенциала справедлив только для амплитуд $\Phi_{\max} < 0.2$.

Зная профили ИЗ-солитона $\Phi(X)$ можно перейти к анализу возмущенной функции распределения. В работе [29], возмущенная солитоном ионная функция распределения по проекциям скоростей $f(v_i)$, была получена на основе формулы (10). Мы получим аналитическое выражение для $f(v_i)$ на основе решения (6) для уравнения КДВ. В силу указанных выше обстоятельств, мы ожидаем, что новая формула будет точнее, чем та, что представлена в работе [28] и подойдет для описания ситуаций, включающих солитоны средних амплитуд.

3. ВОЗМУЩЕННАЯ СОЛИТОНОМ ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО СКОРОСТЯМ ДЛЯ ФОНОВЫХ ИОНОВ

Как известно, слева и справа от классического солитона параметры плазмы идентичны. При этом, по мере удаления от центра солитона состояние плазмы быстро (экспоненциально) возвращается к невозмущенному. Это означает, что плазму можно считать равновесной (а функцию распределения ионов максвелловской) везде кроме некоторой окрестности солитона. Отметим, что для холодной плазмы максвелловское распределение по проекциям скоростей вырождается в Дельта-функцию. Мы вслед за [28] рассмотрим возмущение ионной функции распределения в области плазмы, в центре которой расположен солитон. Стоит отметить, что с практической точки зрения, достаточно чтобы солитон полностью попадал в исследуемую область плазмы, однако,

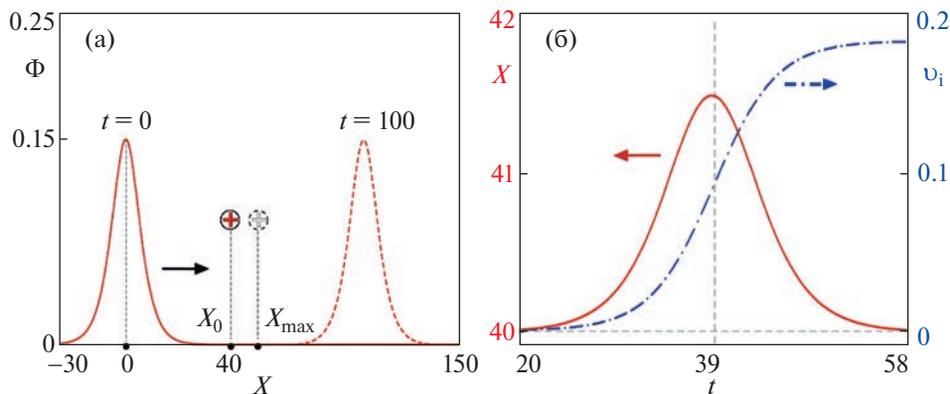


Рис. 2. а) – Схематическое изображение взаимодействия пробного иона с ИЗ-солитоном; б) – траектория пробного иона $X(t)$ и профиль его скорости $v_i(t)$ при его взаимодействии с ИЗ-солитоном.

теоретический анализ проще выполнить для случая центральной симметрии.

Будем считать, что плазма в рассматриваемой модели является эргодичной. В таком случае, ее статистические свойства можно определить либо из анализа движения большого ансамбля частиц, либо из анализа движения одной частицы за большой промежуток времени. Такое же предположение было сделано в работе [28], где результаты, полученные усреднением по ансамблю и по времени полностью совпали, что можно считать разумным обоснованием применимости эргодической гипотезы (строгое доказательство эргодичности рассматриваемой системы довольно громоздко и выходит за рамки этой статьи). По аналогии с работой [28], ограничимся поиском функции распределения для ионной фракции плазмы. При этом электронная фракция плазмы считается равновесной (см. уравнение (3)). В нашем исследовании будем рассчитывать функцию распределения по скоростям усреднением по времени для движения одного пробного иона, взаимодействующего с ИЗ-солитоном. Решаемая задача схематично изображена на рис. 2а: ИЗ-солитон при движении слева направо взаимодействует с одним из ионов фона в течение некоторого времени. После прохождения солитона ион смещается вперед на несколько радиусов Дебая [29]. Ионную функцию распределения по проекциям скоростей можно описать формулой [28]:

$$f(v_i) = \frac{\Delta t}{T|\Delta v_i|}, \quad (11)$$

где Δt – время, в течение которого выбранный ион имеет скорость в диапазоне от v_i до $v_i + \Delta v_i$, T – общее время наблюдения, которое с практической точки зрения соответствует временному разрешению приборов. В работе [28] использовались несколько разных формул для $f(v_i)$, здесь

мы выбрали актуальный для нас вариант. Для использования формулы (11) нам необходимо знать параметры движения выбранного иона, а именно, зависимость $v_i(t)$. Для ее получения можно воспользоваться уравнением движения (вторым законом Ньютона) для выбранного иона в электрическом поле ИЗ-солитона в форме $m_i \ddot{a}_i = e\vec{E}$ [27]. С учетом нормировок уравнение движения для движущейся системы координат можно переписать в виде:

$$\ddot{\xi} = -\frac{\partial \Phi(\xi)}{\partial \xi}. \quad (12)$$

Уравнение (12) справедливо и для неподвижной системы координат после подстановок $\xi = X - Mt$; $\partial/\partial X = \partial/\partial \xi$.

$$\ddot{X} = -\frac{\partial \Phi(X, t)}{\partial X}. \quad (13)$$

В уравнениях (12), (13) можно использовать профиль потенциала ИЗ-солитона $\Phi(\xi)$ (или $\Phi(X, t)$), найденный любым из описанных выше способов. В общем случае, уравнения (12), (13) требуют численного решения, поскольку профили $\Phi(\xi)$, $\Phi(X, t)$ для случая произвольных амплитуд не найдены в явном виде. На рис. 2(б) представлены зависимости $X(t)$ и $v_i(t)$ для пробного иона под воздействием ИЗ солитона в неподвижной системе координат (уравнение (13)). В нашем примере, профиль $\Phi(X, t)$ найден из численного решения (7) при $M = 1.05$ (см. рис. 1б), сплошная кривая). Задача решена со следующими начальными условиями: $X(0) = 40$, $v_i(0) = 0$. В рассматриваемом случае, ион достигает максимальной скорости при $t = 39$. Параметры моделирования соответствуют тем, что представлены на рис. 4 в работе [28]. Так сделано с целью сравнения результатов разных методов анализа.

Для конкретного вида зависимости $v_i(t)$, в пределе $\Delta t \rightarrow 0$ формулу (11) можно записать в дифференциальном виде:

$$f(v_i) = \frac{2dt}{T|dv_i|}. \quad (14)$$

Множитель “2” соответствует случаю центральной симметрии. Детальный вывод формулы (14) можно найти в работе [28]. Формула (14) исчерпывающим образом описывает возмущенную функцию распределения для солитонов произвольной амплитуды, однако, в общем случае, требует привлечения численных методов, поскольку зависимость $v_i(t)$, в общем случае, определяется численно (рис. 2(б)). Для случая малых амплитуд задача была решена в [28] с использованием метода разложения псевдопотенциала Сагдеева. А именно, было использовано выражение (10) в уравнении (12).

Как было показано выше, выражение (6) значительно точнее описывает профиль потенциала ИЗ-солитона, по сравнению с (10). Найдем аналитическое представление $f(v_i)$ с использованием выражения (6). Для этого можно следовать рассуждением [28]. Но мы воспользуемся свойством консервативности электростатического поля солитона в движущейся системе координат. При этом следует учитывать сдвиг функции распределения на $-M$ по оси абсцисс, поскольку $v'_i = v_i - M$, где v'_i – скорость иона в движущейся системе координат. В движущейся системе координат все ионы фона движутся справа налево. Из консервативности электростатического поля следует сохранение механической энергии. Невозмущенная скорость ионов $v'_i = -M$, в то время как в окрестности солитона ионную скорость, в соответствии с законом сохранения энергии, можно выразить в виде:

$$v'_i = -\sqrt{M^2 - 2\Phi}. \quad (15)$$

Отметим, что в работе [28] это же выражение получено интегрированием уравнения (12). Перейдем теперь к поиску явного вида функции $f(v_i)$ с учетом (14). Началом отсчета будем считать момент, когда пробный ион находится в центре солитона. Тогда начальные условия можно описать следующим образом:

$$\xi(0) = 0; \quad v'_i(0) = -\sqrt{M^2 - 2\Phi_{\max}}. \quad (16)$$

Подставляя (6) в (15) получим уравнение, описывающее скорость выбранного иона в виде:

$$\frac{d\xi}{dt} = v'_i(\xi) = -\sqrt{M^2 - 2\Phi_{\max} \operatorname{sech}^2\left(\frac{\xi}{\Delta}\right)}. \quad (17)$$

Далее нам понадобится функция $t(v'_i)$. Из уравнения (17) выразим обратную функцию $\xi(v'_i)$, с учетом начальных условий (16) имеем:

$$\xi(v'_i) = -\Delta \cdot \operatorname{arch}\left(\sqrt{\frac{2\Phi_{\max}}{M^2 - v'^2_i}}\right). \quad (18)$$

В соответствии с начальными условиями нас будет интересовать ветвь функции, которая расположена в 3-й четверти прямоугольной системы координат на плоскости (ξ, v'_i) . Далее, учитывая, что $\frac{dt}{dv'_i} = \frac{dt}{d\xi} \frac{d\xi}{dv'_i} = \frac{1}{v'_i} \frac{d\xi}{dv'_i}$ можно получить выражение:

$$\frac{dt}{dv'_i} = \frac{2\sqrt{3}}{(M^2 - v'^2_i)\sqrt{6(M-1) - (M^2 - v'^2_i)}}. \quad (19)$$

С учетом (14) получим выражение для функции распределения в движущейся системе координат:

$$f(v'_i) = \frac{4\sqrt{3}}{T(M^2 - v'^2_i)\sqrt{6(M-1) - (M^2 - v'^2_i)}}. \quad (20)$$

Для перехода в неподвижную систему координат необходимо выполнить подстановку $v'_i = v_i - M$, в результате можно окончательно получить:

$$f(v_i) = \frac{4\sqrt{3}}{Tv_i(2M - v_i)\sqrt{6(M-1) - v_i(2M - v_i)}}. \quad (21)$$

На рис. 3 представлены графики $f(v_i)$ полученные в рамках трех методов: численно по формуле (14); по формуле (20) из статьи [28] (график смещен на M по оси абсцисс, для соответствия неподвижной системе координат); по формуле (21), полученной с помощью уравнения КДВ. График функции $f(v_i)$, полученный численно из (14), справедливый для солитонов произвольной амплитуды выполнен с заливкой, поскольку является эталоном точности. При этом приближенные зависимости отображены штрихпунктирной и штриховой кривыми.

Все методы дают схожие результаты при $M = 1.05$ (при $\Phi_{\max} \approx 0.2$). Однако, уже при $M = 1.1$ ($\Phi_{\max} \approx 0.3$) метод разложения псевдопотенциала Сагдеева дает большую погрешность, в то же время выражение (21) и численное решение хорошо согласуются. Случай $M > 1.2$ ($\Phi_{\max} \approx 0.5$) методом разложения псевдопотенциала описать невозможно, в то время как формула (21) позволяет качественно описать решаемую задачу. Формула (21) остается справедливой для солитонов средних амплитуд $\Phi_{\max} \approx 0.5$ (верхний предел

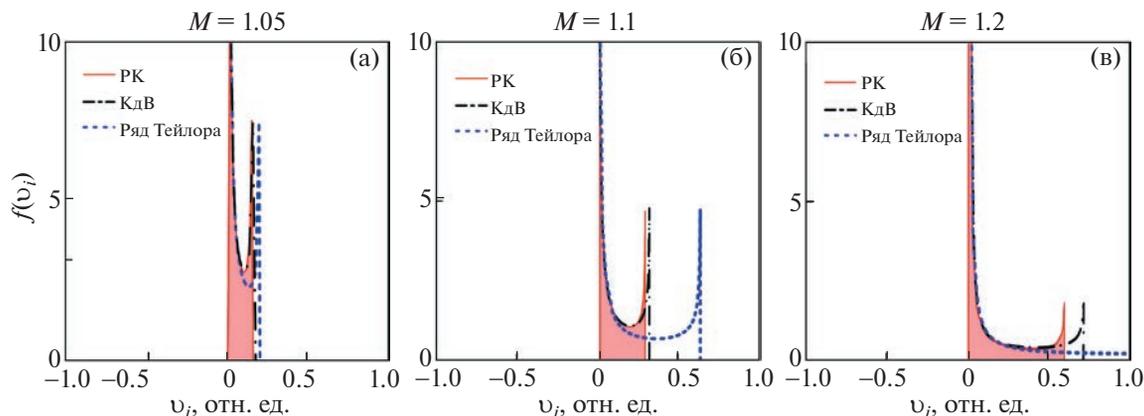


Рис. 3. Возмущенные функции распределения $f(v_i)$, рассчитанные в рамках рассмотренных методов: численно по формуле (14) – сплошная кривая (для этой кривой выполнена заливка области под графиком, поскольку численный метод является самым точным и выступает в качестве эталона); по формуле (21), полученной с использованием уравнения КдВ – штрихпунктирная кривая; по формуле (20) из статьи [28] – пунктирная кривая.

$\Phi_{\max} \approx 0.66$ при $M = 1.26$), что делает возможным ее практическое применение. Для нашей простой модели функция $f(v_i)$ зависит только от скорости солитона M . Важно отметить, что область ее определения лежит в диапазоне $0 < v_i < M$. Действительно, как показано в работах [27–29] в электрическом поле консервативного ИЗ-солитона “сжатия” (т.е. при $\Phi > 0$) ионы могут двигаться только с положительной скоростью $v_i > 0$ (с чем и связан их односторонний перенос). Верхняя граница $v_i < M$ соответствует докритическим солитонам. В самом деле, при $v_i \geq M$ происходит опрокидывание солитона и формируется многопоточковое движение. Наглядное представление исследуемой проблемы и ее прикладных аспектов содержится в видеосимуляциях, добавленных в работу [28].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе уравнения КдВ получено аналитическое выражение, описывающее возмущенную ионно-звуковым солитоном функцию распределения по скоростям фоновых ионов $f(v_i)$. Как было показано ранее, ИЗ-солитон сильно возмущает изначально равновесную функцию распределения ионов. В области занятой солитонами, такая функция имеет “beam-like” форму [27, 28]. Аналитические формулы (20), (21), полученные с использованием КдВ-уравнения удовлетворительно описывают исследуемую проблему для солитонов средних амплитуд $\Phi_{\max} \approx 0.5$, что позволяет их использовать в прикладных задачах. В частности, полученные результаты могут использоваться для интерпретации экспериментальных данных, а также для развития новых методов плазменной диагностики.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 19-12-00354 П.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Zabusky N.J., Kruskal M.D.* // Phys. Rev. Lett. 1965. V. 15. P. 240.
2. *Russell J.* // Report of the Committee on Waves: Appointed by the British Association at Bristol in 1836 (R. and JE Taylor, 1838)
3. *Russell J.S.* // Report on Waves, Published in the York 1844 (BA Reports, 1844).
4. *Boussinesq J.* // CR Acad. Sci. Paris. V. 72. № 755–759. P. 1871.
5. *Boussinesq J.* // Journal de mathématiques pures et appliquées. 1872. V. 17. P. 55.
6. *Korteweg D.J., De Vries G.* // Philos. Mag. J. Sci. 1895. V. 39. P. 422.
7. *Washimi H., Taniuti T.* // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 17. P. 996.
8. *Tran M.* // Phys. Scripta. 1979. V. 20. P. 317.
9. *Kotsarenko N.Y., Koshevaya S.V., Stewart G.A., Maravilla D.* // Planetary and space science. 1998. V. 46. № 4. P. 429. [https://doi.org/10.1016/S0032-0633\(97\)00205-5](https://doi.org/10.1016/S0032-0633(97)00205-5)
10. *Mamun A.A.* // Astrophysics and Space Science. 1999. V. 268. P. 443. <https://doi.org/10.1023/A:1002031022895>
11. *Tagare S.G., Singh S.V., Reddy R.V., Lakhina G.S.* // Nonlinear Processes in Geophysics. 2004. V. 11. № 2. P. 215. <https://doi.org/10.5194/npg-11-215-2004>
12. *Hussain S., Hasnain H.* // Physics of Plasmas. 2017. T. 24. № 3. <https://doi.org/10.1063/1.4978492>

13. *Giampo S., Pantano P., Tucci P.* // American Journal of Physics. 1984. V. 52. № 3. P. 238.
<https://doi.org/10.1119/1.13685>
14. *Ikezi H.S., Wojtowicz S., Waltz R., DeGrassie J., Baker D.* // Journal of Applied Physics. 1988. V. 64. № 6. P. 3277.
<https://doi.org/10.1063/1.341517>
15. *Kuusela T.* // Chaos, Solitons & Fractals. 1995. V. 5. № 12. P. 2419.
[https://doi.org/10.1016/0960-0779\(94\)E0107-Z](https://doi.org/10.1016/0960-0779(94)E0107-Z)
16. *Ким Д.Ч.* // Журнал технической физики. 2013. Т. 83. № 3. С. 31.
17. *Newell A.C.* // Solitons in Mathematics and Physics. SIAM, 1985.
18. *Ablowitz M.J.D., Kaup J., Newell A.C., Segur H.* // Physical Review Letters. 1973. V. 30. № 25. P. 1262.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.30.1262>
19. *Кадомицев Б.Б.* // Доклады Академии наук. 1970. Т. 192. № 4. С. 753.
20. *Gedalin M., Scott T.C., Band Y.B.* // Physical review letters. 1997. V. 78. № 3. P. 448.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.78.448>
21. Вопросы теории плазмы. Вып. 4. М.: Атомиздат, 1967.
22. *Ландау Л.Д.* // ЖЭТФ. 1946. Т. 16. С. 574.
23. *Stasiewicz K., Lundin R.* // Physica Scripta. 2000. V. 2000. № T84. P. 60.
<https://doi.org/10.1238/Physica.Topical.084a00060>
24. *Alberti S.* // Nature Physics. 2007. V. 3. № 6. P. 376–377.
<https://doi.org/10.1038/nphys637>
25. *Esarey E., Schroeder C.B., Leemans W.P.* // Reviews of modern physics. 2009. V. 81. № 3. P. 1229.
<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.81.1229>
26. *Aleshin I.M., Peregodov D.V.* // Moscow University Physics Bulletin. 2000. V. 55 (1). P. 9.
27. *Trukhachev F.M., Vasiliev M.M., Petrov O.F.* // Plasma Physics Reports. 2022. V. 48. № 10. P. 1116.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X2260075X>
28. *Trukhachev F.M., Gerasimenko N.V., Vasiliev M.M., Petrov O.F.* // Physics of Plasmas. 2023. T. 30. № 2.
<https://doi.org/10.1063/5.0133413>
29. *Trukhachev F.M., Vasiliev M.M., Petrov O.F.* // High Temperature. 2020. V. 58. P. 520.
<https://doi.org/10.1134/S0018151X2004015X>

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЯМИ

УДК 537.5

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ИСПАРЕНИЯ МАТЕРИАЛА ТУГОПЛАВКОГО И НЕТУГОПЛАВКОГО АНОДА НА ПАРАМЕТРЫ МИКРОДУГОВОГО РАЗРЯДА

© 2023 г. А. И. Сайфутдинов^{а,*}, Н. П. Германов^а, А. Р. Сорокина^а, А. А. Сайфутдинова^а

^а Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева – КАИ, Казань, Россия

*e-mail: as.uav@bk.ru

Поступила в редакцию 19.05.2023 г.

После доработки 10.07.2023 г.

Принята к публикации 20.07.2023 г.

Представлены результаты численных исследований по влиянию испарения материала анода на основные характеристики дугового разряда. Расчеты проведены для дуги в буферном инертном газе – гелии с тугоплавким (на примере графита) и нетугоплавким (на примере меди) анодом. Представлены зависимости основных параметров дугового разряда от плотности тока. Показано, что при достижении температуры плавления поверхности анода наблюдается интенсивное испарение частиц анода в разрядный промежуток. Происходит смена плазмообразующего иона, т.е. доминирующим сортом ионов становится ион углерода в случае графитового анода, или ион меди – в случае медного. При этом на зависимости напряжения от плотности тока (ВАХ) разряда наблюдается скачок потенциала. Для различных значений точек на ВАХ представлены распределения основных параметров плазмы вдоль разрядного промежутка.

Ключевые слова: микродуговой разряд в гелии, численные расчеты, параметры плазмы, графитовый или медный электроды, плавления и испарение анода, скачок потенциала

DOI: 10.31857/S0367292123600589, **EDN:** EQFVDB

1. ВВЕДЕНИЕ

Электрические дуги генерируются в газах и парах при низком и высоком (в том числе атмосферном) давлении [1]. Они характеризуются низким напряжением, излучением света высокой интенсивности и значительным выделением энергии. В настоящее время, благодаря разработке новых источников питания постоянного тока, короткие дуги и микродуги приобретают интерес в фундаментальных и прикладных исследованиях. Микродуги имеют размер между электродами порядка 1 мм и менее по крайней мере в одном направлении. Такие разряды нашли широкое применение в качестве различных источников излучения [2], являются альтернативой электронным и лазерным пучкам [3], используются в плазменном синтезе наноструктур [4–8], в миниатюрных ионизационных детекторах для анализа состава вещества [9], в аддитивном производстве, микросварке [10] и ремонте поврежденных поверхностей дорогостоящих компонентов [11].

Несмотря на столь широкое применение микродуговых разрядов при атмосферном давлении, стоит отметить, что в виду малых размеров, их экспериментальная диагностика является сложной задачей. При этом как с практической точки

зрения, так и с точки зрения фундаментальных исследований полезно знать как интегральные, так и пространственные распределения основных параметров плазмы разряда.

Недостающие экспериментальные данные могут быть восполнены путем применения методов численного моделирования разрядных процессов. На сегодняшний день существуют различные подходы в моделировании дуговых разрядов в 0D-, 1D- и 2D-постановках в приближении локально-термодинамического равновесия (ЛТР) и с учетом отклонения от ЛТР – неравновесные модели. Достаточно долгое время при моделировании дуговых разрядов применялось именно ЛТР-приближение, которое используется и до сих пор в научных исследованиях [11–14]. С другой стороны, в серии экспериментальных и теоретических работ было показано отклонение от локально-термодинамического равновесия [15, 16] на периферии дугового разряда и в приэлектродных областях. В микродуговых разрядах также возможно отклонение от ЛТР по всей длине разрядного промежутка.

На сегодняшний день разрабатываются и развиваются модели дуговых разрядов высокого давления в рамках полностью неравновесного под-

хода [17–28] в одномерной и двумерной с цилиндрической симметрией геометрии. При этом в работах [19–21, 24–28] рассматривались процессы, протекающие не только в разрядном промежутке, но и в электродах. В недавней работе [29] был проведен всесторонний анализ этих моделей. В работах [30, 31] получили дальнейшее развитие модели, описывающие единым образом разрядный промежуток и процессы на электродах. В частности, были представлены особенности перехода из тлеющего в дуговой разряд в молекулярных газах. В работе [20, 32] представлены результаты численных исследований, демонстрирующие различные сценарии перехода из тлеющего в дуговой разряд, а также в зависимости от условий охлаждения электродов дуговые разряды с диффузным и контрагированным токовым пятном. В работе [33] представлены результаты исследований дуговых разрядов в режиме пассивного и активного катодов. Показано, что во втором случае, когда температура анода превышает 3000 К и анодное падение потенциала оказывается положительным, определенную роль на характеристики разряда оказывает термоэлектронная эмиссия с поверхности анода. Кроме того, авторами было продемонстрировано, что активный режим анода реализуется за счет развития тепловой неустойчивости, аналогичной вызывающей появление пятен на термоэмиссионных катодах. На возникновение активного режима сильно влияют такой параметр как условие охлаждения электрода. В работе [34] были проведены численные исследования эрозии катода в сильноточных плазматронах постоянного тока в рамках ЛТР приближения, а в работе [35] было проведено моделирование испарения медного анода на характеристики короткодугового разряда в аргоне.

Однако, несмотря на широкий фронт исследований в этом направлении остались неисследованными вопросы, связанные с влиянием испарения материала тугоплавкого и нетугоплавкого анода на параметры дуги в широком диапазоне плотностей тока. Эта задача является актуальной не только с фундаментальной, но и прикладной точек зрения, поскольку ее решение позволит получать надежные данные и контролировать параметры плазмы при синтезе различных наноструктур.

В представленной работе численно исследовано влияние испарения материала тугоплавких (на примере графита) и нетугоплавких (на примере меди) электродов на параметры микродугового разряда в гелии при атмосферном давлении.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Для определения распределений пространственных характеристик разряда постоянного тока была сформулирована единая с точки зрения

описания разрядного промежутка и электродов самосогласованная модель, основанная на расширенном гидродинамическом описании плазмы [31, 32]. Она включает k уравнений баланса концентраций для всех сортов рассматриваемых частиц (нейтральных, возбужденных частиц, электронов и ионов) n_k , в том числе испаренных с поверхности электродов, уравнение баланса плотности энергии электронов n_e , уравнение Пуассона для электрического потенциала ϕ . Для описания нагрева газа, формулируются два уравнения баланса энергии тяжелых частиц плазмы — для гелия и для частиц испаренного газа (углерода или меди). Кроме того, модель включает уравнения теплопроводности для катода и анода. Таким образом, система уравнений принимает следующий вид:

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_k = \sum_{j=1}^{N_s} (a_{kj}^R - a_{kj}^L) k_j \prod_{k=1}^{N_s} n_k^{v_{kj}^L}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{Q}_e = -e\mathbf{E} \cdot \Gamma_e - Q_{el,e-He} - Q_{el,e-vap} - Q_{in}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\sum_{k \neq e, vap} n_k C_{vk} T \right) + \nabla \cdot \mathbf{q} = \sum_{k \neq e, vap} e z_k \Gamma_k \cdot \mathbf{E} + Q_{el,e-He} - Q_{el,He-vap}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\sum_{k \neq e, He} n_k C_{vk} T_{vap} \right) + \nabla \cdot \mathbf{q}_{vap} = \sum_{k \neq e, He} e z_k \Gamma_k \cdot \mathbf{E} + Q_{el,e-vap} + Q_{el,He-vap} + Q_{chem} + Q_{rec}, \quad (4)$$

$$\Delta \phi = -\frac{e}{\epsilon_0} \left(\sum_{k=1}^N z_k n_k - n_e \right), \quad \mathbf{E} = -\nabla \phi, \quad (5)$$

$$\rho_{c,a} c_{p,c,a} \frac{\partial T_{c,a}}{\partial t} - \nabla \cdot (\Lambda_{c,a} \nabla T_{c,a}) = Q_{c,a}. \quad (6)$$

Здесь правая часть уравнения (1) описывает изменение числа частиц сорта k вследствие реакции j следующего вида $\sum_{k=1}^{N_s} a_{kj}^L [A]_k \rightarrow \sum_{k=1}^{N_s} a_{kj}^R [A]_k$, где a_{kj}^L и a_{kj}^R — стехиометрические коэффициенты, и определяется через константу реакции k_j следующим образом $S_k = \sum_{k=1}^{N_r} (a_{kj}^R - a_{kj}^L) k_j \prod_{k=1}^{N_s} n_k^{v_{kj}^L}$, где суммирование проводится по всем реакциям j , протекающим в разряде, а произведение — по всем сортам частиц, участвующим в реакции; \mathbf{E} — напряженность электрического поля, e — заряд электрона и ϵ_0 — электрическая постоянная, z_k — безразмерное зарядовое число частицы сорта k . Плотность энергии электронов определяется как $n_e = n_e \bar{\epsilon}$, где n_e — концентрация электронов, $\bar{\epsilon}$ — средняя энергия всего ансамбля электронов. Под температурой электронов $T_e = 2/3 \bar{\epsilon}$ понимается величина равная $2/3$ средней энергии всего ан-

самбля $\bar{\epsilon}$. $C_{v,k}$ – теплоемкость частиц сорта k при постоянном объеме. Потоки концентраций заряженных, возбужденных и нейтральных частиц Γ_k в уравнении (1), где $k = e, i, n$, а также поток плотности энергии электронов \mathbf{Q}_e в уравнении (2), соответственно, записаны в диффузионно-дрейфовом приближении

$$\Gamma_k = -D_k \nabla n_k + z_k \mu_k \mathbf{E}_s n_k, \quad (7)$$

$$\Gamma_n = -D_n \nabla n_n, \quad (8)$$

$$\mathbf{Q}_e = -D_e \nabla n_e - \mu_e \mathbf{E} n_e, \quad (9)$$

где D_e, D_i – коэффициенты диффузии электронов и ионов, D_n – коэффициенты диффузии возбужденных и нейтральных частиц плазмы, μ_e, μ_i – подвижности заряженных частиц в электрическом поле, μ_e – “энергетическая” подвижность, D_e – коэффициент энергетической диффузии электронов.

Первые слагаемые в правой части в уравнении (2) $-e\Gamma_e \cdot \mathbf{E}$ и в уравнении (4) $\sum_{k \neq e} e z_k \Gamma_k \cdot \mathbf{E}$ описывают Джоулев нагрев электронов и тяжелой компоненты (ионным током) в электрическом поле. Вторые слагаемые в правой части (2) и (4) Q_{el} описывают энергообмен при упругих соударениях электронов с нейтральными частицами газа. Третье слагаемое в правой части (2) описывает изменение плотности энергии электронов вследствие неупругих столкновений электронов и тяжелых частиц плазмы и определяется следующим образом $Q_{in} = \sum_j \Delta \epsilon_j R_j$, где $\Delta \epsilon_j$ – доля энергии, теряемая (или приобретаемая, если $\Delta \epsilon_j < 0$) электроном в реакции j , а R_j – скорость реакции, которая определяется константой соответствующего неупругого процесса с участием электрона $R_j = k_j(T_e) n_e n_n$, где n_n – сорт нейтральной частицы. Слагаемое в (4) $Q_{rec} = \sum_r \epsilon_r R_r$ представляет собой источник энергии, обусловленный реакциями рекомбинации со скоростью R_r и энергией ϵ_r , величина которого зависит от сорта ионов, а Q_{rad} – энергия излучения газоразрядной плазмы.

Потоки, входящие в уравнения баланса энергий для тяжелых частиц плазмы (3) и (4), записывались в следующем виде

$$\mathbf{q} = - \sum_{k \neq e, \text{vap}} \Lambda_k \nabla T + \sum_{k \neq e, \text{vap}} C_{pk} T \Gamma_k, \quad (10)$$

$$\mathbf{q}_{\text{vap}} = -\Lambda_{\text{vap}} \nabla T_{\text{vap}} + \sum_{k \neq e, \text{He}} C_{pk} T_{\text{vap}} \Gamma_k. \quad (11)$$

Здесь Λ и Λ_{vap} – теплопроводности буферного газа и газа частиц испаренного материала (углерода или меди). Значения последних определялись как функции температуры на основе данных из [36,

37]. Вторые слагаемые в правых частях в уравнениях (10) и (11) соответствуют потокам энтальпии, обусловленным диффузией молекул. C_{pk} и C_{vk} – теплоемкости буферного инертного газа гелия и газа испаренных частиц при постоянном давлении и постоянном объеме соответственно.

Слагаемые в (2), (3) и (4) $Q_{el,e-\text{He}}, Q_{el,e-\text{vap}}$ описывают энергообмен между электронами и нейтральными частицами – атомами гелия и частицами испаренного с поверхности анода газа. Слагаемое в (3) и (4) $Q_{el,\text{He}-\text{vap}}$ описывает энергообмен между частицами буферного газа – гелия и частицами испаренного материала (углерода или меди), полученным в рамках модели твердых сфер.

Для углеродных частиц, испаренных с графитовых электродов, дополнительно учитывались слагаемые Q_{chem} и Q_{rec} . Слагаемое Q_{chem} в (4) описывает энергию, потерянную или полученную углеродным газом в результате экзотермических и эндотермических химических реакций, а Q_{rec} относится к энергии, полученной в результате реакций диссоциативной рекомбинации.

В уравнении (6) слагаемое в правой части $Q_{c,a}$ есть источник нагрева электродов, обусловленный резистивными потерями, которые вычисляются из уравнения неразрывности для плотности тока:

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0, \quad (12)$$

где $\mathbf{J} = \sigma_{c,a} \mathbf{E}_{c,a}$ – плотность тока, $\sigma_{c,a}$ – проводимость металлического электрода. Электрическое поле выражается через потенциал электрического поля в электроде $\mathbf{E}_{c,a} = -\nabla \phi_{c,a}$. Таким образом, $Q_{c,a} = \mathbf{J}_{c,a} \cdot \mathbf{E}_{c,a}$.

В численных расчетах рассматривалась одномерная расчетная область, аналогично рассмотренной нами в предыдущей работе [31]. Граничные условия для уравнений (1)–(6) записывались аналогично [31]. Однако при достижении поверхности электрода температуры плавления начинается фазовый переход – плавление материала электрода, нагрев расплавленной части электрода, а также процесс испарения материала электродов в газоразрядный промежуток. В связи с этим необходим учет дополнительных факторов. Так, для уравнения (6) на поверхности катода со стороны плазменной области ($x = 0$) граничное условие записывалось следующим образом:

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{Q}_c = \mathbf{n} \cdot \left(\sum_i \mathbf{Q}_i + \mathbf{Q}_{\text{evp}} + \mathbf{Q}_{\text{dep}} \right). \quad (13)$$

Здесь первый член в правой части подробно описан в [31, 32]. Он включает в себя плотность потока энергии, переносимой ионами на катод, плотность теплового потока переносимой нагретым

газом (плазмой) из прикатодной области за счет теплопроводности, плотность потока тепла, уносимого с поверхности катода потоком электронов, вышедших из катода в результате вторичной электронной эмиссии и термоэлектронной эмиссии, а также плотность потока энергии, переносимой электронами, упруго отраженными от атомов обратно на катод. Второе слагаемое справа учитывает плотность потока энергии, уносимой за счет испарения атомов и молекул с поверхности катода

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{Q}_{evp} = -L \sum \Gamma_i m_i, \quad (14)$$

где Γ_i – поток атомов и молекул углерода, L – теплота парообразования графита. Третье слагаемое в (10) учитывает плотность потока энергии на катод за счет осаждения частиц углерода на поверхность катода из разрядной зоны

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{Q}_{dep} = L \sum \Phi_i m_i, \quad (15)$$

где Φ_i – поток атомов и молекул углерода из плазмы на поверхность электрода.

Граничное условие для уравнения (6) на поверхности анода со стороны плазменной области ($x = L$) записывалось аналогично (13)

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{Q}_a = \mathbf{n} \cdot \left(\sum_i \mathbf{Q}_i + \mathbf{Q}_{evp} \right). \quad (16)$$

При этом в первом слагаемом в правой части (16) учитывались потоки энергии на анод за счет теплопроводности, за счет переноса энергии электронами на анод, а также переноса энергии ионами на анод в случае отрицательного анодного падения потенциала. Второе слагаемое в правой части (16) записывается аналогично (14).

Для уравнения неразрывности (1), записанного для испаренных частиц с поверхности электродов (для атомарных и молекулярных частиц углерода), граничное условие на поток должно учитывать испарение материала. Предполагалось, что вблизи поверхности электрода существует слой Кнудсена с давлением паров $p_{sat,c}$. Массоперенос материала электрода из твердой фазы в газообразную описывался с помощью уравнения Герца–Кнудсена–Ленгмюра [38]

$$\Gamma_{vap} = \sum_{i=1}^3 (p_{sat,vap_i}(T) - p_{vap_i}) \sqrt{\frac{M_{vap_i}}{2\pi k_B T}}, \quad (17)$$

где $p_{vap_i} = n_{vap_i} k T$ – парциальные давления атомарного и молекулярных (димеров и тримеров) частиц углерода в плазме дуги для графитовых электродов или атомов меди для дуги с медным анодом; M_i – масса атома, и молекул углерода или меди, индекс i пробегает от 1 до 3 для графитовых электродов и равняется 1 для медных электродов. Давление паров атомарных и молекуляр-

ных частиц углерода или меди у поверхности электрода, определялось из соотношений следующего вида

$$\log_{10}(G p_{sat,i}) = -\frac{A_i}{T_a} + B_i, \quad (18)$$

где T_a – температура материала анода. Коэффициенты $A_1 = 37277.3$, $B_1 = 8.143$, $A_2 = 42332.6$, $B_2 = 9.693$, $A_3 = 40296.0$, $B_3 = 9.811$, $G = 1$ для углерода брались из работы [39], а для меди $A_1 = 17656$, $B_1 = 13.39$, $G = T^{1.27}/133.3$ из [40].

Как показывают эксперименты и предварительные численные расчеты, в дуговом режиме интенсивный нагрев наблюдается на поверхности анода. Именно анод в дуговом режиме разряда испытывает фазовый переход, наблюдается его эрозия и сокращение продольных размеров за счет испарения с поверхности в газоразрядный промежуток [41]. Для учета фазового перехода был рассмотрен подход на основе метода эффективной теплоемкости или метода сквозного счета со сглаживанием коэффициента, который в зарубежной литературе получил название “Apparent Heat Capacity”. Согласно этому методу, вводится функция фазового перехода $\alpha(T)$ для обеспечения плавного перехода между твердой и жидкой фазами в заданном интервале ΔT вблизи температуры фазового перехода T_m . Теплоемкость двух фаз в этом интервале выражается как $C_p = C_{p,s}(1 - \alpha) + C_{p,l} \alpha$. Для твердой фазы предполагают $\alpha = 0$, а для жидкости $\alpha = 1$. Скрытая теплота плавления H_f включается как дополнительный член в C_p , т.е.

$$C_p = C_{p,s}(1 - \alpha) + C_{p,l} \alpha + H_f \frac{d\alpha}{dt}. \quad (19)$$

2.1. Элементарные процессы в плазме гелия, углерода и меди

Для описания элементарных процессов в разряде в гелии за основу были взяты работы 4-х коллективов исследователей – работы Донко З. с соавторами [42, 43], работа Богданова Е.А. с соавторами [44], посвященная различным вариантам гидродинамического моделирования микро-разрядов в гелии, работа научной группы Донелли В.М. (Donnelly V.M.) [45], а также работа Делочи Р. с соавторами [46]. Нами рассматривалось три сорта возбужденных атомов гелия: метастабильные триплетный и синглетные состояния, один эффективный возбужденный уровень (с главным квантовым числом $n = 3$), два сорта положительных ионов (см. табл. 1) и один сорт возбужденного (метастабильного состояния) молекулярного гелия. Набор плазмохимических реакций представлен в табл. 2.

Таблица 1. Учитываемые состояния атома гелия в плазме при среднем давлении

№	Обозначение	Энергия (эВ)	Стат. вес	Компоненты эффективного уровня
1	He	0	1	1^1S_0
2	He(T)	19.8196	3	2^3S_1
3	He(S)	20.6157	1	2^1S_0
4	He*	23.02	36	$3^3S_0, 3^1S_1, 3^3P_2^0,$ $3^3P_1^0, 3^3P_0^0, 3^3D_3,$ $3^3D_2, 3^3D_1, 3^1D_2,$ $3^1P_1^0$
5	He ⁺	24.5874	1	He ⁺
6	He ₂ ⁺	22.24	1	He ₂ ⁺
7	He ₂ [*]	17.97	3	He ₂ [*]

Далее рассмотрим набор элементарных процессов с участием атомарных и молекулярных частиц углерода, поступающих в газоразрядный промежуток при испарении графитовых электродов. В табл. 3 показаны учитываемые состояния частиц углерода, взятые из модели [47, 48].

Видно, что, помимо атомарных C и молекулярных C₂ и C₃ частиц углерода и их ионов C⁺, C₂⁺ и C₃⁺ учитывались по одному возбужденному атомарному и молекулярному состоянию для каждого сорта частиц углерода. Полный набор плазмохимических реакций с участием атомарных и молекулярных частиц углерода [47, 48] представлен в табл. 4.

В случае дугового разряда с медным анодом, ожидается испарение атомов меди в разрядный промежуток. Поэтому помимо процессов с участием частиц буферного газа гелия, учитывались процессы с участием атомов меди, их возбужденных состояний и атомарного иона. Учитываемые состояния приведены в табл. 5, а элементарные процессы, учитываемые в модели в табл. 6. Набор элементарных процессов был взят из работ [49, 50].

Отметим, что все упругие и неупругие процессы с участием электронов брались из базы данных LXcat или, работ [42–50].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Система уравнений (1)–(9), с соответствующими граничными условиями решалась самосогласованно по методике, представленной в работе [31]. Предполагалось, что в радиальном на-

правлении разряд имеет однородную структуру, поэтому была рассмотрена 1D-геометрия. Длина катода и анода полагалась одинаковой и равной 20 мм, межэлектродное расстояние варьировалось от 0.4 до 5 мм. Давление буферного газа гелия составляло 760 Торр. Напряжение на источнике задавалось равным 2.5 кВ. В обоих случаях катод предполагался тугоплавким из графита, а анод в первом случае был тугоплавким – графитовым, а во втором нетугоплавким – медным. Варьированием балластного сопротивления R_{bal} от 10 Ом до 700 Ом были получены зависимости падения напряжения разряда $U(j)$ (“ВАХ”), а также зависимости температуры поверхности катода $T_c(j)$ и анода $T_a(j)$ от плотности разрядного тока j (рис. 1) для разряда с графитовыми и медными электродами в буферном инертном газе гелии.

В обоих случаях наблюдается падающая зависимость $U(j)$. При этом видно, что при плотности тока 2.5×10^6 А/м² в разряде с графитовым анодом и при плотности тока 2.0×10^6 А/м² в разряде с медным анодом наблюдается небольшой скачок в падении потенциала на разрядном промежутке, равный ~6 В и ~8 В соответственно.

Вертикальные штриховые линии, проведенные при этих плотностях тока фактически разделяют два режима работы дугового разряда. Проанализируем физические процессы, протекающие в разряде при переходе из одного режима разряда в другой. Для этого дополнительно обратимся к рис. 2. На нем приведены усредненные значения концентраций заряженных частиц, а также нейтральных частиц буферного и испаренного с поверхности графитового или медного анода газа из частиц углерода или меди соответственно.

Видно, что в левой подобласти I, в диапазоне плотностей тока, не превышающих 2.5×10^6 А/м² в дуговом разряде с графитовым анодом и до 2.0×10^6 А/м² в дуговом разряде с медным анодом, соответственно, доминирующим ионом является атомарный ион буферного газа – гелия. Обращает на себя внимание следующий факт. В левой подобласти I рассматриваемого диапазона плотностей тока концентрация ионов испаренного газа превышает концентрацию соответствующих нейтральных испаренных частиц. Это связано с ниже следующим результатом. Поскольку микродуга горит при атмосферном давлении гелия, то в разряде поддерживается достаточно большое значение приведенного электрического поля E/N и, как следствие, более высокая температура электронов. В результате эффективность ударной (прямой) ионизации испаренных частиц углерода или меди становится максимальной и ионизируется практически вся примесь.

