

Том 50, Номер 8

ISSN 0367-2921

Август 2024



ФИЗИКА ПЛАЗМЫ



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



НАУКА

— 1727 —



СОДЕРЖАНИЕ

Том 50, номер 8, 2024

ТОКАМАКИ

- Гирокинетические расчеты тепловых потоков в омическом разряде токамака T-10
М. Ю. Исаев, О. Ануарулы, А. Ю. Куянов, Д. В. Смирнов 823
- Диффузионно-конвективная модель переноса примесей в квазистационарной плазме:
критика и альтернатива
В. А. Шурыгин 842

МАГНИТНЫЕ ЛОВУШКИ

- Метод функций Вигнера для описания электромагнитного поля в плазмподобных средах
с пространственной дисперсией и резонансной диссипацией
Е. Д. Господчиков, А. А. Балакин, А. Г. Шалашов 866

ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ

- Численное моделирование динамики плазмы и генерации нейтронов в Z-пинче
на установке "Ангара-5-1"
С. Ф. Гаранин, В. Ю. Долинский 887
- Ускорение металлических ударников на установке "Ангара-5-1"
*Г. М. Олейник, А. В. Браницкий, М. П. Галанин, Е. В. Грабовский, И. Ю. Тищенко,
К. Л. Губский, А. П. Кузнецов, Я. Н. Лаухин, А. П. Лотоцкий, А. С. Родин,
В. П. Смирнов, С. И. Ткаченко, И. Н. Фролов* 905

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА

- Отбор пылевых частиц в высокочастотном индукционном разряде
*Л. А. Новиков, М. А. Гасилов, М. С. Голубев, М. Б. Морозова, Е. С. Дзлиева,
С. И. Павлов, В. Ю. Карасев* 917
- Действие плазменных потоков в магнитном поле на пылевые структуры
в разных инертных газах
*С. И. Павлов, Е. С. Дзлиева, Л. Г. Дьячков, М. С. Голубев, М. Б. Морозова,
Л. А. Новиков, В. Ю. Карасев* 924

ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ

- Коротковолновое излучение плотной горячей плазмы
В. П. Крайнов, Б. М. Смирнов 931

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

О процессах зарядки стенки разрядной трубки при внешнем освещении

А.В. Мещанов, Ю. З. Ионих

936

Нульмерная модель СВЧ-разряда в воде при барботировании метана через разрядную зону

Ю. А. Лебедев, Т. С. Батукаев, И. В. Билера, А. В. Татаринов, А. Ю. Титов, И. Л. Эпштейн

946

КОНФЕРЕНЦИИ

Статус исследований в области физики плазмы и плазменных технологий в России в 2023 году

И. А. Гришина, В. А. Иванов

959

CONTENTS

Tom 50, No. 8, 2024

TOKAMAKS

- Gyrokinetic Calculations of Heat Fluxes in the T-10 Tokamak Ohmic Discharge
M. Yu. Isaev, O. Anuaruly, A. Yu. Kuyanov, D. B. Smirnov 823
- Diffusive-Convective Model of Impurity Transport in Quasi-Stationary Plasma: Criticism and Alternative
V. A. Shurygin 842

MAGNETIC TRAPS

- Wigner Function Method for Describing Electromagnetic Field in Plasma-Like Media with Spatial Dispersion and Resonant Dissipation
E. D. Gospodchikov, A. A. Balakin, A. G. Shalashov 866

PLASMA DYNAMICS

- Numerical Modeling of Plasma Dynamics and Neutron Generation in Z-pinch at the ANGARA-5-1 Facility
S. F. Garanin, V. Yu. Dolinskii 887
- Numerical Modeling of Plasma Dynamics and Neutron Generation in Z-pinch at the ANGARA-5-1 Facility Acceleration of Metal Flyers at the Angara-5-1 Facility
G. M. Oleinik, A. V. Branitsky, M. P. Galanin, E. V. Grabovski, I. Yu. Tishchenko, K. L. Gubskii, A. P. Kuznetsov, Ya. N. Laukhin, A. P. Lototskii, A. S. Rodin, V. P. Smirnov, S. I. Tkachenko, I. N. Frolov 905

DUST PLASMA

- Selection of Dust Particles in Radio Frequency Inductive Discharge
L. A. Novikov, M. A. Gasilov, M. S. Golubev, M. B. Morozova, E. S. Dzlieva, S. I. Pavlov, V. Yu. Karasev 917
- Effect of Plasma Flows in a Magnetic Field on the Dusty Structures in Different Inert Gases
S. I. Pavlov, E. S. Dzlieva, L. G. Dyachkov, M. S. Golubev, M. B. Morozova, L. A. Novkov, V. Yu. Karasev 924

PLASMA RADIATION

- Short-Wavelength Emission from a Hot Dense Plasma
V. P. Krainov, B. M. Smirnov 931

LOW TEMPERATURE PLASMA

On the Processes of Charging the Wall of a Discharge Tube under External Illumination

A. V. Meshchanov Yu. Z. Ionikh

936

0D Model of Microwave Discharge in Water with Barbotage of Methane through the Discharge Zone

Yu. A. Lebedev, T. S. Batukaev, I. V. Bilera, A. V. Tatarinov, A. Yu Titov, I. L. Epstein

946

CONFERENCES

Status of Research in the Field of Plasma Physics and Plasma Technologies in Russia in 2023

I. A. Grishina, V. A. Ivanov

959

УДК 533.9.082.74

ГИРОКИНЕТИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ В ОМИЧЕСКОМ РАЗРЯДЕ ТОКАМАКА T-10

© 2024 г. М.Ю. Исаев^{a,*}, О. Ануарулы^b, А.Ю. Куянов^a, Д.В. Смирнов^a^aНИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия^bКазахский национальный университет им. Аль-Фараби, Алматы, Республика Казахстан

*e-mail: isaev_my@nrcki.ru

Поступила в редакцию 20.03.2024 г.

После доработки 22.05.2024 г.

Принята к публикации 27.05.2024 г.

Приводятся результаты первых giroкинетических расчетов аномальных тепловых потоков в плазме токамака T-10, полученные для типичных условий разряда с омическим нагревом #71568. Расчеты выполнены в суперкомпьютерном центре Курчатовского института. В качестве входных данных используются экспериментально измеренные профили электронной плотности и температуры, профили ионной температуры с большим градиентом, приводящие к так называемой ITG (Ion Temperature Gradient) турбулентности, а также измеренные с помощью активной диагностики CXRS (Charge eXchange Recombination Spectroscopy) профили плотностей примесей углерода и кислорода. “Экспериментальные” потоки тепла электронов и ионов оцениваются из условия теплового баланса с помощью транспортного кода ASTRA. Приводится аналитическая зависимость тепловых потоков от эффективного заряда плазмы. Giroкинетические расчеты аномальных электронных и ионных тепловых потоков впервые проводятся для токамака T-10. Используется известный giroкинетический код GENE в так называемом линейном и нелинейном приближении с фиксированными градиентами плотности и температуры с учетом влияния примесей углерода и кислорода. Найдена линейная зависимость тепловых потоков от эффективного заряда плазмы, исследуется чувствительность результатов к погрешностям входных параметров. Результаты giroкинетических расчетов для токамака T-10 сравниваются с результатами, полученными для установок с аналогичными входными параметрами. Проведено сравнение giroкинетических расчетов тепловых потоков, выполненных с помощью кода GENE, с результатами расчетов кода CONTRA-T, предназначенного для самосогласованного моделирования низкочастотной турбулентности и транспортных процессов в токамаках с большим аспектным отношением. Полученное в работе хорошее соответствие между результатами расчетов переноса с помощью кодов ASTRA, GENE, CONTRA-T, основанных на различных транспортных моделях для омического разряда токамака с T-10 с круглым сечением, дает основание для дальнейшего моделирования транспортных процессов в плазме с дополнительным нагревом и более сложной формой сечения плазменного шнура.