В правой подобласти II, температура поверхности анода достигает температуры плавления

Таблица 2. Набор учитываемых плазмохимических процессов в гелии

R	Реакция*	Константа реакции k_j , м ³ /с, или м ⁶ /с	Описание
1	$e^- + He \rightarrow e^- + He$	$f_0(\sigma, w)$	Упругое столкновение
2	$e^- + He \rightarrow e^- + He(T)$		Возбуждение
3	$e^- + He \rightarrow e^- + He(S)$		
4	$e^- + He \rightarrow e^- + He^*$		
5	$e^- + He \rightarrow 2e^- + He^+$		Прямая ионизация
6	$e^- + He(T) \rightarrow 2e^- + He^+$		Ступенчатая ионизация
7	$e^- + He(S) \rightarrow 2e^- + He^+$		
8	$e^- + He(T) \rightarrow He + e^-$		Сверхупругие столкновения
9	$e^- + He(S) \rightarrow He + e^-$		
10	$He(S) + e \rightarrow He(T) + e$		Перемешивание
11	$He(S) + He \rightarrow 2He$	8×10^{-21}	Девозбуждение
12	$He^* + He \rightarrow He_2^+ + 2e^-$	8×10^{-17}	Ассоциативная ионизация
13	$He(T) + 2He \rightarrow He_2^* + He$	$8.1 \times 10^{-48} T \exp(-650/T)$	Конверсия в эксимеры
14	$He(T) + He(T) \xrightarrow{\xi} He^+ + He + e^-$ $\xrightarrow{1-\xi} He_2^+ + e^-$	$2.9 \times 10^{-15} \left(\frac{T}{0.025}\right)^{0.5}$	Пеннинговская ионизация*
15	$He(S) + He(S) \xrightarrow{\xi} He^+ + He + e^-$ $\xrightarrow{1-\xi} He_2^+ + e^-$		
16	$He(T) + He(S) \xrightarrow{\xi} He^+ + He + e^-$ $\xrightarrow{1-\xi} He_2^+ + e^-$		
17	$He(T) + He_2^* \xrightarrow{\xi} He^+ + 2He + e^-$ $\xrightarrow{1-\xi} He_2^+ + He + e^-$		
18	$He(S) + He_2^* \xrightarrow{\xi} He^+ + 2He + e^-$ $\xrightarrow{1-\xi} He_2^+ + He + e^-$		
19	$He_2^* + He_2^* \xrightarrow{\xi} He^+ + 3He + e^-$ $\xrightarrow{1-\xi} He_2^+ + He + e^-$		
20	$He^+ + 2He \rightarrow He_2^+ + He$	$1.4 \times 10^{-43} (T/0.025)^{-0.6}$	Ионная конверсия
21	$2e^- + He^+ \rightarrow He^{**} + e^-$	$6 \times 10^{-32} (T_e/T)^{-4.0 \pm 0.5}$	Трехтельная рекомбинация
22	$e^- + He^+ + He \rightarrow He^* + He$	$1 \times 10^{-38} (T_e/T)^{-2.0}$	
23	$2e^- + He_2^+ \rightarrow He^* + He + e^-$	$4 \times 10^{-32} (T_e/T)^{-4.0 \pm 0.5}$	Диссоциативная рекомбинация
24	$e^- + He_2^+ + He \rightarrow He_2^* + He$	$5 \times 10^{-39} (T_e/T)^{-1}$	Трехтельная рекомбинация
25	$e^- + He_2^+ \rightarrow He_2^*$	$5 \times 10^{-15} (T_e/T)^{-1}$	

* $\xi = 0.3$

Таблица 3. Учитываемые состояния частиц углерода

Сорт частицы	Энергия уровня (эВ)	Комментарий
C	0	—
C*	8.864	$2p3p(^3P)$
C ⁺	11.26	—
C ₂	0	—
C ₂ *	2.394	C ₂ * → C ₂ (полосы Свана)
C ₂ ⁺	11.79	—
C ₃	0	—
C ₃ *	3.062	C ₃ * → C ₃ (полосы Свинга)
C ₃ ⁺	12.00	—

графита или меди соответственно. Начинается интенсивное испарение частиц с поверхности анода. В результате, доминирующим ионом становится ион атомарного углерода или меди, соот-

ветственно, в случае графитового или медного анода. Другими словами, наблюдается эффект смены плазмообразующего иона.

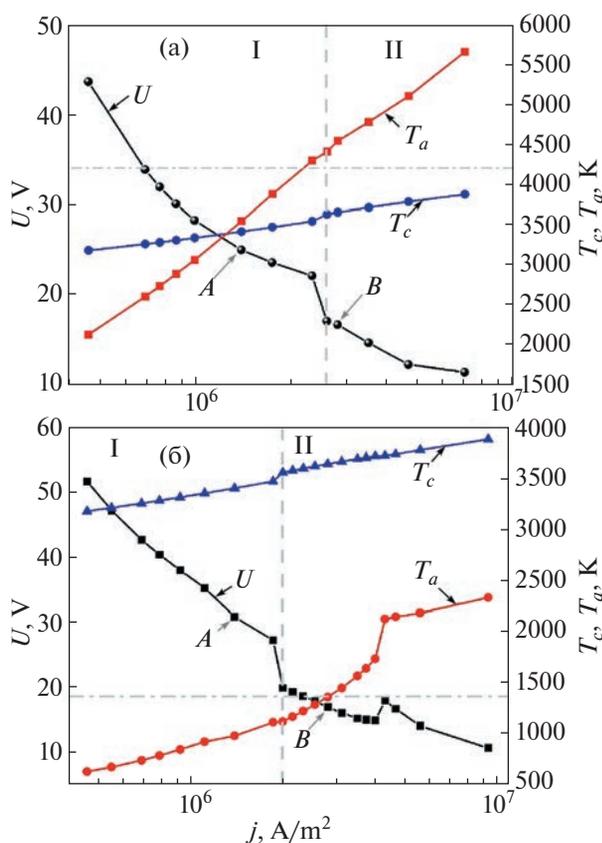


Рис. 1. Зависимости напряжения на разрядном промежутке и температуры поверхности катода и анода от плотности тока в дуговом разряде в гелии с (а) графитовым и (б) медным анодом соответственно.

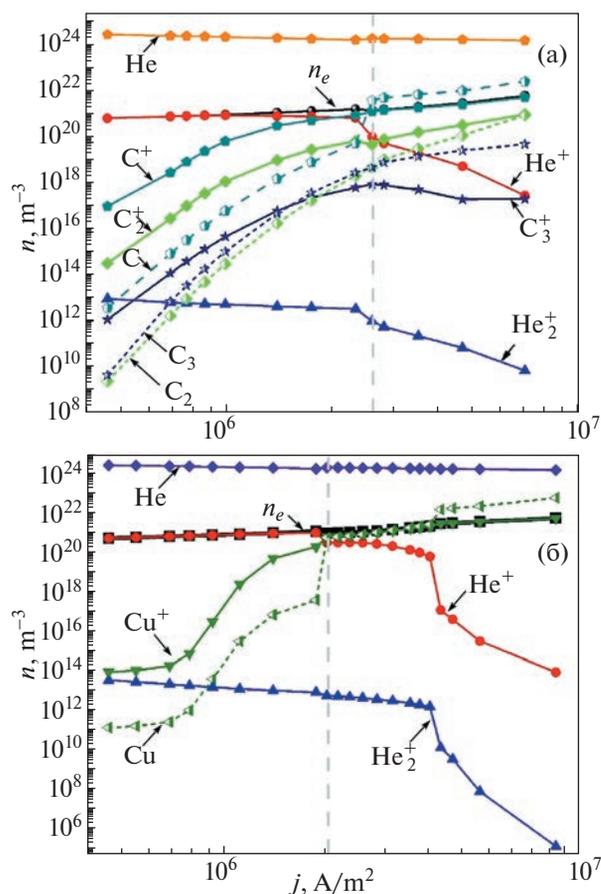


Рис. 2. Зависимости усредненных по разрядному промежутку концентраций заряженных и нейтральных частиц от плотности тока в дуговом разряде в гелии с (а) графитовым и (б) медным анодом.

Таблица 4. Набор плазмохимических реакций с участием атомарных и молекулярных частиц углерода

R	Реакция	Энергия (эВ)	Скорость реакции*	Комментарий
1	$C + e \rightarrow C + e$	–	$f(\sigma, E/N)$	Упругие столкновения
2	$C_2 + e \rightarrow C_2 + e$	–		
3	$C_3 + e \rightarrow C_3 + e$	–		
4	$C + e \rightarrow C^+ + 2e$	11.26		Ионизация
5	$C + e \rightarrow C^* + e$	8.85		Возбуждение
6	$C^* + e \rightarrow C + e$	–8.85		Девозбуждение
7	$C^* + e \rightarrow C^+ + e + e$	2.41		Ступенчатая ионизация
8	$C_2 + e \rightarrow C_2^+ + 2e$	11.8		Ионизация
9	$C_2 + e \rightarrow C_2^* + e$	2.39		Возбуждение
10	$C_2^* + e \rightarrow C_2 + e$	–2.39		Девозбуждение
11	$C_2^* + e \rightarrow C_2^+ + 2e$	9.41	$f(\sigma, E/N)$	Ступенчатая ионизация
12	$C_3 + e \rightarrow C_3^+ + 2e$	13		Ионизация
13	$C_3 + e \rightarrow C_3^* + e$	3.06		Возбуждение
14	$C_3^* + e \rightarrow C_3 + e$	–3.06		Девозбуждение
15	$C_3^* + e \rightarrow C_3^+ + 2e$	9.94		Ступенчатая ионизация
Реакции диссоциации				
16	$C_3 + C \rightarrow C_2 + C_2$	1.53	$1.7 \times 10^9 T^{1.5} \exp(-1.958 \times 10^4 / T)$	Диссоциация с участием нейтральных частиц
17	$C_2 + C_2 \rightarrow C_3 + C$	–1.53	$5 \times 10^{11} T^{0.5} \exp(-3.02 \times 10^3 / T)$	
18	$C_2 + M \rightarrow C + C + M$	6.08	$4.5 \times 10^{18} T^{-1} \exp(-7.093 \times 10^4 / T)$	
19	$C + C + M \rightarrow C_2 + M$	–6.08	$1 \times 10^{16} T^{-0.5}$	
20	$C_3 + M \rightarrow C + C_2 + M$	7.61	$1.6 \times 10^{16} T \exp(-8.748 \times 10^4 / T)$	
21	$C + C_2 + M \rightarrow C_3 + M$	–7.61	$1 \times 10^{16} T^{-0.5}$	
22	$C_3 + C^+ \rightarrow C_2^+ + C_2$	1.89	$1.7 \times 10^9 T^{1.5} \exp(-1.958 \times 10^4 / T)$	Диссоциация с участием ионов
23	$C_2^+ + C_2 \rightarrow C_3 + C^+$	–1.89	$5 \times 10^{11} T^{0.5} \exp(-3.02 \times 10^3 / T)$	
24	$C_3^+ + C \rightarrow C_2^+ + C_2$	1.41	$1.7 \times 10^9 T^{1.5} \exp(-1.958 \times 10^4 / T)$	
25	$C_2^+ + C_2 \rightarrow C_3^+ + C$	–1.41	$5 \times 10^{11} T^{0.5} \exp(-3.02 \times 10^3 / T)$	
26	$C_2^+ + M \rightarrow C^+ + C + M$	5.72	$4.5 \times 10^{18} T^{-1} \exp(-7.093 \times 10^4 / T)$	Диссоциация с участием ионов
27	$C^+ + C + M \rightarrow C_2^+ + M$	–5.72	$1 \times 10^{16} T^{-0.5}$	
28	$C_3^+ + M \rightarrow C^+ + C_2 + M$	7.12	$1.6 \times 10^{16} T \exp(-8.748 \times 10^4 / T)$	
29	$C^+ + C_2 + M \rightarrow C_3^+ + M$	–7.12	$1 \times 10^{16} T^{-0.5}$	
30	$C_3^+ + M \rightarrow C + C_2^+ + M$	7.51	$1.6 \times 10^{16} T \exp(-8.748 \times 10^4 / T)$	
31	$C + C_2^+ + M \rightarrow C_3^+ + M$	–7.51	$1 \times 10^{16} T^{-0.5}$	

Таблица 4. Окончание

R	Реакция	Энергия (эВ)	Скорость реакции*	Комментарий
Реакции рекомбинации				
32	$C^+ + 2e \rightarrow C^* + e$	—	$8.75 \times 10^{-27} T^{-4.5}$	Трехтельная рекомбинация
33	$C_2^+ + 2e \rightarrow C_2^* + e$	—	$8.75 \times 10^{-27} T^{-4.5}$	
34	$C_3^+ + 2e \rightarrow C_3^* + e$	—	$8.75 \times 10^{-27} T^{-4.5}$	
35	$C_2^+ + e \rightarrow C + C$	11.79	$f(\sigma, E/N)$	Диссоциативная рекомбинация
36	$C_3^+ + e \rightarrow C + C$	12.00	$f(\sigma, E/N)$	
37	$C_2^* \rightarrow C_2$	—	7.14×10^6	Излучение
38	$C_3^* \rightarrow C_3$	—	7.14×10^6	

*Для реакций 1–15 и 35, 36, размерность m^3/c ; для остальных - $cm^3/моль/c$, или $cm^6/моль^2/c$.

Таблица 5. Учитываемые состояния атома меди

R	Обозначение	Энергия (эВ)	Стат. вес	Компоненты эффективного уровня
1	Cu	0	2	1^1S_0
2	Cu(D1)	1.39	6	$2^2D_{5/2}$
3	Cu(D2)	1.64	4	$2^2D_{3/2}$
4	Cu(P1)	3.79	2	$2^2P_{1/2}$
5	Cu(P2)	3.82	4	$2^2P_{3/2}$
6	Cu*	5.20	60	$4^4P^0, 4^4D^0, 4^4F^0$
7	Cu**	6.17	16	$5^2P_{1/2}, 5^2P_{3/2}, 4^2D_{3/2}, 4^2D_{5/2}$
8	Cu ⁺	7.72	1	Cu ⁺

При смене режима горения дугового разряда помимо скачка в падении потенциала наблюдается скачкообразное возрастание концентрации атомов углерода (или меди), и скачкообразное падение концентрации ионов гелия. Это связано, во-первых, с высокими значениями концентраций атомарных частиц углерода или меди, испаренных в разрядный промежуток, а во-вторых, с низкими значениями энергии ионизации и высокими значениями сечений ударной ионизации атомов углерода или меди по сравнению с атомами гелия.

В случае разряда с графитовым анодом в диапазоне плотностей тока, при котором разряд горит по углеродному газу, концентрация нейтральных частиц углерода стала выше концентрации ионов углерода. Это связано с тем, что приведенное значение напряженности электрического поля уменьшилось, и как следствие, снизились температура электронов и эффективность ударной ионизации. Необходимо отметить, что в

разряде с графитовым электродом в правой под-области диапазона плотностей тока вторым по значимости ионом становится ион молекулярного углерода C_2^+ . Роль молекулярного иона гелия незначительна и снижается с увеличением плотности тока.

В случае же дугового разряда с медным анодом концентрации нейтральных атомов меди и ионов меди практически равны в диапазоне токов от 2×10^6 А/м² до 4×10^6 А/м². При превышении плотности тока 4×10^6 А/м² наблюдается еще один скачок потенциала. Напряжение на разряде увеличивается ~3 В. При этом значении плотности тока, скачкообразно изменяется концентрация нейтральных атомов меди в разряде и ее значение начинает превышать концентрацию ионов меди. Как следствие, возрастает роль трехтельной рекомбинации (реакция 10 в табл. 6) и для поддержания разряда необходимо увеличение приведенного значения напряженности электрическо-

Таблица 6. Набор плазмохимических реакций с участием атомарных и молекулярных частиц углерода

R	Реакция	Энергия (эВ)	Скорость реакции	Комментарий
1	$\text{Cu} + e \rightarrow \text{Cu} + e$	–	$f(\sigma, E/N)$	Упругие столкновения
2	$\text{Cu} + e \rightarrow \text{Cu}^+ + e + e$	7.724	$f(\sigma, E/N)$	Ионизация
3	$\text{Cu} + e \rightarrow \text{Cu}^* + e$	1.39	$f(\sigma, E/N)$	Возбуждение
4	$\text{Cu}^* + e \rightarrow \text{C} + e$	–1.39	$f(\sigma, E/N)$	Девозбуждение
5	$\text{Cu} + e \rightarrow \text{Cu}^* + e$	1.64	$f(\sigma, E/N)$	Возбуждение
6	$\text{Cu}^* + e \rightarrow \text{C} + e$	–1.64	$f(\sigma, E/N)$	Девозбуждение
7	$\text{Cu} + e \rightarrow \text{Cu}^* + e$	3.79	$f(\sigma, E/N)$	Возбуждение
8	$\text{Cu}^* + e \rightarrow \text{C} + e$	–3.79	$f(\sigma, E/N)$	Девозбуждение
9	$\text{Cu} + e \rightarrow \text{Cu}^* + e$	3.82	$f(\sigma, E/N)$	Возбуждение
10	$\text{Cu}^* + e \rightarrow \text{C} + e$	–3.82	$f(\sigma, E/N)$	Девозбуждение
6	$\text{He(T)} + \text{Cu} \rightarrow \text{He} + \text{Cu}^+ + e$	–	$3.0 \times 10^{-17} T^{1/2}$	Пеннинговская ионизация
7	$\text{He(S)} + \text{Cu} \rightarrow \text{He} + \text{Cu}^+ + e$	–	$3.0 \times 10^{-17} T^{1/2}$	
8	$\text{He}^* + \text{Cu} \rightarrow \text{He} + \text{Cu}^+ + e$	–	$3.0 \times 10^{-17} T^{1/2}$	
9	$\text{He}^+ + \text{Cu} \rightarrow \text{He} + \text{Cu}^+$	–	$3.47 \times 10^{-17} T^{1/2}$	Перезарядка
10	$\text{Cu}^+ + 2e \rightarrow \text{Cu} + e$	–	$1.154 \times 10^{-12} \rho T_e^{-5} \text{cm}^6/\text{s}$ $7.16 \times 10^{-10} \rho T_e^{-5.8} \text{cm}^6/\text{s}$	Трехтельная рекомбинация

го поля. Дополнительные расчеты без учета трехтельной рекомбинации показали отсутствие скачкообразного поведения потенциала при плотности тока $4 \times 10^6 \text{ A/m}^2$ для разряда с медным анодом. Кроме того, при плотности тока выше $4 \times 10^6 \text{ A/m}^2$ наблюдается увеличение скорости снижения концентрации атомарных и молекулярных ионов гелия.

Рассмотрим также распределение концентраций заряженных частиц в дуговом разряде по длине промежутка для точки А, соответствующей плотности тока $1.3 \times 10^6 \text{ A/m}^2$ и точки В, соответствующей плотности тока $2.8 \times 10^6 \text{ A/m}^2$, на рис. 1 на “ВАХ” для разряда с графитовым и медным электродом соответственно. На рис. 3а представлены пространственные распределения концентраций заряженных и нейтральных частиц в дуговом разряде с графитовым при плотности тока $j = 1.3 \times 10^6 \text{ A/m}^2$, соответствующей точке А на рис 1а и при плотности тока $j = 2.8 \times 10^6 \text{ A/m}^2$, соответствующей точке В на рис. 1а.

Видно, что в первом случае (точка А) доминирующим ионом в приэлектродных областях является He^+ . При этом в центральной области разрядного промежутка ион углерода C^+ уже преоб-

ладающим. Концентрация плазмы достигает $n_e = 3 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$.

Максимальные значения концентраций нейтральных атомов углерода наблюдаются вблизи приэлектродных областей, а молекулярных частиц углерода – вблизи анода.

Во втором случае (точка В) практически во всем разрядном промежутке доминирующим сортом ионов является ион атомарного углерода C^+ .

В центральной области разрядного промежутка вторым по значимости ионом является ион C_2^+ . Лишь в анодной области преобладает ион гелия He^+ . Концентрация плазмы незначительно снижается до $n_e = 2.2 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$. Аналогичный характер в распределениях наблюдается и в разряде с медным анодом (рис. 3б). Однако в случае плотности тока $j = 1.3 \times 10^6 \text{ A/m}^2$ доминирующим ионом во всем разрядном промежутке является ион гелия, а в случае $j = 2.8 \times 10^6 \text{ A/m}^2$ преобладание иона атомарного гелия вблизи анода занимает порядка 1/4 длины разрядного промежутка.

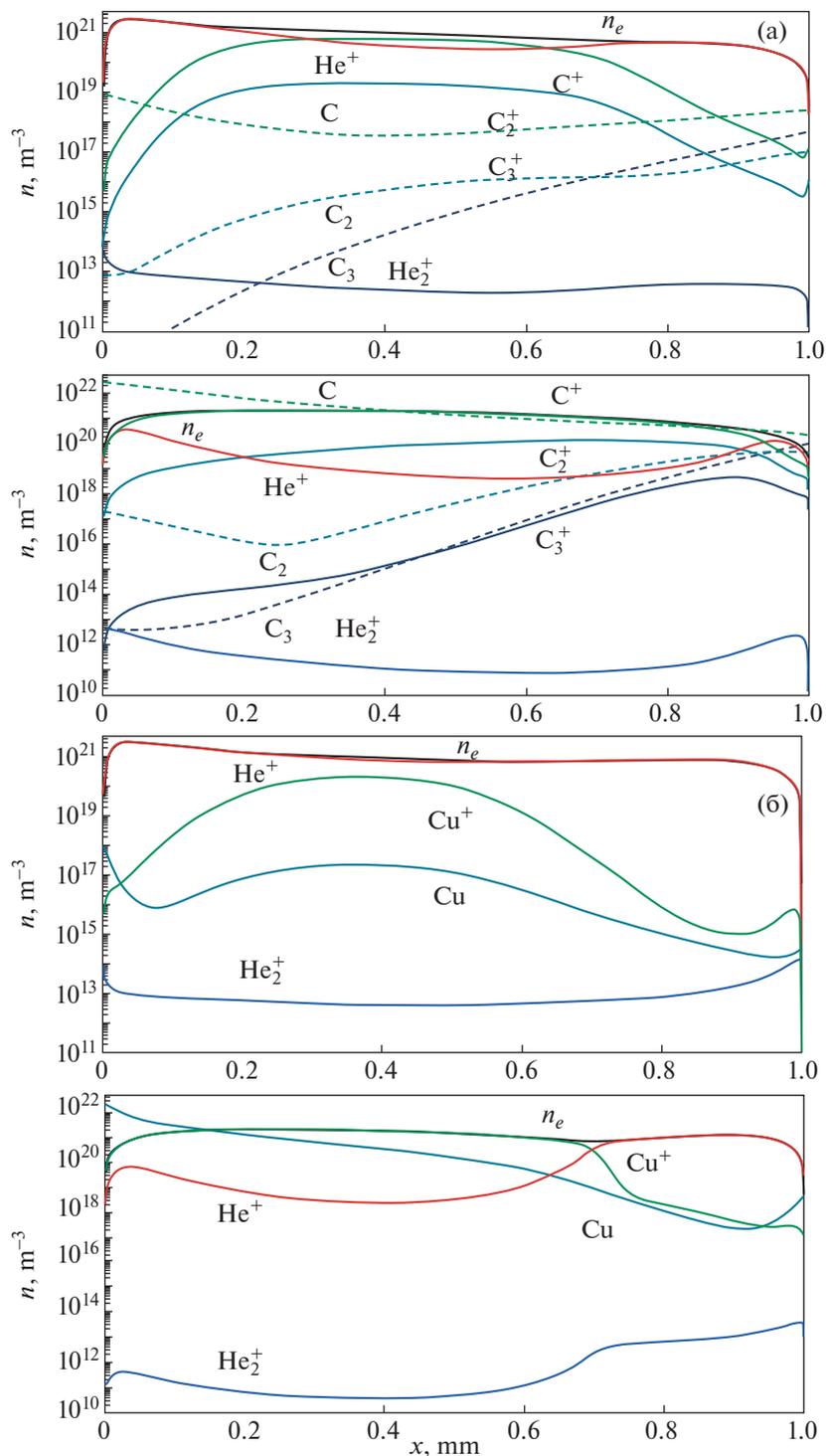


Рис. 3. Распределение концентраций заряженных и нейтральных частиц вдоль разрядного промежутка для точек А и В на рис 1 для дугового разряда с (а) графитовым и (б) медным анодом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе получила дальнейшее развитие модель дугового разряда, единым образом учитывающая процессы, протекающие в раз-

рядном промежутке и в электродах. Дополнительно был учтен процесс испарения частиц с поверхности анода. Численные расчеты были рассмотрены для разрядов с тугоплавким (графитовым) и нетугоплавким (медным) анодом. До-

полнительно были учтены элементарные процессы с участием испаренных с поверхности анода частиц. Было показано, что на зависимости напряжения от плотности тока наблюдается скачок потенциала, соответствующий смене режима дугового разряда, при котором наблюдается смена плазмообразующего иона.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-20099, <https://rscf.ru/project/22-22-20099/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда, М.: Интеллект, 2009.
2. Рохлин Г.Н. Разрядные источники света. М.: Энергоатомиздат, 1991. 720 с.
3. Fridman A., Gutsol A., Cho Y.I. Non-thermal atmospheric pressure plasma Advances in Heat Transfer ed A. Fridman, Y. Cho, A. George and A. B.-C. Greene. New York: Acad. Press, 2007.
4. Qin B., Zhang T., Chen H., Ma Y. // Carbon. 2016. T. 102. C. 494.
5. Park Y.S., Kodama S., Sekiguchi H. // Nanomaterials. 2021. T. 11. № 9. C. 2214.
6. Vekselman V., Raitses Y., Shneider M.N. // Physical Review E. 2019. T. 99. № 6. C. 063205.
7. Timerkaev B.A., Kaleeva A.A., Timerkaeva D.B., Saifutdinov A.I. // High Energy Chemistry. 2019. T. 53. C. 390.
8. Shavelkina M.B., Ivanov P.P., Bocharov A.N., Amirov R.H. // Plasma Chemistry and Plasma Processing. 2021. T. 41. C. 171.
9. Nowack M., Leidich S., Reuter D., Kurth S., Kuechler M., Bertz A., Gessner T. // Sensors and Actuators A: Physical. 2012. T. 188. C. 495.
10. Jhavar S., Paul C.P., Jain N.K. // Jom. 2016. T. 68. C. 1801.
11. Keidar M., Beilis I.I. // J. Appl. Phys. 2009. V. 106. 103304
12. Lebouvier A., Iwarere S.A., Ramjugernath D., Fulcheri L. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2013. V. 46. № 14. P. 145203.
13. Timofeev N.A., Sukhomlinov V.S., Zissis G., Mukharava I.Yu., Mikhaylov D.V., Mustafaev A.S., Dupuis P., Solikhov D.Q., Borodina V.S. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2021. V. 49. № 8. P. 2387.
14. Maharaj A., D'Angola A., Colonna G., Iwarere S.A. // Frontiers in Physics. 2021. V. 9. C. 652.
15. Musielok J. // Contributions to Plasma Physics. 1977. V. 17. P. 135.
16. Cram L.E., Poladian L., Roumeliotis G. // Journal of Physics D: Applied Physics. 1988. V. 21. P. 418.
17. Almeida N.A., Benilov M.S., Naidis G.V. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2008. V. 41. № 24. P. 245201.
18. Almeida N.A., Benilov M.S., Hechtfisher U., Naidis G.V. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2009. V. 42. № 4. P. 045210.
19. Kolev S., Bogaerts A.A. // Plasma Sources Science and Technology. 2014. V. 24. № 1. P. 015025.
20. Saifutdinov A.I., Fairushin I.I., Kashapov N.F. // JETP Letters. 2016. V. 104. № 3. P. 180.
21. Eliseev S.I., Kudryavtsev A.A., Liu H., Ning Zh., Yu D., Chirtsov A.S. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2016. V. 44. № 11. P. 2536.
22. Semenov I.L., Krivtsun I.V., Reisgen U. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2016. V. 49. № 10. P. 105204.
23. Almeida N.A., Cunha M.D., Benilov M.S. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2017. V. 50. № 38. P. 385203.
24. Kolev S., Sun S., Trenchev G., Wang W., Wang H., Bogaerts A. // Plasma Processes and Polymers. 2017. V. 14. № 4-5. C. 1600110.
25. Khrabry A., Kaganovich I.D., Nemchinsky V., Khodak A. // Physics of Plasmas. 2018. V. 25. № 1.
26. Khrabry A., Kaganovich I.D., Nemchinsky V., Khodak A. // Physics of Plasmas. 2018. V. 25. № 1. P. 013522
27. Baeva M., Loffhagen D., Becker M. M., Uhrlandt D. // Plasma Chemistry and Plasma Processing. 2019. V. 39. № 4. C. 949.
28. Baeva M., Loffhagen D., Uhrlandt D. // Plasma Chemistry and Plasma Processing. 2019. V. 39. № 6. C. 1359.
29. Benilov M.S. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2019. V. 53. № 1. C. 013002.
30. Saifutdinov A.I., Timerkaev B.A., Saifutdinova A.A. // JETP Letters. 2020. V. 112. 7. P. 405.
31. Saifutdinov A.I. // Journal of Applied Physics. 2021. V. 129. № 9. P. 093302.
32. Saifutdinov A.I. // Plasma Sources Science and Technology. 2022. V. 31. № 9. P. 094008.
33. Baeva M., Benilov M.S., Zhu T., Testrich H., Kewitz T., Foest R. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2022. V. 55. № 36. P. 365202.
34. Santos D.F.N., Almeida N.A., Lisnyak M., Gonnet J.P., Benilov M.S. // Physics of Plasmas. 2022. T. 29. № 4. P. 043503.
35. Baeva M., Methling R., Uhrlandt D. // Plasma Physics and Technology. 2021. V. 8. № 1. P. 1.
36. Wang W.Z., Rong M.Z., Murphy A.B., Yi Wu, Spencer J.W., Yan J.D., Michael T., C Fang // Journal of Physics D: Applied Physics. 2011. V. 44. № 35. P. 355207.
37. Cressault Y., Murphy A.B., Teulet Ph., Gleizes A. Schnick M. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2013. V. 46. № 41. C. 415207.
38. Кнаке О., Странский И.Н. // Успехи физических наук. 1959. V. 68. № 6. C. 261.
39. Thorn R.J., Winslow G.H. // The Journal of Chemical Physics. 1957. V. 26. № 1. P. 186.
40. Nielsen T., Kaddani A., Benilov M.S. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2001. V. 34(13) P. 2016.
41. Nemchinsky V. // Journal of Applied Physics. 2021. V. 130. № 10. P. 103304.
42. Kutasi K., Hartmann P., Donkó Z. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2001. V. 34. № 23. P. 3368.

43. *Kutasi K., Hartmann P., Bánó G., Donkó Z.* // Plasma Sources Science and Technology. 2005. V. 14. № 2. P. S1.
44. *Богданов Е. А., Капустин К.Д., Кудрявцев А.А., Чирцов А.С.* // Журнал технической физики. 2010. Т. 80. № 10. С. 41.
45. *Wang Q., Economou D.J., Donnelly V.M.* // Journal of Applied Physics. 2006. V. 100. № 2. P. 023301.
46. *Deloche R., Monchicourt P., Cheret M., Lambert F.* // Physical Review A. 1976. V. 13. № 3. P. 1140.
47. *Saifutdinov A.I., Sorokina A.R., Boldysheva V.K., Lатыпов E.R., Saifutdinova A.A.* // High Energy Chemistry. 2022. V. 56. № 6. С. 477.
48. *Mansour A.R., Hara K.* // Journal of Physics D: Applied Physics. 2019. Т. 52. № 10. С. 105204.
49. *Bogaerts A., Gijbels R., Carman R.* // Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy. 1998. V. 53. № 12. P. 1679.
50. *Bogaerts A., Gijbels R.* // Journal of Applied Physics. 2002. Т. 92. № 11. С. 6408.

ДВОЙНЫЕ ПЫЛЕВЫЕ СТРУКТУРЫ В РАЗЛИЧНЫХ ФАЗАХ СТРАТЫ В УМЕРЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2023 г. С. И. Павлов^{а,*}, Е. С. Дзалиева^{а,**}, Л. Г. Дьячков^б, Л. А. Новиков^а,
М. В. Балабас^а, В. Ю. Карасев^а

^а Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

^б Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*e-mail: s.i.pavlov@spbu.ru

**e-mail: plasmadust@yandex.ru

Поступила в редакцию 15.05.2023 г.

После доработки 17.06.2023 г.

Принята к публикации 29.06.2023 г.

Исследуются объемные плазменно-пылевые образования, в составе которых находились калиброванные пылевые частицы, различные по размеру и плотности материала. Изучались особенности формирования структур в стратифицированном тлеющем разряде, а также их форма и динамика во внешнем магнитном поле. Из нескольких видов порошков получены разделенные в пространстве двойные структуры, которые заполняют пылевую ловушку, находясь в разных фазах страты. Получены зависимости средней угловой скорости вращения для каждой части структуры в магнитном поле. В диапазоне, где механизм вращения зависит от размера частиц и доминирует сила ионного увлечения, проведены численные оценки скорости вращения с учетом изменения параметров вдоль страты.

Ключевые слова: пылевая плазма, магнитное поле, тлеющий разряд, стоячие страты, пылевые структуры

DOI: 10.31857/S036729212360053X, **EDN:** EQWDEV

1. ВВЕДЕНИЕ

При экспериментальном исследовании комплексной плазмы применяются методы динамичного воздействия с наблюдением и анализом отклика пылевой подсистемы [1–4]. Используются столкновительные эксперименты с отдельными частицами [5], столкновения и взаимные проникновения бинарных пылевых смесей [6, 7], воздействия на фоновую плазму, например, гармонические [8, 9] и ультракороткие с одиночными либо ударными волнами [10, 11]. Особый интерес представляют используемые сегодня инвазивные или избирательные воздействия. К первым можно отнести лазерное облучение [12, 13], а также термофорез [14, 15]. Среди вторых продуктивным оказалось применение магнитного поля различных диапазонов, эффективно воздействующих на разные компоненты плазмы: электроны, ионы и пылевые гранулы. Как правило, воздействие на пылевые гранулы происходит опосредованно, через более легкие компоненты или изменение свойств разряда [16, 17].

Действие магнитного поля на пылевую плазму наиболее сложно и более эффективно в случае трехмерной пылевой системы, формируемой в

объемных пылевых ловушках [18]. В первых работах, где создавались протяженные пылевые структуры, использовались электроды специальной конструкции [19–21]. Далее применялись ограничивающие потоки вставки в электроды [22, 23]. В условиях тлеющего разряда применение подобных вставок [24–26] приводит к стимулированию механизмов вращения, раскручивающих пылевую плазму до больших скоростей. Использование естественной газоразрядной ловушки, – стоячей страты в магнитном поле, оказалось очень продуктивным как для изучения динамики пылевой компоненты [27–31], так и для изучения свойств газового разряда в магнитном поле [32–35].

Стоячая и бегущая страты являются волнами ионизации [36–38]. Вдоль страты параметры плазмы распределены неравномерно. В стратах большой амплитуды [39] максимумы электрического поля и концентрации ионов разнесены примерно на четверть длины страты. На устойчивой анодной ветви электрического поля в страте формируется пылевая ловушка, различная по положению для разных размеров пылевых частиц [8, 40]. Сегодня представления о кинетике элект-

тронов и стратификации разряда широко развиваются, не в последнюю очередь в связи с приложением к пылевой плазме [41–43]. Экспериментальные исследования с сильно заполненной пылевыми частицами стратой: большие пылевые структуры из полидисперсных частиц [44]; разделенные при наклоне трубки [45, 46], в однородном и неоднородном магнитном поле [47, 48] представляют собой богатый полигон для изучения динамики пылевой плазмы и свойств тлеющего разряда. В настоящей работе ставится задача изучения свойств пылевой ловушки и динамики пылевой плазмы в магнитном поле в разных фазах страты, при одновременном применении частиц разных размеров левитирующих в различных фазах страты.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент проводился на установке, применяемой для исследования вращения плазменно-пылевых структур в стратах в магнитном поле, описанной в [27]. Она состояла из газоразрядной трубки и создающей магнитное поле системы из двух катушек с зазором между ними 9 см. Разрядная трубка могла перемещаться вдоль своей оси для того, чтобы изменить положение стоячей страты в магнитном поле. Страта с исследуемой пылевой структурой помещалась в середину зазора между двумя катушками для исключения влияния неоднородности магнитного поля. Магнитное поле изменялось в диапазоне от 0 до 500 Гс. Для боковой подсветки пылевых структур и контроля положения стоячей страты использовался зазор между магнитными катушками. Подсветка производилась лазерным “ножом”, который формировался с помощью полупроводникового лазера KLM-M650-40-5 с длиной волны 650 нм и мощностью 40 мВт, микрообъектива и цилиндрической линзы. Наблюдение за вращением пылевых структур подсвеченных горизонтальным лазерным ножом производилось сверху через торцевое оптическое окно газоразрядной трубки с фиксацией верхней камерой. Вертикальные сечения структур наблюдались сбоку и фиксировались боковой камерой. Все наблюдения проводились в первой стоячей страте в сторону анода от сужающей разряд диэлектрической вставки. Длина разрядной трубки была 80 см, радиус 1.5 см. Трубка была снабжена никелевыми электродами, ее центральная часть длиной 40 см находилась в магнитном поле, электроды были вынесены вне магнитного поля.

Пылевая плазма создавалась в неоне при давлении 0.37 Торр и токе разряда 1.5 мА. Для создания двойной пылевой структуры использовались монодисперсные сферические микрочастицы диаметрами 8.2 мкм и 5.19 мкм, изготовленные из

меламин-формальдегида (MF) плотностью 1.5 г/см³, и частицы диаметром 1.0 мкм, изготовленные из диоксида кремния плотностью 2.2 г/см³. Такие размеры частиц были выбраны для получения отдельных пылевых структур, исходя из различия параметров плазмы вдоль страты, а также из-за проблемы слипания мелких частиц меламин-формальдегида [49, 50]. В различных экспериментах структуры создавались из двух типов частиц: 8.2 и 5.19 мкм, либо 5.19 и 1 мкм. Так как для пары микрочастиц 8.2 и 5.19 мкм удалось создать наиболее разделенные по вертикали пылевые структуры, то далее основные результаты будут приведены с этой парой размеров частиц.

Для отдельного инжектирования в разряд пылевых частиц разных размеров в одном эксперименте использовались два контейнера. Сначала путем аккуратного встряхивания первого контейнера формировалась нижняя структура из пылинок 8.2 мкм таким образом, чтобы в горизонтальном сечении было как минимум две замкнутые оболочки (вращение кластера, с таким количеством частиц в горизонтальном сечении более устойчиво) [51]. Далее вбрасывались частицы из второго контейнера, и верхняя структура формировалась над первой. Вертикальное сечение двух разделенных пылевых структур в одной стоячей страте показано на рис. 1а. На рис. 1б и в представлены горизонтальные сечения обеих пылевых структур.

В эксперименте после фотографирования вертикальных сечений и видеозаписи горизонтальных сечений структур, магнитное поле изменялось, и далее записывались новые изображения. На рис. 2 представлено вертикальное сечение двойной пылевой структуры в магнитном поле 135 Гс. Для каждой из структур по видеозаписям определялась средняя угловая скорость вращения сечений по стандартной процедуре [27, 44]. Погрешность измерения угловой скорости в основном связана с погрешностью позиционирования центра вращения сечений.

По полученным изображениям были определены геометрические характеристики сечений и межчастичное расстояние в каждой структуре, а также угловая скорость вращения в зависимости от магнитного поля. На рис. 3 представлена зависимость проекции угловой скорости вращения пылевых структур на вектор магнитной индукции \mathbf{B} . В диапазоне значений B , где проекция угловой скорости отрицательна, зависимости для обеих структур ведут себя одинаковым образом. После поля остановки (B_0) верхняя структура вращалась с положительной скоростью, а вращение нижней не развивалось. Заметим, что структуры из калиброванных частиц не имели радиального и осевого градиентов вращения.

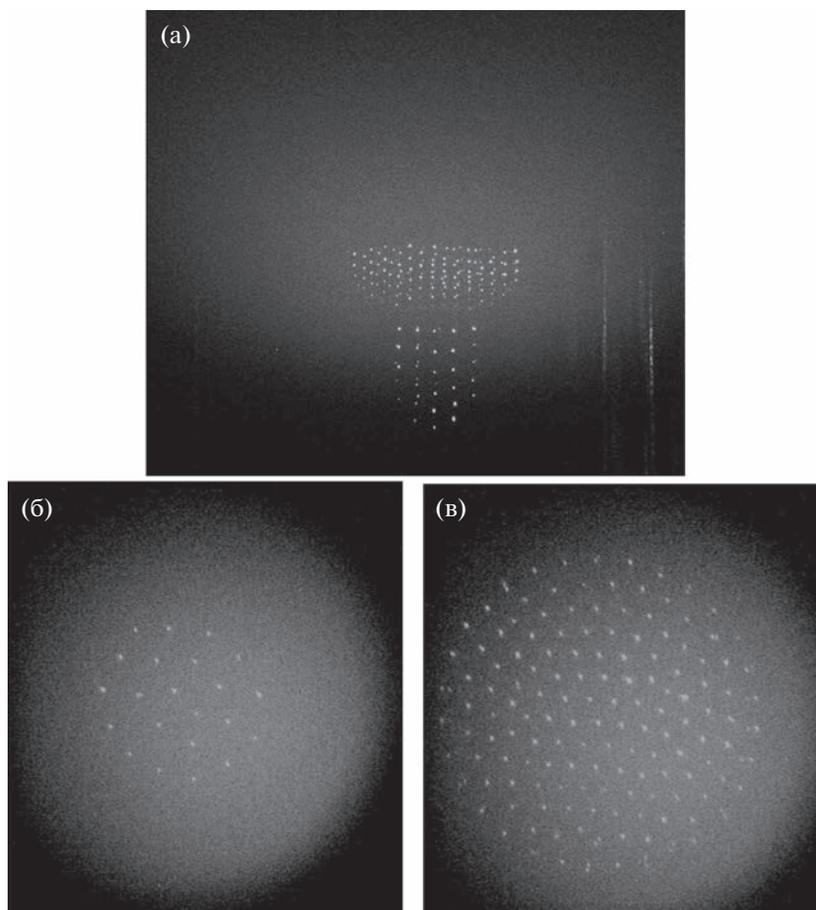


Рис. 1. а) Фотография вертикального сечения двойной пылевой структуры: нижняя (первая) структура сформирована из частиц MF размером 8.2 мкм, верхняя (вторая) структура сформирована из частиц MF размером 5.19 мкм, ширина изображения 14.25 мм, б) горизонтальное сечение нижней структуры из частиц размером 8.2 мкм, ширина изображения 5.7 мм, в) горизонтальное сечение верхней структуры из частиц размером 5.19 мкм, ширина изображения 5.4 мм. Условия: разряд в неоне, $P = 0.37$ Торр, $I = 1.5$ мА, $B = 0$.

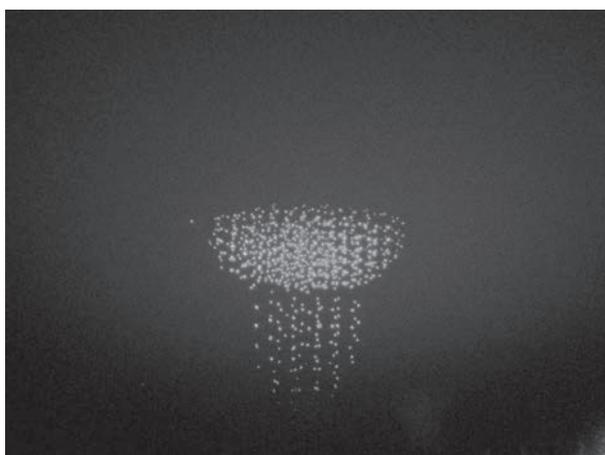


Рис. 2. Фотография вертикального сечения двойной пылевой структуры: нижняя структура сформирована из частиц MF размером 8.2 мкм, верхняя структура сформирована из частиц MF размером 5.19 мкм. Условия: Ne, $P = 0.37$ Торр, $I = 1.5$ мА, $B = 135$ Гс. Ширина изображения 13.5 мм.

На рис. 4 показано изменение вертикального зазора между структурами (расстояния от верхней частицы в нижней структуре до нижней частицы в верхней структуре) как функции магнитного поля B . С ростом магнитного поля до величины 75 Гс это расстояние уменьшалось, при дальнейшем увеличении магнитного поля до 200 Гс величина зазора была постоянна. В диапазоне от 200 до 270 Гс наблюдалось некоторое уменьшение зазора, а при $B > 270$ Гс нижняя структура деградировала. В итоге в эксперименте в диапазоне магнитного поля до 270 Гс были получены две отдельные плазменно-пылевые структуры. Рисунок 2 показывает геометрию обеих структур до деградации нижней структуры.

Рисунки 5 и 6 демонстрируют зависимости вертикальных и горизонтальных межчастичных расстояний в обеих структурах с изменением магнитного поля. До величины B порядка 135 Гс межчастичные расстояния оставались неизмен-

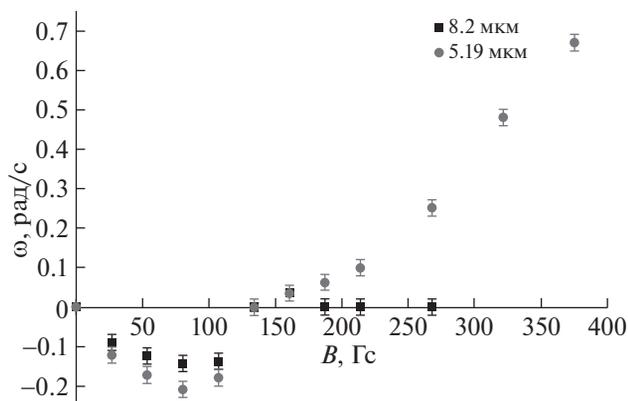


Рис. 3. Зависимость угловой скорости пылевых структур от магнитной индукции B . Условия: Ne , $P = 0.37$ Торр, $I = 1.5$ мА. ■ — нижняя пылевая структура (частицы 8.2 мкм), ● — верхняя структура (5.19 мкм).

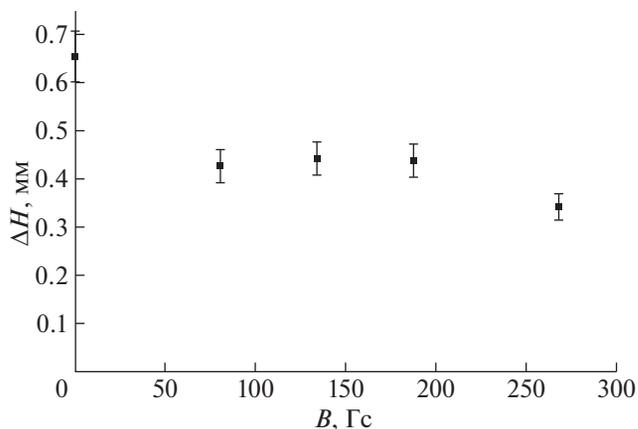


Рис. 4. Зависимость вертикального зазора между пылевыми структурами от магнитной индукции B . Условия: Ne , $P = 0.37$ Торр, $I = 1.5$ мА.

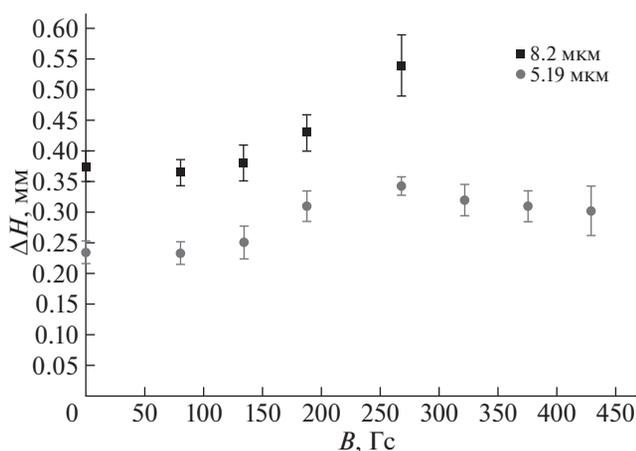


Рис. 5. Зависимость вертикального межчастичного расстояния в пылевых структурах от магнитной индукции B . Условия: Ne , $P = 0.37$ Торр, $I = 1.5$ мА. ■ — нижняя пылевая структура (8.2 мкм), ● — верхняя структура (5.19 мкм).

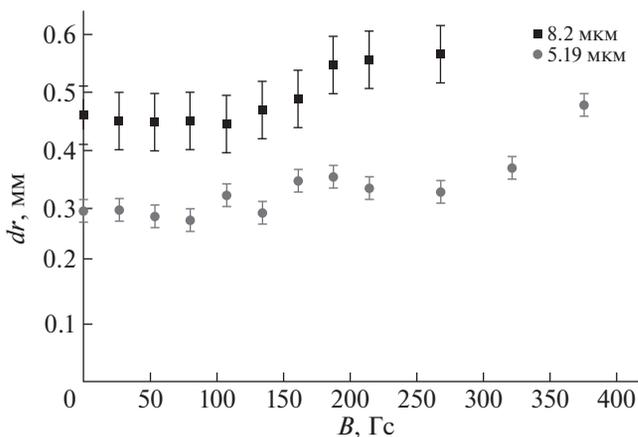


Рис. 6. Зависимость горизонтального (радиального) межчастичного расстояния в пылевых структурах от магнитной индукции B . Условия: Ne , $P = 0.37$ Торр, $I = 1.5$ мА. ■ — нижняя пылевая структура (8.2 мкм), ● — верхняя структура (5.19 мкм).

ными. В итоге, в диапазоне магнитного поля до 135 Гс структуры оставались однородными.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Исходя из характеристик пылевых образований, полученных из калиброванных частиц разного размера в одной стоячей страте, обсудим особенности их геометрии и динамики в магнитном поле. Для уединенной пылевой частицы с учетом ее положения в страте свяжем параметры плазмы с измеренной скоростью вращения. При вращательном движении пылевых структур в магнитном поле в страте могут работать два механизма вращения [18, 29–31, 52]: ионное увлечение и увлечение вращающимся газом из-за вихревого

тока. Поскольку только первый механизм чувствителен к размеру частиц и их заряду, для численных оценок ограничимся диапазоном магнитного поля до наступления инверсии вращения $B < B_0$, когда проекция угловой скорости на вектор магнитной индукции отрицательна.

Первоначально в отсутствии магнитного поля были определены размеры пылевых структур и их положения в страте. При использовании пары частиц 8.2 и 5.19 мкм нижняя структура (из 8.2 мкм частиц) формировалась над нижней границей свечения страты со стороны катода, вторая структура формировалась над первой. Разделение структур в пространстве четко соблюдалось, рис. 4.

Магнитное поле вызывало вращательное движение обеих структур, как это наблюдалось ранее с одной структурой [27, 28, 44]. Если проводить сравнение с орбитальным движением частиц под действием фотофоретических сил [53, 54], то в наших исследованиях использовался маломощный лазер (40 мВт), что сопоставимо с условиями в работе [53], при котором необработанные частицы приходят в движение при облучении их лазерным излучением. В нашем исследовании орбитальное движение вызвано действием силы ионного увлечения. Созданные пылевые структуры, в отличие от экспериментов [27, 44] с применением полидисперсных частиц, были не протяженными по вертикали, осевой градиент угловой скорости у них отсутствовал. Однородность вращения и постоянство межчастичного расстояния в каждой пылевой структуре (рис. 5 и рис. 6) показали, что каждое созданное образование достаточно однородно. На рис. 3 представлена зависимость угловой скорости вращения от магнитного поля для обеих структур. В диапазоне отрицательной проекции скорости на вектор магнитной индукции нижняя структура вращается медленнее, рис. 3. В рассматриваемом диапазоне поля $B < B_0 = 150$ Гс доминирующим механизмом вращения служит сила ионного увлечения. Она пропорциональна квадрату размера частицы, но частицы большего размера, левитирующие в нижней структуре, вращаются медленнее. Это объясняется разными значениями параметров плазмы в разных фазах страты.

На рис. 7 схематически показано распределение основных плазменных параметров вдоль страты: напряженности поля, плотности плазмы, температуры (средней энергии) электронов и свечения страты. В пылевой ловушке на конкретной высоте h сила ионного увлечения должна определяться параметрами плазмы в соответствии с фазой страты. В силу однородности каждой структуры можно выбрать высоту середины структуры и рассматривать действие силы ионного увлечения на пробную пылевую частицу соответствующего размера на выбранной высоте, т.е., с локальными параметрами n_i , E_r , T_e и др. Скорость вращения частицы при $B < B_0$ определяется балансом силы ионного увлечения [1–4] и силы торможения. Сила ионного увлечения [3]

$$F_{id} = \frac{8\sqrt{2}\pi}{3} a^2 n_i m_i v_{Ti} u \left\{ 1 + \frac{1}{2} z \tau + \frac{z^2 \tau^2}{4} \Pi \right\}, \quad (1)$$

где n_i , m_i , v_{Ti} – концентрация, масса и тепловая скорость ионов, $\Pi \approx 1$ – модифицированный кулоновский логарифм, $\tau = T_e/T_i$ – отношение электронной температуры к ионной, $z = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{|Z_d| e^2}{akT_e}$, eZ_d – заряд пылевой частицы, $u =$

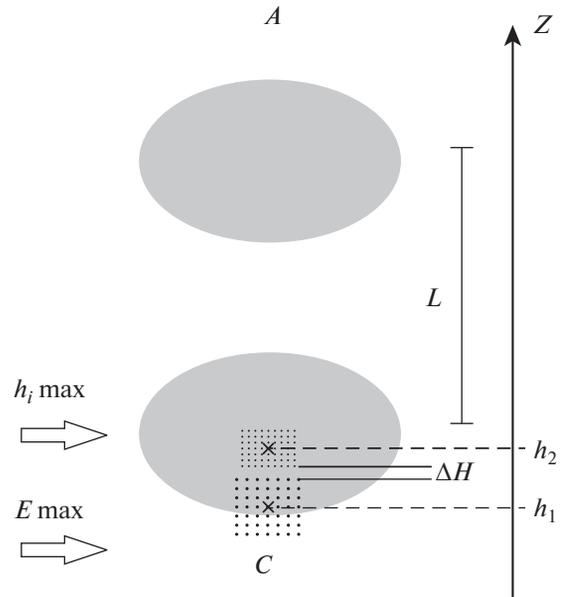


Рис. 7. Схематическое расположение двойной пылевой структуры в пылевой ловушке в страте. Обозначения: L – длина страты, A – анод, C – катод.

$= \omega_i \tau_i b_i E_r$ – азимутальная скорость иона в магнитном поле, ω_i – ионная циклотронная частота, τ_i – время между столкновениями ионов с атомами газа, b_i – подвижность иона, E_r – радиальное электрическое поле, a – радиус пылевой частицы. В случае разреженного газа сила торможения – это сила Эпштейна [1–4]

$$F_{Ep} = \frac{8\sqrt{2}\pi}{3} \gamma a^2 n_n k T_n \frac{U_d}{v_T}, \quad (2)$$

где n_n , T_n , v_T – концентрация, температура и тепловая скорость нейтралов, γ – коэффициент порядка единицы, определяемый особенностями взаимодействия нейтралов с поверхностью частицы, U_d – скорость пылевой частицы. Приравняв силы для вращающейся частицы на радиусе r_d и полагая, что заряд частицы $q = Z_d e = C U_{fl} \sim a T_e$, тут C – емкость, U_{fl} – плавающий потенциал, для угловой скорости пылевой частицы получаем выражение с точностью до числового коэффициента

$$\omega \approx \frac{n_i}{n_n} \frac{(b_i E_r)}{r_d} (\omega_i \tau_i) \left(\frac{T_e}{T_i} \right)^2. \quad (3)$$

Измерения скорости вращения в магнитном поле в эксперименте были проведены сразу для частиц двух размеров, при этом значения магнитного поля, тока разряда, давления газа и возможное загрязнение газом материалом частиц [55] были одинаковы. Точность сравнения действия механизма вращения в двух пылевых структурах

будет более высокой, если рассмотреть непосредственно отношение скоростей вращения

$$\frac{\omega_2}{\omega_1} = \left(\frac{n_{i2}}{n_{i1}}\right) \left(\frac{E_{r2}}{E_{r1}}\right) \frac{T_{e2}}{T_{e1}}. \quad (4)$$

В этом случае в разных фазах страты (на разных высотах h) нужно задать только: n_i , E_r , T_e . При $V = B_0$ сила ионного увлечения уравнивается увлечением вращающимся газом из-за вихревого тока в головной части страты, где левитируют пылевые частицы. Для определенности выберем значение магнитного поля около 75 Гс вблизи $V = B_0/2$, при котором полученное экспериментально соотношение $\omega_2/\omega_1 = 1.5$, рис. 3. Для получения оценок по (4) существует определенная проблема с выбором значений n_i , E_r , T_e в разных фазах страты, обсудим ее отдельно.

Согласно литературным данным по бегущим и стоячим стратам [36–38, 56], максимум продольного поля и температуры электронов сдвинут в сторону катода относительно максимума плотности и свечения на величину от четверти до половины длины страты. Согласно зондовым измерениям [57], максимум радиального поля совпадает с максимумом продольного и максимумом средней энергии (температуры) электронов. Определение в нашем эксперименте распределения яркости свечения вдоль страты и положений центров пылевых структур позволили нам моделировать распределения нужных параметров вдоль по фазе страты. Величины электрического поля на длине страты отличаются в несколько раз, а значения плотности электронов почти на порядок. Теоретические и экспериментальные данные о n_i , E_r , T_e содержатся в работах [8, 58–61], в том числе, для условий нашего эксперимента.

Заметим, что существуют две особенности в выборе данных параметров, связанные с кинетикой электронов и влиянием магнитного поля. Во-первых, в разряде низкого давления и слабого тока в инертных газах кинетика электронов имеет нелокальный характер, функция распределения электронов по энергиям не является максвелловской. В [8] показано, что при условиях близких к нашим, сдвиги фазы между полем и плотностью электронов различны для максвелловского и реального распределений электронов. Во-вторых, при наложении магнитного поля, замагничивающего электроны, в неоне при $p = 0.4$ Торр это 100 Гс, происходит переход от нелокального режима кинетики к локальному [56]. По данным [62] в неоне такой переход будет происходить в магнитном поле до 300 Гс. Обнаруженная немонотонная зависимость напряженности электрического поля E от магнитного поля была объяснена в [56] изменением функции распределения электронов в области больших энергий (максвеллизацией электронов). В итоге, анализируя лите-

ратурные данные, для численной оценки в условиях нашего эксперимента с 5.19 мкм и 8.2 мкм частицами мы приняли, что отношения параметров плазмы могут быть следующими: $n_{i2}/n_{i1} = 4$, $E_{r2}/E_{r1} = 0.6$, $T_{e2}/T_{e1} = 0.6$. При них оценка по (4) дает значение 1.4, для выбранного диапазона магнитного поля это хорошее согласие. Как говорилось выше, в магнитном поле существует вращение и из-за вихревого тока, но в поле, меньшем чем B_0 , при малом до 3 мм разнесении двух структур действие второго механизма не проявляется.

Смена механизма вращения пылевой структуры при $V = B_0$ (на графике на рис. 3 это 150 Гс) связана с усилением действия вихревого тока. Магнитные поля, при которых электроны замагничиваются, начинают влиять на характеристики разряда, и мы обнаруживаем деградацию нижней части пылевой структуры. Выпуклый книзу профиль страты меняется на вогнутый, структура перестает вращаться, и при увеличении магнитного поля нижние частицы выпадают из ловушки в страте. На рис. 3 скорость вращения нижней структуры в поле свыше 150 Гс равна нулю. При этом верхняя структура развивает вращение с положительной проекцией угловой скорости. Заметим, что полученные результаты согласуются с результатами для объемной пылевой структуры [27, 44] из полидисперсных частиц и для структуры из калиброванных частиц [28, 29], приобретающей кольцевую форму и далее деградирующей в магнитном поле 700 Гс.

Поскольку магнитное поле воздействует на пылевую ловушку в головной (в эксперименте в нижней) части страты, то возникает интерес к применению более легких (мелких) пылевых частиц, способных левитировать в наиболее верхней фазе страты. Как говорилось выше, в эксперименте также использовалась другая пара частиц с размерами 5.19 мкм и 1 мкм. Но с данными частицами нам не удалось получить две отдельные структуры. Верхнее пылевое образование, состоящее из одномикронных частиц, сливалось с нижним. При наблюдении сверху и сбоку можно было различать части структуры с большим и меньшим межчастичным расстоянием. Вращение верхней части структуры (1 мкм частицы) возникало только при дополнительном увеличении тока разряда (увеличение n_i и, соответственно, F_{id}). Данные наблюдения согласуются с экспериментами по зондированию разных фаз страты частицами в 1 мкм и 4 мкм в магнитном поле [32, 63]. В [63] у частиц 1 мкм в отличие от частиц 4 мкм в обсуждаемой фазе страты вращение, связанное с ионным увлечением не развивалось; падающие одномикронные частицы имели значительную азимутальную скорость лишь при малых h (ближе к катоду). По-видимому, в настоящем эксперименте отсутствие вращения у самых

мелких частиц связано как с их малым размером, так и с соответствующими значениями параметров плазмы в данной фазе страты.

Исходя из выполненных оценок и сопоставления с литературными данными, можно сказать, что изменение характеристик вращения пылевых структур в различных фазах страты объясняется следующими причинами. Поскольку в силу ионного увлечения входит произведение параметров n_i и E_r , то наибольшей величины сила увлечения достигает в области фазы страты между максимумами поля и концентрации. В условиях эксперимента в этой фазе левитировали частицы размером 5.19 мкм. Более крупные и более мелкие частицы, располагающиеся ближе к максимумам поля и концентрации, испытывают меньшее по величине действие силы ионного увлечения. Детальные наблюдения показали, что наиболее устойчивая в магнитном поле пылевая структура формируется в средней фазе страты. Это согласуется с экспериментами в сильном магнитном поле до 2 Тл [25, 26, 30, 31], где устойчивыми оказались структуры из частиц порядка 4 мкм.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведены эксперименты с пылевыми частицами размерами 1 мкм, 5.19 мкм и 8.2 мкм, формирующими пылевые структуры в различных фазах страты. Для различных пар размеров частиц созданы двойные структуры, изучены их динамика и расположение частиц в магнитном поле. Установлено, что в диапазоне магнитного поля, в котором доминирует сила ионного увлечения, эффективное вращение получает средняя пылевая структура, что связано как с различным размером частиц, так и с параметрами плазмы в этой фазе страты. Данная пылевая структура является наиболее устойчивой при наложении магнитного поля.

Экспериментальная часть работы выполнена при поддержке РФФИ, грант № 22-72-10004; теоретическая часть выполнена по госзаданию Министерства науки и высшего образования РФ № 075-01129-23-00.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fortov V.E., Morfill G.E. Complex and Dusty Plasmas: From Laboratory to Space. New York: Taylor and Francis, 2010.
2. Цытович В.Н., Морфилл Г.Е., Томас В.Х. // Физика плазмы. 2002. Т. 28. С. 675.
3. Фортвов В.Е., Петров О.Ф., Молотков В.И. и др. // УФН. 2004. Т. 174. № 5. С. 495.
4. Bonitz M., Horing N., Ludwig P. Introduction to Complex Plasma. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2010.
5. Konopka U., Ratke L., Thomas H.M. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 1269.
6. Thomas E. // New J. Phys. 2003. V. 5. P. 45.1.
7. Sütterlin K.R., Wysocki A., Ivlev A.V., Rätz C., Thomas H.M., Rubin-Zuzic M., Goedheer W.J., Fortov V.E., Lipaev A.M., Molotkov V.I., Petrov O.F., Morfill G.E., Löwen H. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102. P. 085003.
8. Golubovskii Yu., Karasev V., Kartasheva A. // Plasma Sources Sci. Technol. 2017. V. 26. P. 115003.
9. Holman A., Melzer A., Piel A. // Phys. Rev. E. 1999. V. 59. P. 3835.
10. Fortov V.E., Petrov O.F., Molotkov V.I., Poustlynik M.Y., Torchinsky V.M., Naumkin V.N. Khrapak A.G. // Phys. Rev. E. 2005. V. 71. P. 036413.
11. Samsonov D., Zhdanov S.K., Quinn R.A., Popel S.I., Morfill G.E. // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. P. 255004.
12. Ворона Н.А., Гавриков А.В., Иванов А.С., Петров О.Ф., Фортвов В.Е., Шахова И.А. // ЖЭТФ. 2007. Т. 132. № 4. С. 941.
13. Vasiliev M.M., Petrov O.F., Alekseevskaya A.A., Ivanov S.I., Vasilieva E.V. // Molecules. 2020. V. 25. P. 3375.
14. Василяк Л.М., Ветчинин С.П., Поляков Д.Н., Фортвов В.Е. // ЖЭТФ. 2005. Т. 127. № 5. С. 1166.
15. Карасев В.Ю., Эйхвальд А.И., Дзлиева Е.С. // Опт. и Спектр. 2006. Т. 100. № 3. С. 499.
16. Chen F.F. Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion. New York: Plenum, 1987.
17. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971.
18. Карасев В.Ю., Дзлиева Е.С., Павлов С.И. Лабораторная пылевая плазма в магнитном поле. СПб.: Свое Издательство, 2016.
19. Sato N., Uchida G., Kaneko T., Shimizu S., Iizuka S. // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. № 5. P. 1786.
20. Kaw P.K., Nishikawa K., Sato N. // Phys. Plasmas. 2002. V. 9. P. 387.
21. Ishihara O., Kamimura T., Hirose K.I., Sato N. // Phys. Rev. E. 2002. V. 66. P. 046406.
22. Choudhary M., Bergert R., Moritz S., Mitic S., Thoma M.H. // Contrib. Plasma Phys. 2020. V. 61. e202000110.
23. Carstensen J., Greiner F., Hou L.J., Maurer H., Piel A. // Phys. Plasmas. 2009. V. 16. P. 013702.
24. Dzlieva E.S., D'yachkov L.G., Novikov L.A., Pavlov S.I., Karasev V.Yu. // Plasma Sources Sci. Technol. 2019. V. 28. P. 085020.
25. Дзлиева Е.С., Дьячков Л.Г., Новиков Л.А., Карасев В.Ю., Павлов С.И. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. № 1. С. 7.
26. Карасев В.Ю., Дзлиева Е.С., Дьячков Л.Г., Новиков Л.А., Павлов С.И. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. № 2. С. 186.
27. Karasev V.Yu., Dzlieva E.S., Ivanov A.Yu., Eikhvald A.I. // Phys. Rev. E. 2006. V. 74. P. 066403.
28. Васильев М.М., Дьячков Л.Г., Антипов С.Н., Петров О.Ф., Фортвов В.Е. // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86. № 6. С. 414.
29. Vasiliev M.M., Dyachkov L.G., Antipov S.N., Huijink R., Petrov O.F., Fortov V.E. // European Phys. Lett. 2011. V. 93. P. 15001.

30. *Dzlieva E.S., Dyachkov L.G., Novikov L.A., Pavlov S.I., Karasev V.Yu.* // European Phys. Lett. 2018. V. 123. P. 15001.
31. *Dzlieva E.S., Dyachkov L.G., Novikov L.A., Pavlov S.I., Karasev V.Yu.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2020. V. 29. P. 085020.
32. *Dzlieva E.S., Karasev V.Yu., Pavlov S.I.* // European Phys. Lett. 2015. V. 110. P. 55002.
33. *Dzlieva E.S., Karasev V.Yu., Pavlov S.I., Ermolenko M.A., Novikov L.A., Maiorov S.A.* // Contrib. Plasma Phys. 2016. V. 56. P. 197.
34. *Karasev V.Yu., Dzlieva E.S., Ermolenko M.A., Golubev M.S., Ivanov A.Yu.* // Contr. Plasma Phys. 2011. V. 51. P. 509.
35. *Карасев В.Ю., Эйхвальд А.И., Дзлиева Е.С.* // Опт. и Спектр. 2006. Т. 101. № 3. С. 511.
36. *Голубовский Ю.Б., Кудрявцев А.А., Некучаев В.О., Порохова И.А., Цендин Л.Д.* Кинетика электронов в неравновесной газоразрядной плазме. СПб.: Издательство С.-Петербургского университета, 2004.
37. *Недоспасов А.В.* // УФН. 1968. Т. 94. № 3. С. 439.
38. *Ланда П.С., Мускинова Н.А., Пономарев Ю.В.* // УФН. 1980. Т. 132. № 4. С. 601.
39. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1992.
40. *Луцаев А.М., Молотков В.И., Нефедов А.П. и др.* // ЖЭТФ. 1997. Т. 112. Вып. 6. С. 2030.
41. *Golubovskii Yu., Karasev V., Kartasheva A.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. V. 27. P. 065006.
42. *Сухинин Г.И., Федосеев А.В.* // Физика плазмы. 2007. V. 33. P. 1117.
43. *Zobnin A.V., Usachev A.D., Petrov O.F., Fortov V.E., Thoma M.H., Fink M.A.* // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 033702.
44. *Дзлиева Е.С., Карасев В.Ю., Эйхвальд А.И.* // Опт. и Спектр. 2005. Т. 98. С. 621.
45. *Дзлиева Е.С., Карасев В.Ю., Эйхвальд А.И.* // Опт. и Спектр. 2004. Т. 97. № 1. С. 107.
46. *Карасев В.Ю., Эйхвальд А.И., Дзлиева Е.С.* // Вестник СПбГУ. Сер. 4. 2009. Вып. 1. С. 140.
47. *Абдирахманов А.Р., Карасев В.Ю., Дзлиева Е.С., Павлов С.И., Новиков Л.А., Досболаев М.К., Коданова С.К., Рамазанов Т.С.* // ТВТ. 2021. Т. 59. С. 657.
48. *Dzlieva E.S., Dyachkov L.G., Novikov L.A., Pavlov S.I., Karasev V.Yu.* // Molecules. 2021. V. 26. P. 3788.
49. *Chaudhuri M., Nosenko V., Knappek C., Konopka U., Ivlev A.V., Thomas H.M., Morfill G.E.* // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. P. 264101.
50. *Zobnin A.V., Usachev A.D., Fortov V.E.* // AIP Conf. Proc. 2002 V. 649. P. 293.
51. *Pavlov S.I., Dzlieva E.S., Novikov L.A., Karasev V.Yu.* // X International conference on Plasma Physics and Plasma Technology. Contrib. papers. Minsk. 2022. P. 142.
52. *Nedospasov A.V.* // Phys. Rev. E. 2009. V. 79. P. 036401.
53. *Arkar K., Vasiliev M.M., Petrov O.F., Kononov E.A., Trukhachev F.M.* // Molecules. 2021. V. 26. P. 561.
54. *Svetlov A.S., Vasiliev M.M., Kononov E.A., Petrov O.F., Trukhachev F.M.* // Molecules. 2023. V. 28. P. 1790.
55. *Карасев В.Ю., Полищук В.А., Горбенко А.П., Дзлиева Е.С., Ермоленко М.А., Макара М.М.* // ФТТ. 2016. Т. 58. Вып. 5. С. 1007.
56. *Цендин Л.Д.* // УФН. 2010. Т. 180. С. 139.
57. *Голубовский Ю.Б., Нусимов С.У., Сулейменов Э.И.* // ЖТФ. 1994. Т. 64. С. 54.
58. *Stewart A.B.* // J. Appl. Phys. 1956. V. 27. P. 911.
59. *Golubovskii Yu.B., Skoblo A.Yu., Wilke C., Kozakov R.V., Behnke J., Nekutchaev V.O.* // Phys. Rev. E. 2005. V. 72. P. 026414.
60. *Golubovskii Yu.B., Kozakov R.V., Maiorov V.A., Behnke J., Behnke J.F.* // Phys. Rev. E. 2000. V. 62. P. 2707.
61. *Golubovskii Yu.B., Kozakov R.V., Nekutchaev V.O., Skoblo A.Yu.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. V. 41. P. 105205.
62. *Deutch N., Pfau S.* // Beitr. Plasmaphys. 1975. V. 6. № 1. P. 23.
63. *Дзлиева Е.С., Карасев В.Ю., Машек И.Ч., Павлов С.И.* // ЖТФ. 2016. Т. 86. В. 6. С. 145.

О ПРИМЕНИМОСТИ ПРИБЛИЖЕНИЯ ЯЧЕЕК ВИГНЕРА–ЗЕЙТЦА
ДЛЯ КУЛОНОВСКИХ КЛАСТЕРОВ© 2023 г. Е. С. Шпилько^{a,b}, Д. И. Жуховицкий^{a,b,*}^a Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия^b Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Московская область, Долгопрудный, Россия

*e-mail: dmr@ihed.ras.ru

Поступила в редакцию 20.05.2023 г.

После доработки 10.06.2023 г.

Принята к публикации 20.06.2023 г.

Проведено моделирование методом молекулярной динамики системы массивных заряженных частиц на компенсирующем однородном фоне, ограниченном сферической поверхностью. Кристаллизованный кластер представляет собой набор вложенных сферических оболочек практически одинаковой структуры и ядро. Показано, что плавление кластера является комбинацией плавления в оболочках и плавления ядра. Обнаружено, что значения кулоновского параметра неидеальности Γ , соответствующие этим двум видам плавления, не зависят от размера кластера. Обсуждаются методы определения Γ , основанные на модели ячеек Вигнера–Зейтца. Показано, что оценка по среднеквадратичному отклонению частицы от центра ее ячейки ненадежна из-за самодиффузии частиц. Предложено соотношение, определяющее Γ через среднеквадратичные скорость и ускорение частицы и не включающее среднеквадратичного отклонения частицы от ее усредненного положения. Показано, что это соотношение выполняется с высокой точностью не только для кристалла, но и для жидкого состояния. Тем самым продемонстрировано, что модель ячеек Вигнера–Зейтца хорошо применима для рассматриваемой сильно неоднородной системы.

Ключевые слова: комплексная плазма, однокомпонентная плазма, сильнонеидеальная плазма, кулоновский кластер, плавление

DOI: 10.31857/S0367292123600590, EDN: EQDRKD

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование сильнонеидеальных конечно-размерных плазменных объектов на основе приближения однокомпонентной плазмы (массивные заряженные частицы на компенсирующем их заряд однородном фоне) [1, 2] представляет значительный интерес, поскольку существенно расширяет возможности традиционного подхода, в рамках которого рассматривается однородная бесконечная система, и имеет важные приложения в области пылевой плазмы [3–10], а также при исследовании кулоновских кластеров, образованных захваченными в электрические или электромагнитные ловушки ультрахолодными ионами (например, [11, 12]).

Результаты экспериментальных и теоретических исследований кулоновских кластеров, сформированных в пылевой плазме, свидетельствуют о том, что их структура представляет собой набор вложенных друг в друга сферических оболочек. По мере увеличения числа частиц в кластере N происходит заполнение оболочек; значения N ,

при которых все оболочки заполнены, соответствуют максимальной энергии связи системы и называются магическими числами [4, 5, 9].

В обзоре [12] приводятся результаты экспериментальных и теоретических исследований кулоновских кластеров, образованных ионами, удерживаемыми в ограниченном объеме с помощью ловушки Пеннинга. Несмотря на то, что потенциальная яма ловушки сильно отличается от параболической, такие свойства кластера как структура вложенных оболочек и ориентационная, преимущественно гексагональная, структура внутри каждой оболочки качественно не отличаются от наблюдавшихся для кулоновских кластеров в пылевой плазме. Отметим, что процесс плавления для ионных кулоновских кластеров не исследовался.

В работе [10] изучалось плавление оболочек кластера для малых значений числа частиц $N \leq 38$, и было показано, что оно носит сложный характер и может реализовываться по разным сценариям, в зависимости от N . Малые значения

N и сильная зависимость всех свойств кластеров от этого числа не позволили авторам оценить кулоновский параметр неидеальности Γ , соответствующий этому типу плавления. В данной работе показано, что при достаточно больших N плавление оболочек, имеющее характер двумерного (2D) плавления, имеет универсальный характер, причем интервал значений Γ , при котором происходит плавление, достаточно узок и не зависит от N . Если кластер имеет ядро, образованное частицей в центре кластера, то оно плавится по трехмерному (3D) сценарию, причем значение Γ плавления оказывается близким к его значению для бесконечной системы [1, 2] также независимо от N .

Модель ячеек Вигнера–Зейтца, часто используемая в теории сильнонеидеальной плазмы, обычно применяется для системы точечных зарядов или заряженных сфер на фоне непрерывно распределенного компенсирующего заряда противоположного знака. В своей простейшей формулировке эта модель сводится к разбиению всего объема рассматриваемой системы на совокупность пересекающихся сферических ячеек, в центре каждой из которых находится точечный заряд или заряженная сфера. По определению каждая ячейка электронейтральна. Такая модель, очевидно, является альтернативой модели слабо-неидеальной (дебаевской) плазмы и поэтому имеет смысл ее использовать только для больших параметров кулоновской неидеальности межчастичного взаимодействия. Очевидно, что данная модель может быть использована как для жидкого, так и для кристаллизованного состояния неидеальной плазмы. Недостатком модели является пренебрежение корреляцией частиц, находящихся в различных ячейках, т.е. фактически неучет фоновонного спектра системы зарядов. Это существенно отличает данную модель от, например, модели Дебая для твердого тела. Тем не менее, преимуществом модели ячеек Вигнера–Зейтца является ее применимость к жидкому состоянию, тогда как модель Дебая применима только для сред с упругими свойствами. Другим преимуществом модели ячеек является чрезвычайно простое описание движения частиц в ячейках как движения в поле с параболическим потенциалом, параметры которого полностью определяются только зарядом частицы и радиусом ячейки. Под приближением ячеек Вигнера–Зейтца мы подразумеваем следующее из этой модели описание движения частиц, в частности, выражение для действующей на частицу силы. Ясно, что для такой сильно неоднородной и анизотропной среды как кулоновский кластер, это приближение может быть слишком грубым для описания некоторых характеристик системы.

Интересно исследовать вопрос о применимости модели ячеек Вигнера–Зейтца для кулонов-

ских кластеров, в частности, для оценки величины Γ . В литературе нет однозначного ответа на этот вопрос даже для неограниченной системы. Так, попытка определения Γ по величине среднеквадратичного отклонения частицы от центра ячейки в протяженном 3D пылевом кристалле сталкивается со значительными трудностями [13]. В работах [14, 15] приводятся аргументы в пользу того, что сильная корреляция соседних частиц, связанная с длинноволновой частью фоновонного спектра, приводит к существенному нарушению связи между Γ и среднеквадратичным отклонением, диктуемой моделью ячеек. В данной работе продемонстрировано, что эта связь действительно нарушается, в первую очередь, за счет интенсивной самодиффузии частиц. В качестве альтернативы предложен способ определения Γ , также основанный на модели ячеек, но не требующий определения среднеквадратичного отклонения, который обладает высокой точностью как для кристаллического, так и для жидкого состояний. Это указывает на хорошую применимость модели ячеек Вигнера–Зейтца, в частности, для комплексной плазмы.

2. МОДЕЛЬ КУЛОНОВСКОГО КЛАСТЕРА

Рассмотрим N массивных частиц с зарядом Ze , где e – элементарный заряд, на однородном фоне с полным зарядом $-ZNe$, ограниченном сферой радиуса R . Введем параметры длины $r_d = RN^{-1/3}$, энергии $\varepsilon = Z^2 e^2 / r_d$ и времени $\tau_0 = r_d(m/\varepsilon)^{1/2}$, где m – масса частицы. Очевидно, что r_d – радиус ячейки Вигнера–Зейтца, $\Gamma = \varepsilon/T$ (T – температура в энергетических единицах), а τ_0^{-1} совпадает с частотой колебания частицы в ячейке

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{Z^2 e^2}{mr_d^3}} = \frac{\omega_L}{\sqrt{3}}, \quad (1)$$

где $\omega_L = (3NZ^2 e^2 / mR^3)^{1/2}$ – ленгмюровская частота (средняя концентрация частиц равна $3N/4\pi R^3$). С помощью определенных выше размерных параметров введем безразмерные переменные. Уравнение движения частицы в безразмерных переменных имеет вид (начало координат помещено в центр масс кластера):

$$\ddot{\mathbf{r}}_i = \mathbf{f}_{Zi} + \mathbf{f}_{Bi} + \mathbf{f}_{Li}, \quad (2)$$

где \mathbf{f}_{Zi} , \mathbf{f}_{Bi} и \mathbf{f}_{Li} , соответственно, обозначают силу, действующие на i -ю частицу, со стороны других частиц:

$$\mathbf{f}_{Zi} = \sum_{j \neq i} \frac{\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j}{\xi_{ij}^3}, \quad \xi_{ij} = |r_i - r_j|, \quad (3)$$

где \mathbf{r}_i – радиус-вектор i -й частицы, силу притяжения к фону:

$$\mathbf{f}_{Bi} = \begin{cases} -\mathbf{r}_i, & r_i \leq R, \\ -N \frac{\mathbf{r}_i}{r_i^3}, & r_i > R \end{cases} \quad (4)$$

и силу со стороны термостата Ланжевена:

$$\mathbf{f}_{Li} = -\gamma \dot{\mathbf{r}}_i + \mathbf{f}_{sti}, \quad (5)$$

где γ – обратное время торможения частицы, \mathbf{f}_{sti} – случайная сила с гауссовым распределением, такая, что $\langle f_{sti}^2 \rangle = 6\gamma/\Gamma \tau_{st}$, τ_{st} – время распада ее автокорреляций. Заметим, что ограничение фона сферой радиуса R позволяет моделировать, в частности, испарение кластера, которое отсутствует для системы частиц в ловушке.

Как видно из (4), взаимодействие с фоном сохраняет положение центра масс частиц, если их выходом за границу фона можно пренебречь. Оказывается, что это справедливо для всех Γ выше точки 2D-плавления. Чтобы моделировать кластер с неподвижным центром масс, а не систему частиц в ловушке, как делалось в работах других авторов, сила \mathbf{f}_{sti} генерировалась таким образом, чтобы было $\sum_{i=1}^N \mathbf{f}_{sti} = 0$. Для этого на каждом шаге по времени при четном N генерировались $3N/2$ случайных компонент \mathbf{f}_{sti} , которые применялись для половины частиц. Затем эти компоненты для каждой координаты случайно перемешивались и использовались для оставшихся частиц. При нечетном N силы \mathbf{f}_{sti} генерировались описанным выше способом для $N - 1$ частицы, и полагалось $\mathbf{f}_{stN} = 0$.

Случайное перемешивание наборов компонент случайной силы выполнялось на каждом шаге интегрирования по времени. Поэтому если слабые корреляции между силами, действующими на отдельные частицы, и возникают, то характерное время распада этих корреляций равно шагу интегрирования, т.е. такие корреляции не являются физически значимыми. Наблюдаемые корреляции отклонений частиц от центров соответствующих ячеек Вигнера–Зейтца относятся к временному масштабу не менее обратной ленгмюровской частоты, что на два порядка превосходит величину шага интегрирования. Предложенная процедура генерации ланжевенских сил, гарантирующая неподвижность центра масс, позволяет исключить влияние дипольных осцилляций системы частиц в неподвижной ловушке, которые имели бы наибольшую амплитуду, на ее фоновый спектр. Заметим, однако, что данная процедура не обеспечивает обращения в нуль полного момента ланжевенских сил, что вызы-

вает диффузионное вращение кластера как целого. Явление передачи энергии с колебательных на вращательные степени свободы наблюдается для некоторых термостатов, например термостата Берендсена, при моделировании ограниченных систем частиц (отдельных кластеров). Однако для термостата Ланжевена это явление не наблюдается благодаря действию на каждую частицу силы трения, зависящей от абсолютной скорости частицы. В результате кинетическая энергия вращения кластера оказывается порядка температуры частиц, что при большом числе частиц составляет лишь малую долю их полной кинетической энергии. В данной работе нам не удалось зарегистрировать вращение системы в течение всего времени моделирования. Более важным оказалось то обстоятельство, что вращение кластера, в отличие от его дипольных колебаний, вряд ли способно повлиять на его фоновый спектр.

Вначале кластер, содержащий N частиц, специализировался в виде гексагональной решетки, ограниченной сферой, причем параметр решетки выбирался так, чтобы минимизировать время релаксации системы. Затем уравнения (2) интегрировались численно. После релаксации системы частиц в равновесное состояние в течение длительного времени производился сбор статистических данных.

3. 2D- И 3D-ПЛАВЛЕНИЕ КУЛОНОВСКИХ КЛАСТЕРОВ

Данные, полученные при моделировании рассматриваемой системы методом молекулярной динамики, позволяют исследовать вопрос о ее плавлении. В первую очередь, исследовался вопрос о наличии у кластера ядра, представляющего собой частицу, находящуюся весьма близко к центру кластера (центральную частицу). Для этого при $\Gamma = 500$ для различных N определялась ближайшая к центру частица, и находилось ее расстояние от центра Δr спустя значительное (порядка 10^5) время. Диапазон исследованных значений от $N = 150$ до $N = 1075$ разбивается на участки, где Δr мало, и те, где Δr на порядок величины больше. Очевидно, что малые Δr соответствуют наличию центральной частицы, а большие Δr , близкие к радиусу первой оболочки, означают отсутствие центральной частицы.

Аналогичные вычисления проводились при фиксированном N для различных Γ , причем величина $\langle \Delta r \rangle$ получалась усреднением по многим реализациям моделирования в течение времени порядка 10^4 . Результаты приведены на рис. 1 для $N = 335$ и 665 (центральная частица присутствует) и $N = 853$ (центральной частицы нет). Видно, что в первых двух случаях $\langle \Delta r \rangle$ резко возрастает,

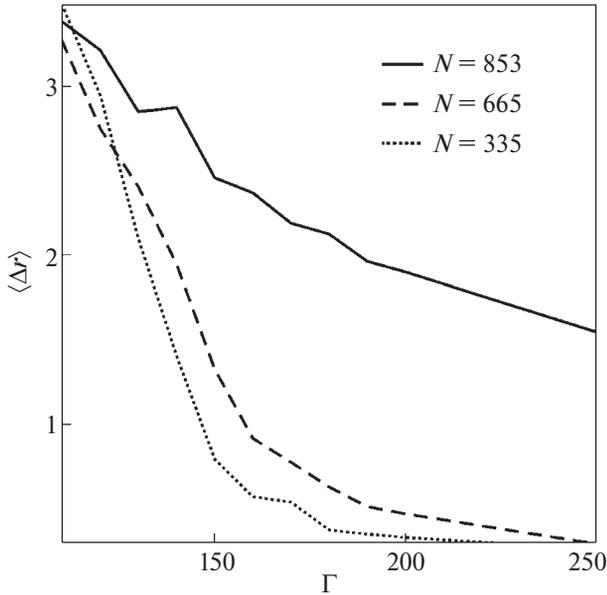


Рис. 1. Разность между начальным и конечным расстоянием до центра кластера для частицы, наиболее близкой к нему в начале наблюдения, как функция кулоновского параметра неидеальности Γ , для разных размеров кластера: сплошная линия – $N = 853$, штриховая линия – 665, пунктир – 335.

что свидетельствует о быстрой интенсификации диффузии центральной частицы в результате 3D-плавления ядра. Отметим, что такой переход происходит при Γ в диапазоне от 160 до 180, что коррелирует с данными о Γ плавления неограниченной системы [1, 2]. Напротив, при $N = 853$ изменение $\langle \Delta r \rangle$ невелико и становится заметным только при $\Gamma < 130$, что свидетельствует об отсутствии 3D-плавления в отсутствие ядра. О том же свидетельствует и радиальная функция распределения, для которой r отсчитывается от центральной частицы, построенная для $N = 1075$ при различных Γ (рис. 2). Можно видеть, что при изменении Γ от 140 до 190 происходит резкое изменение вида функции распределения, связанного с относительными высотами максимумов, от типичного для жидкости до характерного для кристаллического состояния.

Необходимо отметить, что в данной системе словам “3D-плавление” нельзя придавать буквального значения, поскольку “ядро” кулоновского кластера, если оно вообще присутствует для данного N , состоит только из одной частицы даже для максимального N , использованного в расчетах. Однако резкое изменение коэффициента самодиффузии центральной частицы, а также вида радиальной функции распределения (рис. 2) при $\Gamma \leq 200$, значения, при котором происходит плавление бесконечной однокомпонентной плазмы, свидетельствует о процессе, находящемся в

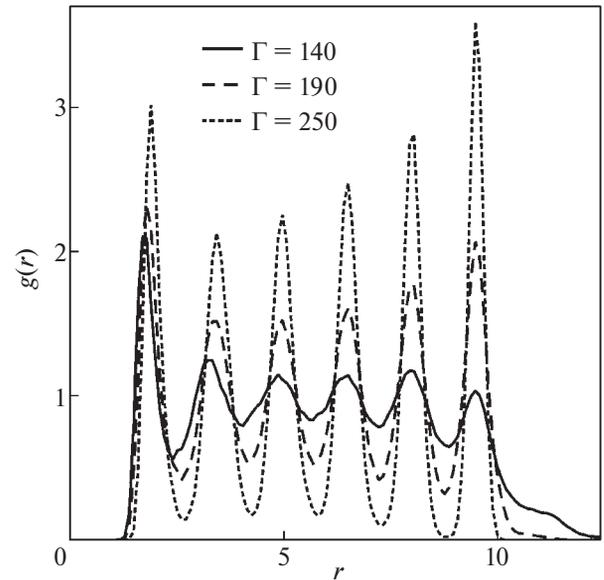


Рис. 2. Радиальная функция распределения вокруг центральной частицы ($N = 1075$) при различных Γ . Сплошная линия – $\Gamma = 140$, штриховая линия – 190, пунктир – 250.