Ключевые слова: токамак, теория аномального переноса, giroкинетические расчеты

DOI: 10.31857/S0367292124080018, EDN: OBJEGQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Задача численного моделирования аномальных тепловых потоков в плазме токамаков является одной из наиболее сложных задач теории плазмы. На практике используются приближенные формулы в параксиальном приближении [1], скейлинги [2], различные численные коды. В на-

стоящее время определенный прогресс в теории переноса связан со значительными достижениями в расчетах с использованием мощных giroкинетических суперкомпьютерных кодов.

В данной статье впервые приводятся результаты таких giroкинетических расчетов, выполненных для действовавшего более 40 лет и недавно закрывшегося токамака T-10 [3]. Введение (пер-

вый раздел) посвящено некоторым важным результатам теории аномального переноса, которые были получены на токамаках с аналогичными параметрами плазмы. Особое внимание уделяется точности расчетов.

В плазме токамаков большой градиент ионной температуры (Ion Temperature Gradient, ITG) приводит к появлению так называемой ITG турбулентности и аномальным тепловым потокам. Для изучения данного вида турбулентности были предложены параметры разряда токамака DIII-D#81499, получившие название в литературе Cyclone Base Case (CBC) тест [4]. Сравнение результатов расчетов, выполненных с помощью нескольких численных gyroкинетических моделей друг с другом и с аналитическим скейлингом LLNL GK, который связывает аномальный тепловой поток с градиентами температуры и плотности, представлено в работе [4]. Несмотря на упрощения CBC теста, в котором используются круглые вложенные магнитные поверхности, одинаковые плотности ионов и электронов $n_i = n_e$ и одинаковые ионные и электронные температуры $T_i = T_e$, расхождения в значениях тепловых потоков, полученные с помощью различных gyroкинетических кодов, составляли до 100–500% [4], но менее одного порядка.

Для выяснения причин такого расхождения были проведены дополнительные исследования. В частности, сравнение трех различных моделей равновесия (модель s-alpha, модель с круглыми магнитными поверхностями, модель МГД) на аномальные потоки для теста CBC выполнено с помощью gyroкинетического кода GENE [5] в работе [6]. В этой работе [6] были показаны заметные отличия (до 100%) в результатах расчетов линейных градиентов роста и нелинейных тепловых потоков, связанные с различиями в точности вычисления магнитного поля порядка обратного аспектного отношения в разных моделях равновесия.

Приведем ряд других примеров сравнения результатов gyroкинетических расчетов с результатами измерений на нескольких токамаках.

В разряде токамака Tore-Supra #48102 исследовались экспериментально измеренные и рассчитанные параметры турбулентной плазмы в режимах с модами ITG и TEM (Trapped Electron-Mode, моды на запертых электронах) [7]. Расчеты проводились с помощью gyroкинетического кода GENE с использованием измеренных и умень-

шенных на 20–40% градиентов ионной температуры, учитывались три сорта частиц — электроны, дейтроны и углерод. В режиме с так называемым линейным омическим удержанием (Linear Ohmic Confinement, LOC) доминировала TEM-турбулентность. Найденное для режима LOC численно отношение электронного и ионного тепловых потоков оказалось большим, $Q_e/Q_i = 12$ при эффективном заряде плазмы $Z_{eff} = 3.00$. В другом исследуемом режиме, Saturated Ohmic Confinement (SOC) с эффективным зарядом плазмы $Z_{eff} = 1.40$, отношение потоков оказалось равным $Q_e/Q_i = 0.7$. Для режима SOC полученные с помощью кода GENE потоки были близки к значениям экспериментально измеренных потоков, найденных из условия баланса мощности (код CRONOS). Для режима LOC рассчитанный с помощью кода GENE электронный тепловой поток Q_e оказался в несколько раз больше потока, вычисленного из условия баланса мощности.

Сравнение результатов gyroкинетических расчетов кода GENE с результатами измерений на токамаке ASDEX Upgrade приводится в работе [8]. Градиенты плотности и температуры имеют ошибку измерения: 20% для градиента электронной температуры и 30% для градиентов электронной и ионной плотностей. Хорошее совпадение между рассчитанными численно тепловыми потоками и результатами измерений получено для уменьшенного на 20% от номинального градиента ионной температуры. При использовании номинальных градиентов рассчитанный с помощью кода GENE тепловой ионный поток превысил экспериментальные оценки примерно в 4 раза, а электронный тепловой поток — в 2.5 раза.

Сравнение gyroкинетических расчетов с экспериментальными результатами токамака JET описано в [9]. Входные параметры для расчетов включают запас устойчивости, магнитный шир, градиенты плотности и температуры, учитываются примеси, вращение плазмы и нагревный нейтральный пучок. Хорошее совпадение между результатами gyroкинетических расчетов тепловых потоков и экспериментальными данными получено с точностью, определяемой ошибками измерений (до 50%).

Приведенные выше результаты gyroкинетических расчетов мод с большим градиентом

ионной температуры ITG, выполненные с помощью кода GENE для токамаков DIII-D, Tore-Supra, ASDEX Upgrade and JET, явились сильной мотивацией для нашей работы. Представляется логичным выполнить аналогичные расчеты для типичного разряда с омическим нагревом токамака T-10, в котором большой нормированный градиент ионной температуры обычно наблюдался в диапазоне $R(dT_i/dr)/T_i = 5-15$, а также имелся большой градиент электронной плотности.

Целями данной работы являются проведение первых gyrokinetic расчетов с помощью кода GENE тепловых потоков для типичных условий токамака T-10 с большим градиентом температуры, сравнение полученных результатов с аналогичными результатами других токамаков, анализ влияния входных данных. Сравнительный анализ влияния примесей и эффективного заряда плазмы на тепловые потоки проводится с помощью приближенных аналитических формул, транспортного кода ASTRA, gyrokinetic кода GENE и турбулентного кода CONTRA-T.

Статья состоит из 7 разделов.

В разд. 2 данной статьи приводятся описание экспериментально измеренных в омическом разряде T-10 #71568 профилей электронной и ионной температур, электронной плотности, профилей плотностей примесей углерода и кислорода, измеренных с помощью диагностики CXRS (Charge eXchange Recombination Spectroscopy) [10]. Равновесные профили запаса устойчивости, ширины, радиальных тепловых потоков электронов и ионов оцениваются для плазмы с круглым сечением магнитных поверхностей с помощью транспортного кода ASTRA [11] из условия баланса мощности. Концентрация электронов измеряется при помощи 16-канального интерферометра, температура электронов измеряется при помощи ECE-диагностики и спектров в области мягкого рентгена, радиационные потери измеряются с помощью болометрических диагностик, профили интенсивности линий ионов примесей и атомов рабочего газа (для определения потоков частиц) — измеряются при помощи пассивной спектроскопии.

В разд. 3 содержатся расчеты с использованием приближенных аналитических формул для тепловых потоков электронов и ионов в зависимости от эффективного заряда плазмы Z_{eff} .

Представлены результаты расчетов тепловых потоков, выполненные с помощью кода ASTRA в зависимости от концентрации примесей углерода и кислорода, что позволяет определить влияние на потоки эффективного заряда плазмы Z_{eff} .

В разд. 4 приведены результаты gyrokinetic расчетов, проведенных с помощью кода GENE на суперкомпьютере Курчатовского института. В линейном приближении получены зависимости инкрементов роста турбулентных мод и их частот в зависимости от волнового числа. Анализируется чувствительность результатов к различным входным данным, включая градиенты плотности и температуры, эффективный заряд плазмы, отношение температур электронов и ионов. Входные данные варьируются в пределах ошибок измерений. Влияние примесей учитывается с помощью модели двухкомпонентной плазмы с эффективным зарядом и с помощью модели четырехкомпонентной плазмы, состоящей из электронов, дейтронов, ионов углерода и кислорода. Результаты расчетов для токамака T-10 сравниваются с аналогичными результатами, полученными для токамаков DIII-D, Tore-Supra и JET с похожими параметрами.