близкой аналогии с 3D-плавлением, которое происходило бы в кристаллизованном ядре достаточно большого кластера. Более точно наблюдаемый процесс можно было бы назвать “прототипом” 3D-плавления.

Для исследования 2D-плавления в оболочках для каждой из них проводился анализ их 2D-структуры. Независимо от числа частиц и номера оболочки, кристаллизованные оболочки имеют преимущественно гексагональную структуру, т.е. каждая частица имеет с наибольшей вероятностью шесть ближайших соседей из той же оболочки; встречаются также частицы с пятью и семью соседями. Для характеристики 2D-структуры для каждой частицы фиксированной оболочки находились шесть ближайших соседей, принадлежащих данной оболочке, и определялся средний по всем частицам угол α между направлениями на два смежных соседа из проекции данной частицы на плоскость, в которой лежали бы эти соседи в случае идеальной двумерной гексагональной структуры оболочки. Использование координат проекции частицы вместо координат самой частицы позволяет исключить эффект кривизны поверхности оболочки и получить универсальные зависимости. На рис. 3 представлены результаты такого исследования для $N = 853$. Из рисунка следует, что зависимости $\alpha(\Gamma)$ являются универсальными, а углы для всех оболочек, кроме первой и последней, практически совпадают. Характерной особенностью всех кривых является их резкое падение при $\Gamma < 80$, причем при $\Gamma < 60$ на-

блюдается испарение кластера (вылет отдельных частиц). Это свидетельствует о 2D-плавлении системы. Весьма близкие результаты получаются и для других N . Заметим, что радиальная функция распределения, построенная от центра масс частиц, имеет тот же характер, что и изображенная на рис. 2, но переход к характерному жидкостному виду с отсутствием выраженных максимумов происходит при $\Gamma < 60$. Таким образом, полученные данные свидетельствуют о плавлении оболочек в интервале $60 < \Gamma < 90$.

Заметим, что, в отличие от, например, работы [12], где поле ловушки создает потенциальную яму для ионов практически бесконечной глубины, в данной работе исследуется ограниченная однокомпонентная плазма, в которой удерживающий частицы потенциал равномерно распределенного заряда создает потенциальную яму конечной глубины. Благодаря этому обстоятельству возможно наблюдение испарения частиц при уменьшении Γ , которое начинается при 2D-плавлении оболочек кластера и является еще одним свидетельством этого процесса.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРА КУЛОНОВСКОЙ НЕИДЕАЛЬНОСТИ

Определив особенности структуры и фазового состояния рассматриваемой системы, перейдем к вопросу о применимости для нее модели ячеек Вигнера–Зейтца. Будем считать, что модель применима, если на ее основе удастся построить достаточно точную оценку для Γ . Имея в виду возможное применение полученных результатов для других систем, в данном разделе будем использовать размерные величины.

Модель ячеек сводит многочастичную задачу к одночастичной: частица движется в потенциальной яме $m\omega_0^2 r^2/2$, где r – расстояние от частицы до центра ячейки, в котором находится начало отсчета. Тогда из теоремы вириала следует связь между оценкой кулоновского параметра неидеальности Γ_1 и среднеквадратичным отклонением частицы от центра ячейки $\delta r = \langle r^2 \rangle^{1/2}$ (см., например, [13])

$$\Gamma_1 = 3 \left(\frac{r_d}{\delta r} \right)^2. \quad (6)$$

Казалось бы, соотношение (6) должно быть применимо, по крайней мере, для центральной частицы, окруженной практически изотропной средой. Однако результаты расчетов показывают, что частота прыжков частицы между ячейками даже при большом Γ высока, и невозможно выбрать интервал усреднения по времени r^2 так, чтобы значение Γ_1 слабо зависело от него. Из

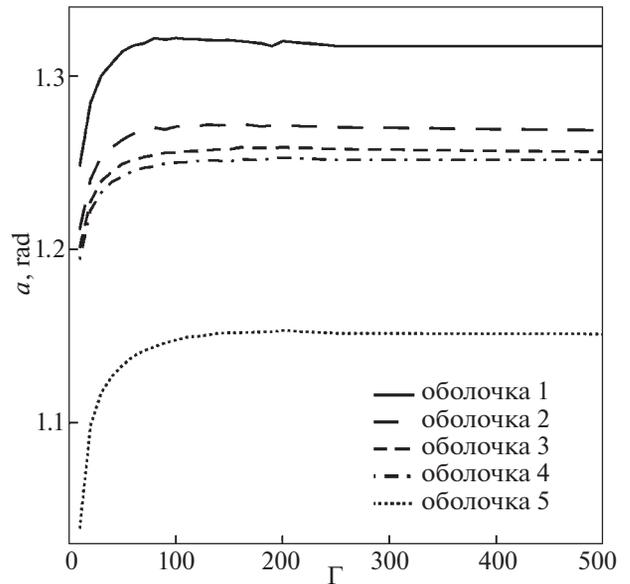


Рис. 3. Средний угол между направлениями на соседние частицы (см. текст) в различных оболочках как функция кулоновского параметра неидеальности для $N = 853$. Номера оболочек указаны в легенде.

рис. 4 видно, что даже для кристаллизованного кластера оценка (6) значительно расходится с истинным значением Γ , а для жидкого состояния не имеет даже близкого порядка величины. Аналогичные трудности возникали в работе [13] при попытке оценить Γ для пылевого кристалла, хотя, возможно, на смещение равновесных положений частиц в этом эксперименте влияло его медленное вращение.

Очевидно, что оценка (6) может быть улучшена, если она не будет содержать плохо определяемую величину δr . Поскольку сила взаимодействия частицы с фоном ячейки равна $\mathbf{f} = -m\omega_0^2 \mathbf{r}$, имеем $\langle f^2 \rangle = m^2 \omega_0^4 \langle \delta r^2 \rangle$, что, с учетом теоремы вириала $m\omega_0^2 \langle \delta r^2 \rangle = 3T$ ($T = m\langle v^2 \rangle/3$, v – скорость частицы) и выражения (1), следующего из модели ячеек, дает возможность записать требуемую оценку для кулоновского параметра неидеальности $\Gamma_2 = \langle f^2 \rangle r_d^2 / 3T^2$. Однако в эксперименте система находится в контакте с термостатом, и измеряется ускорение частицы a , через которое и нужно выразить $\langle f^2 \rangle$. Обозначая полную силу, действующую на частицу, через \mathbf{f}_t , имеем $m\mathbf{a} = \mathbf{f}_t = \mathbf{f} + \mathbf{f}_L$, где \mathbf{f}_L – сила, действующая со стороны термостата и определяемая так же, как \mathbf{f}_{Li} (5). Производя усреднение по времени, получим в равновесии:

$$\langle f^2 \rangle = \langle f_t^2 \rangle - 2 \langle \mathbf{f} \cdot \mathbf{f}_L \rangle - \langle f_L^2 \rangle. \quad (7)$$

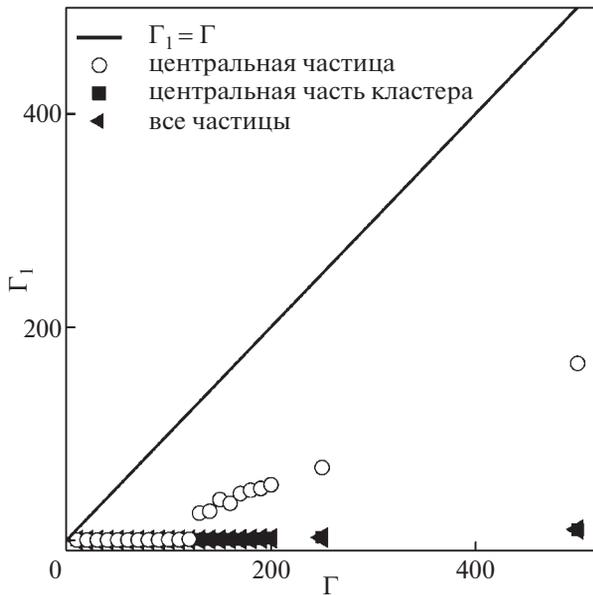


Рис. 4. Оценка параметра кулоновской неидеальности по средневекторному отклонению частицы от центра ее ячейки для $N = 335$, формула (6). Сплошная линия – $\Gamma_1 = \Gamma$. Усреднение выполнялось для центральной частицы (кружки), частиц внутри сферы радиуса $(2/3)R$ (квадраты) и всех частиц (треугольники).

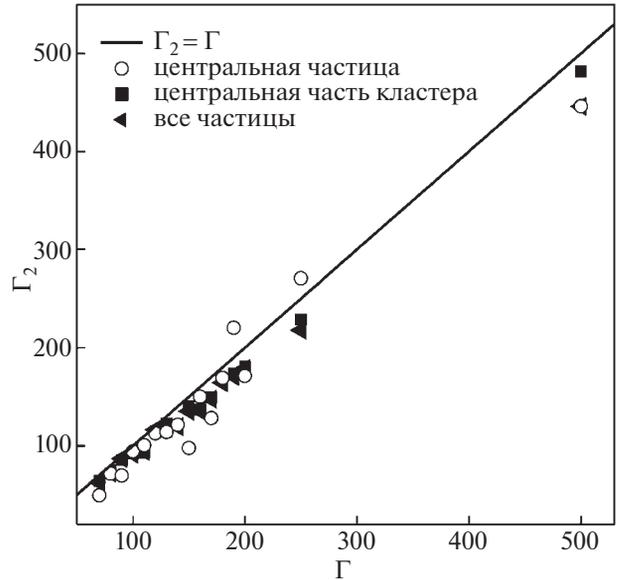


Рис. 5. Оценка параметра кулоновской неидеальности по средневекторным скорости и ускорению частицы для $N = 1075$, формула (9). Сплошная линия – $\Gamma_2 = \Gamma$. Усреднение выполнялось для центральной частицы (кружки), частиц внутри сферы радиуса $(2/3)R$ (квадраты) и всех частиц (треугольники).

Корреляционные функции в правой части (7) вычисляем с учетом определения \mathbf{f} , уравнения движения частицы в ячейке:

$$m\dot{\mathbf{v}} + m\boldsymbol{\gamma} = \mathbf{f} + \mathbf{f}_{st} \quad (8)$$

и связи $\langle f_{st}^2 \rangle = 2\gamma\langle v^2 \rangle / \tau_{st}$. Окончательно получим оценку

$$\Gamma_2 = \frac{3r_d^2}{\langle v^2 \rangle^2} \left[\langle a^2 \rangle + \gamma \left(\gamma - \frac{2}{\tau_{st}} \right) \langle v^2 \rangle \right]. \quad (9)$$

Как видно из рис. 5, оценка (9) хорошо коррелирует с результатами численного моделирования. Отметим, что хорошее согласие имеет место не только для кристаллического, но и для жидкого состояния кластера. Основываясь на этом, можно сделать вывод о применимости модели ячеек Вигнера–Зейтца для рассматриваемой системы. По-видимому, этому способствует относительно малая величина коэффициента корреляции отклонений двух частиц от центров соответствующих ячеек. В данной работе для него была получена величина порядка 0.1, что согласуется с результатом измерения этой величины в комплексной плазме [13].

В работе проводилось сравнение корреляций отклонений частиц от центров ячеек Вигнера–Зейтца для алгоритма генерации случайной силы, описанного в разд. 2, и для обычного термостата Ланжевена, которое в пределах статистической

погрешности моделирования не выявило никаких различий. Это свидетельствует о том, что в системе практически отсутствуют длинноволновые фононы, возможно, в результате отсутствия у кластера кристаллического ядра.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе показано, что плавление кулоновского кластера является комбинацией 2D- и 3D-плавлений. При числе частиц $N > 300$ кулоновский параметр неидеальности Γ принимает независимо от N значение 60–70 для 2D-плавления (плавления в оболочках) и 160–180, как в неограниченной системе, для 3D-плавления (плавления ядра). Обнаружена универсальность двумерной кристаллической структуры сферических оболочек и характера ее плавления.

Впервые исследована система тяжелых заряженных частиц на фоне равномерно распределенного заряда противоположного знака, ограниченного сферой, с неподвижным центром масс (кластер). Оказывается, что в отличие от традиционно рассматриваемого ансамбля частиц в ловушке, при 2D-плавлении кластера начинается его интенсивное испарение.

Предложено соотношение, определяющее параметр кулоновской неидеальности межчастичного взаимодействия через средневекторные скорость и ускорение частицы и не включающее

среднеквадратичного отклонения частицы от центра ячейки Вигнера–Зейтца. Данное соотношение проверено в численном эксперименте, доказано, что оно выполняется с высокой точностью не только для кристаллизованного, но и для жидкого состояния системы. Предложенное соотношение должно быть особенно эффективно в том случае, когда невозможно выделить такой отрезок времени, на протяжении которого допустимо пренебрегать самодиффузией. Данное соотношение может быть использовано для анализа экспериментальных данных, в частности, в области пылевой плазмы, когда заранее не известны ни заряд частиц, ни их кинетическая температура.

Показано, что классическая модель ячеек Вигнера–Зейтца может быть использована для рассматриваемой системы и обеспечивает достаточно высокую точность определения кулоновского параметра неидеальности.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-12-00365).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Slattery W.L., Doolen G.D., De Witt H.E.* // Phys. Rev. A. 1980. V. 21. P. 2087.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.21.2087>
2. *Hamaguchi S., Farouki R.T., Dubin D.H.E.* // Phys. Rev. E. 1997. V. 56. P. 4671.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.56.4671>
3. Complex and Dusty Plasmas: From Laboratory to Space. Series in Plasma Physics / Eds. V. E. Fortov and G. E. Morfill. CRC Press: Boca Raton, FL, 2010.
4. *Arp O., Block D., Klindworth M., and Piel A.* // Phys. Plasmas. 2005. V. 12. P. 122102.
<https://doi.org/10.1063/1.2147000>
5. *Arp O., Block D., Bonitz M., Fehske H., Golubnychiy V., Kosse S., Ludwig P., Melzer A., and Piel A.* // J. Phys.: Conf. Series. 2005. V. 11. P. 234.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/11/1/023>
6. *Käding S., Melzer A.* // Phys. Plasmas. 2006. V. 13. P. 090701.
<https://doi.org/10.1063/1.2354149>
7. *Block D., Käding S., Melzer A., Piel A., Baumgartner H., Bonitz M.* // Phys. Plasmas. 2008. V. 15. P. 040701.
<https://doi.org/10.1063/1.2903549>
8. *Arp O., Block D., Piel A.* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 165004.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.165004>
9. *Totsuji H., Ogawa T., Totsuji C., Tsuruta K.* // J. Phys. A: Math. Gen. 2006. V. 39. P. 4545.
<https://doi.org/10.1088/0305-4470/39/17/S36>
10. *Apolinario S.W.S., Albino Aguiar J., Peeters F.M.* // Phys. Rev. E. 2014. V. 90. P. 063113.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.90.063113>
11. *Wineland D.J., Bergquist J.C., Itano W.M., Bollinger J.J., Manney C.H.* // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 2935.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.59.2935>
12. *Dubin D.H.E., O'Neil T.M.* // Rev. Mod. Phys. 1999. V. 71. P. 87.
13. *Zhukhovitskii D.I., Naumkin V.N., Khusnulgatin A.I., Molotkov V.I., Lipaev A.M.* // Phys. Rev. E. 2017. V. 96. P. 043204.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.96.043204>
14. *Baiko D.A., Yakovlev D.G., De Witt H.E., Slattery W.L.* // Phys. Rev. E. 2000. V. 61. P. 1912.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.61.1912>
15. *Chugunov A.I., Baiko D.A.* // Physica A. 2005. V. 352. P. 397.
<https://doi.org/10.1016/j.physa.2005.01.005>

НЕЛИНЕЙНЫЕ ПЫЛЕВЫЕ ЗВУКОВЫЕ ВОЛНЫ
В ЭКЗОСФЕРЕ МЕРКУРИЯ© 2023 г. Ю. Н. Извекова^{a,*}, С. И. Попель^a, А. П. Голубь^a^a Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 23.06.2023 г.

После доработки 10.07.2023 г.

Принята к публикации 20.07.2023 г.

Экзосфера Меркурия, имеющая много общего с экзосферой Луны, также может содержать взвешенные пылевые частицы, которые под действием интенсивного солнечного излучения приобретают положительные заряды и являются одной из составляющих плазменно-пылевой системы. Кроме пылевых частиц, над поверхностью планеты присутствуют фотоэлектроны, образованные в результате взаимодействия солнечного излучения с поверхностью планеты, а также с взвешенными пылевыми частицами. Меркурий, в отличие от Луны, имеет свою магнитосферу, что отражается на параметрах плазменно-пылевой системы. Параметры пылевой плазмы у поверхности Меркурия могут изменяться в зависимости от расстояния планеты до Солнца, которое заметно меняется при движении по вытянутой орбите, а также в зависимости от локализации рассматриваемой области на поверхности планеты. Так, вблизи магнитных полюсов солнечный ветер может достигать поверхности планеты, что необходимо учитывать при определении параметров плазмы. Вне магнитных полюсов влиянием солнечного ветра можно пренебречь. В пылевой плазме у поверхности Меркурия можно ожидать развития линейных и нелинейных волновых процессов. В данной работе рассматриваются нелинейные волны — пылевые звуковые солитоны и нелинейные периодические волны. Получены профили потенциала солитонов большой амплитуды и нелинейных периодических волн, получены зависимости амплитуды солитонов от высоты над поверхностью планеты и скорости солитонов.

Ключевые слова: пылевая плазма, экзосфера Меркурия, нелинейные волны, пылевые звуковые солитоны

DOI: 10.31857/S0367292123600814, EDN: EHOFRK

ВВЕДЕНИЕ

Пылевая плазма у поверхности планет и их спутников является одним из объектов исследования в современной науке [1–11]. В связи с планируемыми миссиями на Меркурий обретает актуальность исследование этой далеко не самой хорошо изученной планеты Солнечной системы. В предыдущие годы было проведено только две исследовательские миссии к этой планете — Маринер-10 [12] в 1970-х гг. и Мессенджер [13] в 2008–2015 гг. Особенности условий у поверхности Меркурия определяются, в первую очередь, близостью к Солнцу. Меркурий — сухой мир, покрытый кратерами, обладающий крайне разреженной атмосферой — экзосферой [14–17], что роднит его с Луной. Ещё одной особенностью Меркурия является вытянутая орбита с эксцентриситетом 0.205, что приводит к необходимости учитывать различия в потоке приходящего солнечного излучения в разных точках орбиты. Меркурий, в отличие от Луны, обладает собственным

магнитным полем [18–20]. Кроме того, планета очень медленно вращается вокруг своей оси, день на Меркурии длится приблизительно 88 земных суток. Длительный световой день потенциально дает возможность развиваться медленным явлениям, связанным с процессами, происходящими при солнечном освещении. Мы будем проводить рассмотрение только для освещенной стороны планеты, когда важную роль играет фотоэффект.

Основные параметры пылевой плазмы вблизи поверхности Меркурия были получены ранее [21, 22]. Здесь мы вкратце приведем описание методов и результаты, необходимые для дальнейшего изложения. Плазменно-пылевая система над поверхностью Меркурия может состоять из взвешенных пылевых частиц, фотоэлектронов, в областях вблизи магнитных полюсов также и из электронов и ионов солнечного ветра. Концентрация молекул газа в экзосфере Меркурия у поверхности планеты, по-видимому, не превышает 10^6 см^{-3} (см., например, [16]). Концентрация фо-

тоэлектронов у поверхности Меркурия может достигать значений 10^5 см^{-3} [21, 22]. Рассматривая баланс сил, действующих на каждую пылевую частицу в зависимости от ее заряда и массы, можно получить распределение пылевых частиц над поверхностью планеты в зависимости от высоты, где каждому размеру частиц будет соответствовать максимальная высота подъема. Одновременное решение уравнения, определяющего баланс токов на пылевую частицу (фотоэлектронов с поверхности планеты, фотоэлектронов с пылевых частиц, электронов и ионов солнечного ветра, в случае его наличия в рассматриваемой области), позволяет определить заряд пылевой частицы. В случае отсутствия солнечного ветра плазменно-пылевая система состоит из пылевых частиц и электронов. Заряд пылевой частицы определяется балансом токов электронов и ионов на частицу и током фотоэлектронов с поверхности частицы. Решение самосогласованной задачи определения параметров пылевых частиц над поверхностью Меркурия проводится с помощью итерационных методов [21]. При этом рассматривается баланс между гравитационной и электростатической силами, действующими на пылевую частицу, учитывается уравнение Пуассона, связывающее электрическое поле на определенной высоте с концентрацией пылевых частиц на этой высоте. Ввиду отсутствия данных о распределении пылевых частиц на поверхности Меркурия по размерам используются аналогичные данные для Луны [23]. Рассматривая определенную точку поверхности Меркурия, необходимо определиться не только с углом между местной нормалью и направлением на Солнце, но и с расстоянием от планеты до Солнца в данный момент времени, а также понять, защищает ли магнитное поле планеты эту область от солнечного ветра. Поскольку соотношение между углом между местной нормалью к поверхности и направлением на Солнце и магнитной широтой для фиксированной точки на поверхности Меркурия все время изменяется, то мы будем рассматривать четыре варианта: планета находится в афелии либо в перигелии, солнечный ветер достигает или не достигает поверхности.

На рис. 1 приведены зависимости высоты подъема пылевой частицы над поверхностью Меркурия от заряда пылевой частицы для четырех описанных ситуаций. Солнечный ветер необходимо учитывать в ситуациях, когда рассматриваемая область лежит вблизи магнитных полюсов, в остальных случаях магнитосфера Меркурия защищает приповерхностную плазму от частиц солнечного ветра.

В запыленной экзосфере Меркурия для колебаний с частотами ω , лежащими в диапазоне $kV_{Td} \ll \omega \ll kV_{TiS}$, где k — волновой вектор,

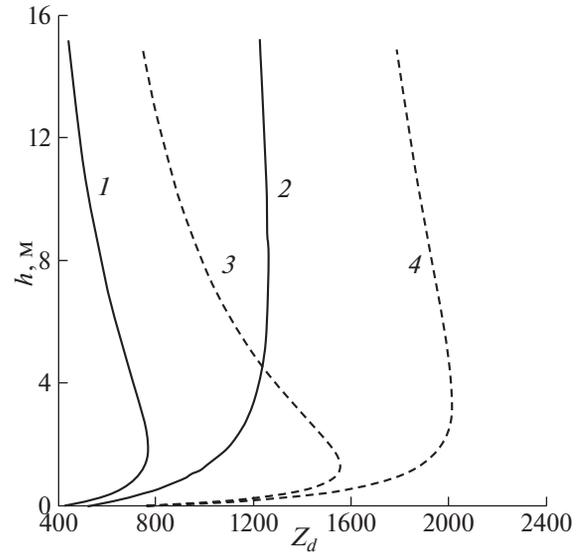


Рис. 1. Зависимость высоты подъема пылевой частицы над поверхностью Меркурия от заряда пылевой частицы (в единицах заряда электрона) для разных условий: 1 — афелий с солнечным ветром, 2 — афелий без солнечного ветра, 3 — перигелий с солнечным ветром, 4 — перигелий без солнечного ветра.

$v_{Td(iS)} = \sqrt{T_{d(iS)}/m_{d(iS)}}$, $T_{d(iS)}$, $m_{d(iS)}$ — температура и масса пылевых частиц (ионов солнечного ветра), можно ожидать развития волновых возмущений с дисперсионным уравнением, соответствующим уравнению для пылевых звуковых волн [22]. В окрестности терминатора аналогично ситуации на Луне [24, 25] можно ожидать развития неустойчивости, приводящей к возбуждению пылевых звуковых волн большой амплитуды. В данной работе рассмотрим нелинейные волны в виде солитонов и периодических структур. Как было показано ранее [21, 22], роль ионов солнечного ветра при рассмотрении волновых процессов, в частности пылевого звука, незначительна, поэтому можно свести рассмотрение к уравнениям, описывающим динамику пылевых частиц и электронов.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ

Будем рассматривать одномерные возмущения вдоль координаты x , направленной горизонтально. Пылевые звуковые нелинейные волны, в том числе солитоны, описываются системой уравнений, состоящей из уравнения Пуассона для потенциала и уравнений, задающих концентрации плазменных компонент. Запишем уравнение Пуассона в виде

$$\partial^2 \phi / \partial x^2 = 4\pi e (n_e - n_d Z_d), \quad (1)$$

где ϕ — самосогласованный потенциал в плазме, x — горизонтальная координата, n_d , n_e — концен-

трации пылевых частиц и электронов соответственно, $-e$ – заряд электрона, Z_d – заряд пылевой частицы, выраженный в количестве электронов.

Роль пыли характеризуется уравнениями непрерывности и Эйлера:

$$\partial n_d / \partial t + \partial (n_d v_d) / \partial x = 0, \quad (2)$$

$$\partial v_d / \partial t + v_d (\partial v_d / \partial x) = -(e Z_d / m_d) (\partial \phi / \partial x), \quad (3)$$

где v_d – направленная скорость пылевой частицы, m_d – масса пылевой частицы.

Уравнения (1)–(3) справедливы при горизонтальном распространении солитонов на высотах h много больших дебаевского радиуса $\lambda_{De} = \sqrt{T_e / 4\pi n_e e^2}$, где T_e – температура электронов.

В условиях, когда в результате действия фотоэффекта пылевые частицы приобретают положительные заряды, а электроны и ионы безынерционны (что выполняется на временных масштабах, характерных для пылевых звуковых солитонов), потенциал солитона имеет положительный знак и представляет собой потенциальную яму для электронов. Если тепловая скорость электронов v_{Te} такова, что выполняется следующее неравенство $\tau_s \geq l_s / v_{Te}$, где l_s , τ_s – характерные пространственные и временные масштабы солитона соответственно, то выполняется условие для адиабатического захвата и электроны подчиняются распределению Гуревича [26]

$$n_e = n_{e0} \left[\left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{e\phi/T_e}} e^{-u^2} du \right) e^{\frac{e\phi}{T_e}} + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{e\phi}{T_e}} \right]. \quad (4)$$

Здесь n_{e0} – равновесная концентрация электронов. В нашем случае для пылевых звуковых солитонов временной масштаб можно оценить как $\tau_s \sim \sqrt{m_d / 4\pi n_d e^2 Z_d^2}$, а пространственный масштаб составляет несколько дебаевских радиусов электронов $l_s / v_{Te} \sim \sqrt{m_e / 4\pi n_e e^2}$, поэтому выполняется условие адиабатического захвата и необходимо использовать распределение Гуревича (4) для электронов.

Решать полученную систему (1)–(4) будем с использованием метода сагдеевских потенциалов. При этом для получения волны, движущейся с постоянной скоростью, перейдем в систему отсчета, движущуюся в положительном направлении вдоль оси Ox со скоростью M : $\xi = x - Mt$. Решение системы будем искать в безразмерном виде, используя следующие безразмерные величины

$$\begin{aligned} e\phi/T_e &\rightarrow \phi, & M/C_{sd} &\rightarrow M, \\ \xi/\lambda_{De} &\rightarrow \xi, & C_{sd} &= \sqrt{T_e/m_d}. \end{aligned}$$

Для поиска пылевых звуковых нелинейных волн в пылевой плазме у поверхности Меркурия систему уравнений (1)–(4) в безразмерных переменных можно представить в виде:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\phi}{d\xi} \right)^2 + V(\phi) = E, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} V(\phi) = 1 - \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{\phi}} e^{-u^2} du \right) e^{\phi} - \frac{2\sqrt{\phi}}{\sqrt{\pi}} - \\ - \frac{4\phi^{3/2}}{3\sqrt{\pi}} + \frac{n_{d0}}{n_{e0}} M \left(M - \sqrt{M^2 - 2Z_d \phi} \right), \end{aligned} \quad (6)$$

где $V(\phi)$ – сагдеевский потенциал, а E – некоторая константа. Принимая $E = 0$, получим решение в виде уединенных волн. Для существования нелинейных пылевых звуковых структур необходимо, чтобы сагдеевский потенциал имел локальный максимум при $\phi = 0$. В нашем случае это условие выполняется, если

$$M \geq \sqrt{\frac{n_{d0}}{n_{e0}}} Z_d.$$

Кроме того, необходимо наличие по крайней мере одного действительного решения в области положительного потенциала, что эквивалентно условию:

$$V \left(\frac{M^2}{2Z_d} \right) \geq 0.$$

На рис. 2 представлены зависимости $V(\phi)$ для двух различных значений M . На рис. 3 показана зависимость $\phi(\xi)$ для $Z_d = 500$ и $M = 30$.

Зависимость амплитуды солитона от высоты над поверхностью планеты h , а также от скорости распространения солитона M представлена на рис. 4 для а) ситуации, когда планета находится в афелии и рассматриваемая область попадает в район магнитного полюса, то есть с учетом влияния солнечного ветра; б) ситуации, когда Меркурий находится в перигелии и рассматриваемая область находится в районе магнитного полюса; в) Меркурий в афелии, солнечный ветер не оказывает влияния, то есть рассматриваемая область находится вдали от магнитных полюсов; г) Меркурий в перигелии, солнечный ветер не влияет. Температура электронов для ситуации, когда планета находится в афелии, составляет 2.30 эВ, а когда Меркурий в перигелии – 2.38 эВ. Размер взвешенных пылинок порядка 100 нм, при этом $C_{sd} \approx 74$ см/с. В размерных единицах амплитуды солитонов могут достигать значений 3.5×10^{-2} ед. СГСЭ при скоростях распространения солитонов порядка 10^4 см/с.

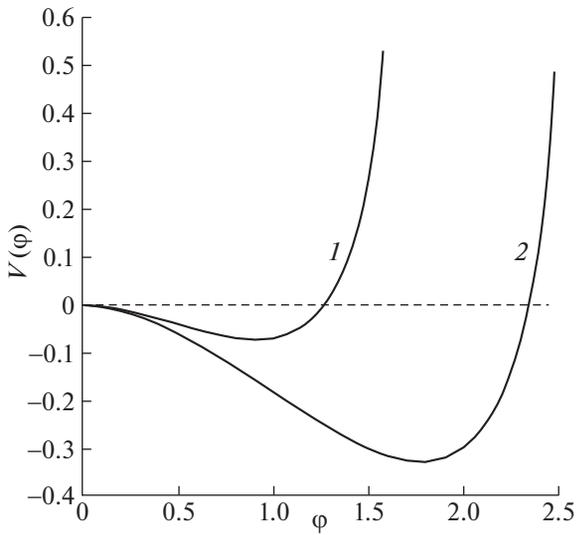


Рис. 2. Сагдеевский потенциал в зависимости от потенциала солитона для $M = 40$ (кривая 1) и $M = 50$ (кривая 2).

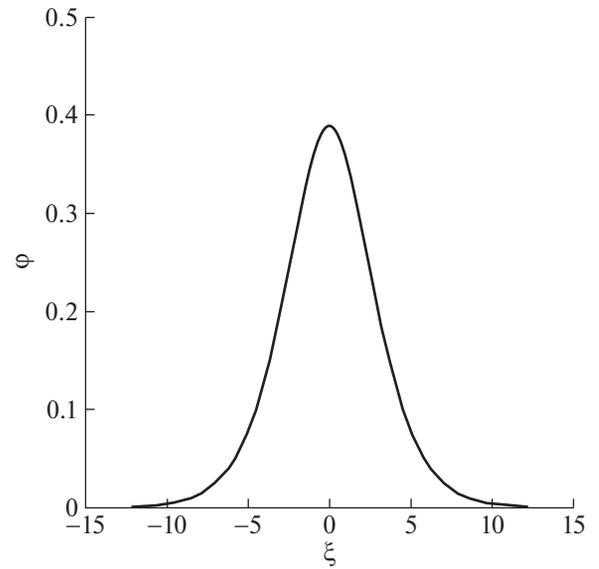


Рис. 3. Профиль потенциала солитона для $Z_d = 500$ и $M = 30$.

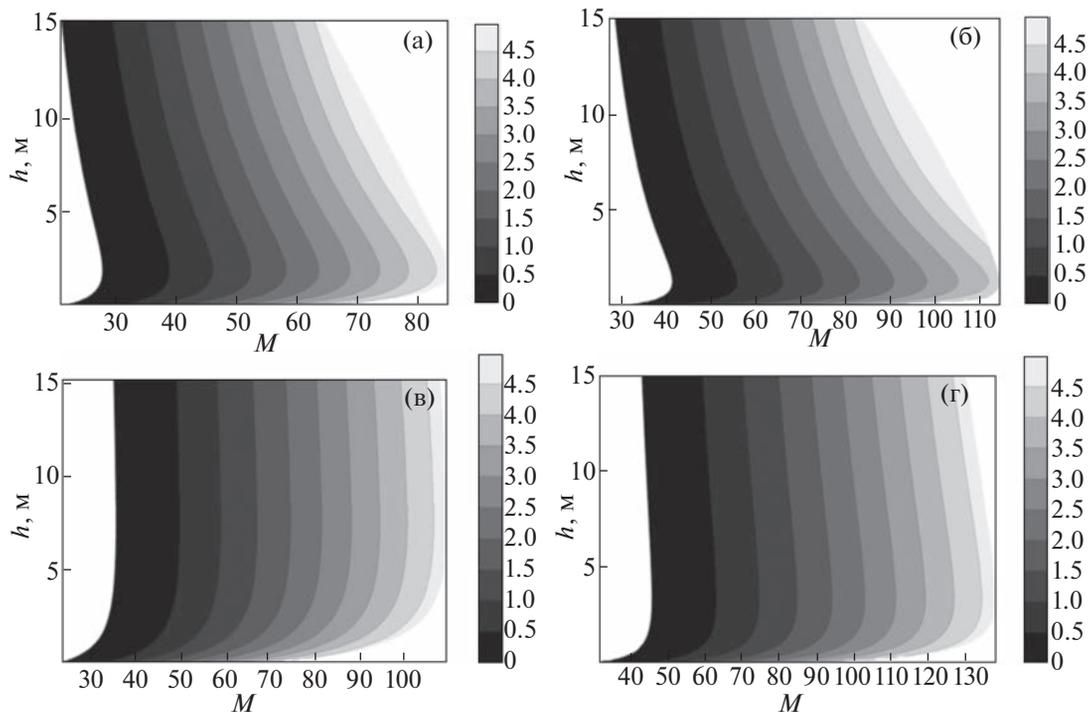


Рис. 4. Зависимость безразмерной амплитуды солитона от высоты над поверхностью планеты h , а также от безразмерной скорости распространения солитона M в афелии (а, в) и перигелии (б, г). Расчеты для (а) и (б) проведены с учетом влияния солнечного ветра, для (в) и (г) – без учета солнечного ветра (вне магнитных полюсов).

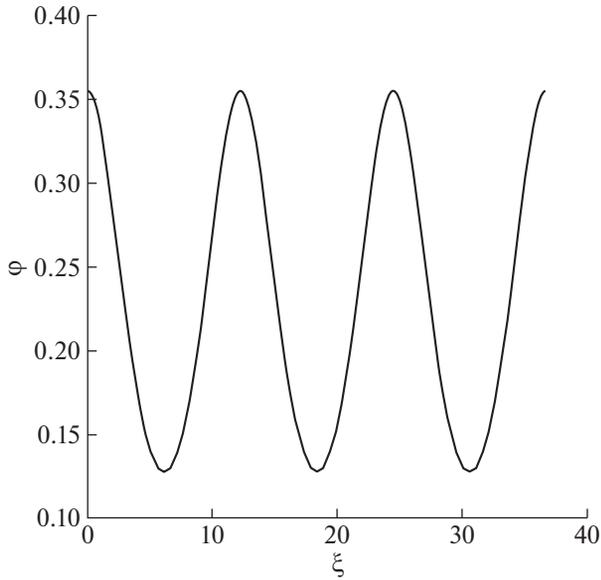


Рис. 5. Нелинейная периодическая волна для $M = 30$ и $Z_d = 500$.

В случае, когда правая часть уравнения (5) меньше нуля, можно получить решение в виде периодической волны [27]. Для нахождения зависимости $\varphi(\xi)$ достаточно проинтегрировать выражение, следующее из уравнения (5):

$$d\xi = \int_{\varphi_{\min}}^{\varphi_{\max}} \frac{d\varphi}{\sqrt{2(E - V(\varphi))}},$$

где φ_{\min} , φ_{\max} — значения потенциала, соответствующие точкам пересечения сагдеевского потенциала $V(\varphi)$ с горизонтальной прямой $V = E$. Для примера рассмотрим случай, когда $E = V_{\min}/2$, т.е. константа E отрицательна и составляет половину от минимального значения сагдеевского потенциала V_{\min} . Зависимость $\varphi(\xi)$ в безразмерных единицах для этого случая для $M = 30$ и $Z_d = 500$ представлена на рис. 5. Переходя к размерным единицам, можно оценить амплитуду солитона как 2.77×10^{-3} ед. СГСЭ при скорости распространения 2.2×10^3 см/с.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В экзосфере Меркурия ожидается наличие плазменно-пылевой системы, состоящей из взвешенных пылевых частиц, фотоэлектронов, электронов и ионов солнечного ветра. В пылевой плазме у поверхности планеты могут распространяться нелинейные уединенные и периодические пылевые звуковые волны. Характерные амплитуды солитонов и нелинейных периодических волн могут достигать значений порядка 10^{-3} – 10^{-2} ед. СГСЭ.

Среда вблизи поверхности Меркурия во многом схожа с лунной экзосферой, где возможна генерация различных типов волн [23, 28–33], которые могут быть зафиксированы космическими аппаратами и посадочными модулями. Стоит отметить, что на окололунной орбите с помощью аппарата SELENA миссии KAGUYA наблюдались три типа солитонов [34, 35]. При планировании будущих миссий на Меркурий, в том числе российского космического зонда Меркурий-П, необходимо учитывать возможность существования нелинейных пылевых звуковых волн.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Berg O.E., Richardson F.F., Burton H. // Apollo 17 preliminary science report. NASA Spec. Publ. 16-1–16-9. SP-330. 1973.
2. Berg O.E., Wolf H., Rhee J. // Interplanetary Dust and Zodiacal Light / Eds H. Elsässer and H. Fechtig. New York: Springer, 1976. P. 233.
3. Määttänen A., Listowski C., Montmessin F., Maltagliati L., Reberac A., Joly L., Bertaux J.L. // Icarus. 2013. V. 223 (2). P. 892–941.
4. Fedorova A.A., Montmessin F., Rodin A.V., Korablev O.I., Määttänen A., Maltagliati L., Bertaux J.L. // Icarus. 2014. V. 231. P. 239–260.
5. Montmessin F., Bertaux J.L., Quémerais E., Korablev O., Rannou P., Forget F., Perriera S., Fussen D., Lebonnois S., Réberaca A. // Icarus. 2006. V. 183 (2). P. 403.
6. Montmessin F., Gondet B., Bibring J.P., Langevin Y., Drossart P., Forget F., Fouchet T. // Journal of Geophysical Research: Planets, 2007. V. 112 (E11).
7. Извекова Ю.Н., Попель С.И. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 12. С. 1010–1017.
8. Голубь А.П., Попель С.И. // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 113. № 7. С. 440–445.
9. Голубь А.П., Попель С.И. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 8. С. 741–747.
10. Zakharov A.V., Popel S.I., Kuznetsov I.A., Borisov N.D., Rosenfeld E.V., Skorov Yu., Zelenyi L.M. // Physics of Plasmas. 2022. V. 29. № 11. P. 110501
11. Копнин С.И., Шохрин Д.В., Попель С.И. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 2. С. 163–167.
12. <https://solarsystem.nasa.gov/missions/mariner-10/in-depth/>
13. Solomon S.C., McNutt R.L., Gold R.E., Domingue D.L. // Space Sci. Rev. 2007. V. 131. P. 3.
14. Exner W., Simon S., Heyner D., Motschmann U. // Journal of Geophysical Research: Space Physics. 2020. V. 125. № 7. P. e2019JA027691.
15. Broadfoot A.L., Shemansky D.E., Kumar S. // Geophys. Res. Lett. 1976. V. 3. № 10. P. 577–580.
16. Potter A., Morgan T. // Science. 1985. V. 229. № 4714. P. 651–653.
17. Bida T.A., Killen R.M., Morgan T.H. // Nature. 2000. V. 404. № 6774. P. 159–161.
18. Ness N.F., Behannon K.W., Lepping R.P., Whang Y.C. // J. Geophys. Res. 1975. V. 80. P. 2708.

19. Alexeev I.I., Belenkaya E.S., Slavin J.A., Korth H., Anderson B.J., Baker D.N., Boardsen S.A., Johnson C.L., Purucker M.E., Sarantos M., Solomon S.C. // *Icarus*. 2010. V. 209. P. 23.
20. Stanley S., Glatzmaier G.A. // *Space Sci. Rev.* 2010. V. 152. P. 617.
21. Popel S.I., Golub' A.P., Zelenyi L.M. // *Physics of Plasmas*. 2023. V. 30. № 4. 043701.
22. Извекова Ю.Н., Попель С.И., Голубь А.П. Волновые процессы в пылевой плазме у поверхности Меркурия // *Физика плазмы*. 2023. Т. 49. № 7. С. 695–702.
23. Попель С.И., Копнин С.И., Голубь А.П., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Извекова Ю.Н. // *Астрономический вестник. Исследования Солнечной системы*. 2013. Т. 47 (6). С. 455–466.
24. Popel S.I., Morfill G.E., Shukla P.K., and Thomas H. // *Journal of Plasma Physics*. 2013. V.79. Issue 06. P. 1071–1074.
25. Popel S.I., Zelenyi L.M., Atamaniuk B. // *Physics of Plasmas*. 2015. V. 22. № 12. P. 123701.
26. Лившиц Л.Д., Путаевский Л.П. Теоретическая физика. Т. 10. Физическая кинетика. М.: Физматлит, 2002. С. 182.
27. Lu G., Liu Y., Wang Y., Stenflo L., Popel S.I., Yu M.Y. Fully nonlinear electrostatic waves in electron–positron plasmas // *Journal of plasma physics*. 2010. V. 76 (3–4). P. 267–275.
28. Izvekova Yu.N., Morozova T.I., Popel S.I. // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2018. V. 46. № 4. P. 731.
29. Морозова Т.И., Копнин С.И., Попель С.И. Волновые процессы в пылевой плазме у поверхности Луны // *Физика плазмы*. 2015. Т. 41. № 10. С. 867–876.
30. Попель С.И., Морозова Т.И. Волновые процессы при взаимодействии хвоста магнитосферы Земли с пылевой плазмой у поверхности Луны // *Физика плазмы*. 2017. Т. 43. № 5. С. 474–484.
31. Popel S.I., Kassem A.I., Izvekova Yu.N., Zelenyi L.M. // *Physics Letters A*. 2020. V. 384. Issue 26. P. 126627.
32. Копнин С.И., Попель С.И. // *Письма в ЖТФ*. 2021. Т. 47. Вып. 9. С. 29–32.
33. Извекова Ю.Н., Попель С.И. // *Физика плазмы*. 2022. Т. 48. № 11. С. 1061–1065.
34. Hashimoto K. *et al.* Electrostatic solitary waves associated with magnetic anomalies and wake boundary of the Moon observed by KAGUYA // *Geophysical Research Letters*. 2010. Т. 37. № 19.
35. Matsumoto H. *et al.* Electrostatic solitary waves (ESW) in the magnetotail: BEN wave forms observed by GEOTAIL // *Geophysical Research Letters*. 1994. Т. 21. № 25. С. 2915–2918.

КВАЗИКЛАССИЧЕСКАЯ АППРОКСИМАЦИЯ ДАННЫХ ПО ПОТЕНЦИАЛАМ ИОНИЗАЦИИ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

© 2023 г. Г. В. Шпатаковская*

Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша Российской академии наук, Москва, Россия

**e-mail: shpagalya@yandex.ru*

Поступила в редакцию 17.06.2023 г.

После доработки 24.07.2023 г.

Принята к публикации 30.07.2023 г.

Полуэмпирический квазиклассический метод аппроксимации потенциалов ионизации, используемый ранее для многозарядных ионов элементов со средними и высокими атомными номерами Z , применяется к ионам элементов с атомными номерами в диапазоне $85 \leq Z \leq 110$ и числом электронов $1 \leq N_e \leq 78$. Выявленные простые закономерности дают возможность полиномиальной, достаточно точной (в пределах одного-двух процентов) аппроксимации имеющихся и оценки недостающих данных по потенциалам ионизации в таблицах NIST для всех многозарядных ионов исследованного диапазона на основе двух небольших таблиц. Продемонстрировано улучшение условий применимости квазиклассического приближения с ростом атомного номера.

Ключевые слова: потенциал ионизации, многозарядный ион, сверхтяжелые элементы, квазиклассическое приближение

DOI: 10.31857/S0367292123600747, EDN: EGAONQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Потенциалы (энергии) ионизации атомов и положительных ионов элементов Периодической системы Д.И. Менделеева являются важной характеристикой вещества, определяющей состав астрофизической и лабораторной плазмы. Многозарядные ионы, ионы с зарядом $q > 5$, присутствуют в высокотемпературной плазме Солнца и других космических объектов, их свойства необходимы для диагностики в рентгеновской астрономии, для исследования взаимодействия ионов с веществом, для расчетов в химических моделях плазмы и т.д.

В большинстве случаев потенциалы ионизации многозарядных ионов вычисляют в полуэмпирических или теоретических моделях, поскольку их экспериментальные измерения практически отсутствуют. Тем более это справедливо для ионов трансурановых, сверхтяжелых элементов, которые получают искусственным способом на ускорителях. Для них возможны только теоретические расчеты и оценки. Хотя вряд ли можно говорить о практическом значении таких ионов, их свойства представляют большой теоретический интерес, поскольку с увеличением атомного номера уменьшается параметр квазиклассичности ($\sim Z^{-1/3}$, Z – атомный номер элемента), а зна-

чит, улучшаются условия применимости квазиклассического приближения и статистической модели Томаса–Ферми. Проверка характерных для этого приближения зависимостей (см. ниже) является одной из задач настоящей работы.

Многочисленные теоретические работы по сверхтяжелым элементам в основном посвящены расчетам электронной структуры атомов, например, [1–4] и нескольких первых ионов, например, [5]. Существенно меньше работ по многозарядным ионам.

Влияние релятивистских и QED (квантовой электродинамики) эффектов как функции атомного номера элементов Z было исследовано для атомных систем с разным числом электронов с помощью релятивистской теории возмущения в работе [6]. Учтены поправки до второго порядка включительно, численные результаты представлены для нескольких возбужденных состояний части ионов В-подобной изоэлектронной последовательности.

Приближенный способ вычисления орбитальных энергий связи электронов в ионах для всех элементов до лоуренсия ($Z = 103$) включительно был предложен в давней работе [7] на основе рассчитанных по модели самосогласованного поля Хартри–Фока орбитальных энергий и средних

радиусов оболочек в соответствующих нейтральных атомах. Средняя погрешность результатов этого метода для потенциалов ионизации ионов оценивается в ± 5 процентов.

Потенциалы ионизации ионов в He-подобной изоэлектронной последовательности вычислены в [8] с релятивистскими и квантовыми электродинамическими поправками для элементов с $Z = 2-100$.

Вычисление методом самосогласованного поля Дирака–Фока в [9] полных электронных энергий связи в изоэлектронных последовательностях от Li- ($N_e = 3$) до Db-подобной ($N_e = 105$) для элементов от лития до оганесона ($Z = 118$) дает наиболее полную информацию о потенциалах ионизации многозарядных ионов. Здесь N_e – число электронов в ионе, $q = Z - N_e$.

Расчеты из первых принципов с учетом квантовых электродинамических поправок электронных уровней для $n = 1$ и $n = 2$ состояний проведены для He-подобных ионов элементов с ядерными зарядами в диапазоне $Z = 12-100$ в работе [10]. Учет поправок существенно улучшил точность теоретических результатов, особенно для высоких атомных номеров. Менее затратный метод функционала плотности использован в работе [11] для расчета орбитальных энергий связи в ионах Li-подобной изоэлектронной последовательности элементов от неона до фермия ($Z = 100$) с учетом эффектов квантовой электродинамики.

Для отдельных, практически важных элементов проведены расчеты энергий ионизации всех ионов. Например, в работе [12] методом Дирака–Фока с учетом релятивистских и других эффектов рассчитана электронная структура атома и всех ионов урана в основном состоянии. В работе [13] для оценки энергий ионизации многозарядных ионов вольфрама использовался полуэмпирический метод, основанный на вычисленных по модели Хартри–Фока электронных энергиях связи и их масштабирования в соответствии с экспериментальными данными.

Имеющиеся экспериментальные и расчетные данные по энергиям ионизации атомов и ионов $I_{N_e}(Z)$ в электрон-вольтах представлены в постоянно обновляемых таблицах NIST [14] для элементов с атомными номерами $Z \leq 110$. Потенциалы ионизации приведены со ссылками на источники, проходят критическую экспертную проверку. Однако не все помещенные в [14] данные обладают одинаковой точностью, а например, для He-подобных ионов ($N_e = 2$) элементов с $Z > 100$, Li-подобных ионов ($N_e = 3$) и ионов с числом электронов $47 \leq N_e \leq 68$ элементов с $Z > 103$ вовсе отсутствуют.

Для оценки правильности приведенных в таблицах [14] данных в некоторых работах исследовались закономерности в зависимости потенциалов ионизации ионов от атомного номера в изоэлектронных последовательностях. Так, в работе [15] проанализирована разность между потенциалами ионизации, рассчитанными многоконфигурационным методом Дирака–Фока (MCDF) и доступными в базе [14]. Построенные для этой разности аналитические зависимости от $Z_c = Z - N_e + 1$ в виде суммы четырех членов с нулевой, первой, второй и первой отрицательной степенью Z_c позволили оценить недостающие и исправить имеющиеся данные в каждой из изоэлектронных последовательностей ионов с числом электронов от 3 до 18 в элементах от лития до олова ($Z = 50$).

В работе [16] аналитические выражения для потенциалов ионизации ионов в изоэлектронных последовательностях с числом электронов от 2 до 54, построенные как плавная интерполяция между результатами для тяжелых ионов ($Z \gg 1$) и области $Z = N_e - 1$, имеют вид полиномов по атомному номеру Z с квадратичным, линейным, нулевого и первого отрицательного порядка членами. Эти выражения также использовались для обнаружения и исправления ненадежных данных в [14].

Потенциалы ионизации свободных ионов в изоэлектронных последовательностях с числом электронов $3 \leq N_e \leq 10$ вычислялись в [17] методом MCDF для элементов с атомными номерами $37 \leq Z \leq 82$. Учитывались релятивистские поправки, эффекты квантовой электродинамики и Брейта. Предложенные аналитические выражения для аппроксимации рассчитанных потенциалов ионизации в каждой изоэлектронной серии имеют вид суммы четырех членов: с нулевой, первой, второй и четвертой степенью Z .

Таким образом можно констатировать неоднозначность и произвол в выборе вида зависимости потенциалов ионизации от атомного номера в изоэлектронных последовательностях. Поиск однозначной такой зависимости также входит в круг задач нашей работы.

Большая часть данных для многозарядных ионов в базе NIST [14] базируется на результатах работы [9], в которой полные энергии связи электронов приводятся в отдельных таблицах для каждой изоэлектронной серии. По этим таблицам для элемента с атомным номером Z энергия ионизации его иона с числом электронов N_e вычисляется как разность полных энергий связи этого и соседнего иона с $N_e - 1$.

Однако для ионов с числом электронов $47 \leq N_e \leq 68$ элементов с $Z \leq 103$ в базе данных [14] вместо [9] используются результаты довольно

грубой оболочечной модели [7] полувековой давности. Причина этого в том, что для этих ионов результаты вычислений по таблицам [9] обнаруживают нефизические зависимости потенциалов ионизации от заряда иона, что по всей вероятности является следствием неправильного выбора электронной конфигурации основного состояния ионов. В этом диапазоне числа электронов внешние электронные оболочки ионов заполняются водородоподобным образом, т.е. последовательно $4f$, $5s$ и $5p$. Именно такой порядок заполнения использовался в [7]. Такая же электронная конфигурация для всех ионов урана с числом электронов $N_e < 79$ применялась и в работе [12]. В отличие от этого в [9] здесь использовался иной порядок: $5s$, $5p$, $4f$.

Таким образом необходим расчет потенциалов ионизации в этой области по высокоточной модели, что является отдельной задачей. Цель же настоящей работы состоит в аппроксимации имеющихся в базе NIST [14] и оценке отсутствующих потенциалов ионизации многозарядных ионов элементов со сверхвысокими Z .

Водородоподобный порядок заполнения внешних оболочек в основном состоянии многозарядных ионов делает однозначной зависимость потенциалов ионизации ионов элемента Z от числа электронов в них N_e , так как уже не требуется дополнительная информация об электронной конфигурации иона. Поиск таких зависимостей для свободных ионов элементов с высокими ($55 \leq Z \leq 95$) и средними ($18 \leq Z \leq 54$) атомными номерами был осуществлен в работах [18] и [19] соответственно. Обнаруженные закономерности позволили аппроксимировать потенциалы ионизации ионов из базы NIST [14] с точностью в пределах одного процента, что существенно упрощает практическое использование большого массива данных из этих таблиц.

Настоящее исследование посвящено поиску подобных зависимостей для многозарядных ионов сверхтяжелых элементов на основе анализа данных NIST [14]. В разделе 2 кратко излагается используемый метод и анализируются ионы с числом электронов в диапазоне $1 \leq N_e \leq 46$, в разделе 3 рассмотрены потенциалы ионизации ионов с числом электронов $47 \leq N_e \leq 78$. В заключении подводятся итоги исследований, проведенных в [18, 19] и в настоящей работе, по данной теме. Приведены таблицы полиномиальных коэффициентов и таблицы 2, 4, 5 сравнения аналитических оценок с данными NIST [14]. В таблицах и в тексте наибольшее внимание уделяется многозарядным ионам урана, как представляющего практический интерес.

2. ПОТЕНЦИАЛЫ ИОНИЗАЦИИ В СПЕЦИАЛЬНЫХ КООРДИНАТАХ

Для анализа потенциалов ионизации свободных многозарядных ионов используется, как и в работах [18, 19], квазиклассический полуэмпирический метод [20], позволяющий выделить зависимость энергии ионизации $I_{N_e}(Z)$, взятой из базы [14], от атомного номера элемента Z в следующем виде:

$$e_{N_e}^{(Z)}(\sigma) = [I_{N_e}(Z)/E_h]Z^{-4/3}, \quad \sigma = \pi Z^{-1/3}, \quad (1)$$

где $E_h = 27.211386$ эВ – атомная единица энергии. Этот вид подсказан (подробнее см. в [20]) применением квазиклассического условия квантования Бора–Зоммерфельда к вычислению орбитальных энергий связи электронов в атомной (или ионной) системе в модели Томаса–Ферми.

Вид функции $e_{N_e}^{(Z)}(\sigma)$ в форме изоэлектронных последовательностей в полулогарифмическом масштабе для нескольких элементов (символы) из всего исследуемого диапазона представлен на рис. 1а. Очевидно, что такую сложную зависимость (1) от атомного номера Z невозможно было бы угадать без “квазиклассической подсказки”.

На рис. 1а видны выше указанные пробелы для He- и Li-подобных ионов, а также для ионов с числом электронов $47 \leq N_e \leq 68$. Рисунок демонстрирует также очень гладкие монотонные зависимости, которые для чисел электронов в диапазоне $1 \leq N_e \leq 46$ хорошо аппроксимируются линейными полиномами. В общем виде эта зависимость имеет вид

$$\lg e_{N_e}^{(Z)}(\sigma) = \sum_{i=0}^{i_{\max}} a_i^{(N_e)} \sigma^i, \quad (2)$$

где $i_{\max} = 1$ для линейного полинома.

Применение выражения (2) к оценке потенциалов ионизации ионов данного диапазона N_e в электрон-вольтах для других элементов по формуле, обратной (1)

$$I_{N_e}(Z) = Z^{4/3} 10^{\lg e_{N_e}^{(Z)}(\sigma)} E_h, \quad (3)$$

и сравнение с данными NIST [14] показывает точность интерполяции в доли процента, что позволяет во многих случаях использовать ее вместо табличных данных.

Однако на практике требуется знать потенциалы ионизации ионов элемента с фиксированным значением атомного номера Z в зависимости от числа электронов в них N_e . Поэтому более удобным оказывается другое представление функции $e_{N_e}^{(Z)}(\sigma)$. Его можно получить, аппрокси-

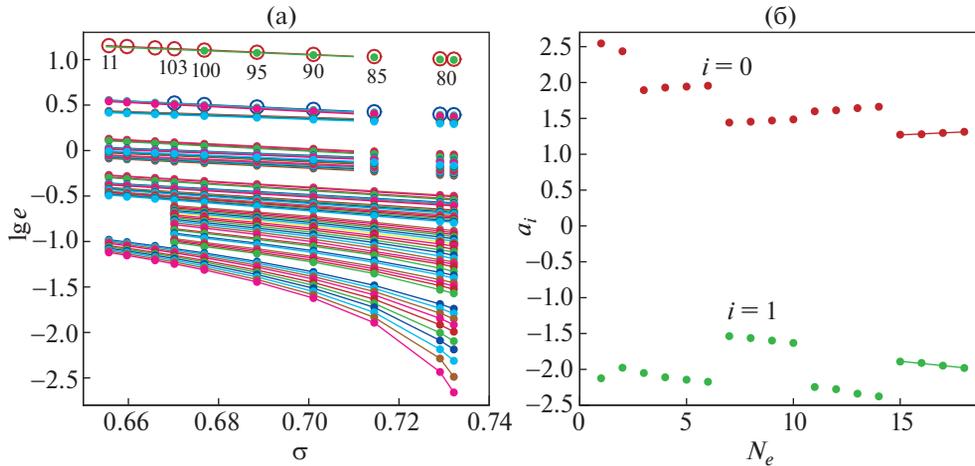


Рис. 1. (а) Зависимости $e_{N_e}^{(Z)}(\sigma)$, вычисленные по формуле (1) для ионов элементов с атомными номерами $Z = 80, 85, 90, 95, 100, 103, 110$ по данным из базы NIST [14] (символы). Числа под символами отмечают атомный номер элемента. Разные цвета соответствуют разным изоэлектронным последовательностям. Числа справа от линий указывают число электронов N_e в ионе. (б) Зависимость коэффициентов линейной интерполяции $a_i^{(N_e)}$ от числа электронов N_e в области $1 \leq N_e \leq 18$ для элементов с атомными номерами $85 \leq Z \leq 110$.

мируя полиномами кусочно монотонные зависимости коэффициентов a_i от числа электронов N_e

$$a_i^{(N_e)} = \sum_{k=0}^{k_{\max}} b_{ik} N_e^k. \quad (4)$$

Здесь k_{\max} — степень соответствующего полинома. Монотонные части в кусочно монотонной зависимости коэффициентов a_i от N_e , для $1 \leq N_e \leq 18$ представленной на рис. 1б, последовательно соответствуют 2 электронам в $1s^1$ и $1s^2$ состояниях, затем 4 электронам в $2s^1, 2s^2, 2p^1, 2p^2$ состояниях, затем 4 электронам в состояниях

$2p^3-2p^6$ и так далее до 6 электронов в состояниях $4d^5-4d^{10}$, что явно отражено в табл. 1. В ней представлены соответствующие полиномиальные коэффициенты b_{ik} для диапазона чисел электронов $1 \leq N_e \leq 46$.

Выражение для $\lg e_{N_e}(\sigma)$ тогда приобретает следующий вид:

$$\lg e_{N_e}^{(Z)}(\sigma) = \sum_{i=0}^{i_{\max}} \sum_{k=0}^{k_{\max}} b_{ik} N_e^k \sigma^i. \quad (5)$$

Покажем, как оценить потенциал ионизации многозарядного иона в рассмотренном диапазоне, используя формулы (3), (5) и табл. 1, и срав-

Таблица 1. Полиномиальные коэффициенты b_{ik} в формуле (5) для $N_e = 1-46$

N_e	b_{00}	b_{01}	b_{10}	b_{11}
1–2	2.653844E+0	–1.090877E–1	–2.272032E+0	1.473614E–1
3–6	1.937777E+0	4.085245E–2	–2.080834E+0	–7.100875E–2
7–10	1.337436E+0	1.474132E–2	–1.311177E+0	–3.197792E–2
11–14	1.354637E+0	2.195594E–2	–1.742224E+0	–4.539132E–2
15–18	1.060913E+0	1.391145E–2	–1.429574E+0	–3.050224E–2
19–22	9.422327E–1	2.284358E–2	–1.229820E+0	–4.607527E–2
23–28	7.629575E–1	2.730979E–2	–9.672357E–1	–5.338793E–2
29–32	5.544008E–1	3.905318E–2	–7.853982E–1	–7.572772E–2
33–36	4.927931E–1	3.090433E–2	–9.593434E–1	–5.734172E–2
37–40	8.046128E–2	4.439645E–2	–3.096957E–1	–7.939479E–2
41–46	–2.652153E–1	5.121426E–2	2.287430E–1	–9.051447E–2

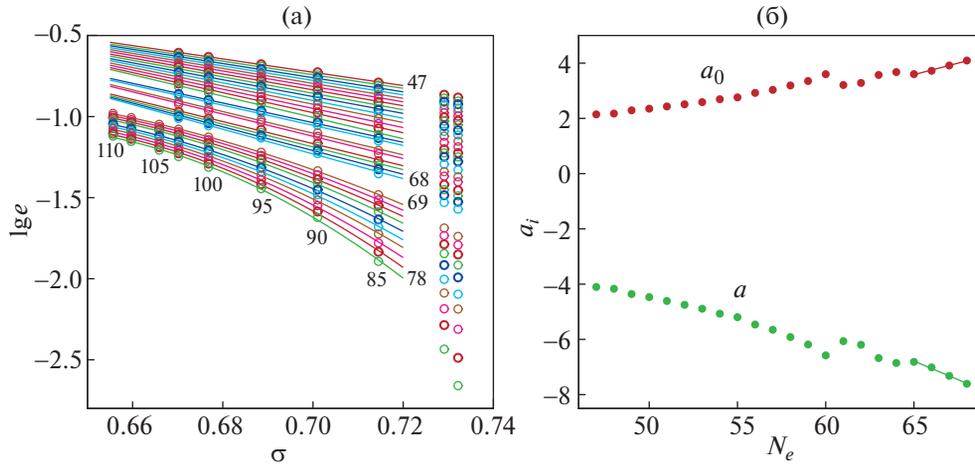


Рис. 2. (а) Зависимости $e_{N_e}^{(Z)}(\sigma)$, вычисленные по формуле (1) для ионов элементов с атомными номерами $Z = 80, 85, 90, 95, 100, 103, 110$ (символы) по данным из [7] для чисел электронов $47 \leq N_e \leq 68$ и из [9] для $69 \leq N_e \leq 78$; (б) зависимость коэффициентов линейной интерполяции $a_i^{(N_e)}$ от числа электронов N_e в области $47 \leq N_e \leq 68$ для элементов с атомными номерами $85 \leq Z \leq 110$. Линия – линейная интерполяция.

ним оценку с табличным значением из [14]. В качестве примера найдем энергии ионизации четырех ионов урана ($Z = 92$) с числом электронов $N_e = 19-22$. Для этого сначала вычисляем величину $\sigma = \pi Z^{-1/3} = 0.695911$. Затем в строке 6 табл. 1, в которой находится информация для этих чисел электронов, находим необходимые

4 коэффициента b_{ik} . Подставляя их в формулу (5) последовательно для $N_e = 19, 20, 21, 22$, получаем значения $\lg e_{N_e}(\sigma) = -0.088806, -0.098027, -0.107250, -0.116470$ соответственно. Подстановка затем этих чисел в выражение (3) дает для энергий ионизации I_{N_e} в эВ соответственно: $9211.0 (9210 \pm 90), 9017.5 (9030 \pm 70), 8828.1 (8830 \pm 60),$

Таблица 2. Потенциалы ионизации (эВ) He- и Li-подобных ионов элементов $92, 99 \leq Z \leq 110$. Сравнение полуэмпирической интерполяции (3), (5) (b_{ik} из первых двух строк табл. 1) с имеющимися данными NIST [14] (со ссылками на источник) и их экстраполяция в область отсутствующих данных

N_e	2	2	3	3
Z	NIST	Интерполяция	NIST	Интерполяция
92	$129\,570.3 \pm 0.6$ [10]	129 640	$32\,836.5 \pm 0.6$ [11]	32 895
99	$154\,328.1 \pm 1.5$ [8]	154 330	$39\,451.4 \pm 1.5$ [11]	39 640
100	$158\,152.0 \pm 1.5$ [8]	158 030	$40\,482.2 \pm 1.1$ [11]	40 660
101	–	161 790	$41\,548 \pm 6$ [7]*	41 693
102	–	165 590	$42\,632 \pm 6$ [7]*	42 741
103	–	169 430	$43\,759 \pm 6$ [7]*	43 803
104	–	173 320	–	44 879
105	–	177 250	–	45 969
106	–	181 230	–	47 073
107	–	185 260	–	48 191
108	–	189 330	–	49 323
109	–	193 440	–	50 470
110	–	197 600	–	51 630

*Получено экстраполяцией разности результатов [7] и [11] в изоэлектронной последовательности

Таблица 3. Полиномиальные коэффициенты b_{ik} в формуле (5) для $N_e = 47-78, 85 \leq Z \leq 110$

N_e	$i \setminus k$	0	1	2
47–60	0	1.203924E+1	–4.572828E–1	5.260881E–3
	1	–1.878315E+1	6.977231E–1	–8.214733E–3
61–64	0	–7.155683E+0	1.694544E–1	0
	1	1.136405E+1	–2.850030E–1	0
65–68	0	–7.257781E+0	1.667945E–1	0
	1	1.067290E+1	–2.686046E–1	0
69–78	0	–1.143278E+3	3.382327E+1	–2.536748E–1
	1	3.444124E+3	–1.018772E+2	7.646889E–1
	2	–2.593805E+3	7.668411E+1	–5.763370E–1

8642.6 (8650 ± 60). Здесь в скобках приводятся табличные значения энергий ионизации из [14] (данные источника [9] согласуются с результатами [12]) с оценкой неопределенности этих данных. Все наши оценки находятся внутри “коридора” погрешности.

В табл. 2 представлены результаты использования формулы (3) с интерполяционным выражением функции $\lg e_{N_e}^{(Z)}(\sigma)$ (5) для оценки потенциалов ионизации He- и Li-подобных ионов. Коэффициенты b_{ik} взяты из табл. 1 для $N_e = 2, 3$. Приведенные для сравнения данные базы NIST [14] со ссылками на источники показывают погрешность аппроксимации в четвертом знаке для He-подобных ионов и в третьем-четвертом знаке – для Li-подобных. Линейная экстраполяция на область больших атомных номеров позволяет оценить и таким образом восполнить отсутствующие данные для He-подобных ионов элементов с $Z > 100$ и Li-подобных ионов элементов с $Z > 103$.

3. ИОНЫ С ЧИСЛОМ ЭЛЕКТРОНОВ $47 \leq N_e \leq 78$

На рис. 2а представлен вид функции $e_{N_e}^{(Z)}(\sigma)$ отдельно для диапазона $47 \leq N_e \leq 78$. Как отмечалось во Введении, в этой области для чисел электронов $47 \leq N_e \leq 68$ в таблицах [14] используются данные работы [7] вместо [9]. На рисунке показаны также интерполяционные полиномиальные кривые вида (2) с экстраполяцией на область отсутствующих данных. Здесь линейные ($i_{\max} = 1$) интерполяции используется для диапазона $47 \leq N_e \leq 68$ и квадратичные ($i_{\max} = 2$) – для $69 \leq N_e \leq 78$.

Удобный для практического применения вид зависимости потенциалов ионизации ионов элемента Z от числа электронов в них N_e получаем, анализируя зависимость коэффициентов a_i от N_e , изображенную на рис. 2б для проблемного диапазона $47 \leq N_e \leq 68$. На рисунке наглядно представлено последовательное заполнение 14 состояний $4f$ оболочки для чисел электронов $47 \leq N_e \leq 60$ – первый монотонный отрезок, хорошо аппроксимируемый квадратичным полиномом ($k_{\max} = 2$). Второй монотонный кусок, почти линейный, соответствует следующим 4 заполняемым состояниям: $5s^1, 5s^2, 5p^1, 5p^2$, затем заполняются 4 состояния $5p^3-5p^6$ также с линейной зависимостью ($k_{\max} = 1$). Соответствующие коэффициенты b_{ik} для всей рассматриваемой области приведены в табл. 3.

В табл. 4 представлены в качестве примера результаты аналитической аппроксимации потенциалов ионизации для ионов 14 элементов с числом электронов $N_e = 47, 58, 68$ из проблемной области $47 \leq N_e \leq 68$ в сравнении с имеющимися данными [7], средняя погрешность которых порядка $\pm 5\%$. Наши аналитические оценки хорошо воспроизводят табличные данные, но точность их экстраполяции на область ионов более тяжелых элементов с атомными номерами $Z > 103$ не может быть лучше тех же $\pm 5\%$.

В табл. 5 наша аппроксимация, построенная по одним элементам, сравнивается с табличными результатами модели [9] для ионов других элементов с числом электронов $N_e = 70, 74, 78$ из диапазона $69 \leq N_e \leq 78$. В основном погрешность аппроксимации лежит в пределах одного процента, лишь в трех случаях для $N_e = 78$ она оказывается порядка двух процентов.

Таблица 4. Потенциалы ионизации (эВ) ионов с числом электронов $N_e = 47, 58, 68$ некоторых элементов из диапазона $86 \leq Z \leq 110$. Оценка по полуэмпирической интерполяции (3), (5) с коэффициентами b_{ik} из табл. 3. Сравнение с данными из NIST [14] (источник [7]) и их экстраполяция в область отсутствующих данных

N_e	47	47	58	58	68	68
Z	NIST	Интерполяция	NIST	Интерполяция	NIST	Интерполяция
86	1720 ± 90	1731	980 ± 50	986	488 ± 25	495
92	2220 ± 110	2201	1370 ± 70	1340	730 ± 40	714
98	2750 ± 140	2750	1790 ± 90	1778	1010 ± 50	1001
100	2950 ± 150	2950	1940 ± 100	1945	1110 ± 50	1114
101	3050 ± 150	3054	2020 ± 100	2033	1160 ± 60	1174
102	3140 ± 160	3161	2110 ± 110	2123	1220 ± 60	1237
103	3250 ± 160	3269	2190 ± 110	2216	1280 ± 60	1302
104	—	3380	—	2312	—	1369
105	—	3494	—	2411	—	1439
106	—	3610	—	2513	—	1512
107	—	3728	—	2618	—	1588
108	—	3849	—	2726	—	1666
109	—	3973	—	2837	—	1747
110	—	4099	—	2952	—	1832

Таблица 5. Потенциалы ионизации (эВ) ионов с числом электронов $N_e = 70, 74, 78$ некоторых элементов из диапазона $85 \leq Z \leq 110$. Оценка по полуэмпирической интерполяции (3), (5) с коэффициентами b_{ik} из табл. 3. Сравнение с данными из NIST [14] (источник [9])

N_e	70	70	74	74	78	78
Z	NIST	Интерполяция	NIST	Интерполяция	NIST	Интерполяция
85	311 ± 3	312.51	212.0 ± 2.5	215.48	130.1 ± 2.1	132.73
92	557 ± 4	551.08	431 ± 3	425.44	323 ± 3	313.43
98	814 ± 4	813.10	662 ± 4	666.67	536 ± 4	538.11
100	909 ± 4	910.38	749 ± 4	756.89	616 ± 4	623.29
101	958 ± 4	960.59	794 ± 4	803.38	659 ± 4	667.07
102	1010 ± 4	1011.7	840 ± 4	850.65	701 ± 4	711.41
103	1061 ± 5	1063.8	888 ± 4	898.58	745 ± 4	756.10
104	1114 ± 5	1116.6	936 ± 4	947.04	791 ± 4	800.96
105	1168 ± 5	1170.2	985 ± 4	995.92	838 ± 4	845.77
106	1223 ± 5	1224.4	1036 ± 4	1045.1	885 ± 4	890.35
107	1280 ± 4	1279.2	1088 ± 5	1094.4	934 ± 4	934.49
108	1338 ± 4	1334.4	1140 ± 5	1143.8	984 ± 4	978.01
109	1397 ± 4	1397.0	1195 ± 5	1193.1	1035 ± 4	1020.7
110	1457 ± 4	1446.0	1250 ± 5	1242.2	1087 ± 4	1062.4

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Этим исследованием завершается цикл работ [18, 19] по анализу представленных в таблицах NIST [14] потенциалов ионизации многозарядных ионов в основном состоянии элементов с

атомными номерами $18 \leq Z \leq 110$. Для анализа применялся предложенный ранее в [20] квазиклассический метод выделения зависимости электронных энергий связи в атомах и ионах от атомного номера Z .

Показано, что все исследованные данные NIST [14] по потенциалам ионизации многозарядных ионов в квазиклассических координатах (1) ложатся на очень гладкие изоэлектронные кривые типа изображенных на рис. 1а, которые с хорошей точностью аппроксимируются простыми полиномами. Полученные результаты отражают основную зависимость потенциалов ионизации многозарядных ионов от атомного номера Z и числа электронов N_e для диапазона $18 \leq Z \leq 110$, а предложенные оценки воспроизводят данные таблиц NIST с точностью 1–2%.

Сравнение результатов настоящей работы для сверхвысоких атомных номеров Z с результатами для высоких [18] и средних [19] показывает, что общая картина с ростом Z становится более простой и прозрачной: во-первых, уменьшается степень интерполяционных полиномов в изоэлектронных сериях с 3-2 до 2-1, во-вторых, становится более явной водородоподобное заполнение внешней электронной оболочки, в-третьих, сокращается число таблиц полиномиальных коэффициентов с пяти для средних до двух для сверхвысоких, хотя число электронов увеличивается. Тем самым подтверждается улучшение условий применимости квазиклассического приближения с ростом Z .

В работе также обращено внимание на необходимость расчета по более точной модели потенциалов ионизации ионов с числом электронов $47 \leq N_e \leq 68$ для элементов с высокими и сверхвысокими Z с учетом последовательного заполнения $4f$, $5s$, $5p$ оболочек в основном состоянии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Borschevsky A., Eliav E., Vilkas M.J., Ishikawa Y., Kaldor U. // Phys. Rev. A. 2007. V. 75. P. 042514.
2. Dzuba V.A., Safronova M.S., Safronova U.I. // Phys. Rev. A: At. Mol. Opt. Phys. 2014. V. 90. P. 012504.
3. Dzuba V.A. // Phys. Rev. A. 2016. V. 93. P. 032519.
4. Porsev S.G., Safronova M.S., Safronova U.I., Dzuba V.A., Flambaum V.V. // Phys. Rev. A. 2018. V. 98. P. 052512.
5. Dzuba V.A., Safronova M.S., Safronova U.I. // Phys. Rev. A. 2016. V. 94. P. 042503.
6. Safronova U.I., Rudzikas Z.B. // J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. 1976. V. 9. P. 1989.
7. Carlson T. A., Nestor C.W., Jr., Wasserman N., McDowell J.D. // Calculated ionization potentials for multiply charged ions. At. Data Nucl. Data Tables. 1970. V. 2. P. 63.
8. Drake G.W.F. // Canadian J. Phys. 1988. V. 66. P. 586.
9. Rodrigues G.C., Indelicato P., Santos J.P., Patte P., Parente F. // At. Data Nucl. Data Tables. 2004. V. 86. P. 117.
10. Artemyev A.N., Shabaev V.M., Yerokhin V.A., Plunien G., Soff G. // Phys. Rev. A. 2005. V. 71. P. 062104.
11. Sapirstein J., Cheng K.T. // Phys. Rev. A. 2011. V. 83. P. 012504.
12. Rashid K., Saadi M.Z., Yasin M. // At. Data Nucl. Data Tables. 1988. V. 40. P. 365.
13. Kramida A.E., Reader J. // At. Data Nucl. Data Tables. 2006. V. 92. P. 457.
14. Kramida A., Ralchenko Yu., Reader J. and NIST ASD Team. NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.10), 2020 [Online]. Available: <https://physics.nist.gov/asd> [2023, July 12].
15. Biémont E., Frémat Y., Quinet P. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1999. V. 71. P. 117.
16. Gil G., Gonzalez A. // Can. J. Phys. 2017. V. 95. P. 479.
17. Huang J., Jiang G., Zhao Q. // Chin. Phys. Lett. 2006. V. 23. P. 69.
18. Шпатаковская Г.В. // Письма ЖЭТФ. 2021. Т. 114. С. 798.
19. Шпатаковская Г.В. // ЖЭТФ. 2022. Т. 162. С. 205.
20. Шпатаковская Г.В. // УФН. 2019. Т. 189. С. 195.

ПАРАМЕТРЫ ПОВЕРХНОСТНОГО МИКРОВОЛНОВОГО РАЗРЯДА,
ИНИЦИИРУЕМОГО ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ СВЧ-ИМПУЛЬСА
ГИРОТРОНА ЧЕРЕЗ КВАРЦЕВУЮ ПЛАСТИНУ С ВНЕДРЕННЫМИ
ЧАСТИЦАМИ МЕТАЛЛА© 2023 г. З. А. Заклецкий^{a,*}, Д. В. Малахов^a^a Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

*e-mail: fiveziggen@gmail.com

Поступила в редакцию 15.05.2023 г.

После доработки 14.06.2023 г.

Принята к публикации 01.07.2023 г.

Приводятся результаты экспериментального исследования инициации, развития и поддержания плазменного поверхностного разряда, инициируемого микроволновым (СВЧ) излучением гиротрона (75 ГГц, 300 кВт, 6 мс) в воздушной среде при нормальных условиях на поверхности кварцевой подложки с наличием металлических включений. Показано, что скорость распространения фронта ионизации разряда достигает 40 м/с, что соответствует теплопроводностному механизму распространения. При этом максимальная рассчитанная газовая температура плазмы достигает 5500 К, что приводит к сублимации металлических включений. Впервые приведены параметры плазмы поверхностного микроволнового разряда на металлодиэлектрических мишенях, который использовался в различных аэроплазменных и плазмохимических приложениях.

Ключевые слова микроволновый разряд в воздухе, поверхность, кварцевая пластина, металлические включения, скорость фронта ионизации, температура газа, параметры плазмы

DOI: 10.31857/S0367292123600541, EDN: EQJJXE

1. ВВЕДЕНИЕ

Традиционно разделяют несколько типов микроволновых (СВЧ) разрядов в свободном пространстве, разделение которых в общем связано с интенсивностью поля электромагнитной волны и давлением газовой среды, в которой распространяется разряд [1, 2]. Нас будет интересовать только разряд при высоких давлениях в случае, когда частота соударений электрона с нейтральными частицами выше частоты излучения $\nu > \omega$ с пиком интенсивности излучения менее 3 кВт/см², в таком случае разряд будет развиваться диффузионно [3]. Было обнаружено [4], что газовая температура T_g такого типа разряда может достигать 6500 К в воздухе при атмосферном давлении, что значительно ниже, чем для оптических разрядов, поддерживаемых мощным лазерным излучением [5]. Однако, благодаря теплопроводностному механизму распространения, разряд занимает наибольший объем, соответствующий эффективной площади падающего излучения. Скорость движения фронта разряда составляет от нескольких единиц до десятков м/с, что с учетом газовой температуры позволяет говорить о высокой удельной энтальпии разряда (более

2 МДж/кг) для использования в задачах плазмохимии. Также было отмечено, что данный тип разрядов может быть инициирован в полях интенсивность которых составляет несколько сотен Вт/см², однако для начальной ионизации было необходимо использовать внешний источник, которым может быть как УФ-лампа, так и другой тип разряда, который находится на пути распространения СВЧ-излучения. Кроме этого при малых интенсивностях возбуждение разряда возможно при наличии на пути распространения излучения металлических элементов: винтов в волноводах, клубка проволоки и т.п.

С начала 1990-х гг. в ИОФ РАН было проведено обширное исследование микроволновых разрядов инициируемых у поверхности металлодиэлектрических мишеней, находящихся в атмосфере различных газов [6, 7]. Мишени состояли из набора металлических включений размер которых варьировался от нескольких миллиметров до сотен микрометров, которые случайным образом располагались на поверхности кварцевых стекол. При этом во всех экспериментах выполнялось соотношение между толщиной скин-слоя δ в металле, линейным размером включения a и

длиной волны излучения λ_f : $\delta \ll a \ll \lambda_f$. Для инициации разряда мощность Ψ [Вт/см²] и длительность τ_i [с] микроволнового излучения должны удовлетворять соотношению $\Psi\tau_i \geq 0.1$ Дж/см². Для достижения высокой мощности использовались линзовые системы, использование которых уменьшало характерный масштаб взаимодействия излучения с мишенью, при этом длительность импульсов не превышала 1 мс. Все эти ограничения в тот момент позволяли использовать данный тип разряда только в узких приложениях: например, как тепловой источник поджига газобразных взрывчатых веществ [8] или как источник тяги в ракетном двигателе [7], стоит отметить, что подобные исследования ведутся и сейчас [9]. В ряде работ [10, 11] был обнаружен эффект скольжения микроволнового разряда вдоль диэлектрических стенок кварцевых трубок, подобные эффекты были также обнаружены и в экспериментах с металлодиэлектрическими мишенями.

С течением времени были разработаны новые приборы для генерации микроволнового излучения – гиротроны, которые позволяли достигать необходимой для пробоя металлодиэлектрической мишени мощности импульса при длительностях десятки миллисекунд и области взаимодействия пучка с мишенью более 10 см². Такие параметры позволяют рассматривать приповерхностный плазменный разряд как эффективный преобразователь микроволновой энергии в тепловую для частиц. Однако на данный момент не было проведено исследование параметров для поверхностных микроволновых разрядов, иницируемых излучением гиротрона. Из-за этого не было возможности говорить о применимости такого типа разрядов для обработки или модификации поверхности твердых материалов. Однако предпосылки для успеха такой технологии были получены в результате работ, связанных с плазмохимическим синтезом частиц с помощью излучения гиротрона.

В работе [12] было продемонстрировано, что возможна инициация плазменного разряда в воздухе при нормальном давлении с помощью микроволнового излучения в порошковых смесях металлов и диэлектриков, при этом за время поддержания разряда удается синтезировать частицы, которые могут быть использованы в промышленности. После одной из экспериментальных серий по синтезу частиц на кварцевой подложке, на которой располагались порошковые частицы, в которые были внедрены частицы металла, размер которых составлял порядка 1 мкм. При повторном облучении такой подложки произошел пробой с образованием плазменного слоя.

В данной работе мы рассмотрим условия возбуждения поверхностного разряда на металлодиэлектрической подложке при атмосферном давлении, оценим его газовую температуру, скорость движения разряда вдоль подложки. Проведем сравнение данного типа разряда с представленными ранее в литературе, а также проанализируем его применимость для материаловедческих приложений.

2. МАТЕРИАЛЫ

В качестве металлодиэлектрической мишени используется цилиндрическая кварцевая подложка марки КУ-1 толщиной 5 мм и диаметром 80 мм в поверхность которой внедрены серебряные микрочастицы субмикронного и микронного (до 1–2 мкм) размера. Данная мишень была получена при облучении 20 последовательными импульсами гиротрона (300 кВт, 6 мс) порошков оксида алюминия и серебра (Al_2O_3/Ag) в массовом соотношении 1/5, находящихся на кварцевой подложке. Неоднородность покрытия частиц на подложке связана с несколькими причинами. Во-первых, в порошковых засыпках используются полидисперсные частицы в разных объемных соотношениях, из-за этого не удается добиться равномерного распределения частиц серебра в объеме смеси. Во-вторых, пучок гиротрона имеет неравномерное распределение напряженности электрического поля по своему сечению. В-третьих, в процессе синтеза частицы порошков поднимаются над поверхностью засыпки, при этом на данный момент не установлен процесс определяющий движение частиц в плазмохимическом реакторе [12]. Некоторые частицы из одной области могут покинуть засыпку быстрее, чем из другой, тем самым на поверхности подложки в одних местах могут скапливаться частицы и расплавляться под действием разряда, а в других частицы подняты уже в объем реактора. Несмотря на достаточно сложный механизм распределения внедренных частиц на подложке можно выделить несколько характерных черт: в центре подложки (рис. 1) в максимуме интенсивности пучка гиротрона в большинстве экспериментов образуется область, содержащая расплавленные частицы, и мы связываем это с тем, что в центре подложки разряд возникает намного чаще из-за наибольшей интенсивности микроволнового поля. В результате разряд в центре подложки взаимодействует с частицами порошка намного дольше, что позволяет нагреть как верхние, так и нижние слои засыпки до температуры плавления. Нагрев происходит достаточно интенсивно так, что частицы не успевают подняться и приплавляются к подложке. Вне центральной области расплавленных частиц практически не наблюдается. На данный момент сложно предположить почему это проис-

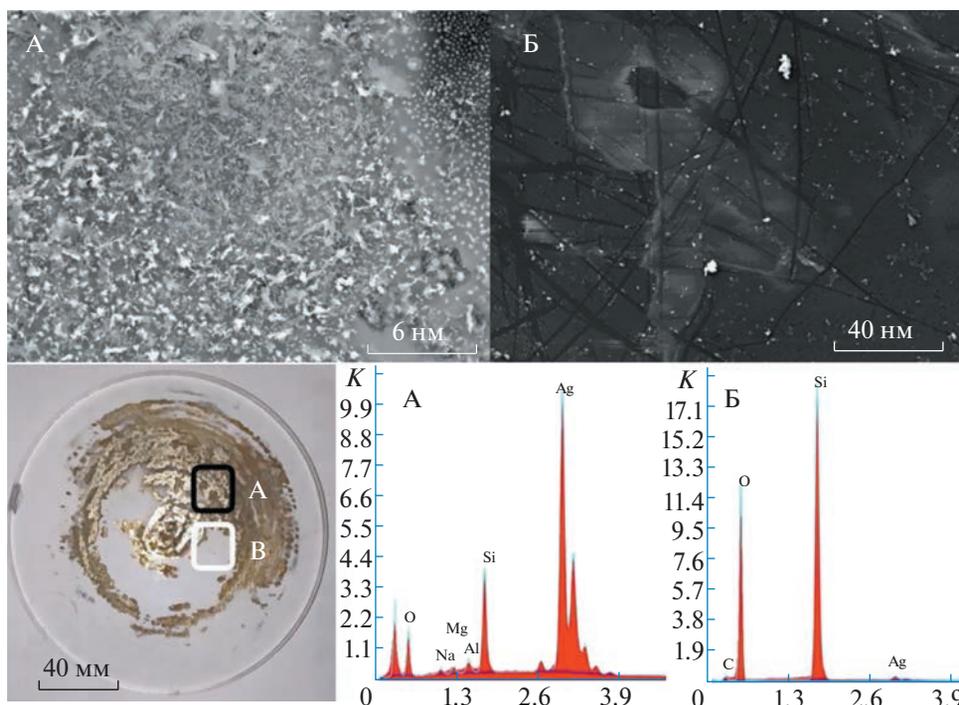


Рис. 1. На рисунке изображена поверхность металлодиэлектрической мишени для которой приведены результаты ЭДС-сканирования двух характерных областей: А – в области микрометаллических образований серебра и Б – область кварцевой подложки.

ходит, поскольку для этого необходимо точно знать механизм разлета частиц при наших условиях. Также отметим, что обнаружен слой частиц по краям подложки. Он образуется аналогично слою в центральной области. Дело в том, что в экспериментах по синтезу частиц на подложке стоит кварцевый стакан, который ограничивает радиальный разлет частиц, в результате после соударения со стенкой стакана частицы падают вдоль них обратно на подложку, тем самым образуя слой вдоль края стенки стакана, который также можно наблюдать на рис. 1. В результате на 7-м или 8-м микроволновом импульсе из-за высокой концентрации металла вдоль цилиндрической стенки реактора в этой области начинает все чаще инициироваться разряд, тем самым время его взаимодействия с порошком становится аналогичным центральной области.