Раздел 5 статьи посвящен результатам усредненных по времени тепловых потоков электронов и ионов, полученным для омического разряда T-10 с помощью кода GENE в так называемом нелинейном приближении. Тепловые потоки вычисляются с использованием двухкомпонентной и четырехкомпонентных моделей плазмы с учетом примесей углерода и кислорода. Анализируется влияние на тепловые потоки градиентов ионной и электронной температуры, проводится анализ сходимости и сравнение с результатами расчетов тепловых потоков, полученных с помощью кода ASTRA.

Раздел 6 посвящен результатам расчетов тепловых потоков электронов и ионов в двухкомпонентной плазме для омического разряда T-10, выполненных с помощью турбулентного кода CONTRA-T. Анализируется влияние заряда ионов на величины потоков, проводится сравнение с результатами расчетов, выполненными с помощью транспортного кода ASTRA и gyrokinetic кода GENE.

Последний, раздел 7 содержит выводы, основные полученные результаты и благодарности.

2. ИЗМЕРЕНИЯ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ Т-10 И БАЛАНС МОЩНОСТИ

Токамак Т-10 имел круглое полоидальное сечение плазмы (большой радиус тора $R = 1.5$ м, малый радиус $a = 0.3$ м). Выбранный для анализа разряд #71568 ($\bar{n}_e = 2.7 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $B_t = 2.4$ Т, $I_{pl} = 250$ кА) был частью серии разрядов по изучению флуктуаций плотности [12]. Особенностью данной серии разрядов с омическим нагревом была сложная структура флуктуаций, которые различались на сторонах плазменного шнура со слабым и сильным магнитными полями.

Подробное описание измеренных параметров электронного и ионного переносов имеется в работах [13, 14]. В стационарном решении кода ASTRA потоки тепла определяются заданными коэффициентами переноса, измеренными профилями плотности, температуры, радиационных потерь, интегрированием источников. Для численного определения экспериментальных профилей электронных и ионных тепловых потоков Q_e^{PB} и Q_i^{PB} использовались уравнения баланса мощности, полученные интегрированием уравнений переноса [1]

$$Q_e^{\text{PB}} = \int_V (P_{\text{OH}} - P_{ei} - P_{\text{rad}}) dV - \int_S \frac{5}{2} T_e \Gamma_e dS, \quad (1)$$

$$Q_i^{\text{PB}} = \int_V (P_{ei} - P_{CX}) dV - \int_S \frac{5}{2} T_i \Gamma_i dS, \quad (2)$$

где P_{OH} — удельная мощность омического нагрева в единице объема dV , P_{ei} — мощность кулоновского нагрева в результате столкновений электронов с ионами, P_{rad} — мощность радиационных потерь, P_{CX} — мощность потерь в процессе перезарядки дейтронов и атомов дейтерия, Γ_e и Γ_i — потоки частиц электронов и ионов через элемент магнитной поверхности dS . Неоклассический коэффициент проводимости тепла вычисляется с помощью кода NCLASS [15] с учетом измеренных профилей плотности дейтронов, углерода и кислорода

$$\chi = (n_D \chi_D + n_C \chi_C + n_O \chi_O) / n_e. \quad (3)$$

Дополнительно учитывается влияние горячих и холодных нейтралов на увеличение электронного потока. Плотности ионов примесей измеряются с помощью активной диагностики CXRS (Charge eXchange Recombination Spectroscopy).

Диагностический комплекс Т-10 для измерения профилей плотностей и температур электронов, основных ионов (дейтроны) и ионов примесей

(углерод, кислород) подробно описан в статье [16]. Плотность тока и профиль запаса устойчивости q вычисляется с учетом неоклассической параллельной проводимости [17]. Приближенные к экспериментам профили n_e , n_i , T_e , T_i , профили плотности ионов углерода и кислорода, профили запаса устойчивости и эффективного заряда плазмы, полученные с помощью кода ASTRA, приведены на рис. 1. Полученные профили являются типичными для омических разрядов токамака Т-10, ошибка измерений показанных профилей составляет около 20%.

Удельные мощности омического нагрева, кулоновского взаимодействия, радиационных потерь и потерь на перезарядку, рассчитанные с помощью кода ASTRA, показаны на рис. 2. Пикированное на оси значение P_{OH} определяется зависимостью Спитцеровской проводимости от температуры электронов. Мощность кулоновского нагрева P_{ei} относительно невелика, что приводит к заметному вкладу в ионный тепловой баланс слагаемого с мощностью перезарядки P_{CX} и высоким значениям отношения T_e/T_i .

Профили тепловых потоков ионов и электронов, рассчитанные с помощью кода ASTRA из уравнений теплового баланса (1), (2) и отдельно конвективные члены $Q_{e,i}^{\text{conv}} = \int_S \frac{5}{2} T_{e,i} \Gamma_{e,i} dS$ показаны на рис. 3. Значения потоков электронов и ионов с учетом ошибок измерений в 20% показаны соответственно серым и красным цветом. В частности, для среднего радиуса плазмы с $r/a = 0.50$ тепловые потоки электронов и ионов оказались равными $Q_e^{\text{PB}} = 68 \pm 13$ кВт и $Q_i^{\text{PB}} = 39 \pm 8$ кВт. Приведенные расчеты потоков с учетом ошибок измерений выполнены с помощью дополнительного транспортного кода для примесей ASTRA/STRAHL [18]. Данные представлены командой токамака Т-10 и считаются наиболее точным приближением к экспериментальным результатам.

3. АНАЛИТИЧЕСКИЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ ДЛЯ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА Т-10

Аналитические приближенные выражения для тепловых потоков частиц необходимы для проверки результатов соответствующих численных расчетов. В этом разделе представлен простой скейлинг и моделирование в коде ASTRA ионного и электронного потока тепла зависимости от эф-

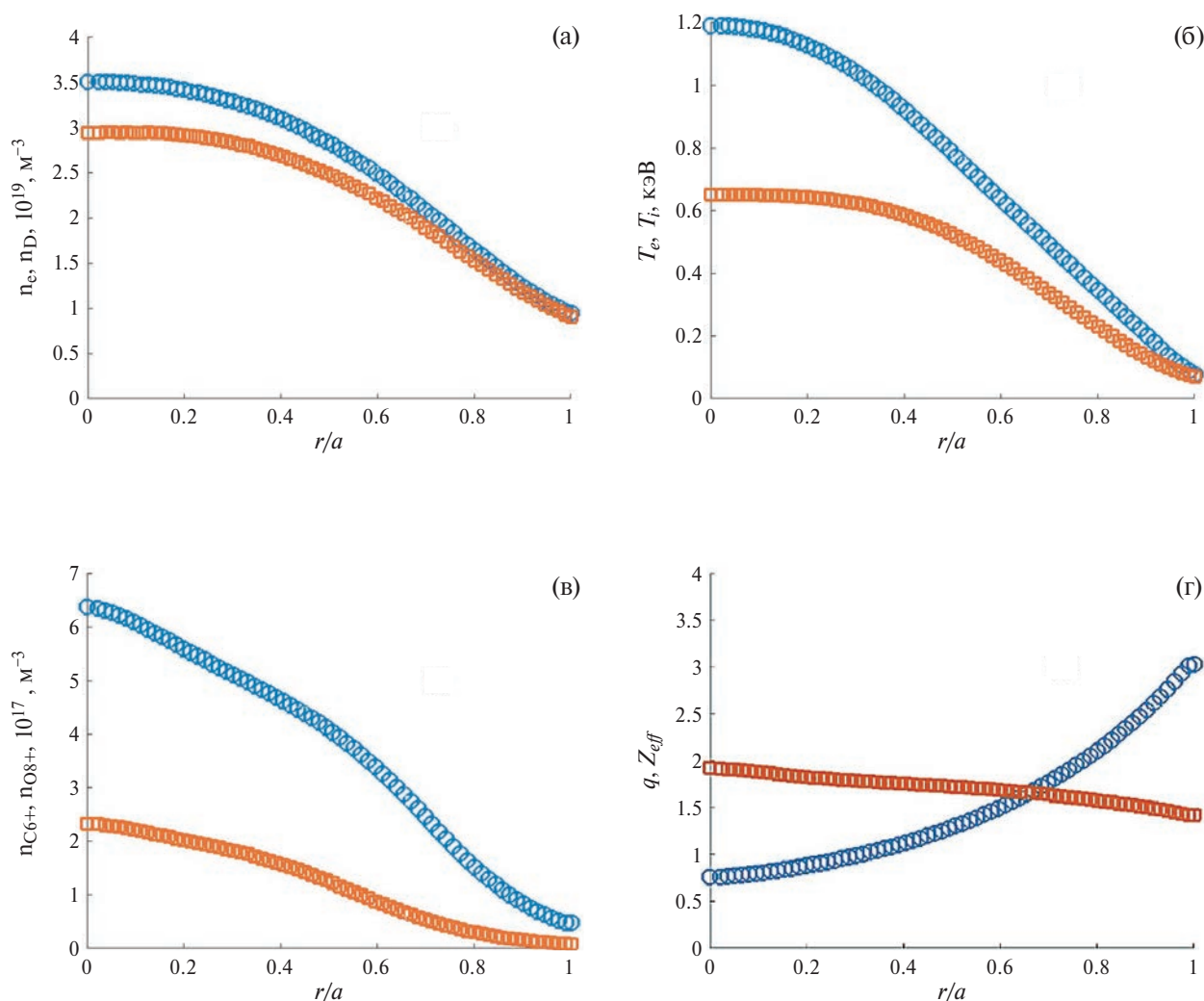


Рис. 1. Радиальные профили разряда 71568, вычисленные с помощью кода ASTRA: а) плотности электронов и дейтронов; б) температуры электронов и ионов; в) плотности ионов углерода и кислорода; г) эффективный заряд плазмы и запас устойчивости.

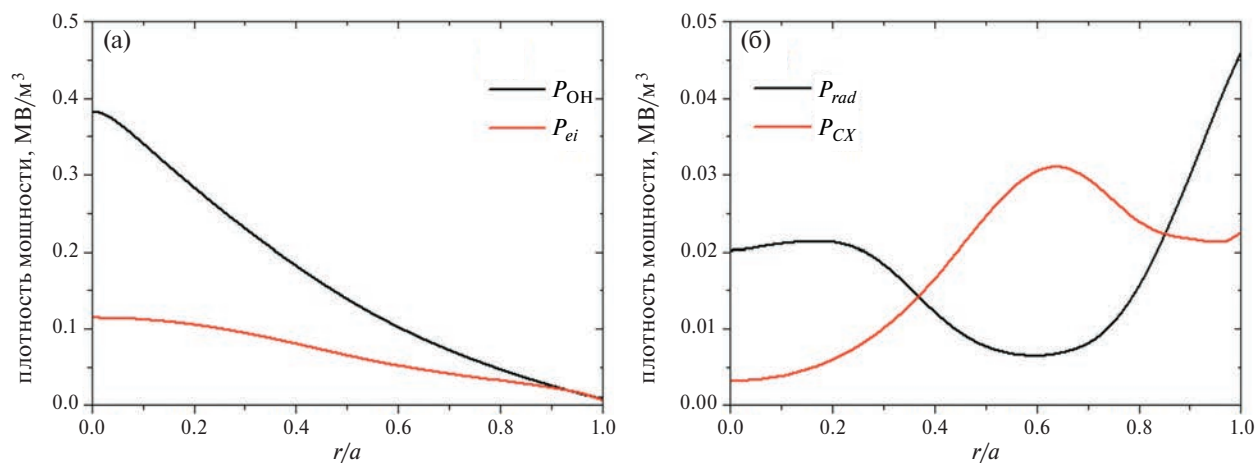


Рис. 2. Радиальные профили разряда 71568, рассчитанные с помощью кода ASTRA: а) удельная (в единице объема) мощность омического нагрева, мощность кулоновского взаимодействия; б) радиационные потери и потери на пеззарядку.

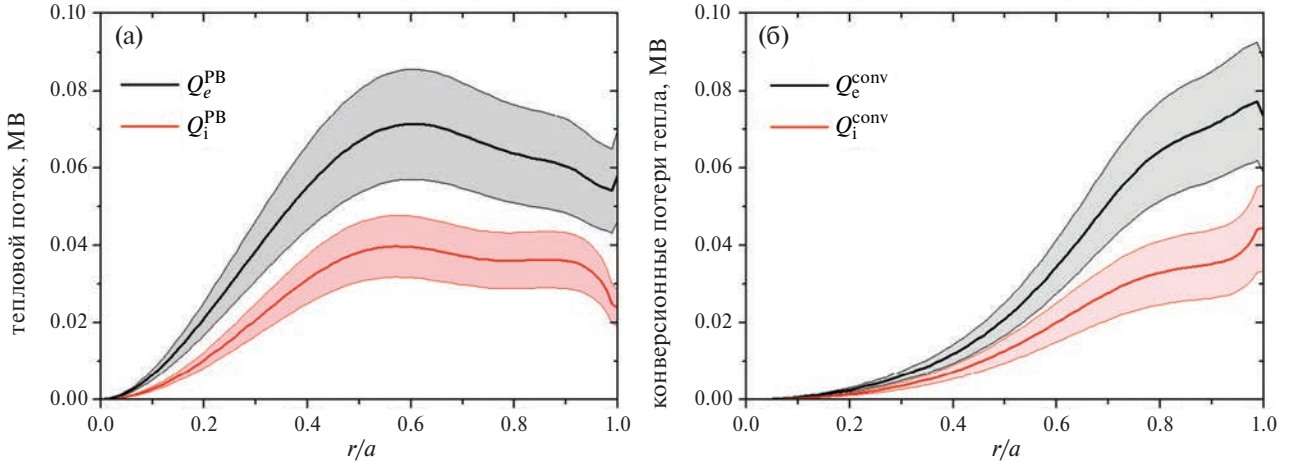


Рис. 3. Радиальные профили разряда 71568, рассчитанные с помощью кода ASTRA: а) тепловые потоки электронов (верхняя кривая) и ионов (нижняя кривая); б) конвективные потери электронов (верхняя кривая) и ионов (нижняя кривая).

эффективного заряда без радиационных потерь (без кода STRANL). Найдём аналитическую зависимость теплового потока электронов от эффективного заряда Z_{eff} . Неоклассическая зависимость проводимости Спитцера от Z_{eff} [19]

$$\sigma_{Spitz} = 1.9012 \cdot 10^4 \frac{T_e^{3/2} [eV]}{Z_{eff} N(Z_{eff}) \ln \Lambda_{eD}} [m^{-1} \Omega^{-1}], \quad (4)$$

$$\text{где } N(Z_{eff}) = 0.58 + \frac{0.74}{0.76 + Z_{eff}}$$

может быть аппроксимирована степенной зависимостью $Z_{eff}^{-0.8}$ (рис. 4). Вблизи магнитной оси $\epsilon = r/a \rightarrow 0$ [19], зависимость мощности омического нагрева P_{OH} от эффективного заряда

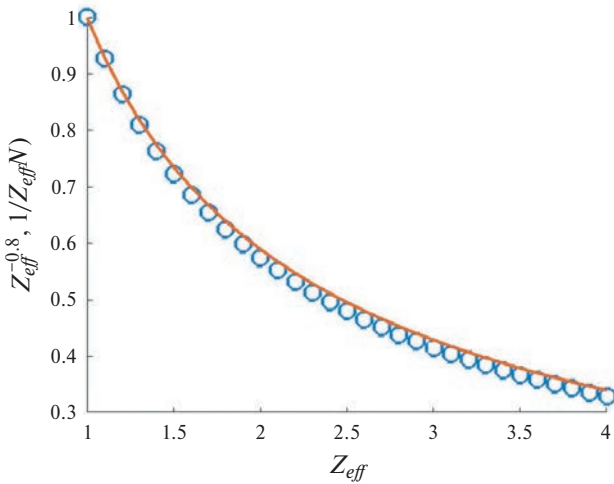


Рис. 4. Зависимость проводимости Спитцера от эффективного заряда плазмы (черная линия) $1 / Z_{eff} N(Z_{eff})$ и степенная функция $Z_{eff}^{-0.8}$ (кружки).