Подложка помещалась в цилиндрическую тefлоновую вставку, стенки которой были выше верхней поверхности подложки. Таким образом, распространяющийся вдоль подложки разряд был также ограничен в радиальном направлении диэлектрическими стенками. На рис. 1 приведено изображение поверхности металлодиэлектрической мишени, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ-изображение), и спектры рентгеновского излучения с

использованием энергодисперсионного рентгеновского анализа поверхности (Energy-dispersive X-ray spectroscopy – EDS-анализ).

С помощью EDS-анализа регистрируется высокая интенсивность пиков серебра, кремния и кислорода. Также обнаружено, что частицы серебра, в основном, внедрены в приповерхностный слой подложки, который состоит из оксидных соединений алюминия и кремния. Стоит также отметить, что данный оксидный слой можно легко удалить механически, при этом исходная поверхность кварцевой подложки сохраняет свою морфологию.

Распределение металлических частиц по поверхности подложки неравномерно, это связано с тем, что в процессе синтеза частиц, большая их часть поднимается с поверхности подложки и в формировании приповерхностного слоя не участвует.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В экспериментах (рис. 2) используется излучение гиротрона (производство ГИКОН Н. Новгород, Россия) с параметрами: мощность до 600 кВт, длительность импульса до 20 мс, частота микроволнового излучения 75 ГГц. Микроволновой пучок, имеющий на выходе гиротрона гауссовский профиль интенсивности в поперечном

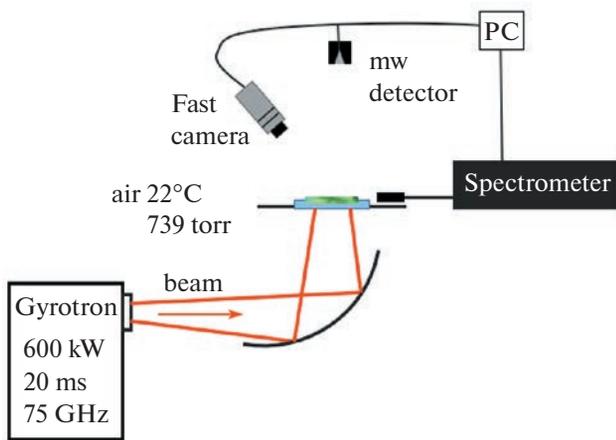


Рис. 2. Схема экспериментальной установки для исследования поверхностного микроволнового разряда: PC – компьютер, mw detector – микроволновый детектор прошедшей мощности.

сечении, транспортируется с помощью квазиоптического тракта к реактору и фокусируется в области расположения кварцевой подложки-мишени. Сфокусированный микроволновый пучок на мишени имеет эллиптически вытянутый поперечный профиль с характерной площадью около 28 см^2 . Пиковая интенсивность излучения составляла 10 кВт/см^2 при длительности импульса 6 мс. Регистрация развития разряда происходит с помощью быстрой камеры Phantom VE0710 (скорость съемки 7400 кадров в секунду, с разрешением изображения 1280×800 пикселей). Камера располагалась в двух положениях: на расстоянии 20 см относительно поверхности мишени под углом 60 градусов и на расстоянии 30 см под углом 5 градусов. Регистрация спектров излучения осуществлялась с помощью спектрометра AvaSpec-DUAL (379–521 нм с оптическим разрешением 0.1 нм, экспозиция 1.7 мс). Оптическое волокно спектрометра находилось на расстоянии 10 см относительно центра подложки мишени под углом порядка 5 градусов. Регистрация прошедшего микроволнового излучения осуществлялась с помощью микроволнового детектора Д-407, частота дискретизации 10 МГц. Детектор располагался на расстоянии 80 см по нормали от поверхности подложки, перед детектором находится отсекающая диафрагма, общий уровень мощности, приходящий на датчик соответствует 0.1% от мощности падающего микроволнового импульса. Спектрометр и высокоскоростная камера были синхронизированы с началом микроволнового импульса. Все эксперименты проводились в воздушной атмосфере при нормальных условиях.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Наблюдаемые изображения поверхностного разряда приведены на рис. 3. Начальный этап формирования разряда длится от 10 до 50 мкс. На поверхности мишени наблюдаются только одиночные светящиеся области, которые соответствуют участкам мишени покрытым металлическими включениями. Согласно скейлингу $\Psi\tau_i \geq 0.1 \text{ Дж/см}^2$ [7] время инициации разряда для металл/диэлектрической мишени при пиковой интенсивности 10 кВт/см^2 должно составлять 10 мкс, что соответствует длительности наблюдаемой в эксперименте. Отметим, что данный скейлинг выполнялся в независимости от давления среды в диапазоне от 10^{-3} до 760 Торр [7].

Можно отметить, что в ранних экспериментах в диэлектрическую подложку внедрялись достаточно крупные частицы с характерными размерами порядка сотен мкм или длинные нитевидные проволоки субмиллиметрового диаметра и резонансной длиной $L = \lambda_f$ при использовании микроволновых генераторов с длинами волн λ_f от 1 мм до 10 см. В нашем же случае размер включений был существенно меньше и составлял порядка 1 мкм, что в результате не влияло на условия инициации разряда. Далее на протяжении действия микроволнового излучения в течение порядка 1.5 мс разряд расширяется и в определенный момент начинает соответствовать площади микроволнового пучка с характерной вытянутой эллиптической формой. Можно наблюдать, что распространение фронтов разряда вдоль подложки имеет направленный характер по контуру концентрических окружностей соосных с геометрическим центром мишени. Это в первую очередь связано с эффектами дифракции электромагнитного пучка на круглой мишени, толщина которой $d = 5 \text{ мм}$ соизмерима с длиной микроволнового излучения $\lambda_f = 4 \text{ мм}$. Благодаря этому суммарная интенсивность на поверхности мишени складывается из распределения интенсивности в пучке и радиального бесселевого распределения интенсивности с пиком в центре мишени.

Данная интерференционная картина наблюдается также в пространственной структуре поверхностного разряда, об этом можно судить в первую очередь по изображениям с видеокамеры, где наблюдаются чередующиеся по интенсивности концентрические окружности. Характерное расстояние между окружностями составляет 4 мм. Кроме того, на изображениях наблюдаются участки с повышенной интенсивностью (рис. 3, 1766 мкс), которые расположены строго вдоль одной из концентрических окружностей, которая соответствует интерференционному максимуму. Вдоль данной окружности согласно фотографии подложки (рис. 1) находятся серебряные включения, и, таким образом, мы приходим к выводу,

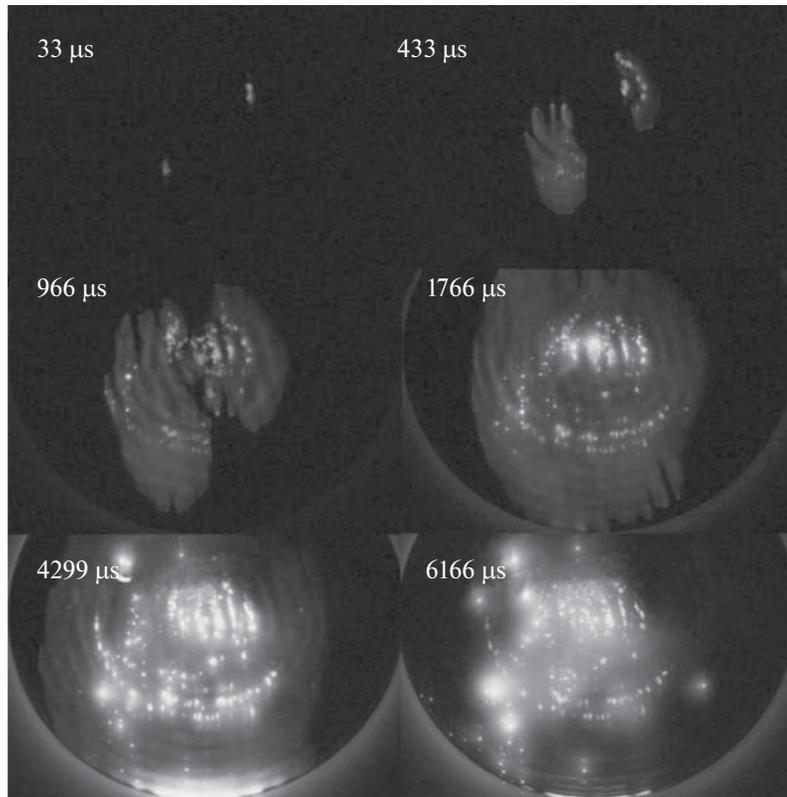


Рис. 3. Изображение свечения микроволнового разряда, развивающегося на поверхности металлодиэлектрической мишени (вид сверху).

что формирование неоднородного распределения серебра по поверхности подложки связано с неоднородной структурой разряда, вызванного дифракцией пучка гиротрона.

Скорость движения фронта разряда вдоль подложки можно оценить из изображений, полученных при съемке мишени сбоку (рис. 4). Фронт ионизации разряда имеет среднюю скорость от 10 до 40 м/с в направлении вектора напряженности электрического поля волны. Таким образом, для того чтобы разряд расширился на площадь эквивалентную площади микроволнового пучка при его инициации в геометрическом центре мишени необходимо не менее 1 мс, что хорошо согласуется с наблюдаемым свечением в эксперименте (рис. 3). После прохождения фронта разряда за ним остается ионизованный слой, поглощающий микроволновое излучение. Толщина плазменного слоя остается постоянной на протяжении микроволнового импульса и имеет субмиллиметровый масштаб. Находящиеся в слое металлические включения нагреваются в среднем за 500 мкс, согласно полученным изображениям.

Для определения поглощенной мощности мы воспользовались методом балансных измерений [13]. Было обнаружено, что на протяжении первых 3 импульсов поглощение составляет порядка

1500 Дж (рис. 5), а в последующих импульсах 1100 Дж. Данный эффект может быть объяснен в первую очередь уменьшением количества центров инициации разряда (рис. 6): так в первых импульсах концентрация металла на подложке максимальна, следовательно при инициации разряд захватывает наибольшую площадь перпендикулярную вектору напряженности электрического поля. В дальнейшем после воздействия 3 микроволновых импульсов концентрация металла падает благодаря испарению и окислению, и для расширения разряда на всю площадь пучка требуется больше времени. В данном случае скорость разряда вдоль вектора напряженности электрического поля микроволнового пучка в разы превышает скорость поперек. Таким образом, несмотря на высокую скорость фронта ионизации для расширения разряда на всю площадь микроволнового пучка ключевую роль играет именно плотность металлических включений в мишени.

Зарегистрированный спектр излучения (рис. 7–8) в момент времени 70–450 мкс содержит набор молекулярных полос нитрида углерода CN для фиолетового перехода ($B^2\Sigma-X^2\Sigma$ 382–389 нм), азота N_2 ($C^3P_u-B^3P_g$ 280–400) и иона молекулы кислорода O_2^+ ($B^2P_r-X^2P_r$ 300–320).

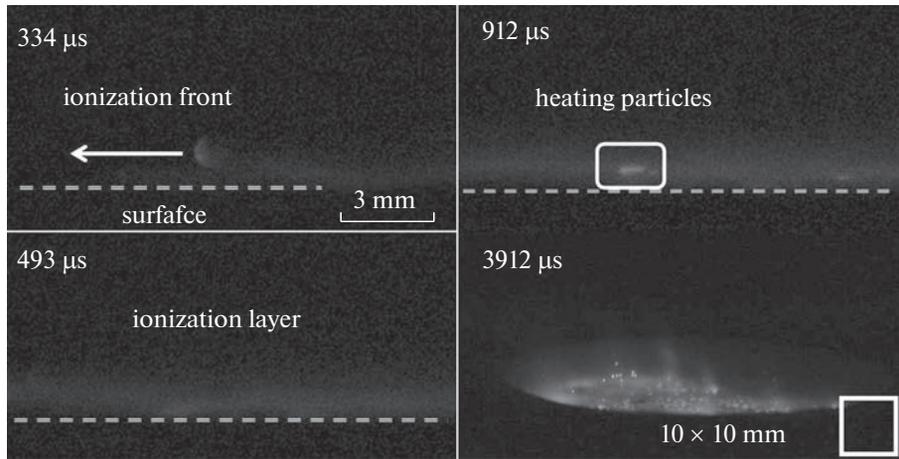


Рис. 4. Изображение свечения микроволнового разряда на поверхности металлодиэлектрической мишени (вид сбоку).

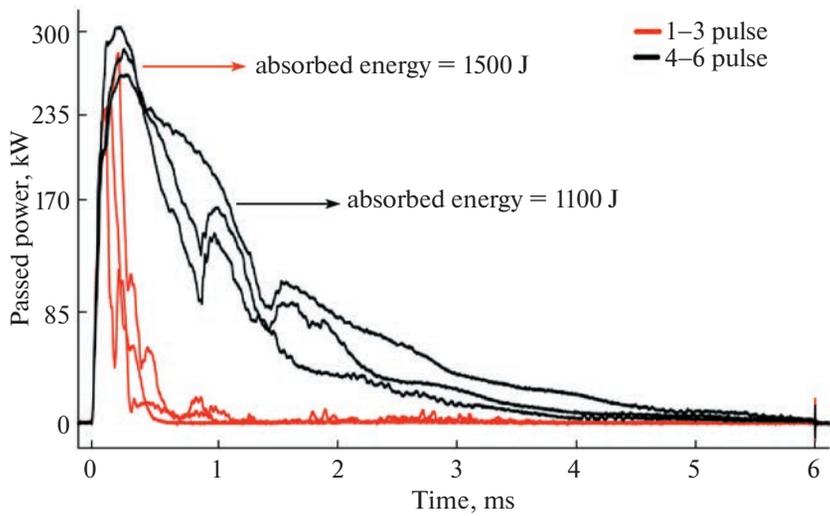


Рис. 5. Зависимость прошедшей мощности микроволнового излучения от длительности импульса для 6 последовательных импульсов.

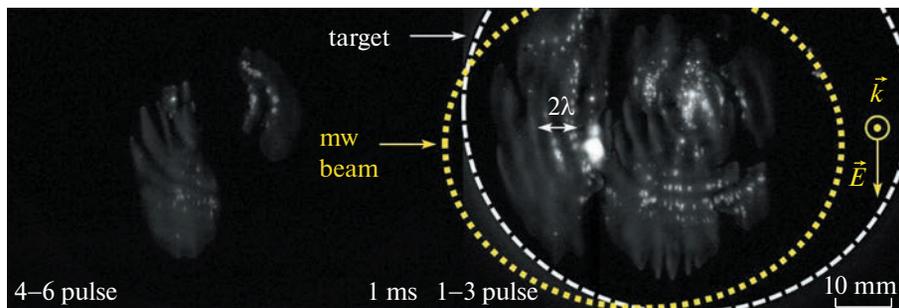


Рис. 6. Характерные изображения поверхностного микроволнового разряда в момент времени 1 мс после начала генерации микроволнового импульса на протяжении 6 последовательных импульсов.

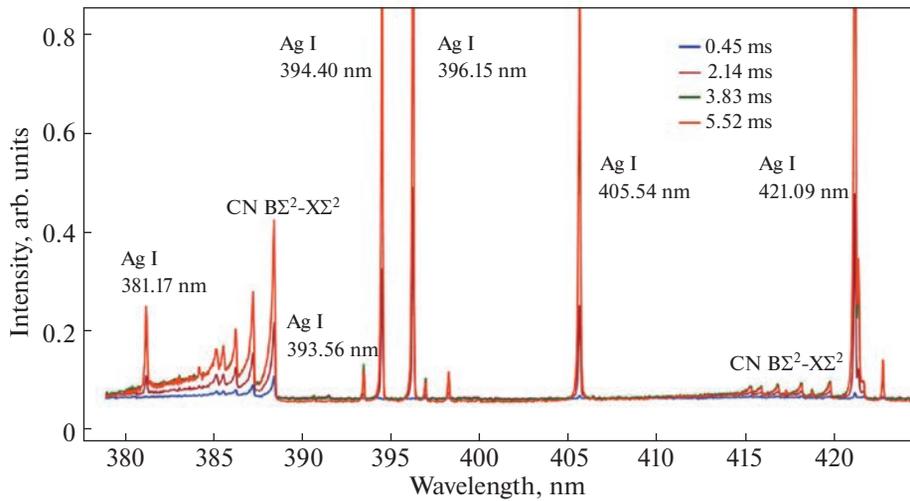


Рис. 7. Обзорный спектр для диапазона длин волн 375–430 нм.

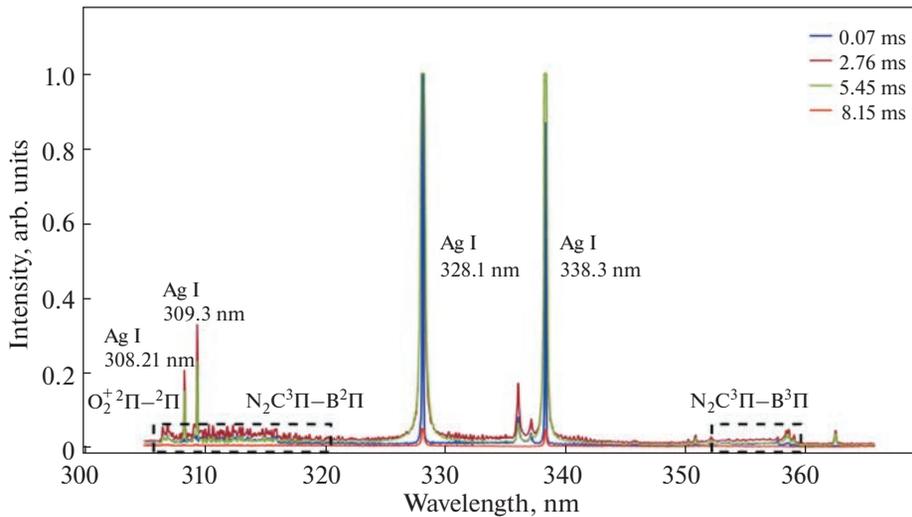


Рис. 8. Обзорный спектр для диапазона длин волн 300–370 нм.

Существенное преобладание по интенсивности молекулярных полос CN в первую очередь связано с наличием в мишени углеродсодержащих элементов, которые являются источником атомарного углерода. Подобный спектральный состав наблюдался в ряде работ по облучению графитовых мишеней азотным плазматроном [14], температура газа на выходе из сопла составляла порядка 10 кК, а вблизи поверхности мишени (1–2 мм) 7 кК и менее. Было обнаружено, что по интенсивности линий в молекулярной полосе 382–389 нм можно качественно судить о соотношении концентраций CN и ионизованных молекул азота N_2^+ , в нашем случае оно оценивается как 0.9 : 0.1. С учетом этого мы можем оценить вращательную T_r и колебательную T_v температуры молекулы CN,

аналогично методу в работе [15], которое составляет порядка 5400–5600 К для T_r и 6800–7200 К для T_v (рис. 9). Принимая во внимание, что времена вращательно-поступательной релаксации для микроволнового разряда при высоком давлении существенно меньше времени поддержания разряда $\tau_{vt} \ll \tau_i$, поступательная температура газа будет примерно равна вращательной температуре $T_g \approx T_r$. Отметим, что на протяжении всего времени поддержания микроволнового разряда, полученные значения температур сохраняются.

В момент времени 2.14 мс на спектре начинают отчетливо идентифицироваться атомарные линии алюминия AlI (308.21 нм, 308.3 нм, 394.40 нм, 396.15 нм, 405.54 нм) и серебра AgI (405.54 нм, 421.09 нм, 447.60 нм, 466.85 нм). Оценка элек-

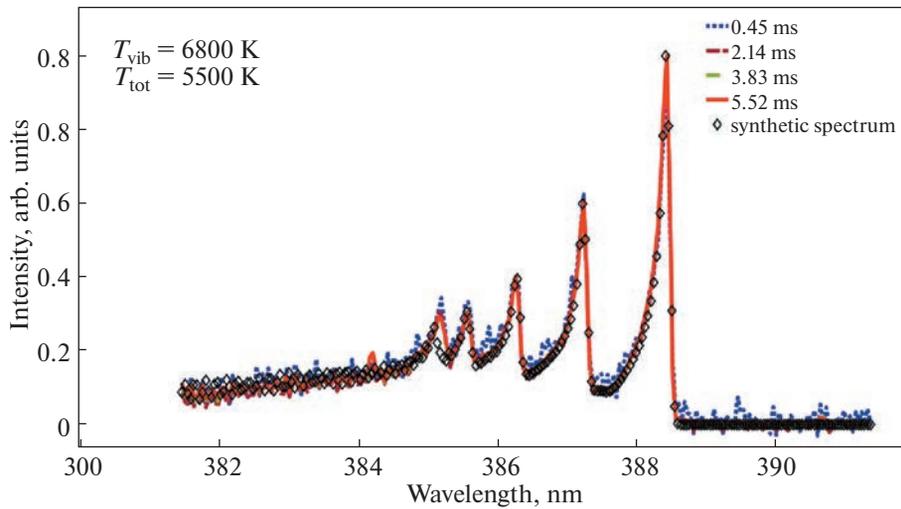


Рис. 9. Полученный экспериментально и рассчитанный спектр излучения молекулы CN.

тронной температуры по линиям атомарного алюминия [4] дает значение T_e от 7000 до 7500 К, которая сохраняется на протяжении всей длительности импульса.

Для определения плотности электронов N_e в разряде мы не проводили дополнительных измерений. Данную величину можно оценить из соотношения [16] между глубиной проникновения микроволнового излучения δ_e , принятого в нашем случае как толщина ионизированного слоя (рис. 4) и критической плотности электронов N_c :

$$\delta_e = \frac{c}{\omega} \left(-\frac{N_c}{N_e} - 1 + \sqrt{\left(1 - \frac{N_e}{N_c}\right)^2 + \left(\frac{N_e v}{N_c \omega}\right)^2} \right)^{-1/2}, \quad (1)$$

$$N_c = \frac{m_e (v^2 + \omega^2)}{4\pi e^2}. \quad (2)$$

Эффективная частота соударений электронов с молекулами газа ν без учета вклада паров металлов можно оценить по формуле [17], учитывающей температуру электронов и отношение концентраций компонент газа:

$$\nu = 2.9 \times 10^{-7} N_{N_2} T_e (1 + T_e^{1/2})^{-1} + 1.6 \times 10^{-8} N_{O_2} T_e^{1/2} (1 + 4.5 T_e^{1/2}), \quad (3)$$

а также по более простой формуле [18]:

$$\nu = \left(5.3 \times 10^9 \frac{\text{Hz}}{\text{Торр}} \right) P. \quad (4)$$

При наших условиях (при давлении $P = 739$ Торр концентрация нейтральных частиц

газа $n_a = 2.36 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ при соотношении $N_{O_2}/N_{N_2} = 1/4$) мы получаем (рис. 10) значение частоты соударений по формуле 3 для двух значений температуры электронов в разряде $\nu(6500 \text{ К}) = 2.1 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$ и $\nu(7500 \text{ К}) = 2.3 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$, а по формуле (4) $\nu = 3.9 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$.

При глубине проникновения δ_e от 100 мкм до 1 мм величина электронной плотности N_e плазмы в разряде, рассчитанная по (1), находится вблизи критической плотности $N_c \approx 4 \times 10^{14}$, и при учете частоты соударений (формулы 2 и 3) может превышать ее и составлять величину около $4 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Полученные оценки значений электронной плотности N_e плазмы находятся в диапазоне от $4 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ до $4 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и согласуются с результатами, которые были получены в ранних работах по микроволновым подпороговым разрядам при их контакте с диэлектрическим экраном [19].

Пока достаточно подробно не исследовано пространственное распределение плотности и температур плазмы в нашем разряде, поэтому мы не можем говорить об однородности разряда по всей площади микроволнового пучка. Кроме этого, на изображениях с камеры (рис. 3, 6) выделяются две области: первая соответствует яркому свечению нагретых металлических частиц, а вторая распространяющемуся ореолу вокруг них. В данном случае мы можем привести прямую аналогию с микроволновыми подпороговыми разрядами в газах [6, 7]. При тех же параметрах излучения и среды данный тип разрядов будет также иметь две характерные области: равновесные плазменные нити, являющиеся самостоятельным разрядом и диффузионный плазменный ореол,

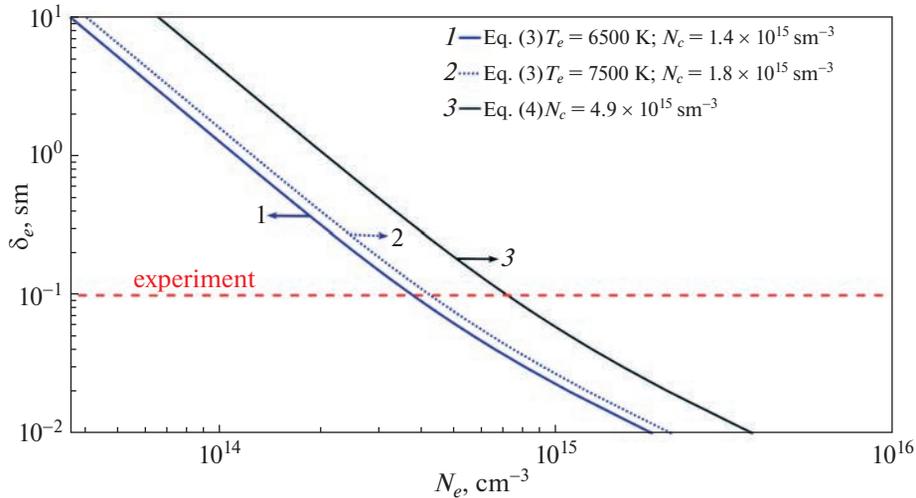


Рис. 10. Зависимость глубины проникновения электромагнитного поля от концентрации электронов в разряде.

являющийся несамостоятельным разрядом, т.к. поддерживается за счет УФ-излучения из первой области. Таким образом, полученные в работе параметры плазмы могут соответствовать как узким плазменным каналам вблизи металлических включений в мишени, так и всему светящемуся ореолу.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе было проведено исследование инициации и развития микроволнового разряда, поддерживаемого излучением гиротрона с частотой 75 ГГц и средней интенсивности 10 кВт/см^2 над поверхностью кварцевой подложки с внедренными серебряными микрочастицами. Задержка инициации разряда полностью согласуется с оценкой, выполненной в работах [1, 7, 8] и подтверждает ее универсальность при малых размерах металлических включений (субмикрон). Скорость распространения разряда вдоль подложки оценивается от 10 до 40 м/с, что хорошо согласуется с теплопроводным механизмом распространения подпороговых микроволновых разрядов в свободном пространстве. Полученные значения плотности и газовой температуры плазмы в наших условиях ($T_g \sim 5 \times 10^3 \text{ К}$, $n_e \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$) находятся вблизи типичных параметров квазиравновесной плазмы ($T_g \sim 10^3\text{--}10^4 \text{ К}$, $n_e \geq 10^{14} \text{ см}^{-3}$). В совокупности с наблюдаемыми атомарными линиями металлов на спектрах излучения в разряде (рис. 7–8) мы можем полагать, что данный тип микроволновых разрядов можно рассматривать в качестве перспективного метода для материаловедческих приложений, в которых необходимо получать пары металлов для их дальнейшей конденсации на различных поверхностях.

Отмечаем, что многие физические явления в данном разряде оказываются схожими с поверхностными микроволновыми разрядами, распространяющимися вдоль диэлектрических трубок. Однако, высокая газовая температура плазмы в нашем случае существенно расширяет круг возможных технологических применений, что неоднократно отмечалось в предыдущих работах. Полученные параметры плазменного микроволнового разряда, скорости и характера его распространения позволят в дальнейшем проводить численные расчеты и составлять аналитические модели для определения границ применимости разряда в плазмохимии и материаловедении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Batanov G.M., Gritsinin S.I., Kossyi I.A., Magunov A.N., Silakov V.P., Tarasova N.M.* Plasma Physics and Plasma Electronics / Ed. by L.M. Kovrizhnykh, Commack: Nova Science Publ., 1985. P. 241
2. *Голубев С.В., Грицинин С.И., Зорин В.Г., Косский И.А., Семенов В.Е.* СВЧ-разряд высокого давления в пучках электромагнитных волн. Высокочастотный разряд в волновых полях. Горький: ИПФ АН СССР, 1988. С. 136.
3. *Бродский Ю.Я., Венедиктов И.П., Голубев С.В., Зорин В.Г., Косский И.А.* // Письма ЖТФ. 1984. Т. 10. С. 187.
4. *Kuniyoshi Tabata, Yuki Harada, Yusuke Nakamura, Kimiya Komurasaki, Hiroyuki Koizumi, Tsuyoshi Kariya, Ryutaro Minami* // Journal of Applied Physics. 2020. V. 127. № 6 063301. <https://doi.org/10.1063/1.5144157>
5. *Райзер Ю.П.* Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974.

6. *Batanov G.M., Berezhetskaya N.K., Kossyi I.A., Magunov A.N., Silakov V.P.* // Eur. Phys. J. Appl. Phys. 2004. V. 26. P. 11.
<https://doi.org/10.1051/epjap:2004016>
7. *Batanov G.M., Gritsinin S.I., Kossyi I.A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. V. 35. 2687
8. *Berezhetskaya N.K., Kop'ev V., Kossyi I.A., Misakyan M., Taktakishvili I.M., Temchin S., Lee Y.D.* // The European Physical Journal. Applied Physics. 2008. T. 42. № 3. С. 327–337.
9. *Masayuki Takahashi & Kimiya Komurasaki* // Advances in Physics. 2018. X, 3:1, DOI: 10.1080/23746149.2017.1417744
10. *Shibkov V.M.* // Moscow Univ. Phys. 2019. V. 74. P. 421.
<https://doi.org/10.3103/S002713491905014X>
11. *Zhukov V.I., Karfidov D.M., Sergeichev K.F.* // Plasma Physics Reports. 2020. T. 46. № 8. С. 837.
<https://doi.org/10.31857/S0367292120080120>
12. *Batanov G.M., Berezhetskaya N.K., Kossyi I.A., Magunov A.N.* // Plasma Physics Reports. 2006. T. 32. № 6. С. 525.
13. *Zakletskii Z.A., Skvortsova N.N., Stepakhin V.D., Malakhov D.V.* // Journal of Physics: Conf. Ser. 2021. V. 2055 (1), 012013,
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/2055/1/012013>
14. *Belevtsev A.A., Kavyrshin D.I., Sargsyan M.A., Chinnov V.F., Efimov A.V., Shcherbakov V.V.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. V. 51. 484002,
<https://doi.org/10.1088/1361-6463/aadccc>
15. *Иниаков С.И., Скворцов В.В., Шахатов В.А., Кудрявцева Е.Д., Успенский А.А.* // ТВТ. 2022. Т. 60. Вып. 2. P.172.
<https://doi.org/10.31857/S004036442201029X>
16. *Vikharev A.L., Gorbachev A.M., Radishev D.B.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2019. V. 52. 014001
<https://doi.org/10.1088/1361-6463/aae3a3>
17. *Гуревич А.В., Шварцбург А.Б.* Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1973.
18. *Schaub S.C., Hummelt J.S., Guss W.C., Shapiro M.A., R.J.* // Physics of Plasmas. 2016. V. 23. № 8. 083512.
<https://doi.org/10.1063/1.4959171>
19. *Batanov G.M., Berezhetskaya N.K., Bol'shakov E.F., Gorbunov A.A., Dorofeyuk A.A., Konov V.I., Kope'ev V.A., Kossyi I.A., Kostinskii A.Yu.* // Plasma Sources Sci. Technol. 1993. № 2. 164
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/2/3/006>

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСЛОЙНЫХ ПРОФИЛЕЙ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА В УГЛЕРОДЕ И БЕРИЛЛИИ НА ОСНОВЕ МЕТОДИК ЭЛЕКТРОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

© 2023 г. В. П. Афанасьев^{a,*}(ORCID:0000-0002-3198-9945), Л. Г. Лобанова^{a,**}

^a Национальный исследовательский университет “МЭИ”, Москва, Россия

*e-mail: v.af@mail.ru

**e-mail: lida.lobanova.2017@mail.ru

Поступила в редакцию 15.05.2023 г.

После доработки 25.06.2023 г.

Принята к публикации 01.07.2023 г.

Построена количественная методика интерпретации сигнала спектроскопии пиков упруго отраженных электронов, позволяющая осуществлять послойный анализ содержания изотопов водорода в конструкционных материалах, применяемых в сооружаемом международном экспериментальном термоядерном реакторе ITER. Определены относительные концентрации содержания протия и дейтерия в углеводородных образцах. Определены относительные концентрации содержания дейтерия в бериллиевом образце.

Ключевые слова: метод электронной спектроскопии, отражение электронов, спектроскопия пиков упруго отраженных электронов (СПУОЭ), метод инвариантного погружения, малоугловое приближение

DOI: 10.31857/S0367292123600498, **EDN:** EQZLPW

ВВЕДЕНИЕ

Традиционными методами анализа содержания изотопов водорода в конструкционных материалах, применяемых в термоядерных установках, являются метод ядерных реакций (Nuclear Reaction Analysis – NRA) и метод быстрых атомов отдачи (Elastic Recoil Detection – ERD) [1, 2], пространственное разрешение которых может достигать 0.5 нм. Реализация указанных методов требует наличия дорогостоящего ускорительного оборудования для получения диагностического пучка ионов с энергией в несколько МэВ, сложной системы детектирования и особых методик расшифровки сигналов.

Альтернативой указанным методам является метод электронной спектроскопии – спектроскопия пиков упруго отраженных электронов или Elastic Peak Electron Spectroscopy (EPES), которая реализуется на серийно выпускаемом оборудовании, не обладающим рекордными показателями по чувствительности и энергетическому разрешению. Например, в работе [3] представлены результаты экспериментов по детектированию обычной и тяжелой воды, в которых успешно использовался энергоанализатор Leybold LH-10 и электронная пушка Perkin Elmer PHI-04-015 выпуска 80-х годов.

В настоящей работе интерпретируются эксперименты, выполненные на различных установках [4]. Основное внимание уделим количественной методике интерпретации спектров EPES, подробно не останавливаясь на описании стандартной процедуры измерения этих спектров.

Таким образом, целью данной работы является построение количественной методики обработки сигналов EPES для определения послойных профилей изотопов водорода в углеводе и бериллии. На основе представленной методики будет выполнена коррекция ранее полученных результатов для соотношения концентраций компонент мишени [5, 6].

ФОРМИРОВАНИЕ СИГНАЛА EPES

Спектроскопия пиков упруго отраженных электронов – метод анализа содержания изотопов водорода в конструкционных материалах, часто называемая электронным Rutherford Back Scattering (ERBS) по аналогии с известным методом анализа поверхности твердого тела, основанном на описании процесса рассеяния легких ионов [7]. EPES реализуется на установках, обладающих высоким энергетическим разрешением, удовлетворяющем критерию Рэлея. Глубина зондирования мишени определяется средней длиной

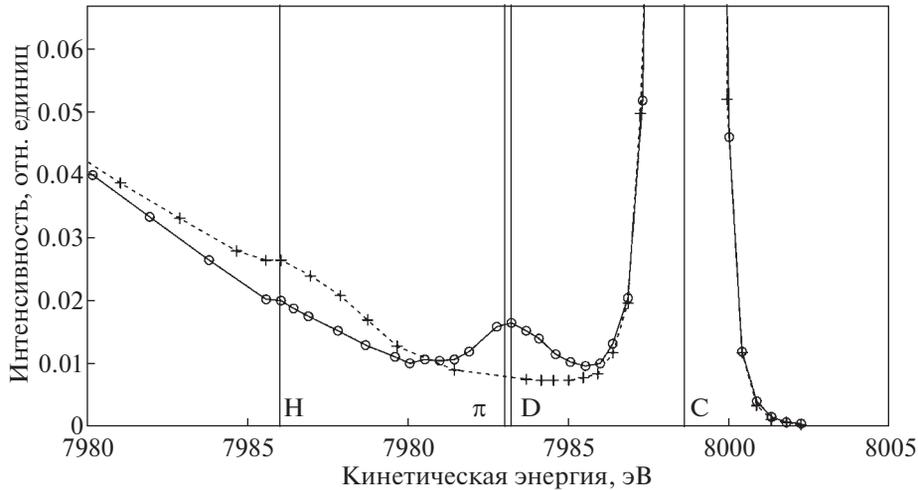


Рис. 1. EPES-спектр углеводородного покрытия. Начальная энергия электронов $E_0 = 8$ кэВ. Угол падения $\theta_0 = 0^\circ$. Угол рассеяния $\theta = 120^\circ$. Сплошная линия – спектр образца CD_G; пунктирная линия – спектр образца CH_G.

свободного неупругого пробега электрона между двумя актами неупругого взаимодействия – l_{in} [8]. Величина l_{in} растет с ростом энергии зондирующего пучка E_0 по закону: $l_{in} \sim E_0^{0.8}$. Определяя среднее содержание изотопа водорода в слое толщиной порядка l_{in} при различных значениях энергии зондирующего пучка E_0 , можно сформировать послойный профиль интересующего изотопа в слоях порядка нескольких нм при энергии зондирующего пучка E_0 порядка нескольких кэВ.

Рисунки 1, 2 и 3 демонстрируют характерные спектры СПУОЭ. На рис. 1 и 2 представлены EPES-спектры образцов, подготовленные и первоначально исследованные методами NRA и ERD. Целью данных исследований было определение относительных концентраций содержания изотопов водорода в углероде (в данном случае H и D). Для данных, представленных на рис. 1, были получены следующие результаты: для образца CD_G $n_D/n_C = 0.63$; для образца CH_G $n_H/n_C = 0.53$. Отметим, что представленные результаты – это среднее содержание изотопов водорода в углероде в слое толщиной порядка 150 нм. Далее те же образцы были исследованы методом EPES. Значение l_{in} для электронов с энергией $E_0 = 8$ кэВ в углеводороде $CH_{0.5}$ составляет около 8 нм. Следовательно, EPES позволяет анализировать данный углеводородный образец в самой приповерхностной области. Оценки отношения интенсивностей пиков изотопов водорода I_H , I_D и углерода I_C на основе EPES показали следующие результаты: для образца CD_G $I_D/I_C = 1.2$; для образца CH_G $I_H/I_C = 1.3$. На рис. 2 представлены энергетические спектры углеводородного покрытия, содержащего H, и D. EPES-анализ этих резуль-

татов показал следующее: $I_D/I_C = 0.7$; $I_H/I_C = 0.8$. Рисунок 3 демонстрирует энергетические спектры электронов, отраженных от образца из бериллия, имплантированного дейтерием с флюенсом $5.5 \times 10^{21} \text{ м}^{-2}$ (а) и $20.1 \times 10^{21} \text{ м}^{-2}$ (б). Расчет отношения интенсивностей пиков бериллия и дейтерия показал следующее: $I_D/I_{Be} = 0.12$; $I_D/I_{Be} = 0.15$. В следующем параграфе будет показана связь между отношением интенсивностей пиков и отношением концентраций компонент исследуемой мишени.

КОЛИЧЕСТВЕННАЯ МЕТОДИКА EPES

Расшифровка экспериментальных результатов EPES представляет нетривиальную процедуру. Положение пиков электронов, упруго отраженных от компонент исследуемой мишени, в экспериментальных энергетических спектрах определяется классическими законами сохранения и импульса:

$$\Delta E = \frac{2m}{M} E_0 (1 - \cos \theta), \quad (1)$$

где ΔE – потеря энергии электрона; m – масса электрона; M – масса атома мишени; E_0 – начальная энергия электрона; θ – угол рассеяния электрона.

Процесс многократного упругого рассеяния приводит к уменьшению величины ΔE , в связи с этим происходит сдвиг пика упруго отраженных электронов в область меньших потерь энергии, а также его уширение. Подробный анализ указанных явлений, представленный в работе [9], показал, что сдвиг и уширение упругого пика составляет доли эВ, и экспериментальная регистрация

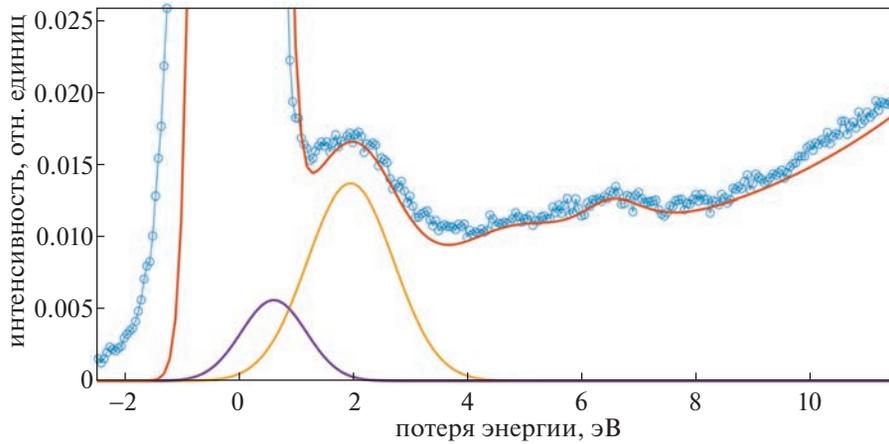


Рис. 2. EPES-спектр углеродного образца, содержащего протий и дейтерий. Начальная энергия электронов $E_0 = 3$ кэВ. Угол падения $\theta_0 = 30^\circ$. Угол отражения $\theta = 51^\circ$. Азимутальный угол $\varphi = 120^\circ$. Синие кружки – эксперимент; оранжевая линия – суммарный расчет; желтая линия – протий; фиолетовая линия – дейтерий.

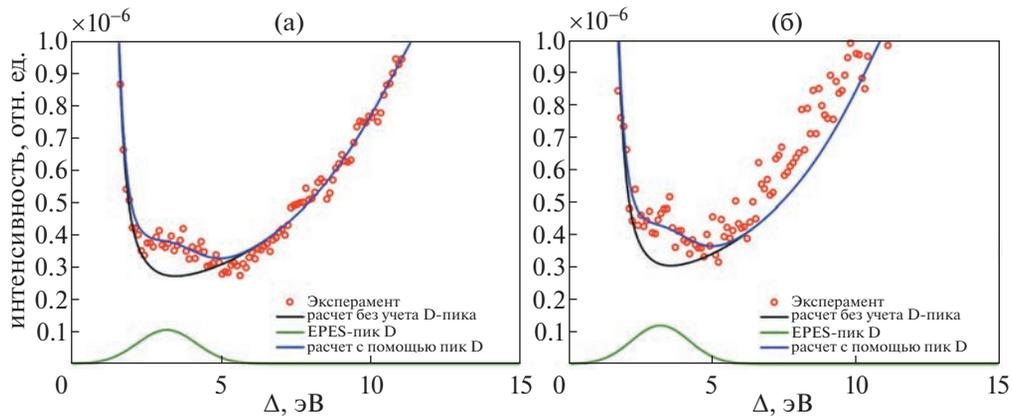


Рис. 3. EPES-спектр образца бериллия, имплантированного дейтерием с энергией 5 кэВ. Доза имплантированного дейтерия (а): $5.5 \times 10^{21} \text{ м}^{-2}$; (б): $20.1 \times 10^{21} \text{ м}^{-2}$. Начальная энергия электронов $E_0 = 5$ кэВ. Угол падения $\theta_0 = 30^\circ$. Угол рассеяния $\theta = 120^\circ$. Кружки – эксперимент; синяя линия – расчет с пиком дейтерия; черная линия – расчет без пика дейтерия; зеленая линия – пик дейтерия.

данных эффектов с помощью современного оборудования невозможна.

Для определения интенсивностей пиков упруго отраженных электронов в спектре EPES необходимо выполнить процедуру вычитания фона, созданного неупруго рассеянными электронами. Для реализации данной процедуры используется метод парциальных интенсивностей [10]. Методика восстановления дифференциального сечения неупругого рассеяния электронов $\omega_{in}(\Delta)$ представлена в [11]. Знание величины $\omega_{in}(\Delta)$ позволяет точно разделить вклады упругих (формула (1)) и неупругих потерь энергии электронов. После выполнения процедуры вычитания неупругого фона необходимо связать интенсив-

ность пика, являющуюся результатом многократного упругого рассеяния электронов в многокомпонентном материале, с концентрацией исследуемого элемента.

В основе расчета интенсивностей упруго отраженных электронов лежит решение задачи отражения электронов. В простейшем и часто применяемом подходе интенсивность пика упруго отраженных электронов находится в приближении, когда нисходящее движение электрона до момента сильного рассеяния на угол θ и восходящее движение до попадания электрона в энергоанализатор прямолинейно – приближение прямолинейных траекторий или Straight Line Approximation (SLA) [12]. В таком случае интенсивность пи-

ка электронов, упруго отраженных от отдельной компоненты исследуемой мишени, находится следующим образом:

$$R_j(\mu_0, \mu) = \frac{\mu_0 |\mu|}{\mu_0 + |\mu|} \frac{\beta_j \lambda x_j(\mu_0, \mu)}{1 - \lambda}, \quad (2)$$

где $R_j(\mu_0, \mu)$ – функция отражения электронов от j -й компоненты мишени; $\mu_0 = \cos(\theta_0)$, $\mu = \cos(\theta)$ – косинус полярного угла влета и вылета электрона из мишени соответственно; θ_0, θ – полярный угол влета и вылета электрона из мишени соответственно, отсчитываемый от нормали, направленной вглубь мишени; $\beta_j = n_j \sigma_{elj} / \sum_k n_k \sigma_{elk}$; n_j – концентрация j -го компонента; σ_{elj} – интегральное сечение упругого рассеяния электронов на j -м компоненте; k – количество компонент в мишени; $\lambda = \sum_j n_j \sigma_{elj} / (\sum_j n_j \sigma_{elj} + \sigma_{in} \sum_j n_j)$ – альбедо однократного рассеяния или вероятность упругого рассеяния; σ_{in} – интегральное сечение неупругого рассеяния электронов в исследуемой мишени; $x_j(\mu_0, \mu) = \omega_{elj}(\mu_0, \mu) / \sigma_{elj}$ – нормированное на единицу дифференциальное сечение упругого рассеяния электронов; $\omega_{elj}(\mu_0, \mu)$ – дифференциальное сечение упругого рассеяния электронов на j -й компоненте.

Формулу (2) удобно использовать для предварительной оценки стехиометрии исследуемой мишени. Для определения стехиометрии исследуемой мишени, погрешность которой меньше приборной погрешности эксперимента, будем использовать решение граничной задачи для уравнения переноса электронов методом инвариантного погружения [9]. Аналитическое решение данной задачи удается получить в малоугловом приближении [9]. Полученное для распределения упруго отраженных электронов по длине пробега в мишени (Path Length Distribution Function – PLDF) решение [10] было апробировано на основе сравнения с результатами, представленными в работе [13], и результатами численного решения уравнения переноса методом дискретных ординат [12], что позволило уточнить аналитические формулы введением подгоночных параметров. Свертка решения PLDF с вероятностью прохождения электронов пути без неупругих рассеяний (закон Бугера), приводит к формуле:

$$R_j(\mu_0, \mu) = \frac{\mu_0 |\mu|}{\mu_0 + |\mu|} \beta_j \lambda \alpha \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2} \times P_l(\mu_0 \mu + \sqrt{1-\mu_0^2} \sqrt{1-\mu^2}) \times \frac{x'_j [\lambda + \alpha(1-\lambda)] - x'_j \lambda}{[(1-x'_j)\lambda + \alpha(1-\lambda)][\lambda + \alpha(1-\lambda)]}, \quad (3)$$

где x' – коэффициенты разложения нормированного на единицу дифференциального сечения упругого рассеяния $x(\mu_0, \mu)$ в ряд по полиномам

Лежандра P_j ; x'_j – коэффициенты разложения нормированного на единицу дифференциального сечения упругого рассеяния на j -й компоненте $x_j(\mu_0, \mu)$ в ряд по полиномам Лежандра; α – подгоночный параметр, независимый ни от материала исследуемой мишени, ни от энергии зондирующего пучка электронов. В настоящей работе $\alpha = 2$.

Нормированные сечения упругого рассеяния электронов $x(\mu_0, \mu)$ для соединений CH, CD, BeD в работе определены на основе данных, представленных в [14].

Коррекция результатов, представленных на рис. 1, 2, 3, с учетом вклада в интенсивность пиков упруго отраженных электронов эффекта многократного рассеяния на основе формулы (3) приводит к следующим результатам:

– Рис. 1: для образца CD_G $n_D/n_C = 1.1$; для образца CH_G $n_H/n_C = 1.2$;

– Рис. 2: $n_D/n_C = 0.6$; $n_H/n_C = 0.7$;

– Рис. 3: для представленных на данном рисунке спектров коррекция, учитывающая влияние процесса многократного упругого рассеяния, не приводит к изменению результата расчета, т.к. учет этого вклада лежит за пределами погрешности, поэтому $n_D/n_{Be} = 0.12$ для флюенса $5.5 \times 10^{21} \text{ м}^{-2}$; $n_D/n_{Be} = 0.15$ для флюенса $20.1 \times 10^{21} \text{ м}^{-2}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлены результаты исследования содержания изотопов водорода, а именно протия и дейтерия, в углеродных и бериллиевых образцах с использованием спектроскопии пиков упруго отраженных электронов. Представленные экспериментальные данные получены на серийно выпускаемом оборудовании, что дает EPES неоспоримые преимущества по отношению к традиционным методам анализа содержания изотопов водорода – NRA и ERD. EPES-методика анализа поверхности твердых тел является неразрушающей и допускает in situ вариант диагностики. Показано, что приближенный метод обработки сигнала EPES, основанный на приближении прямолинейных траекторий (Straight Line Approximation), дает приемлемые результаты (погрешность расчета составляет 10–20% в зависимости от материала мишени и геометрии рассеяния), являющиеся надежным первым приближением. Уточнение результатов, полученных в SLA-приближении, выполняется на основе представленной в данной работе аналитической методики обработки сигнала EPES (3),

расчет на основе которой выполняется практически мгновенно.

Расчеты относительных концентраций дейтерия и бериллия n_D/n_{Be} , полученные на основе (2) и (3), практически совпадают, в то время как величины $R_{Be}(\mu_0, \mu)$ и $R_D(\mu_0, \mu)$, вычисленные по формуле (2), значительно меньше величин, определенных по (3). Для СН- и CD-мишеней относительные концентрации n_H/n_C и n_D/n_C , определенные на основе (2), на 14% меньше по сравнению с результатами, полученными на основе (3), учитывающей процесс многократного упругого рассеяния отраженных электронов. Полученный результат качественно понятен и связан тем, что с ростом атомного номера Z материала матрицы, в которой находится водород, растет и сечение упругого рассеяния, и эффекты, связанные с многократным упругим рассеянием.

Подчеркнем, что представленные в работе стехиометрические данные по соотношению концентраций компонент в СН-, CD- и BeD-мишенях определены в приповерхностном слое толщиной порядка неупругого пробега электрона в данном материале – l_{in} , что для СН-образцов составляет при зондировании пучком электронов с энергией $E_0 = 5$ кэВ величину $l_{in} = 11$ нм; для бериллиевых образцов в аналогичных условиях – величину $l_{in} = 9$ нм. Зависимость l_{in} от энергии зондирующего пучка открывает возможность выполнения в методике СПУОЭ энергетического сканирования величины, например, $R_C(\mu_0, \mu)/R_H(\mu_0, \mu)$ по глубине в мишени: для соединения CH_4 величина, определяющая информационную глубину – l_{in} , для начальной энергии электронов $E_0 = 3$ кэВ равна $l_{in} = 7$ нм; для $E_0 = 5$ кэВ – $l_{in} = 11$ нм; для $E_0 = 8$ кэВ – $l_{in} = 16.5$ нм. Данные по l_{in} определены на основе метода TRP-2M [8].

Для увеличения глубины зондирования водородосодержащих образцов создан метод спектроскопии отраженных электронов (СОЭ), который реализуется на том же оборудовании, что и EPES, но измеряет широкую область потерь энергии отраженных электронов: от 0 до $(0.5-0.7) E_0$. Пример применения СОЭ-методики для анализа содержания дейтерия в бериллии приведен в работе [5]. В [5] показано, что использование СОЭ-методики позволяет выполнить анализ содержания дейтерия в бериллии на глубине до 600 нм.

В настоящей работе приведены экспериментальные данные по определению содержания изотопов водорода в материалах с малым Z (в С и Ве). В образцах с высоким Z , например, в вольфраме, для анализа изотопов водорода можно использовать возможности, открываемые эффектом Рамзауэра Таундсена. Так, при зондировании электронами с энергией $E_0 = 1.5$ кэВ для угла рассеяния $\theta = 135^\circ$ дифференциальное сечение упру-

го рассеяния электронов на вольфраме имеет резкий минимум; отношение дифференциального сечения упругого рассеяния электронов на вольфраме к дифференциальному сечению упругого рассеяния на водороде равно 35/1, т.е. та же величина, что и в углеводородах. Смещение упругого пика водорода относительно пика вольфрама составит 2.78 эВ, так что критерий Релея будет выполнен. Таким образом, анализ изотопов водорода на основе EPES в тяжелых мишенях вполне возможен при правильном планировании и постановке эксперимента.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование проведено в Национальном исследовательском университете “МЭИ” при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания № FSWF-2023-0016.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Schwarz-Selinger T., von Keudell A., Jacob W. // J. Appl. Phys. 1999. V. 86. 3988. <https://doi.org/10.1063/1.371318>
2. Kimura K., Nakajima K., Yamanaka S., Hasegawa M., Okushi H. // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 78. 1679. <https://doi.org/10.1063/1.1356452>
3. Yubero F., Tokesi K. // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 95. № 8. 084101. <https://doi.org/10.1063/1.3202402>
4. Afanas'ev V.P., Gryazev A.S., Kaplan P.S., Köppen M., Ridzel O.Yu., Subbotin N.Yu., Hansen P. // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 891. 012303. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/891/1/012303>
5. Afanas'ev V.P., Bodisko Yu.N., Kaplyan P.S., Lobanova L.G., Ridzel, O.Yu., Strukov A.N. // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1713. 012001. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1713/1/012001>
6. Афанасьев В.П., Грязев А.С., Капля П.С., Костановский И.А., Ридзель О.Ю. // Сб. науч. Тр. XIX конф. Взаимодействие плазмы с поверхностью. С. 30.
7. Vos M., Went M.R. // Surf. Interf. Anal. 2007. V. 39. № 11. P. 871. <https://doi.org/10.1002/sia.2603>
8. Tanuma S., Powell C.J., Penn D.R. // Surf. Interf. Anal. 1993. V. 20. 1. P. 77. <https://doi.org/10.1002/sia.740200112>

9. *Afanas'ev V.P., Afanas'ev M.V., Lubenchenkov, Batrakov A.A., Efremenko D.S., Vos M.* // J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom. 2010. V. 177. P. 35.
<https://doi.org/10.1016/j.elspec.2010.01.002>
10. *Afanas'ev V.P., Efremenko D.S., Kaplya P.S.* // J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom. 2016. 210. P. 16.
<https://doi.org/10.1016/j.elspec.2016.04.006>
11. *Afanas'ev V.P., Bodisko Yu.N., Gryazev A.S., Efremenko D.S., Kaplya P.S.* // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. 2020. V. 14. № 6. P. 1324.
<https://doi.org/10.1134/S102745102006021X>
12. *Афанасьев В.П., Лобанова Л.Г.* // Изв. РАН. Сер. физическая. 2022. V. 86. № 5. P. 621.
<https://doi.org/10.31857/S0367676522050039>
13. *Salvat-Puiol F., Werner W.S.M.* // Phys. Rev. B. 2011. V. 83. 195416.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.83.195416>
14. *Salvat F., Jablonski A., Powell C.J.* // Comp Phys Comm. 2005. V. 165. № 2. 157.
<https://doi.org/10.1016/j.cpc.2004.09.006>

УДК 533.9

ТЕКУЩЕЕ СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ И УТС В РОССИИ В 2022 ГОДУ

© 2023 г. И. А. Гришина^{a,*}, В. А. Иванов^{a,b,**}

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

^b Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия

*e-mail: grishina@fpl.gpi.ru

**e-mail: ivanov@fpl.gpi.ru

Поступила в редакцию 17.06.2023 г.

После доработки 24.07.2023 г.

Принята к публикации 30.07.2023 г.

Дан обзор новых наиболее интересных результатов, представленных на юбилейной L Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, состоявшейся с 20 по 24 марта 2023 г. в Звенигороде Московской области. Проведен анализ достижений в основных направлениях развития исследований в области физики плазмы в России и их сравнение с работами за рубежом.

Ключевые слова: физика плазмы, термоядерный синтез, процессы в низкотемпературной плазме, плазменные и лучевые технологии, международный проект ITER, конференция, результаты

DOI: 10.31857/S0367292123600681, EDN: ERPERK

1. ВВЕДЕНИЕ

Юбилейная L Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу (УТС) состоялась в г. Звенигороде Московской области с 20 по 24 марта 2023 года.

На конференции было представлено 273 научных доклада из 69 российских и 8 иностранных научных центров, ведущих исследования по физике плазмы, управляемому термоядерному синтезу, плазменным и лучевым технологиям. Общее количество зарегистрированных авторов докладов составило более 900 человек.

На конференции были представлены доклады по пяти важнейшим направлениям физики плазмы:

1. Магнитное удержание высокотемпературной плазмы.
2. Инерциальный термоядерный синтез.
3. Физические процессы в низкотемпературной плазме.
4. Физические основы плазменных и лучевых технологий.
5. Проект ITER: шаг в энергетику будущего.

2. ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ

На конференции состоялось четыре пленарных заседания, на которых было заслушано 16 об-

зорных докладов о результатах отечественных и мировых исследований по актуальным направлениям физики плазмы, термоядерного синтеза, плазменным и лучевым технологиям, и по проекту международного термоядерного экспериментального реактора ITER (ITER – International Thermonuclear Experimental Reactor). Этим же направлениям исследований была посвящена работа соответствующих секций конференции, на которых обсуждались 83 устных и 174 стендовых доклада. Были также представлены доклады по смежным с физикой плазмы научно-техническим проблемам.

С обзорным докладом, посвященным 50-летию юбилею конференции, выступил сопредседатель Организационного комитета конференции В.А. Иванов (ИОФ РАН). В докладе сообщалось, что первая конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу была проведена осенью 1973 года в Физическом институте им. П.Н. Лебедева Академии наук СССР. Организатором этой конференции был Научный совет по физике высокотемпературной плазмы, созданный академиком Л.А. Арцимовичем (1909–1973) в рамках АН СССР. В 1973 году Совет возглавил профессор М.С. Рабинович. В первой конференции участвовали около 100 ученых из России, Украины, Белоруссии и других республик, входивших в состав СССР. Основные проблемы, которые обсуждались на конференции, были связаны с прорывными исследованиями,

выполненными в Курчатовском институте на установке токамак, на которой была получена рекордная для того времени электронная температура плазмы около 10 млн градусов. В то же время в СССР развивались и другие методы удержания плазмы, и строились установки для получения горячей плазмы: Z-пинчи, стеллараторы, открытые ловушки. С 1974 года конференции по физике высокотемпературной плазме стали проходить ежегодно в городе Звенигороде Московской области. Конференция 1974 года была посвящена памяти академика Л.А. Арцимовича, который внес значительный вклад в развитие исследований по физике высокотемпературной плазмы и управляемому термоядерному синтезу в СССР. Оргкомитет конференции обратился в Президиум АН СССР с ходатайством о приглашении 19 видных ученых из ведущих научных центров США, Европы, Японии для чтения лекций и представления обзорных докладов по фундаментальной физике плазмы, проблемам управляемого термоядерного синтеза, а также прикладным аспектам физики плазмы. Этот прецедент открыл возможность на следующих конференциях также приглашать иностранных ученых для представления научных работ, выполненных в передовых иностранных научных центрах, что позволило, начиная с 1998 года, организовывать звенигородские конференции как международные.

В этом году исполнилось 120 лет со дня рождения академика Михаила Александровича Леонтовича (07.03.1903—30.03.1981), выдающегося физика-теоретика, чьи личные труды и труды его учеников в рамках двух созданных им научных школ по радиофизике и физике плазмы заложили в масштабах мировой науки теоретический фундамент этих дисциплин. Доклад, посвященный этому юбилею, представил В.С. Лисица (НИЦ “Курчатовский институт”). Основные фундаментальные достижения М.А. Леонтовича включают получение условий на границе хорошо проводящей среды (получивших название граничных условий Леонтовича), уравнение для волновых полей с медленно меняющимися амплитудами (параболическое уравнение Леонтовича), теорию распространения радиоволн вдоль поверхности Земли и (совместно с М.Л. Левиным) теорию тонких проволочных антенн. В 1951 г. М.А. Леонтовичу поручают руководство теоретическими исследованиями по проблеме управляемого термоядерного синтеза (УТС) в Лаборатории измерительных приборов АН СССР (ЛИПАН), позднее ставшей Институтом атомной энергии им. И.В. Курчатова. В первые годы работы в ИАЭ М.А. Леонтович создал теорию инерционного сжатия плазмы с током. Его идеи об уравнивании тороидального растяжения плазмы с током при помощи проводящего кожуха и о стабилизации плазменного шнура сильным тороидальным

магнитным полем лежат в основе удержания плазмы в системе “токамак”.

В.С. Лисица также представил доклад, посвященный юбилею другого выдающегося российского ученого. В этом году исполняется 100 лет со дня рождения профессора Владимира Ильича Когана (11.06.1923—07.12.2013) — создателя научной школы в теории излучательных процессов в горячей плазме, признанного авторитета в теории излучения плазмы и квантовой механике. В.И. Когану принадлежит разработка теоретических основ расчета радиационных характеристик горячей плазмы, существенных для ее диагностики и энергобаланса. Им были выполнены пионерские работы по теории уширения спектральных линий, радиационных потерь энергии плазмы, теории тормозного излучения. Последние его работы были посвящены разработке “Крамерсовской электродинамики” и разбору концепций Н. Бора, А. Эйнштейна и других классиков науки в области соотношения между классической и квантовой теориями излучения.

Б.В. Кутеев (НИЦ Курчатовский институт) с согласия М. Грязневича представил пленарный доклад, где были рассмотрены история развития сферических токамаков (СТ), а также полученные на этих установках важнейшие достижения с точки зрения создания коммерческого термоядерного реактора. В докладе отмечалось, что термоядерный реактор на базе СТ обладает рядом преимуществ, по сравнению с традиционным реактором, который планируется создать, идя по пути JET—ITER—DEMO. Для реактора на базе СТ переход от пилотной демонстрационной установки к силовой может быть осуществлен только за счет увеличения линейных размеров установки без существенных изменений в применяемых технологиях. Использование высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в СТ обеспечит как высокое магнитное поле, так и компактный размер установки. Поэтому может оказаться, что создать электростанцию на базе СТ окажется быстрее и дешевле, чем на базе традиционного токамака. К настоящему времени показано, что энергетическая эффективность термоядерного реактора зависит, главным образом, от вырабатываемой термоядерной мощности, а не от размера реактора. Поэтому компания Tokamak Energy Ltd (United Kingdom) разработала компактный прототип реактора на основе сферического токамака ST40 с сильным магнитным полем, в котором уже была получена температура плазмы, превышающая 100 миллионов градусов. В экспериментах на ST40 было подтверждено, что энергетическая эффективность сферического токамака значительно возрастает с увеличением магнитного поля. Ожидается, что использование ВТСП позволит увеличить магнитное поле в ST40 до 24 Тесла, что позволит уменьшить размер индуктора токамака

и освободить место для создания эффективной нейтронной защиты будущего реактора.

Обзор результатов плазменных исследований, выполненных на сферическом токамаке Глобус-М2, был представлен В.Б. Минаевым (ФТИ им. А.Ф. Иоффе). Эксперименты проводились при тороидальном магнитном поле до 0.9 Тл и токе плазмы до 0.44 МА (90% от максимальных проектных значений). Впервые в режиме с нейтральной инжекцией (пучок атомов дейтерия с энергией 30 кэВ и импульсной мощностью 0.7 МВт) был продемонстрирован нагрев ионов до температуры около 4 кэВ. Температура плазмы составила 1.5 кэВ при средней плотности плазмы $5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. В экспериментах по безындукционному возбуждению электрического тока в плазме этот ток регистрировался при вводе электромагнитных волн ниже-гибридного диапазона частот (2.45 ГГц) с помощью как тороидально, так полоидально ориентированной антенны-грилла. Доля возбуждаемого безындукционного тока превысила 50% от полного тока разряда 0.25 МА. Достигнутые значения эффективности $\eta \approx (0.2-0.4) \times 10^{19} \text{ А м}^{-2} \text{ Вт}^{-1}$ сравнимы с результатами, полученными на обычных токамаках. Скейлинг для сферических токамаков, демонстрирующий сильную зависимость времени удержания энергии от магнитного поля и умеренную от тока плазмы ($\tau_E^{\text{GLB}} \sim I_p^{0.43} B_T^{1.19}$), был подтвержден для магнитных полей до 0.8 Тесла. Были также представлены результаты последних экспериментов по исследованию влияния возбуждаемых альфвеновских мод на удержание быстрых частиц в плазме сферического токамака Глобус-М2.

Второй доклад группы исследователей, работающих на токамаке Глобус-М2 (докладчик Н.Н. Бахарев, ФТИ им. А.Ф. Иоффе), был посвящен исследованию транспорта и потерь ионов высокой энергии во время развития тороидальных альфвеновских мод (ТАЕ). ТАЕ является кандидатом на роль самой опасной неустойчивости с точки зрения удержания быстрых частиц в будущих термоядерных установках. ТАЕ возбуждаются популяцией альфа-частиц с энергиями в несколько МэВ, которые рождаются в процессе термоядерной реакции синтеза дейтерия и трития. Развитие ТАЕ может приводить к катастрофическим последствиям для плазмы, удерживаемой в СТ. Основная опасность заключается в том, что взаимодействие альфвеновских волн с быстрыми частицами может провоцировать их аномальный транспорт на периферию плазменного шнура, создавая локальные нагрузки на стенку токамака, а также снижая эффективность нагрева плазмы и генерации токов увлечения. Экспериментальные данные токамаков Глобус-М и Глобус-М2, а также моделирование взаимодействия частиц с волной, были использованы в докладе

для анализа механизмов транспорта быстрых ионов; локальности потерь во времени и пространстве; ширины области резонанса; особенностей эволюции моды во времени из-за взаимодействия с быстрыми ионами и фоновой плазмой; зависимости потерь быстрых частиц от амплитуды моды, тороидального магнитного поля, тока плазмы и особенностей удержания быстрых частиц при ТАЕ в компактных сферических токамаках. Проведенный анализ позволяет дать благоприятный прогноз для будущих установок типа СТ.

Пленарный доклад И.В. Шиховцева (ИЯФ СО РАН) был посвящен разработке атомарных инжекторов в ИЯФ СО РАН. В докладе отмечалось, что в настоящее время производится сборка прототипа атомарного инжектора для нагрева плазмы в установке “Газодинамическая ловушка” (ГДЛ). Мощность пучка быстрых атомов водорода составляет 1.7 МВт при энергии атомов 15 кэВ. Длительность импульса пучка 30 мс в базовом варианте и 300 мс для варианта ионного источника с охлаждаемыми электродами ионно-оптической системы. Отличительная особенность атомарного инжектора – рекордный ток первичного ионного пучка 150 А. Также ведется разработка ионного источника с энергией ионов 100 кэВ и током пучка 75 А. После нейтрализатора атомарный пучок будет иметь мощность 3.5 МВт при работе на дейтерии. Кроме того, в ИЯФ СО РАН разрабатывается проект атомарного инжектора на основе отрицательных ионов водорода с энергией 500 кэВ, который может быть прототипом атомарного инжектора для нагрева плазмы в новом разрабатываемом токамаке с реакторными технологиями TRT.

В Институте прикладной физики РАН ведется разработка сильноточных ЭЦР-источников протонов для линейных ускорителей. Этой теме был посвящен доклад В.А. Скалыги (ИПФ РАН). В докладе отмечалось, что источники ионов являются одним из ключевых элементов любых ускорителей тяжелых заряженных частиц. С повышением характеристик ускорительных систем растут и требования к инжекторам ионов. Одним из перспективных источников ионов является источник на основе разряда, поддерживаемого в открытых магнитных ловушках мощным излучением гиротронов в условиях электронно-циклотронного резонанса (ЭЦР). Использование мощного СВЧ-излучения современных гиротронов с длинами волн миллиметрового диапазона обеспечивает поддержание разряда с рекордно высоким для ЭЦР ионных источников удельным энерговыделением (до 200 Вт/см³). Это позволяет создавать и поддерживать плазму с плотностью до 10^{14} см^{-3} и температурой 50–100 эВ, оптимальной для диссоциации и ионизации водорода. В экспе-

риментах были получены непрерывные и импульсные протонные и дейтронные пучки с током до 500 мА и RMS нормализованным эмиттансом на уровне $0.2 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$. Продемонстрирована возможность генерации чистого протонного пучка при доле примесных молекулярных ионов менее 0.1%.

Л.М. Василяк (ОИВТ РАН) выступил с пленарным докладом, посвященным созданию мощных высокоэффективных источников ультрафиолетового излучения и их применению для обеззараживания и очистки воды и воздуха от вредных газов и микро- и наночастиц. Известно, что УФ-излучение весьма эффективно для дезинфекции воды, воздуха и поверхностей, а также для возбуждения фотохимических реакций в воздухе и воде. В докладе сообщалось, о создании в ОИВТ РАН мощных (500 Вт и выше) высокоэффективных амальгамных ламп низкого давления и источников питания к ним. КПД преобразования электрической энергии в бактерицидное УФ-излучение на длине волны 254 нм составляет около 40%, рабочий ресурс – до 12000 часов при спаде мощности УФ-излучения в конце периода эксплуатации всего на 15%. Установки на основе этих мощных УФ-ламп позволяют проводить обеззараживание в потоке воды при больших расходах. Перспективным методом очистки воздуха от запахов и вредных веществ является фотосорбционно-каталитический метод. Очищаемый воздух обрабатывается ультрафиолетовым излучением амальгамных ламп с длинами волны 185 нм и 254 нм, что приводит к образованию активных частиц: радикала гидроксильного ОН, атомарного кислорода О, озона О₃ и др. Процессы окисления и трансформации идут вначале в объемной части фотореактора, затем воздух подается на сорбционно-каталитическую ступень, где недоокисленные компоненты адсорбируются и доокисляются в более медленных процессах активными частицами из газовой фазы, а также кислородом воздуха. Такая комбинация методов и процессов позволяет обеспечить высокую степень очистки при наличии широкого спектра примесей, таких как, сероводород, меркаптаны, аммиак, летучие органические соединения и др. Проведены эксперименты по очистке воздуха от примеси сероводорода. В проточном фотореакторе прямоугольной формы с поперечным сечением 176 × 220 см и длиной 160 см перпендикулярно потоку воздуха с расходом 5000 куб.м/час были установлены 24 УФ-лампы мощностью 620 Вт каждая. Далее поток воздуха проходил через каталитический блок с засыпкой из активированного угля. В экспериментах эффективность очистки составила 98.5–99.9% при концентрации сероводорода на входе от 10 до 80 мг/м³.

В докладе А.В. Аржанникова (ИЯФ СО РАН) были подведены итоги 50-летних исследований релаксации сильнооточного релятивистского электронного пучка (РЭП) в плазме. Эксперименты по релаксации релятивистского (энергия электронов около 1 МэВ) электронного пучка с килоамперным током в замагниченном плазменном столбе начались в ИЯФ СО АН СССР в начале 1970-х годов. Наивысший результат по параметрам нагретой плазмы при релаксации РЭП был достигнут в РФ на установке ГОЛ-3 при токе пучка 20 кА и длительности импульса около 10 мкс. Наряду с бесстолкновительным нагревом плазмы, был исследован важный эффект генерации излучения на плазменных частотах, возникающий в результате интенсивного пучково-плазменного взаимодействия. В дальнейшем механизмы генерации излучения в ходе релаксации пучка нерелятивистских электронов в плазме были предложены для объяснения потоков радиоизлучения из солнечной короны. В результате исследований, проведенных на установке ГОЛ-ПЭТ, была получена генерация электромагнитного излучения мощностью 10 МВт при микросекундной длительности на частотах 0.2–0.3 ТГц (верхнегибридный диапазон частот), распространяющегося в свободном пространстве в виде направленного потока.

Основные достижения в создании лазерных источников ультрарелятивистских электронов, гамма-излучения и частиц высоких энергий были представлены в докладе Н.Е. Андреева (ОИВТ РАН). В сообщении отмечалось, что интенсивные пучки фотонов и частиц в диапазоне энергий масштаба десятков и сотен МэВ являются эффективными инструментами во многих областях исследований, таких как создание и диагностика вещества в экстремальных состояниях в экспериментах по УТС, ядерная физика и материаловедение, а также в медицинских и биофизических приложениях. Были рассмотрены различные процессы лазерно-плазменного ускорения электронов. Например, кильватерное ускорение электронов в режиме самомодуляции лазерного импульса, которое лежит в основе создания платформы для диагностики сжатого вещества мишени в ряде крупных лабораторий, ведущих исследования в области термоядерного синтеза с инерционным удержанием. Была рассмотрена концепция создания эффективных источников γ -излучения и нейтронов на основе генерации релятивистских электронов в режиме прямого лазерного ускорения. Отмечалось, что лазерные системы петаваттного класса мощности, которые могут генерировать короткие субпикосекундные и фемтосекундные импульсы, сфокусированные до ультрарелятивистской интенсивности, являются хорошими кандидатами для создания сильноточных пучков ультрарелятивистских электро-

нов в протяженной плазме с плотностью, близкой к критической. Это было подтверждено в экспериментах, проведенных в ФИАН, в которых полимерные аэрогели низкой плотности использовались для создания плазменных мишеней. В экспериментах была зарегистрирована генерация ультрарелятивистских электронов, гамма-излучения и нейтронов с рекордными эффективностями преобразования энергии лазерного импульса в энергию вторичных источников, например, до 2% энергии лазерного излучения преобразуется в потоки электронов с энергией более 7 МэВ.

О реализации проекта XCELS (eXawatt Center for Exteme Light Studies) рассказывалось в докладе от большого коллектива авторов из ИПФ РАН (докладчик И.Ю. Костюков). Проект направлен на создание в России исследовательской инфраструктуры – Центра исследований экстремальных световых полей. Ядром инфраструктуры должен стать многоканальный (12 каналов) источник света с рекордной субэкзаваттной мощностью. Важной особенностью установки XCELS является ее многоканальность, что предполагается использовать для формирования в области фокуса сложных распределений световых полей, оптимизирующих различные параметры лазерного излучения, например, максимальную напряженность лазерного поля. Основной задачей инфраструктуры является исследование фундаментальных процессов взаимодействия лазерного излучения экстремально высокой интенсивности с веществом. Можно надеяться, что проект XCELS позволит достичь новых рубежей в физике сильных электромагнитных полей, а также позволит исследовать некоторые фундаментальные процессы. Это такие процессы как преобразование света в материю посредством квантово-электродинамических каскадов, эффекты поляризации вакуума в сильном поле, например, четырехволновое взаимодействие, соответствующее упругому фотон-фотонному рассеянию, а также интенсивное лазерно-плазменное взаимодействие, приводящее к образованию плазменных структур, состоящих из вторичных частиц, например, электрон-позитронных пар. По мнению авторов доклада, уникальные особенности установки XCELS сделают возможным создание источников частиц и вторичного излучения с беспрецедентными параметрами.

Доклад С.И. Глазырина, Е.М. Урвачева и С.И. Блинникова (ВНИИА им. Н.Л. Духова, ФИАН и НИЦ Курчатовский институт) был посвящен сверхновым, которые открывают наблюдения сверхновых звезд с точки зрения изучения как крупномасштабной структуры Вселенной, так и удаленных ее частей. Развитие астрономии позволило открывать вспышки сверхновых сотнями за сутки в автоматическом

режиме, что значительно повысило точность получаемых данных, таких как спектры, кривые блеска, которые также несут информацию о плазменных процессах в сверхновых звездах. Экстремальные состояния вещества в звезде позволяют изучать эффекты, недоступные для лабораторного исследования на Земле. В качестве примера в докладе были рассмотрены термоядерные сверхновые (SNIa), благодаря которым было открыто ускоренное расширение Вселенной. Кривая блеска таких сверхновых имеет особенность: абсолютная светимость в максимуме коррелирует с шириной кривой блеска, что и позволяет их использовать в космологических приложениях. Для некоторых типов сверхновых (SNIa, SLSN) возможно определить их абсолютную светимость, что позволяет использовать их как “стандартную свечу” в космологических приложениях. Вспышки SNIa возникают при термоядерном горении белых карликов в двойных системах: при слиянии звезд, либо из-за развития неустойчивостей в результате аккреции вещества с компонента двойной звезды. Фундаментальная проблема таких сверхновых связана с физикой горения, его неустойчивостями, турбулентностью, а также переходом в детонацию. Такие сверхновые не могут быть использованы напрямую в космологии при измерении расстояний до удаленных объектов, и требуют калибровки. Другой класс сверхновых (SLSN, сверхмощные новые), у которых наблюдаются узкие линии в спектре, позволяет построить прямой метод измерения расстояний. Метод строится на основе того, что в таких объектах свечение определяется фронтом радиативной ударной волны. Эти сверхновые помимо вклада в космологию представляют интерес для проверки моделей радиационной гидродинамики.

Современному состоянию строительства токамака ITER был посвящен доклад Л.Н. Химченко и А.В. Красильникова (Проектный центр ИТЭР). В докладе отмечалось, что на данном этапе ITER находится на наиболее сложном этапе строительства – этапе сборки токамака. Знаковым достижением является сборка первого сектора вакуумной камеры со сверхпроводящими катушками тороидального магнитного поля; этот сектор уже прошел “притирку по месту” в шахте токамака. Этап сборки токамака качественно отличается от предыдущих этапов. Здесь должно стыковаться оборудование и части единых систем, выполненных в странах с различной культурой производства и национальными стандартами. Спустя два с половиной года после начала этапа сборки токамака, ITER столкнулся с первой серьезной проблемой: были выявлены дефекты в двух ключевых компонентах токамака – в теплозащитных экранах и секторах вакуумной камеры. Несмотря на то, что из-за пандемии Covid-19 темп сборки токамака несколько замедлился, все стороны про-

должают выполнять свои обязательства. Это в полной мере относится к российским обязательствам. За прошедший период на площадку сборки ITER были поставлены 4 гиротронных комплекса для системы дополнительного нагрева плазмы, 27 трейлеров различной коммутирующей аппаратуры для ввода электроэнергии к токамаку, 3 удлинительных верхних патрубка и биметаллические пьедесталы вакуумной камеры. Была завершена и отправлена на площадку ITER сверхпроводящая катушка полоидального поля PF-1, которая является основным изделием в рамках российских обязательств. Участие России в проекте ITER позволяет иметь доступ к самым “продвинутым” термоядерным технологиям и держать свой высокий технологический уровень.

Вопросам проектирования в России токамака с реакторными технологиями (TRT) был посвящен доклад А.В. Красильникова, С.В. Коновалова и Ю.А. Кашука (Проектный центр ИТЭР). В докладе отмечалось, что токамак ТРТ разрабатывается как полномасштабный прототип будущего термоядерного реактора, а также термоядерного источника нейтронов для гибридного реактора. Основными целями создания ТРТ являются: разработка и интеграция в одной установке ключевых инновационных термоядерных технологий; проведение пионерских исследований работы токамака в режиме горения термоядерной плазмы, при котором выход термоядерной энергии по отношению к вложенной энергии в плазму Q превысит 1, с интенсивным нагревом альфа-частицами в центре плазменного шнура в дейтерий-триевых экспериментах; а также интеграция технологических разработок ITER в российскую программу УТС. Российская Федерация имеет право использовать в национальной термоядерной программе все технологии, созданные в рамках проекта ITER. Программа исследований, которые предполагается проводить на ТРТ, включает в себя ключевые моменты, необходимые для создания промышленных термоядерного и гибридного реакторов: генерация квазистационарного тока, разработка квазистационарных реакторных режимов взаимодействия плазма-стенка, разработка инновационного прототипа квазистационарного дивертора, исследования прототипов экспериментальных модулей blankets, и многие другие задачи. Важно, что разработка программы исследований ТРТ ведется параллельно с определением необходимых для ее реализации диагностик.

Пленарный доклад, посвященный статусу токамака T-15MD, был представлен П.П. Хвостенко от имени большого авторского коллектива сотрудников НИЦ Курчатowski институт. Российское термоядерное сообщество с нетерпением ожидает энергетического пуска и проведения первых плазменных экспериментов на этой уста-

новке, которые должны состояться в 2023 году. Установка T-15MD – токамак, основной особенностью которого является сочетание низкого аспектного отношения ($A = 2.2$) и высокого тороидального магнитного поля ($B = 2$ Тл). К ноябрю 2022 г. были закончены работы по подключению всего электротехнического оборудования от электрической подстанции № 745 к электромагнитной системе токамака T-15MD. Проведена установка в камеру защитных графитовых плиток. Полностью смонтирован и отъюстирован вакуумный волноводный тракт для ввода мощности гиротрона предыонизации, в камеру токамака введена СВЧ-мощность 1 МВт в течение 50 мс. Создана система контроля радиационной обстановки с регистрацией интенсивности жесткого гамма и нейтронного излучений, как в зоне установки, так и за ее пределами. Проведена вакуумная подготовка разрядной камеры, включая омический прогрев камеры и обработку стенок камеры тлеющим разрядом. Диагностический комплекс установки предусматривает набор различных диагностик, которые позволят проводить широкий спектр фундаментальных и прикладных исследований в области физики горячей плазмы в токамаках.

3. МАГНИТНОЕ УДЕРЖАНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

На секции “Магнитное удержание высокотемпературной плазмы” (председатель секции – А.И. Мешеряков) было представлено 78 докладов. Тематика докладов связана, прежде всего, с исследованиями, проводимыми на действующих установках с магнитным удержанием плазмы, таких как токамаки Глобус-M2, ТУМАН-3М, T-11M, стелларатор J-2M, открытые ловушки ГДЛ, ГОЛ-3, и открытая ловушка с винтовыми пробками СМОЛА. Кроме того на секции был представлен ряд работ с результатами обработки экспериментальных данных, полученных на закрывшемся в 2018 году токамаке T-10. Ряд представленных работ был посвящен моделированию систем и диагностик токамака T-15MD, энергетический пуск которого ожидается в 2023 году. Кроме этого, впервые после большого перерыва был представлен доклад ученых, работающих на токамаке КТМ (Казахстан).

Среди действующих установок наибольшее количество докладов представляло результаты, полученные на сферическом токамаке Глобус-M2. На этой установке была проведена модернизация магнитной системы и системы энергопитания. В результате в 2022 году на установке проводились эксперименты с магнитным полем до 0.9 Тесла и током плазмы до 0.44 МА. Температура электронов достигала 1.5 кэВ при средней плотности плазмы $5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Были проведены

эксперименты по нагреву ионной компоненты плазмы с использованием двух нейтральных инжекторов. В сценарии с одновременной работой инжекторов был получен режим с “перегретыми” ионами. В широком диапазоне плотностей плазмы центральная температура ионов ($T_i \approx 4$ кэВ) превышала центральную температуру электронов ($T_e \approx 1.6$ кэВ). Анализ результатов измерений энергобаланса плазмы показал, что ионная температуропроводность находится на уровне неоклассических значений для режимов работы с двумя инжекторами.

Применение на токамаке Глобус-М2 интенсивного нагрева плазмы (нагрев нейтральными пучками и волнами нижнегибридного диапазона частот) ведет к возникновению в плазме популяции высокоэнергичных ионов. В 2022 году на токамаке Глобус-М2 был введен в действие компактный анализатор атомов перезарядки CNPA-09, который регистрирует частицы в диапазоне энергий 0.8–60 кэВ в случае дейтерия или 0.8–120 кэВ в случае водорода. Прибор имеет 44 канала и позволяет за один разряд получать подробный энергетический спектр атомов перезарядки. В рамках экспериментальных кампаний были проведены измерения потоков атомов в разрядах с нейтральной инжекцией и в омическом режиме нагрева плазмы. Получены энергетические спектры атомов перезарядки. Продолжается модернизация действующих диагностик, а также идет разработка новых систем диагностики. Например, на конференции были представлены первые результаты новой диагностики, разработанной для токамака Глобус-М2, которая предназначена для получения детальной информации о профилях концентрации и температуры электронов на периферии плазмы. Она использует напуск гелия в краевую плазму и основана на измерении соотношений интенсивности излучения линий нейтрального гелия (He I).

Много интересных результатов, полученных на открытых ловушках, было представлено участниками конференции из ИЯФ СО РАН. На открытой ловушке СМОЛА исследован новый метод подавления продольных потерь: динамическое многопробочное удержание вращающейся плазмы в магнитном поле с геликоидальной симметрией. Были представлены результаты исследования течения плазмы при различных направлениях вращения плазмы в широком диапазоне плотностей, соответствующем изменению длины свободного пробега иона от одного периода винтового магнитного поля $\lambda \sim h$ до полной длины винтовой магнитной системы $\lambda \sim L$. Было показано, что при направлении вращения, отвечающем улучшенному удержанию, подавление потока истекающей плазмы наблюдается во всем диапазоне плотностей. На газодинамической ловушке

(ГДЛ), которая является одной из крупнейших открытых ловушек с субтермоядерными параметрами плазмы, создана система регистрации спектров коллективного рассеяния излучения гиротрона. Основанная на измерениях таких спектров диагностика позволяет восстанавливать функцию распределения популяции надтепловых (горячих) ионов, а также контролировать развитие микронеустойчивостей в плазме ГДЛ. Источником излучения для диагностики служит мощный (450 кВт/54.5 ГГц) гиротрон, излучение которого инжектируется в плазму ГДЛ в центральном сечении ловушки. Гиротрон изготовлен в ИПФ РАН. Измерение рассеянного на флуктуациях плазмы излучения, отфильтрованного от шумов и подвергнутого соответствующей цифровой обработке, позволяет восстановить функцию распределения ионов по энергии. С помощью этой диагностики проведены первые измерения. Такая диагностическая система позволит изучать удержание горячих ионов в ГДЛ. Это особенно важно в связи с отсутствием адекватной теоретической модели этого процесса для ГДЛ.

В докладах участников конференции, работающих на стеллараторе Л-2М (ИОФ РАН), были представлены результаты исследований процессов самоорганизации плазмы. Показано, что после выключения ЭЦР нагрева при остывании плазмы процессы самоорганизации играют ключевую роль в удержании плазмы. В этой фазе разряда самоорганизация плазмы приводит к установлению в плазме канонических профилей давления. Это соответствует состоянию, когда потери энергии из плазмы минимальны. Для этой фазы получен скейлинг для времени удержания энергии и показано, что он близок к скейлингу для квазистационарной фазы. Это связано с тем, что в квазистационарной фазе внешнее воздействие со стороны нагревающего микроволнового излучения приводит к дополнительным потерям энергии и отклонению профилей давления от канонического. В это же время процессы самоорганизации стремятся вернуть плазму в состояние с минимальными потерями. Для фазы после выключения ЭЦР нагрева получена зависимость минимальной мощности потерь от энергосодержания плазмы. Показано, что при возрастании энергосодержания мощность потерь возрастает пропорционально кубу энергосодержания плазмы.

Среди работ, проделанных с использованием базы данных токамака Т-10, интерес представляет доклад, сделанный Ю.Н. Днестровским. В докладе представлена концепция эквивалентных разрядов токамака и стелларатора, имеющих одинаковые температуры электронов и ионов, при одной и той же плотности плазмы и СВЧ-мощности, поглощенной при ЭЦР-нагреве. Эта концепция была развита ранее по отношению к экспери-

ментальным импульсам токамака Т-10 и стелларатора ТЖ-II. В представленной на конференции работе рассмотрены примеры эквивалентных экспериментальных разрядов стелларатора Л-2М и модельных разрядов токамака Т-10. Показано, что эмпирическая формула для эффективности нагрева, полученная ранее на основе экспериментов на токамаке Т-10 и стеллараторе ТЖ-II, справедлива и для стелларатора Л-2М, и ее можно будет применять для токамака Т-15МД.