плазмы от Z_{eff} может быть представлена как произведение [20]

$$P_{OH}(Z_{eff}) = P_{OH}(Z_{eff} = 1) \cdot Z_{eff}^{0.8}, \quad (5)$$

$$\text{где } P_{OH}(Z_{eff} = 1) = \frac{j^2}{\sigma_{Spitz}(Z_{eff} = 1)}.$$

Слагаемое, связанное с кулоновским обменом P_{ek} энергии между электронами и ионами сорта k в балансе мощности электронов

$$Q_e^{PB} = \int_V (P_{OH} - \sum_k P_{ek} - P_{rad}) dV - \int_S \frac{5}{2} T_e \Gamma_e dS \quad (6)$$

можно переписать для удобства следующим образом. По определению

$$P_{ek} = \frac{4n_k n_e Z_k^2 e^4 \sqrt{2\pi m_e \ln \Lambda_{ek}} (T_e - T_i)}{m_k T_e^{3/2}}, \quad (7)$$

где m_k , T_k и n_k — масса, температура и концентрация ионов сорта k , Z_k — заряд ионов сорта k , $\ln \Lambda_{ek}$ — кулоновский логарифм для электрон-ионных столкновений сорта k [21, 22]. Времена обмена энергией между различными видами ионов намного короче, чем времена релаксации между ионами и электронами, поэтому предполагается $T_i = T_k$ для каждого k . Поэтому сумму по всем сортам ионов k можно записать в виде

$$\begin{aligned} \sum_k P_{ek} &= \sum_k \frac{4n_k n_e Z_k^2 e^4 \sqrt{2\pi m_e \ln \Lambda_{ek}} (T_e - T_i)}{m_k T_e^{3/2}} = \\ &= \frac{4n_e e^4 \sqrt{2\pi m_e} (T_e - T_i)}{T_e^{3/2}} \sum_k \frac{n_k Z_k^2}{m_k} \ln \Lambda_{ek}. \end{aligned} \quad (8)$$

Для разряда Т10#71568 учтены полностью ионизованные ионы углерода C^{6+} и и кислорода O^{8+} . Для получения концентрации ионов дейтерия D^+ ($Z_D = 1$) используется условие квазинейтральности

$$n_D = n_e - n_C Z_C - n_O Z_O. \quad (9)$$

Тогда сумма в (8) запишется в виде

$$\begin{aligned} \sum_k \frac{n_k Z_k^2}{m_k} \ln \Lambda_{ek} &= \frac{n_D}{m_D} \ln \Lambda_{eD} + \\ &+ \frac{n_C Z_C^2}{m_C} \ln \Lambda_{eC} + \frac{n_O Z_O^2}{m_O} \ln \Lambda_{eO} = \\ &= \frac{n_e}{m_D} \ln \Lambda_{eD} + n_C Z_C \left(\frac{Z_C}{m_C} \ln \Lambda_{eC} - \frac{1}{m_D} \ln \Lambda_{eD} \right) + \\ &+ n_O Z_O \left(\frac{Z_O}{m_O} \ln \Lambda_{eO} - \frac{1}{m_D} \ln \Lambda_{eD} \right). \end{aligned} \quad (10)$$

Для рабочего диапазона температур кулоновский логарифм $\ln \Lambda_{ek}$ слабо зависит от заряда рассеивающего иона Z_k [23]

$$\ln \Lambda_{ek} = 24 - \ln(n_e T_e^{-1}). \quad (11)$$

Для изотопов углерода C_6^{12} и O_8^{16} , а также для дейтерия отношение заряда к массе равно $\frac{1}{2}$, поэтому выражение в скобках в правой части (9) равно нулю. Отсюда следует, что вклад кулоновских столкновений в тепловой поток в электронном канале не должен зависеть от Z_{eff} и будет иметь вид

$$\sum_k P_{ek} = \frac{4n_e e^4 \sqrt{2\pi m_e} \ln \Lambda_{eD} (T_e - T_i) \frac{n_e}{m_D}}{T_e^{3/2}} \quad (12)$$

Теперь выражение для электронного потока (5) получит вид

$$Q_e^{PB} = \int_V \frac{j^2}{\sigma_{Spitz} (Z_{eff} = 1)} dV \cdot Z_{eff}^{0.8} - \int_V \frac{4n_e^2 e^4 Z_D \sqrt{2\pi m_e} \ln \Lambda_{eD}}{m_D T_e^{3/2}} (T_e - T_i) dV - \int_V \frac{5}{2} T_e \Gamma_e dS, \quad (13)$$

где эффективный заряд входит только в первое слагаемое (омический нагрев) в виде монотонной функции $Z_{eff}^{0.8}$. Для ионного теплового потока получим

$$Q_i^{PB} = \int_0^{\rho} \frac{4n_D n_e e^4 \sqrt{2\pi m_e} \ln \Lambda_{eD}}{m_D T_e^{3/2}} (T_e - T_i) dV - \int_S \frac{5}{2} T_i \Gamma_i dS. \quad (14)$$

Аналитические зависимости тепловых потоков электронов (13) и ионов (14) от эффективного заряда плазмы в параксиальном приближении без учета эффектов радиационных потерь и процессов перезарядки подтверждаются соответствующими численными расчетами с помощью кода ASTRA. На рис. 5 показаны результаты этих численных расчетов тепловых потоков в зависимости от относительной концентрации ионов углерода и кислорода для параметров разряда Т10#71568. На рис. 5 ионный тепловой поток Q_i^{PB} ($r/a = 0.5$) для среднего радиуса плазмы показан тремя линиями снизу с относительной концентрацией кислорода $n_O/n_e = 0\%$ (треугольники), $n_O/n_e = 1\%$ (квадраты), $n_O/n_e = 2\%$ (кружки). В рассматрива-

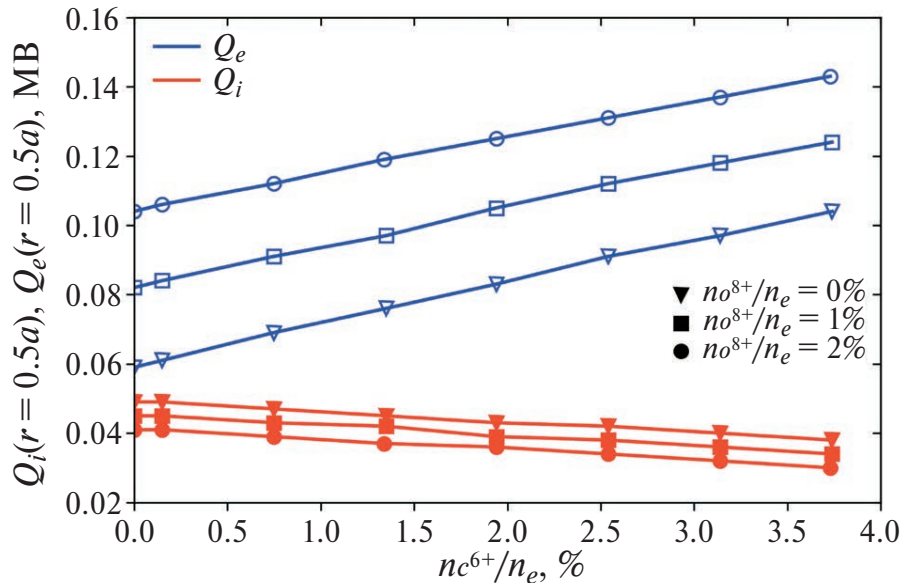


Рис. 5. Электронный и ионный тепловые потоки на среднем радиусе плазмы $\rho = 0.5a$ в зависимости от относительной концентрации ионов углерода C^{6+} и кислорода O^{8+} , полученные с помощью кода ASTRA (без модуля STRAHL) для разряда Т-10#71568.

емом диапазоне относительных концентраций углерода $n_C/n_e = [0.0, 3.5]\%$ ионный тепловой поток меняется слабо и приближенно равен $Q_i^{PB}(r/a = 0.5) \cong 50$ кВт.

4. ГИРОКИНЕТИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ СВОЙСТВ МОД ITG/ТЕМ В ПЛАЗМЕ РАЗРЯДА Т-10#71568, ПОЛУЧЕННЫЕ С ПОМОЩЬЮ КОДА GENE В ЛИНЕЙНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Система giroкинетических уравнений Власова, используемая в коде GENE, детально описана во многих публикациях, включая [5, 6, 24]. Проведение giroкинетических расчетов для токамака Т-10 с помощью кода GENE [5] началась в 2019 г. с использованием суперкомпьютера Курчатовского института [25]. Суперкомпьютер имеет ряд очередей с 142–254 процессорами Intel Xeon E5-2560, E5-2680, оперативной памятью 128 Гб, процессоры имеют 12–48 вычислительных ядер. Расчеты с помощью кода GENE с использованием большого числа ядер (до 1028) ограничены пределами очереди (64 часа). Численная сходимость результатов кода GENE исследуется с использованием различных размеров пятимерной численной сетки — число точек в направлении нормали к магнитной силовой линии $N_x = 96–256$, по бинормали $N_y = 16–96$, число точек вдоль силовой линии $N_z = 16–48$, $N_{\parallel} = 16–64$ — число точек в направлении компоненты параллельной магнитному полю скорости, число точек для магнитного момента $N_{\mu} = 8–24$. Код GENE использует библиотеки PETSc/SLEPc [26] для вычислений собственных значений матриц и шага по времени. Область вычислений ограничена силовой трубкой вдоль силовой линии с поперечными размерами $L_x \times L_y$, где характерный размер L_x определяется численно с учетом величин гирорадиуса и шира. На рис. 6 показана система координат (x, y, z) вдоль силовой линии (сплошная толстая кривая) на элементе магнитной поверхности с радиусом $r/a = 0.5$ токамака Т-10.

Расчеты сходимости в линейном и нелинейном приближении в указанных пределах численной сетки и вплоть до $t_{cs}/R = 500$ нормализованных времен с помощью кода GENE для случая разряда Т-10#71568 проводились в течение нескольких лет. Полученные результаты имеют различные статистические отклонения. Типичные параметры сетки и другие параметры расчетов приведены ниже.

Код GENE решает систему giroкинетических уравнений Власова в линейном и нелинейном при-

ближении для функций распределения электронов и ионов с учетом электромагнитных флуктуаций и уравнения квазинейтральности [5]. Интегрирование по фазовому объему возмущенных частей функций распределения с соответствующими моментами позволяет найти потоки частиц, тепловые потоки и импульс, параллельный магнитному полю. Решениями системы giroкинетических уравнений в линейном приближении являются собственные функции (моды) с инкрементом роста γ и собственной частотой ω в зависимости от нормированного на гирорадиус волнового числа $k_y \rho_s$. Результаты расчетов в линейном приближении позволяют найти зависимости решения от входных параметров — градиентов температур, плотностей плазмы, составов примесей.

Входными параметрами для кода GENE в случае разряда Т-10#71568 для среднего радиуса плазмы $r/a = 0.5$ являются большой радиус $R = L_{ref} = 1.5$ м, величина модуля магнитного поля на оси $B_{ref} = 2.4$ Т, электронная плотность $n_{ref} = 2.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, электронная температура $T_{ref} = 730$ эВ, запас устойчивости $q = 1.28$, нормированный шир $s = (r/q)(dq/dr) = 0.78$ и ряд других параметров.

В расчетах будем рассматривать три варианта плазмы. В первом, простейшем случае, — учитывается только динамика ионов с эффективным зарядом $Z_{eff} = 1.0$. Этот случай является наиболее быстрым с точки зрения времени расчета. Во втором случае рассматривается двухкомпонентная плазма с $Z_{eff} > 1.0$, время расчета приблизительно в два раза больше, чем для случая $Z_{eff} = 1.0$. В третьем случае рассматривается плазма с при-

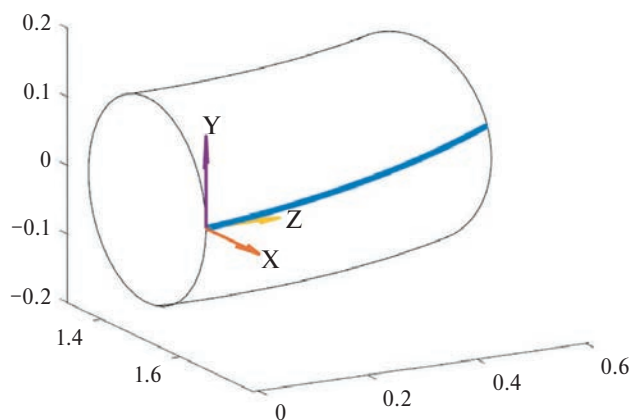


Рис. 6. Система координат GENE (X, Y, Z) , расположенная на силовой линии (толстая сплошная линия) на элементе магнитной поверхности со средним радиусом $r/a = 0.5$ токамака Т-10.

месями с учетом динамики четырех сортов частиц — электронов, ионов дейтерия, углерода и кислорода, при этом необходимое время расчета примерно в четыре раза больше, чем для случая $Z_{eff} = 1.0$.

Для проверки и сравнения первых giroкинетических результатов для токамака T-10 выберем простейший случай, аналогичный тестовому случаю с токамака DIII-D CBC [6] с моделью двухкомпонентной плазмы с одинаковыми нормированными градиентами плотности электронов и ионов $\omega_n = -(L_{ref}/n)(dn/dx) = R/L_n$ и эффективным зарядом $Z_{eff} = 1.0$. Нормированный номинальный градиент электронной плотности T10#71568 равен $R/L_n = 5.2$ (в 2.4 раза больше, чем в случае CBC с $R/L_n = 2.23$), что предполагает возникновение так называемой TEM (Trapped Electron Mode) моды — моды запертых электронов. С учетом примесей ионов углерода и кислорода и ошибок измерений, можно использовать нормированный градиент со значением $R/L_n = 4.5$.

В расчетах с помощью кода GENE будем использовать модель равновесия s-alpha [27], конечное значение параметра бета, оператор столкновений Ландау, электростатические и электромагнитные эффекты без учета флуктуаций параллельного магнитного поля.

В линейном приближении исследуется одна собственная мода, в результате расчета определяется зависимость инкремента и частоты мод от входного параметра — нормированного волнового числа. Шаг по времени определяется с помощью библиотек PETSc/SLEPc.

На рис. 7 представлена типичная зависимость инкрементов роста и частот турбулентных мод ITG и TEM в линейном приближении (исследуется одна собственная мода, параметр $N_y = 1$) от нормированного волнового числа $k_y \rho_s$, рассчитанная с помощью кода GENE для разряда T10#71568 с большими градиентами $R/L_n = 5.0$, $R/L_{Ti} = R/L_{Te} = 7.0$. Эта зависимость в интервале $k_y \rho_s = [0.2 \ 0.7]$ похожа на аналогичную зависимость [6], найденную для тестового случая CBC DIII-D, в котором частота мод (показана квадратами) является почти линейной положительной функцией волнового числа, инкремент роста имеет максимум около значения $k_y \rho_s = 0.4$. В интервале $k_y \rho_s = [0.8 \ 1.5]$ частота отрицательна, преобладает TEM-мода с меньшим инкрементом роста, чем у ITG моды. Аналогичные зависимости для ITG/TEM-неустойчивостей получены для то-

камака Tore-Supra [7] с градиентами $R/L_n = 1.8\text{--}2.8$, $R/L_{Ti} = 4.3\text{--}5.0$, $R/L_{Te} = 8.9\text{--}9.2$.

На рис. 8 показаны максимальный инкремент роста и соответствующая частота моды в зависимости от нормированного градиента температуры R/L_{Ti} , вычисленные для разряда T10#71568 с помощью кода GENE в линейном приближении

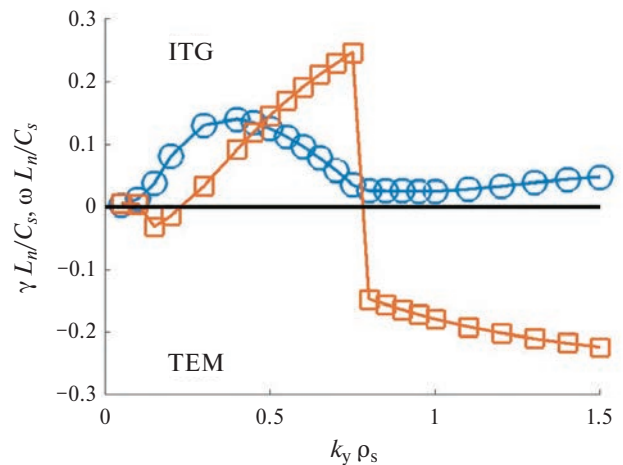


Рис. 7. Нормированный инкремент роста (кружки) и частота (квадраты) как функция волнового числа $k_y \rho_s$, рассчитанная с помощью кода GENE в линейном приближении для разряда T10#71568 с двухкомпонентной моделью при $R/L_n = 5.0$, $Z_{eff} = 1.0$. Частоты мод ITG положительны, мод TEM — отрицательны.

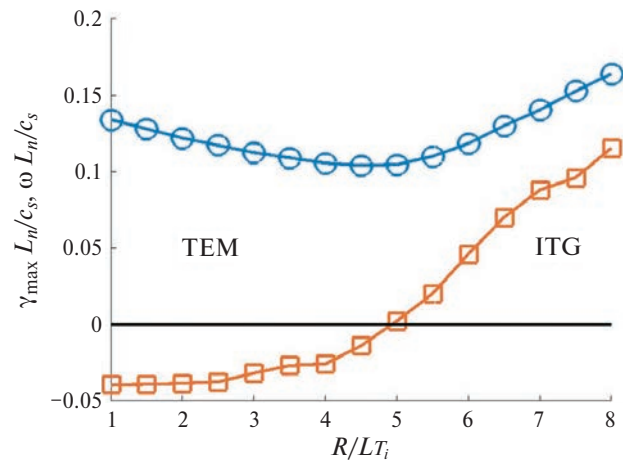


Рис. 8. Максимальный нормированный инкремент роста (кружки) и частота (квадраты) в зависимости от нормированного градиента температуры, рассчитанный с помощью кода GENE для разряда T-10 #71568 с двухкомпонентной моделью плазмы при $R/L_n = 5.0$, $Z_{eff} = 1.0$. Область с $R/L_{Ti} < 5$ отмечена как TEM (Trapped Electron Mode), область с $R/L_{Ti} > 5$ отмечена как ITG. Частоты мод ITG положительны, мод TEM — отрицательны.

для двухкомпонентной модели с эффективным зарядом $Z_{eff} = 1.0$. В этом случае частота (квадраты) меняет знак вблизи критического градиента ионной температуры $R/L_{Ti} = 5$, в соответствии с приближенным скейлингом LLNL [4]. Большой инкремент роста ТЕМ-моды возникает в области $R/L_{Ti} < 5$, связанный с большим градиентом электронной плотности.

Влияние примесей углерода и кислорода в более сложной четырехчастичной модели плазмы разряда Т-10 #71568 с эффективным зарядом $Z_{eff} = 1.58$ представлено на рис. 9 с инкрементом роста и на рис. 10 с соответствующей частотой в зависимости от нормированного градиента температуры R/L_{Ti} для различных градиентов плотности: $R/L_n = 2.0$ (кружки), $R/L_n = 4.5$ (квадраты), $R/L_n = 5.0$ (крестики). Результаты расчетов для разряда Т10#71568 аналогичны результатам расчетов мод ITG/ТЕМ в токамаке JET, описанным в статье [6]: в случае небольшого градиента плотности $R/L_n = 2.0$ (кружки) инкремент роста и частота ITG-моды имеют линейные зависимости от градиентов температуры. При большом градиенте плотности $-R/L_n = 5.0$ ТЕМ мода имеет большой инкремент роста даже при $R/L_{Ti} = 4$. Для разряда Т10#71568 наблюдается аналогичное изменение знака частоты ТЕМ-моды, как и в расчетах кода GENE для токамака JET [9].

В работе [28] скейлинг для критического градиента ТЕМ-мод, результаты численных расчетов квазилинейного giroкинетического кода GS2 сравниваются с экспериментальными результатами, полученными на токамаке ASDEX-U для разрядов с нулевым градиентом ионной температуры $R/L_{Ti} = 0$. Как и для случая ITG, найдены зависимости инкрементов ТЕМ-мод с характерным максимумом вблизи волнового нормированного $k_y \rho_s = 0.3$, при этом наблюдается сильное снижение квазилинейных тепловых потоков при уменьшении градиентов электронной температуры вплоть до критических значений. Необходимо отметить важное отличие параметра $R/L_{Ti} = 0$ работы [28] от рассматриваемого случая разряда Т10#71568 с $R/L_{Ti} \geq 4$.

На рис. 11 показана зависимость инкремента роста от эффективного заряда плазмы Z_{eff} , найденная с помощью расчетов кода GENE в линейном приближении для разряда Т-10#71568 с волновыми числами $k_y \rho_s = 0.15$ (кружки), $k_y \rho_s = 0.20$ (квадраты), $k_y \rho_s = 0.30$ (крестики), $k_y \rho_s = 0.40$

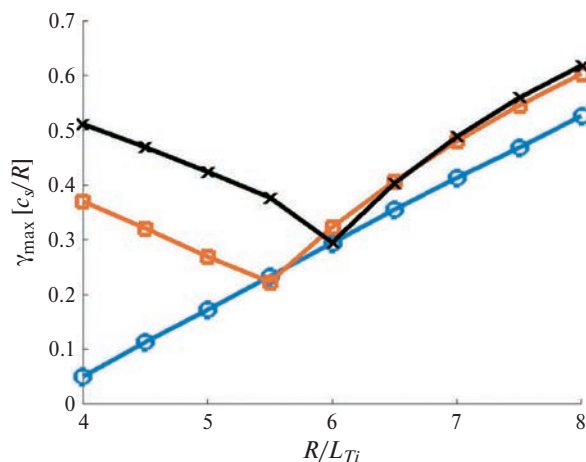


Рис. 9. Максимальный инкремент роста в зависимости от нормированного градиента ионной температуры, рассчитанный с помощью кода GENE для разряда Т-10 #71568 с моделью четырехкомпонентной плазмы при $Z_{eff} = 1.6$, для $R/L_n = 2.0$ (кружки), $R/L_n = 4.5$ (квадраты), $R/L_n = 5.0$ (крестики).

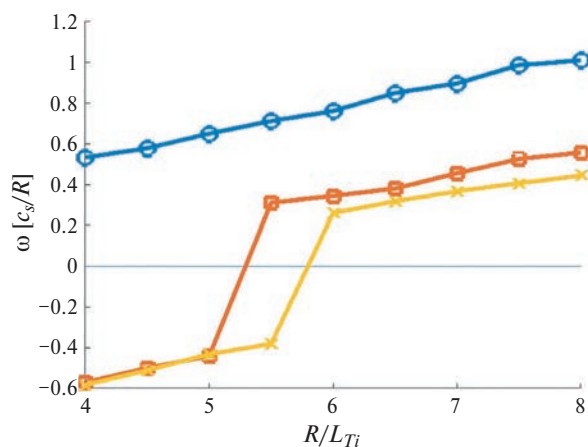


Рис. 10. Нормированная частота в зависимости от нормированного градиента ионной температуры, рассчитанная с помощью кода GENE для разряда Т-10 #71568 с моделью четырехкомпонентной плазмы при $Z_{eff} = 1.6$ для $R/L_n = 2.0$ (кружки), $R/L_n = 4.5$ (квадраты), $R/L_n = 5.0$ (крестики). Частоты мод ITG положительны, мод ТЕМ — отрицательны.