Несколько работ было посвящено проектируемым и создаваемым установкам. Токамак Т-15МД (НИЦ “Курчатовский институт”) уже построен, и в ближайшее время ожидается его энергетический пуск. Поэтому много работ было посвящено моделированию рабочих режимов Т-15МД и методов нагрева плазмы, а также диагностическим системам этого токамака. Были представлены результаты моделирования омического режима токамака Т-15МД на первой стадии работы с уменьшенными значениями магнитного поля $B = 1 - 1.8$ Тл и тока плазмы I около 1.5 МА. С использованием стандартной транспортной модели канонических профилей были получены профили электронной температуры для различных значений магнитного поля. Полученные профили сравнивались с экспериментальными профилями температуры плазмы для омического режима токамака Т-10. Показано, что при варьировании магнитного поля и тока плазмы в определенных пределах профили температуры для Т-10 и Т-15МД практически совпадают в пределах среднеквадратичного отклонения RMS (root mean square) 6–8%. Сообщалось о проводимых на установке работах по вводу СВЧ-излучения гиротрона в вакуумную камеру, и о модернизации системы инъекции нейтральных пучков. Ведутся расчеты и разрабатываются схемы диагностики многоканального рентгеновского спектрометра. Также была предложена концепция диагностики теплового гелиевого пучка, предназначенной для определения температуры и плотности плазмы в пристеночной области.

Продолжается разработка технологий тритиевого цикла для проекта ДЕМО-ТИН. Разработан подход к моделированию потоков частиц в системах тритиевого топливного цикла термоядерного источника нейтронов на базе токамака, основанный на непрямом объединении кодов ASTRA, SOLPS4.3 и FC-FNS. Реализуется обратная связь между системами откачки и инъекции в виде изменения изотопного состава основной и диверторной (пристеночной) плазмы. В коде ASTRA вместо электронов в уравнениях переноса частиц используются ионы. Это позволяет более корректно оценивать парциальные времена удержания в плазме ионов от разных источников. Ведутся работы по созданию стендов для отработки технологий термоядерного топливного цикла.

На конференции были представлены результаты последних экспериментов по омическому нагреву плазмы, полученные на казахстанском токамаке КТМ ($R = 1$ м, $a_p = 0.45$ м, диверторная конфигурация с вытянутостью шнура $k = 1.7$, $B_0 = 1$ Т). Токамак КТМ представляет собой специализированную установку, предназначенную для исследования конструкционных и функциональных материалов, элементов и узлов будущих установок термоядерного синтеза. В настоящий момент на токамаке КТМ достигнуты следующие параметры плазменного разряда в режиме омического нагрева: ток плазмы $I_p \approx 500$ кА, плотность плазмы 1×10^{19} м⁻³, длительность разряда около 1 с.

По результатам работы секции, можно сделать вывод, что уровень экспериментальных работ, выполняемых на российских термоядерных установках, по-прежнему, заметно отстает от уровня работ, выполняемых в таких странах, как США, Япония, Южная Корея, Китай, и в странах Евросоюза. Это связано с устаревшей технической базой установок и низким уровнем текущего финансирования работ, связанных с термоядерными исследованиями. Тем не менее, можно отметить и ряд весьма значимых исследований, проведенных за последний год на российских установках. К ним относятся работы на токамаке Глобус-М2 и на открытых ловушках ИЯФ СО РАН. Российские ученые, работающие в области магнитного удержания высокотемпературной плазмы, возлагают большие надежды на новый российский токамак Т-15МД. Участники конференции, работавшие в секции “Магнитное удержание высокотемпературной плазмы”, отмечали, что с 2021 года началось некоторое увеличение финансирования термоядерных исследований, включая строительство новых экспериментальных и технологических установок, которое может быть реализовано в ходе выполнения Комплексной программы Российской Федерации “Развития техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии на период до 2024 года”, в состав которой входит важная для работ по УТС подпрограмма “Разработка технологий управляемого термоядерного синтеза и инновационных плазменных технологий”.

4. ИНЕРЦИАЛЬНЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

По тематике секции “Инерциальный термоядерный синтез” (председатель секции Г.А. Вергунова) на конференции было представлено 23 доклада (7 устных и 16 стендовых). Можно перечислить несколько основных направлений исследований по инерциальному термоядерному синтезу (ИТС). К ним относятся лазерный термоядерный синтез (ЛТС), мощные сильноточные

короткоимпульсные разряды, физика высоких плотностей энергии в плазме, Z-пинчи, физические процессы в системах типа плазменный фокус, численное моделирование в указанных областях, а также смежные проблемы, на которых сосредоточены усилия российских научных коллективов, задействованных в данной сфере.

На заседаниях секции было представлено несколько докладов, посвященных экспериментальным исследованиям на мощных электроразрядных установках. Прежде всего, следует отметить результаты, полученные коллективом ТРИНИТИ на установке Ангара-5-1. На этой установке при имплозии вольфрамовых многопроволочных сборок образуется Z-пинч, который является источником импульса мягкого рентгеновского излучения (МРИ) мощностью до 10 ТВт с длительностью около 8 нс. Это обеспечивает плотность мощности до 1 ТВт/см² и плотность энергии до 10 кДж/см² на поверхности мишени, которая состояла из майларовой пленки толщиной 0.6 мкм с напыленным слоем гадолиния толщиной от 40 до 80 нм. На этой установке продолжают работы по дальнейшему увеличению мощности получаемого импульса МРИ. Экспериментально показана возможность повышения в 3 раза пиковой мощности импульса МРИ (в диапазоне энергий квантов более 100 эВ), возникающего при имплозии вложенных волоконно-вольфрамовых сборок по сравнению с одиночной вольфрамовой сборкой той же массы при одном и том же уровне разрядного тока. При этом было обнаружено, что происходит существенное увеличение спектральной плотности мощности излучения Z-пинча в диапазоне длин волн 20–40 Å вблизи максимума импульса МРИ.

На установке “Ангара-5-1” проведены эксперименты по измерению спектральной прозрачности высокотемпературной плазмы гадолиния (Gd), созданной облучением при имплозии вольфрамовых многопроволочных сборок. В эксперименте было получено, что коэффициент пропускания плазмы мишени Gd + майлар вблизи максимума импульса облучения многократно увеличивается по сравнению с коэффициентом пропускания “холодного” материала мишени в диапазоне длин волн 50–200 Å. Кроме того, в высокотемпературной плазме мишени наблюдается узкая полоса поглощения в области длин волн 65–70 Å.

На заседаниях секции обсуждалось теоретическое описание свойств Z-пинчей (МГТУ им. Н.Э. Баумана). Отмечалось, что экспериментально наблюдаемые свойства Z-пинчей не могут быть исчерпывающе описаны в рамках одной модели. Начальная стадия динамики плазмы хорошо описывается в рамках газодинамического подхода. Стадия сильного сжатия перетяжки

Z-пинча корректно описывается кинетической моделью, позволяющей учитывать энергетическое распределение ионов. Анизотропия нейтронного излучения должна рассматриваться на основе динамики отдельных высокоэнергетичных частиц. Корректное объяснение спектра ускоренных ионов требует совместного использования кинетического описания, макроскопической динамики плазмы и электромагнитных полей. Но даже в этом случае ряд параметров модели требует уточнения, информация для которого может быть получена на основе моделирования траекторий отдельных частиц в нестационарном электромагнитном поле Z-пинча.

Был сделан обзор и дан теоретический анализ методов нагрева плазмы до термоядерных температур в Z-пинчах (НИЦ “Курчатовский институт”). Показано преимущество нагрева ионов плазмы методом сжатия плазмы магнитным полем разрядного тока по сравнению с методами нагрева ионным пучком в системах с магнитным удержанием или нагревом плазмы излучением в системах с инерционным удержанием.

В рамках двумерного осесимметричного МГД-моделирования изучалось развитие перетяжки Z-пинча с учетом коротковолновых малых возмущений, т.е. с учетом развития двумерной турбулентности (РФЯЦ-ВНИИЭФ). Расчеты показали, что из-за развития турбулентности не происходит формирования перетяжки с неограниченно уменьшающимся радиусом и вытеканием плазмы из зоны сжатия. Вместо этого происходит перемешивание и закрытие струями плазмы зоны сжатия. В итоге, давление, плотность и магнитное поле в зоне сжатия не растут неограниченно по мере сжатия, а стабилизируются. Из-за отсутствия неограниченного сжатия в перетяжке Z-пинча, зажечь плазму в перетяжке затруднительно даже при мульти-мегаамперных электрических токах в разрядах.

Были представлены результаты исследования электрического взрыва плоских алюминиевых фольг толщиной 16 мкм с искусственным периодическим рельефом, созданных методом лазерного гравирования с целью управления неустойчивостями (ФИАН). Эксперименты показали, что предварительная лазерная гравировка поверхности фольги в виде канавок (ширина 50 мкм с шагом 50 и 100 мкм) в направлении, параллельном току и перпендикулярном ее собственной структуре, приводит к заметному сглаживанию неоднородностей.

Было проведено лабораторное моделирование джетов молодых звезд на установке плазменный фокус ПФ-3 в НИЦ “Курчатовский институт”. Результаты моделирования показывают, что различие в пространственной структуре плазменных выбросов при разряде в газах разного химическо-

го состава (неон, гелий и гелий с примесью неона) могут быть связаны с различием эффективности охлаждения исследуемых газов, как в самом плазменном выбросе, так и в ударной волне, возникающей при его движении через фоновый газ. Возможно, что основной причиной появления неоднородностей в плазменном сгустке, как и в случае объектов Хербига–Аро, являются различного рода неустойчивости, которые развиваются при наличии эффективного радиационного охлаждения. В случаях с несколькими потоками в составе одного выброса столкновение ударных волн, порождаемых каждым из сгустков, приводит к возникновению уплотнений, что также способствует формированию кружевной структуры плазменного выброса.

В докладах, представленных авторами из ФИАН, обсуждались перспективы использования увеличения давления за фронтом ударной волны в пористом веществе по сравнению с давлением за фронтом ударной волны в однородном веществе эквивалентной сверхкритической плотности. Обсуждалась перспективность применения этого эффекта в мишенях ЛТС для сглаживания неоднородностей, а также в качестве абляторов для усиления сжатия.

Ряд докладов был посвящен физике и технологии изготовления и транспортировки мишеней ЛТС (ФИАН). Рассказывалось о разработке технологии получения малоплотных полимерных мишеней, методах и результатах изучения их пористой структуры и свойств при лазерном облучении. Изготавливаются мишени с упрочняемыми слоями из металлосодержащих наноматериалов, которые более стойки при перемещениях и при откачке вакуумной камеры лазерной установки. Проводилось моделирование основных стадий реализации метода работы со свободной мишенью (FST): разгерметизации мишенного контейнера (МК) и формирования твердого топливного слоя внутри бесподвесных оболочек, свободно движущихся в спиральном канале формирования. Результаты моделирования позволили определить ряд параметров, критически важных для работы метода FST: температуру, при которой обратная диффузия газа из оболочки пренебрежимо мала для исследуемого класса полимеров; температуру разгерметизации, при которой возможно удаление топлива из МК без разрушения оболочек внутренним давлением.

Исследование спектров мягкого рентгеновского излучения лазерной плазмы различных материалов в широком спектральном диапазоне (5–100 Å) проводились совместно ФИАН и ИОФ РАН на лазерной установке “Камертон-Т”. Анализ полученных экспериментальных данных показал, что для использования лазерной плазмы в качестве источника излучения в спектральной

области “водяного окна” (23–44 Å) для применений в области биологии и медицины лучше всего подходят мишени из вольфрама, тантала или титана. Для реконструкции изображения плазмы в мягком рентгеновском диапазоне впервые была использована кодирующая апертура.

В ФИАН была предложен новый способ получения коротких (30 фс) вспышек термоядерных нейтронов на уровне 10^{15} за выстрел и создания сверхъяркого источника термоядерных DD-нейтронов с ожидаемым пиковым потоком около 10^{18} $1/(\text{см}^2\text{с})$ на проектируемой установке XCELS. Такая схема осуществима при умеренно релятивистской интенсивности лазера масштаба 10^{18} Вт/см², который фокусируется в достаточно большой объем микрокластерной среды; в этом случае диаметр фокусного пятна должен быть порядка 500 мкм.

Несколько докладов участников конференции были посвящены развитию экспериментальных и вычислительных методик, а также общетеоретическим проблемам, связанным с тематикой секции.

В целом, работа секции “Инерциальный термоядерный синтез” была успешной и прошла на высоком научном уровне. Представленные доклады относились к поисковым направлениям, связанным с исследованиями процессов в мощных короткоимпульсных электроразрядных установках и в установках лазерного термоядерного синтеза.

5. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ

На конференции в рамках работы секции “Физические процессы в низкотемпературной плазме” (председатель секции Ю.А. Лебедев) был представлен 51 доклад, 26 из которых были устными. Заседания проводились в смешанном очно-заочном режиме. Число участников секции значительно превышало таковое в 2022 году. При этом большинство участников лично присутствовали на заседаниях и доложили свои результаты.

На секции традиционно были представлены результаты исследований в следующих основных направлениях: элементарные процессы и кинетические свойства газоразрядной низкотемпературной плазмы различных типов электрических разрядов (ВЧ-, СВЧ-разряды, ЭЦР-разряды, разряды постоянного тока, дуги, разряды в жидкостях), различные применения низкотемпературной плазмы, исследование плазмы, возникающей в импульсных процессах, физика атмосферных процессов, а также промышленные и биомедицинские приложения низкотемпературной плазмы. Ряд докладов был связан с прикладными аспектами низкотемпературной плазмы.

Все доклады можно разделить на две большие группы. Первая группа докладов связана с экспериментальными исследованиями разрядов, включая разработку новых и усовершенствование старых методов диагностики плазмы. Вторая группа докладов связана с моделированием процессов в плазме и моделированием плазменных систем.

Так, в НИЦ “Курчатовский институт” проводятся исследования, направленные на создание отечественного безэлектродного плазменного ракетного двигателя (БПРД). Одна из ключевых задач заключается в исследовании физических процессов, протекающих в магнитном сопле БПРД. В докладе сообщалось, что разработан диагностический комплекс для исследования плазменных процессов в магнитном сопле. Приведены результаты разработки и тестирования тензорезистивного датчика для измерения тяги мощных электроразрядных двигателей. Приводятся первые результаты, полученные на установке для изучения взаимодействия плазмы с материалами на основе ВЧ-источника геликонного типа.

В ИОФ РАН проводятся лабораторные исследования, которые позволят понять физику высокоскоростных потоков плазмы, которые регистрируются и исследуются в магнитосфере Земли с помощью искусственных спутников. Сопоставление изменений структуры магнитных полей, токов и электродинамических сил в токовых слоях, с одной стороны, и динамики потоков плазмы, с другой стороны, позволило установить, что существенную роль в ограничении длительности потоков играет возбуждение токов обратного направления у боковых концов токового слоя.

Проведены эксперименты и численное моделирование структуры СВЧ-разряда, поддерживаемого стоячей поверхностной волной. Исследования направлены на изучение возможностей использования таких систем в качестве плазменных антенн.

Ряд интересных результатов был представлен сотрудниками ИПФ РАН. В частности, была рассмотрена задача формирования интенсивных качественных пучков легких ионов, которая является актуальной на текущий момент. В основном, такие пучки применяются для инъекции ионов в ускорители. Разрабатываются системы, способные извлекать пучки ионов с плотностью тока порядка 1 А/см^2 , и исследуются режимы их работы при различных внешних условиях: давление напускаемого газа, мощность СВЧ-излучения для создания плазмы и нагрева ионов, геометрия экстрактора. Более детально были рассмотрены некоторые аспекты, затронутые в пленарном докладе авторов из ИПФ РАН, посвященном сильноточным ЭЦР-источникам протонов для линейных ускорителей, построенных с использова-

нием гиротронов. В частности были описаны эксперименты, в которых были получены непрерывные и импульсные протонные и дейтронные пучки с током до $100\text{--}500 \text{ мА}$ и RMS нормализованным эмиттансом на уровне $0.2 \text{ п} \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$.

В одном из докладов приводились результаты исследования зависимости параметров плазмы в ЭЦР-разряде с мощным нагревом плазмы гиротроном от давления нейтрального газа (водород и гелий) и мощности СВЧ-излучения в широком диапазоне их значений. Знание этих зависимостей полезно для настройки источника ЭЦР на желаемый режим работы.

В докладе из ИНХС РАН и НИЯУ МИФИ сообщалось о результатах экспериментов по получению водорода в СВЧ-разряде в растворах этанола при атмосферном давлении. Этот тип разряда наименее исследован, и в России такие работы ведутся только в ИНХС РАН. Исследовались как физические, так и химические характеристики разряда и показано, что по эффективности получения водорода разряд соответствует лучшим результатам среди известных из научной литературы.

В ИСЭ СО РАН проводятся лабораторные эксперименты, направленные на изучение плазмы атмосферных разрядов на высотах $20\text{--}100 \text{ км}$ над уровнем моря. Эти разряды были названы транзиентными световыми явлениями, к которым относят красные спрайты, голубые струи, эльфы и гало. Проведенные исследования показали, что при давлениях воздуха и азота в диапазоне $0.01\text{--}3 \text{ Торр}$, создавая плазму с помощью импульсно-периодического барьерного разряда с различными конструкциями электродов, можно формировать плазменные диффузные струи — цилиндрические стримеры с формой близкой к форме спрайтов “столбчатого” типа.

В СПбГУ в течение многих лет проводится изучение явлений, наблюдающихся в пылевой плазме, в частности, изучается вращение плазменно-пылевых структур в магнитном поле. Установлено, что в магнитном поле свыше 0.1 Тл в неоне (произведение холловских параметров $\omega_e \tau_e \omega_i \tau_i = 1$) расположение частиц в структуре перестраивается. Радиальное межчастичное расстояние сокращается до 0.1 мм , а при дальнейшем увеличении магнитного поля оно не меняется. Эти изменения коррелируют с измерением диаметра структуры в магнитном поле. При этом в перпендикулярном магнитному полю сечении формируются круги вместо гексагонального расположения частиц.

Ряд докладов был представлен сотрудниками ОИВТ РАН. В одном из них рассмотрены возможности обобщения законов подобия для исследования фазовой диаграммы на случай систем, содержащих заряженные компоненты. Для

решения задачи были использованы разработанные химические модели для ряда металлов.

В другой работе рассматривалась двухкомпонентная равновесная электронейтральная система, состоящая из классических макроионов конечных размеров с зарядом $Z \gg 1$ и точечных противоположно заряженных микроионов с единичным зарядом, в приближении Пуассона–Больцмана в средней сферически-симметричной ячейке Вигнера–Зейтца и в корреляционной полосте. В работе рассчитана полная энергия взаимодействия всех частиц в системе.

В докладе из ИПМ им. М.В.Келдыша РАН был проведен анализ экспериментальных и расчетных потенциалов ионизации $I_N^{(Z)}$ (эВ) из основного состояния многозарядных ионов средних и тяжелых элементов от аргона ($Z = 18$) до америция ($Z = 95$). Эти данные, рассмотренные в специальных координатах, выявляют закономерности в зависимости от атомного номера элемента Z и числа электронов в ионе N . Обнаруженные закономерности позволяют аппроксимировать большое количество табличных значений простыми полиномами.

В КФУ разработана самосогласованная математическая модель, позволяющая рассчитывать основные характеристики струйного ВЧ-разряда и плазменной струи и определять параметры слоя положительного заряда. Плазма такого разряда при давлении $p = 13.3\text{--}133$ Па применяется для модификации поверхностей различных материалов, таких как сталь, титан, полиэтилен, кожа, мех.

В работе, представленной участниками из ИЯФ СО РАН и НГУ, на основе численной модели была исследована динамика зажигания разряда электронным пучком в установке ГДЛ (газодинамическая ловушка). Было рассчитано распространение тепла за счет классической электронной теплопроводности в неоднородном магнитном поле, а также наработка плазмы тепловыми электронами за счет ударной ионизации. Проведено сравнение результатов моделирования с данными интерферометрических и зондовых измерений.

В докладе авторов из ИЭЭ РАН и СПбГТУ была представлена экспериментальная установка плазмохимического синтеза карбида вольфрама, созданная на базе дугового плазматрона переменного тока со сменными электродами (вольфрам, графит) в смеси водорода и метана. Установлено, что в магнитных пробках образуется порошок карбида вольфрама и графит, причем количество образующегося материала находится в прямой зависимости от времени нахождения прекурсора в высокотемпературной зоне плазмохимического реактора.

В целом, работа секции “Физические процессы в низкотемпературной плазме” была успешной, удобной оказалась и очно-заочная форма проведения конференции. Результаты конференции свидетельствуют о высоком уровне экспериментальных и теоретических исследований по физике низкотемпературной плазмы, проводимых в России, которые во многом являются пионерскими.

6. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПЛАЗМЕННЫХ И ЛУЧЕВЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

На секции “Физические основы плазменных и лучевых технологий” (председатель секции С.А.Двинин) были заслушаны 16 устных и 37 стендовых докладов. Обсуждались результаты исследований, проводимых в институтах РАН, вузах СНГ и других ведущих научных центрах России.

Были заслушаны доклады, относящиеся к широкому спектру различных направлений плазменных технологий: развитие технологий создания новых веществ в твердой или газовой фазах, модификация поверхности материалов, создание плазмы с помощью электронных и ионных пучков. Докладывались работы по разрядам в жидкостях, СВЧ-разрядам, плазменной аэродинамике и инициации горения, а также по плазменной медицине и воздействию плазмы на биологические объекты. Значительное число докладов было посвящено генерации СВЧ-волн в различных системах и прохождению излучения через вещество, а также ускорению электронов в электромагнитных полях. Несколько докладов были посвящены созданию плазменных электроразрядных устройств для космических спутников, генерации нейтронов и ультрафиолетового излучения, а также диагностике плазмы. Примерно две трети докладов представляли результаты экспериментальных исследований.

В работах большого коллектива из ИЯФ СО РАН и НГУ был исследован процесс генерации терагерцового излучения сильноточного релятивистского электронного пучка (РЭП) в замагниченной плазме. Основной механизм генерации основан на возбуждении электронным пучком плазменных колебаний и последующей трансформации этих колебаний в поток электромагнитного излучения с частотой, соответствующей области верхнегибридных плазменных частот. Получено излучение в диапазоне частот 0.15–0.8 ТГц при коллективной релаксации электронного пучка с параметрами 0.6 МэВ/15 кА/5 мкс в плазме плотностью $(3\text{--}5) \times 10^{14}$ см⁻³ в соленоиде с многопробочным магнитным полем 4.8/3.6 Тл.

В ОИВТ РАН проведены исследования плазмохимического синтеза графена в объеме при пи-

ролизе углеводородов в плазменных струях плазмотрона постоянного тока мощностью до 45 кВт. В смеси гелия с добавкой пропан-бутановой смеси был достигнут максимальный выход графена, содержащего водород. В смеси ацетилена и азота, формировался азотсодержащий графен при давлении 100 Торр. При введении метана в плазму аргона при давлении в реакторе 350 Торр на выходе наблюдалось образование малодефектных наноструктур с латеральным размером до 2000 нм.

В докладах из МГУ имени М.В. Ломоносова обсуждалось взаимодействие гидродинамических возмущений с гидродинамическими потоками, возмущенными газовыми разрядами. Были рассмотрены динамика свечения наносекундных разрядов в сверхзвуковых потоках воздуха с ударными волнами и остывание зоны разрядов, скользящих по поверхности диэлектрика. В совместных исследованиях МГУ имени М.В. Ломоносова и АО ВНИИЭМ были получены первые результаты по разработке модели электрической двигательной установки, использующей в качестве рабочего тела газы, составляющие остаточную атмосферу Земли. Модель состоит из устройства забора атмосферных газов и электрического двигателя, способного создавать тягу, компенсирующую аэродинамическую силу трения. Для проведения расчетов была использована глобальная модель индуктивного ВЧ-двигателя, а также значения коэффициента трения на сверхнизких высотах. В докладе, представленном авторами из НИУ МЭИ и НИИЯФ МГУ, было проведено теоретическое описание процессов рассеяния легких ионов на основе данных по сечениям упругого и неупругого рассеяния, имеющихся в литературе. Рассмотрено как отражение потоков легких ионов, так и прохождение их сквозь слой поликристаллических образцов. Авторы из ИСЭ РАН и Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники представили результаты экспериментальных исследований разрядной системы на основе планарного магнетронного разряда с дополнительной инжекцией электронов. Инжекция электронов осуществлялась с обратной стороны распыляемой мишени через центральное отверстие. Использование дополнительной инжекции электронов в катодный слой магнетронного разряда позволило в 2–3 раза уменьшить нижнее предельное рабочее давление магнетронного разряда.

Авторы из АО ГНЦ “Центр Келдыша” представили расчетно-экспериментальную методику оценки параметров плазмы, созданной генератором электронного пучка с подачей газа в разрядный канал в смеси газов среднего давления. Показано, что в плазме, созданной электронным пучком в смеси газов среднего давления ключевую роль в рекомбинации играет диссоциативная рекомбинация частиц. В докладе авторов из НИУ

“МЭИ” и НИЦ “Курчатовский институт” исследованы эмиссионные свойства модифицированной поверхности вольфрама с наноструктурой типа “пух”.

На конференции также обсуждалась проблема генерации СВЧ-излучения. Были представлены работы, посвященные вопросам корреляционно-анализа шумовой генерации плазменных релятивистских микроволновых источников (ИОФ РАН) и экспериментальному исследованию плазменного релятивистского СВЧ-усилителя с полосою усиления около 1.5 ГГц с максимальным значением коэффициента усиления на частоте около 3 ГГц (ИОФ РАН, НИЦ “Курчатовский институт”, МГУ имени М.В. Ломоносова). Широкая полоса усиления этой схемы усилителя ранее позволила продемонстрировать перестройку частоты усилителя от 2.4 до 3.1 ГГц. На электронном пучке с током 2 кА и энергией электронов 500 кэВ было получено СВЧ-излучение мощностью 100–150 МВт и длительностью импульса 300 нс.

В докладе большого коллектива авторов из ИММ РАН, НИИ перспективных материалов и технологий, ИПМ РАН и ФИАН была продемонстрирована возможность осаждения тонких пленок тугоплавких металлов на стекла через диафрагмы на установке плазменный фокус.

В ИПФ РАН было проведено трехмерное моделирование проницаемости релятивистски неплотной плазмы для экстремально интенсивных лазерных импульсов. Моделирование проводилось методом частиц в ячейках, которое продемонстрировало аномально высокое поглощение лазерного поля для интенсивности излучения выше 3×10^{24} Вт см⁻² для длины волны 1 мкм. Согласно расчетам, поглощение связано с излучением гамма-квантов и последующим образованием электрон-позитронных пар в сильном поле. Доклад авторов из НИУ МЭИ и Германского центра авиации и космонавтики был посвящен развитию количественной методики расчета профилей изотопов водорода в бериллии и углероде на основе расшифровки спектров электронов, отраженных упруго и неупруго. В НИЦ “Курчатовский институт” была рассмотрена возможность определения тяги двигателя БПРД-100 по локально измеренным параметрам плазменной струи, вытекающей из него, таким как энергия ионов и плотность ионного тока, для измерения которых был разработан соответствующий диагностический комплекс. Разница между значениями тяги, полученными с помощью тягоизмерительного устройства и рассчитанными на основе измеренных параметров плазменной струи, находится в пределах $\pm 10\%$.

Доклады, представленные КФУ, КНИТУ и ООО “Плазма-ВСТ”, были посвящены математическому моделированию ВЧ-плазменной мо-

дификации сверхвысокомолекулярного полиэтилена и применению струйного ВЧЕ-разряда для создания композиционного материала с применением волокнистых материалов. Целью последнего исследования являлось повышение смачиваемости волокнистого материала путем модификации поверхности в плазменной струе ВЧЕ-разряда. Также исследовалась ВЧ-плазменная модификация стекловолокна.

Моделированию газовых разрядов были посвящены три доклада. В первом (МГУ имени М.В. Ломоносова, РУДН, ФНЦ ЦНИИСИ РАН) моделировались электродинамические характеристики ЭЦР-разряда в плазмотроне. Во втором была построена глобальная модель СВЧ-разряда с большой площадью электродов, на основе которой рассмотрены два механизма нарушения симметрии в разряде, связанные с изменением толщины слоев пространственного заряда у электродов и возбуждением поверхностной волны с азимутальным номером m . Третий доклад (ИПМ РАН) был посвящен моделированию капиллярного разряда в частотном режиме работы. Большой коллектив авторов из НИЦ “Курчатовский институт”, НИУ МЭИ, НИУ МФТИ и РУДН представил результаты исследования особенностей распространения ударной волны, создаваемой сильноточным электронным пучком в твердотельной мишени на границе раздела сред. ФИАН и ИММ РАН представили доклады, посвященные исследованию особенностей морфологии расплава на поверхности металла при воздействии плазмы на установке плазменный фокус. В НИЯУ МИФИ была разработана методика прогнозирования нейтронных характеристик малогабаритных ускорительных трубок нового поколения по данным экспериментов с пробными дейтериевыми мишенями. По данной методике осуществлялась успешная интерпретация результатов экспериментов с ионными диодами. Доклад авторов из НИИ механики МГУ был посвящен исследованию протяженных сильноточных электрических дуг атмосферного давления на установке П-2000. В ФГУП “РФЯЦ-ВНИИЭФ” было теоретически исследовано растекание тока в тонких фольгах или плоских токовых слоях в качестве приложения к задачам переброса тока с помощью электровзрывных размыкателей.

Плазменной медицине был посвящен доклад авторов из ИОФ РАН, РУДН и РНИМУ им. Н.И. Пирогова. В нем было исследовано применение холодной плазмы атмосферного давления при лечении онкологических заболеваний.

Два доклада авторов из МГУ имени М.В. Ломоносова были посвящены изучению воздействия коронного разряда на поверхность зараженного грибами зерна озимой пшеницы и

образованию плазмидов при воздействии капиллярного разряда на металлы.

В ИОФ РАН работы в области плазменных технологий ведутся по многим направлениям. Были проведены оптические измерения в экспериментах по синтезу микро- и наночастиц с контролируемым составом и структурой в плазме микроволнового разряда. Разряды инициировались импульсами излучения мощного гиротрона в тонких слоях порошковых смесей со свободной верхней поверхностью. Использовалось излучение гиротрона с длиной волны 4 мм, длительностью импульса от 1 до 8 мс при мощности 100–500 кВт. Авторами из ИОФ РАН и РУДН исследовалось влияние подаваемого газа (воздух, Ar) на образование активных форм кислорода и азота в водных растворах с помощью многоискрового кольцевого разряда с инжекцией газа в разрядных промежутках. Проводились исследования наработки долгоживущих кислород- и азот-содержащих реактивных частиц (NO_3^- , NO_2^- , H_2O_2 , HO-NO) в дистиллированной воде при ее обработке прямым (без диэлектрического барьера) пьезо-разрядом. Исследовались также инициация и развитие микроволнового разряда, возникающего при прохождении миллисекундного СВЧ-импульса гиротрона по поверхности кварцевой подложки с внедренными в нее микрочастицами металла. Были приведены результаты микроволновых измерений поглощения СВЧ-излучения в этом процессе, оценены скорости движения фронта разряда вдоль поверхности пластины, и получена зависимость температуры подложки от длительности СВЧ-импульса. Также были приведены результаты спектрального анализа – вращательные и колебательные температуры молекул. Кроме того, были представлены результаты измерений излучательных характеристик микроволновых безэлектродных аргон-ртутных ламп низкого давления в диапазоне 10^{-2} –2 Торр.

Работа секции в целом показала, что в области плазменных и пучковых технологий ведется активная исследовательская работа, причем число работ, имеющих технологическую направленность, растет. На секции были представлены доклады по большинству направлений развития современных технологий. Все доклады были выполнены на высоком уровне и вызвали интерес слушателей. По сравнению с конференциями, которые проходили несколько лет назад, увеличилось общее число докладов и пропорционально увеличилось число докладов, представляющих результаты экспериментов. Заметна активность по модернизации больших экспериментальных установок и появлению новых диагностик. Исследователи стремятся к увеличению эффективности исследований. Анализ докладов показыва-

ет, что экспериментальные установки становятся сложнее, увеличивается их размер.

7. ПРОЕКТ ИТЭР. ШАГ В ЭНЕРГЕТИКУ БУДУЩЕГО

На секцию “Проект ИТЭР. Шаг в энергетику будущего” (председатель секции А.В. Красильников) в этом году было представлено 62 доклада. Доклады были посвящены состоянию работ по созданию систем ИТЭР, разрабатываемых и изготавливаемых в России, и связанным с этим задачам.

Большое число работ было посвящено инженерным разработкам, выполняемым в НИИЭФА им. Д.В. Ефремова. Там ведутся работы по нескольким направлениям.

Несколько докладов были посвящены разработке и изготовлению оборудования системы электропитания для проекта ИТЭР. Доклады были как о текущем состоянии работ в целом, так и об отдельных компонентах оборудования: о гибридном коммутационном аппарате, защитном размыкателе, сильноточном высоковольтном предохранителе, системе управления коммутационной аппаратурой.

В НИИЭФА ведутся работы по разработке, изготовлению прототипов и испытаниям центральной сборки дивертора. К настоящему времени компоненты центральной сборки дивертора успешно прошли испытания на нагрузку высокими тепловыми потоками, а прототип сборки успешно прошел гидравлические испытания на расход воды и давление, а также испытание на утечку горячего гелия.

В НИИЭФА ведутся также проектные и экспериментальные работы по первой стенке токамака ИТЭР. Доклады были посвящены изготовлению макетов первой стенки, особенностям пайки бериллиевой облицовки на первую стенку, ультразвуковому контролю качества сварных и паяных соединений конструкции первой стенки.

В ИЯФ СО РАН уже много лет ведется проектная работа и подготовка к изготовлению оборудования диагностических портов ИТЭР, включая портовые заглушки (порт-плаги). Работы включают проектирование и интеграцию экваториального диагностического порта № 11 и верхних диагностических портов №№ 02, 07, 08. За прошедший год был успешно завершён финальный проект интеграции экваториального порта № 11 и начата подготовка к его изготовлению. В докладах обсуждалась подготовка производственных мощностей ИЯФ СО РАН к изготовлению и сборке оборудования для размещения диагностических систем в соответствии с правилами и требованиями французского кода RCC-MR 2007. В частности, идет процесс квалификации специальных производственных технологий, использу-

емых в процессе изготовления вакуумных изделий для ИТЭР, классифицируемых как часть объекта ядерной энергетики.

ИЯФ СО РАН также является разработчиком и изготовителем части диагностических систем: вертикальная нейтронная камера (верхняя и нижняя), диверторный монитор нейтронного потока, анализатор атомов перезарядки (внутривакуумная часть). Были представлены доклады по изготовлению макета детекторного узла вертикальной нейтронной камеры и изготовлению коллиматора для анализатора атомов перезарядки.

В ИЯФ СО РАН разрабатывается атомарный инжектор мегаэлектронвольтового диапазона энергий для нагрева плазмы, основанный на ускорении и нейтрализации пучка отрицательных ионов водорода. Для получения пучка используется высокочастотный поверхностно-плазменный источник. Был представлен доклад по анализу и сравнению ВЧ-драйверов с различными защитными экранами и ВЧ-антеннами в мультисекундных импульсах.

В ФТИ РАН в настоящее время идет разработка диагностики плазмы по потокам атомов перезарядки. Этот метод обеспечивает возможность изучения как ионной функции распределения, так и соотношения концентраций изотопов водорода. На конференции был представлен доклад, посвященный проектированию системы управления и сбора данных для этой диагностики.

В ФТИ РАН также ведутся работы по созданию диагностики Томсоновского рассеяния в диверторе токамака-реактора. Были представлены доклад о статусе разработки системы, а также доклады о разработке зеркал для диагностики и о моделировании осаждения примесей на оптические элементы и моделировании высокочастотного разряда для чистки зеркал.

НИЦ “Курчатовский Институт” представил доклад о разработке и изготовлении первого зеркала для диагностики плазмы ИТЭР посредством спектроскопии водородных линий. В другом докладе был предложен способ быстрого расчета синтетических изображений для видеокамер ИТЭР, оснащенных оптическими фильтрами в видимом диапазоне длин волн. Такой расчет необходим для разработки и моделирования работы диагностики по водородным линиям.

В ГНЦ РФ ТРИНИТИ проводятся экспериментальные работы по исследованию модификации поверхности вольфрама и захвата дейтерия в нем после воздействия импульсными потоками плазмы. Облучение образцов материалов импульсными потоками плазмы производилось на квазистационарном сильноточном плазменном ускорителе КСПУ-Т. Выбранные экспериментальные параметры отражали условия ELM-со-

бытий, ожидаемых в ITER. В докладе были представлены результаты экспериментов.

ФИАН и НИЯУ МИФИ представили ряд докладов, посвященных исследованиям вакуумной дуги и модификации рельефа поверхности под воздействием плазменных потоков. Явление наноструктурирования поверхностных слоев проявляется в качестве нового свойства взаимодействия плазмы с поверхностью и приводит к более легкому иницированию самостоятельных электрических разрядов на первой стенке термоядерных установок.

В российском Проектном центре ИТЭР проводятся работы по разработке следующих диагностических систем ITER: диверторный монитор нейтронного потока, вертикальная нейтронная камера и активная спектроскопия. Были заслушаны доклады, представляющие результаты по моделированию измерений термоядерной мощности токамака ITER с помощью нейтронных диагностик, созданию имитатора сигналов камеры деления для диверторного монитора нейтронного потока, созданию системы управления и сбора данных вертикальной нейтронной камеры, разработке диагностики активная спектроскопия, влиянию допусков коллиматорных каналов на работу вертикальной нейтронной камеры, моделированию измерений активной спектроскопической диагностики и разработке диагностической аппаратуры для активной спектроскопии.

В Проектном центре ИТЭР развивается аппаратно-инфраструктурная платформа информационно-коммуникационного пространства (АИП ИКП) как инструмент интеграции исследований в области УТС. Эта платформа обеспечивает для исследователей возможность участия в дистанционных экспериментах в области УТС исследований: получение и отображение научной информации, в том числе экспериментальных данных, тематических публикаций, справочной информации, проведение дистанционных совместных исследований и предоставление иных научных и телекоммуникационных сервисов для участников отечественного УТС-сообщества. В докладе были продемонстрированы возможности развития АИП ИКП как инструмента интеграции отечественных и мировых УТС-исследований с учетом стандартов и подходов, принятых в мировой практике, в том числе в международной Организации ITER.

Одной из составляющих АИП ИКП является российский центр удаленного участия в экспериментах на установке ITER, созданный в Проектном центре ИТЭР. На его основе проводились совместные с Международной Организацией ITER работы по отработке технологий и принципов дистанционного участия в эксперименте для других участников проекта, в том числе проведе-

ны исследование протоколов, методов и каналов передачи данных через существующие общедоступные сети с целью выработки стратегии подключения к системе сбора данных ITER и тестирование различных интерфейсов удаленного доступа к данным ITER. Благодаря этой работе Российская Федерация стала одной из первых стран участниц проекта ITER, обеспечивших прямое подключение к технологическим данным площадки ITER.

Работа секции была успешной. Она показала существенный прогресс в научно-исследовательских и конструкторских работах в поддержку проекта ITER в рамках ответственности по поставкам Российской Федерации.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. L Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу является единственным ежегодным крупномасштабным научным форумом ученых, работающих в области физики плазмы и управляемого термоядерного синтеза в России и странах СНГ. Она проходила уже в 50-й раз и собрала на свои заседания более 900 участников из научных центров России и других стран. Число российских (69) организаций, представивших доклады на конференцию, заметно возросло по сравнению с прошлым годом.

2. Конференция способствовала решению научных проблем по направлениям: магнитное удержание высокотемпературной плазмы, инерциальный термоядерный синтез, физические процессы в низкотемпературной плазме, физические основы плазменных и лучевых технологий, реализация международного проекта ITER. Ежегодно происходящий обмен информацией и опытом между учеными России и стран ближнего зарубежья способствует установлению и поддержанию научных контактов между научными центрами, занимающимися близкими проблемами. Это подтверждается работами, совместно выполненными сотрудниками российских и зарубежных научных центров.

3. В России в рамках комплексной программы “Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии на период до 2024 года”, постепенно формируется национальная программа по управляемому термоядерному синтезу, в планах которой предусмотрено развитие исследований на нескольких достаточно крупных установках УТС с ожидаемыми параметрами плазмы, близкими к условиям термоядерного реактора. Важным разделом национальной программы должно стать создание нескольких средних плазменных установок в университетах для начального обучения

студентов и подготовки аспирантов для работы с высокотемпературной плазмой. Это будет способствовать сокращению отставания российских научных центров, ведущих исследования по управляемому термоядерному синтезу и термоядерным технологиям от исследований, ведущихся в технологически лидирующих странах. Необходимо также, чтобы последовали следующие шаги, которые в совокупности сформируют широкую национальную программу исследований по фундаментальным и прикладным направлениям физики плазмы. Важно иметь в виду, что в результате реализации программы международного проекта ИТЕР, разработанные новые технологии должны быть освоены российскими учеными и инженерами для их успешного применения в разработках российских промышленных термоядерных реакторов, что невозможно в отсутствие национальной программы по физике плазмы и УТС.

4. Современный мировой уровень лазерно-плазменных исследований требует создания в крупных научных центрах России, по крайней мере, двух конкурирующих мультитераваттных лазерных систем, направленных на решение проблемы ЛТС и смежных задач. Также целесообразно создать сеть из нескольких лазерных установок с меньшей мощностью, на которых было бы возможно проверять новые идеи и экспериментальные схемы, а также проводить отработку новых диагностик. Так эффективно работают научные программы технологически развитых стран Японии, Китая, США и Европейского союза. В России принятых к реализации долгосрочных планов строительства таких лазерных установок нет, и это ведет к дальнейшему отставанию наших научных исследований по ЛТС от уже достигнутого мирового уровня.

5. За последний год снизилось на порядок число представленных на конференции работ, выполненных российскими учеными совместно с учеными ведущих зарубежных научных центров. Сократилось в несколько раз число российских участников международных научных конференций, что негативно повлияет на работы по российским национальным программам и проектам. Оргкомитету не удалось пригласить ведущих ми-

ровых ученых для представления обзорных докладов на конференции, что связано с известными политическими событиями 2022–2023 гг.

6. Доля представленных на конференции работ, связанных с научными задачами управляемого термоядерного синтеза на основе магнитного удержания плазмы, составила 29%.

7. Наибольшая доля (39%) представленных на конференции работ, посвящены фундаментальным и прикладным исследованиям в области физики плазмы. Эта доля немного увеличилась в сравнении с прошлым годом, растет интерес к этим исследованиям среди научной молодежи. Это обусловлено сравнительно небольшими затратами на организацию такого рода исследований, которые могут быть компенсированы при получении небольших грантов из российских фондов, а также более быстрым получением результатов при интенсивном личном участии молодого ученого на малых установках по сравнению с крупными установками.

8. Доля работ по реализации диагностических комплексов и систем для международного проекта ИТЕР в рамках ответственности России, увеличилась в 2 раза и составила 23% от общего числа представленных на конференции докладов.

9. Доля докладов, посвященных проблемам ИТС, включая лазерный термоядерный синтез, немного снизилась по сравнению с 2022 годом и составила 9%.

Оргкомитетом конференции издана книга “L Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу”. Сборник тезисов докладов. М.: ЗАО НТЦ ПЛАЗМАИОФАН. 346 с. ISBN 978-5-6042115-8-8. Материалы конференции также размещены на сайте конференции http://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/L/Zven_L.html.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. “L Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу” 20–26 марта 2023 г., г. Звенигород. Сборник тезисов докладов. — М.: ЗАО НТЦ ПЛАЗМАИОФАН. — 346 с. ISBN 978-5-6042115-8-8.
2. http://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/L/Zven_L.html