(ромбы). В отличие от результатов для разряда JET#66404 [9] с монотонной зависимостью $\gamma(Z_{eff})$, для случая Т-10 монотонная зависимость наблюдается только для чисел $k_y \rho_s = 0.15$ и $k_y \rho_s = 0.20$. Для числа $k_y \rho_s = 0.30$ замечен рост для $Z_{eff} > 1.60$, для $k_y \rho_s = 0.40$ инкремент роста имеет минимум около $Z_{eff} = 1.80$.

Зависимость нормированных инкрементов роста от отношения температур T_e/T_i , полученная в линейном приближении с волновыми числами

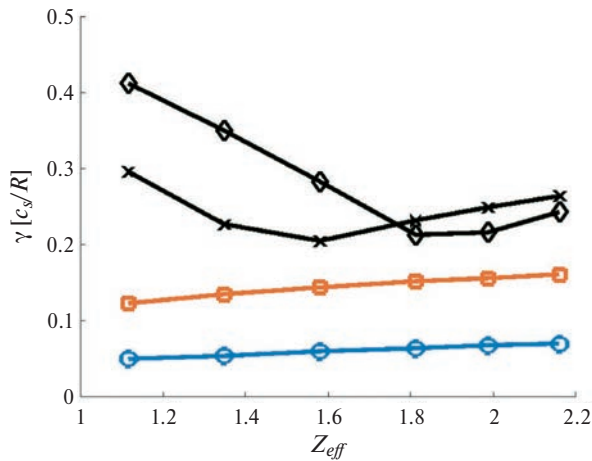


Рис. 11. Нормированные инкременты в зависимости от эффективного заряда плазмы Z_{eff} , рассчитанные с помощью кода GENE для разряда T-10 #71568 с моделью четырехкомпонентной плазмы при $k_y \rho_s = 0.15$ (кружки), $k_y \rho_s = 0.20$ (квадраты), $k_y \rho_s = 0.30$ (крестики), $k_y \rho_s = 0.40$ (ромбы).

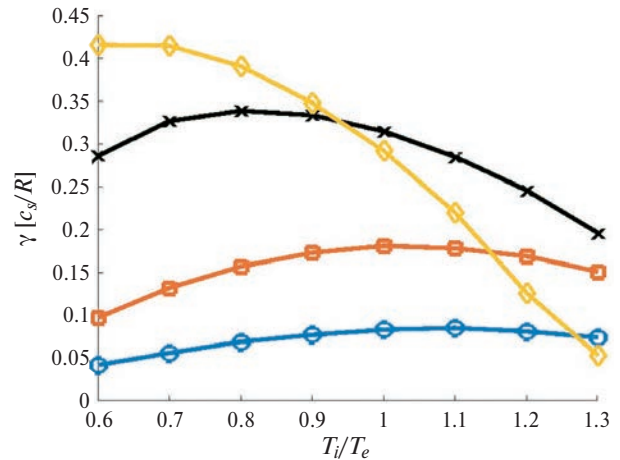


Рис. 12. Нормированные инкременты в зависимости от отношения температур T_e/T_i , рассчитанные с помощью кода GENE для разряда T-10 #71568 с моделью четырехкомпонентной плазмы при $k_y \rho_s = 0.15$ (кружки), $k_y \rho_s = 0.20$ (квадраты), $k_y \rho_s = 0.30$ (крестики), $k_y \rho_s = 0.40$ (ромбы).

$k_y \rho_s = 0.15$ (кружки), $k_y \rho_s = 0.20$ (квадраты), $k_y \rho_s = 0.30$ (крестики), $k_y \rho_s = 0.40$ (ромбы), показана на рис. 12. Для параметров разряда T-10#71568 инкремент роста имеет максимумы, зависящие от волнового числа моды. Эта зависимость отличается от монотонного характера зависимости $\gamma(T_e/T_i)$, полученной для разряда JET#66404 в работе [9]. Причины такого отличия необходимо найти в дальнейших исследованиях.

Результаты gyrokinetic расчетов основных свойств мод ITG и TEM для омического разряда T-10#71568 с помощью кода GENE в линейном приближении подтверждают основные зависимости инкрементов роста и частот мод от волновых чисел и ряда входных параметров — градиентов плотности, температуры эффективного заряда плазмы, которые были найдены для аналогичных разрядов на токамаках DIII-D, ASDEX, JET, Tore Supra. Таким образом, выполнена проверка и сравнение результатов работы кода GENE в линейном приближении с учетом экспериментальных параметров токамака T-10.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ГИРОКИНЕТИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ В ПЛАЗМЕ РАЗРЯДА T-10#71568, ПОЛУЧЕННЫЕ С ПОМОЩЬЮ КОДА GENE В НЕЛИНЕЙНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

В продолжительных по времени нелинейных расчетах кода GENE используется большое число

мод Фурье N_y , учитываются несколько собственных мод, амплитуда которых меняется во времени. Тепловые аномальные потоки электронов и ионов вычисляются с помощью усреднения по времени и пространству нелинейной эволюции соответствующих моментов возмущенной функции распределения.

Максимальное значение суммарных тепловых потоков для разряда T-10#71568 можно оценить из произведения полного тока плазмы $I_{pl} = 0.25$ MA на напряжение на обходе при $Z_{eff} = 1.0$, $U_{pl} = 1.0$ V, в результате получим $P_{max} = I_{pl} * U_{pl} = 250$ кВт. Однако первоначальные нелинейные расчеты кода GENE без учета примесей ($Z_{eff} = 1.0$) с номинальным нормированным градиентом электронной плотности $R/L_n = 5.2$, градиентами ионной и электронной температур $R/L_{Ti} = 6.8$ и $R/L_{Te} = 8.9$ дали очень большие оценки тепловых потоков электронов и ионов, $\langle Q_e \rangle V' = 600$ кВт, $\langle Q_i \rangle V' = 500$ кВт [29]. Здесь в выражении для усредненного по времени и пространству скоростей теплового потока $\langle Q \rangle = \langle \int d^3v \frac{1}{2mv^2} f_1 V_D \rangle$ функция f_1 является возмущенной частью функции распределения частицы массы m , V_D — дрейфовая скорость, $V' = 8.9$ м² — площадь поверхности плазмы токамака T-10 со средним радиусом $r = 0.15$ м. Завышенные тепловые потоки в результате gyrokinetic расчетов с номинальными градиентами температур и плотностей были также получены в расчетах с помощью кода GENE для разрядов

токамаков Tore-Supra #48102 [7] и ASDEX Upgrade #33585 [8].

Приведем результаты нелинейных расчетов кода GENE для разряда T10#71568 для случая упрощенной модели плазмы, в которой заряд ионов приравняется эффективному заряду плазмы Z_{eff} . Аналогичные подходы использовались в расчетах для токамака ASDEX Upgrade [8], где также учитывались столкновения с помощью линеаризованного оператора Ландау-Больцмана и конечное значение параметра β . Учет примесей из условия квазинейтральности (8) позволяет определить значение нормированного ионного градиента плотности $R/L_{ni} = 4.5$, и такой же градиент электронной плотности $R/L_{ne} = 4.5 = R/L_{ni} = R/L_n$. Это значение на 13% меньше номинального электронного градиента, равного $R/L_{ne} = 5.2$, и находится в пределах экспериментальных ошибок измерения электронной плотности для токамака T-10.

Влияние входных градиентов температуры ионов и электронов на тепловые потоки в случае двухкомпонентной модели плазмы T10#71568 с зарядом ионов $Z_i = Z_{eff} = 1.80$, рассчитанное в нелинейном приближении с помощью кода GENE, показано на рис. 13 и 14. На рис. 13 видно, что тепловой поток ионов $\langle Q_i \rangle V'$ (кресты) линейно зависит от градиента температуры ионов. Минимальный электронный тепловой поток $\langle Q_e \rangle V' = 100$ кВт получен для градиента ионной температуры, равного $R/L_{Ti} = 6.4$ (на 6% меньше

значения номинального градиента $R/L_{Ti} = 6.8$) и для градиента электронной температуры, равного $R/L_{Te} = 7.2$ (на 19% меньше значения номинального градиента $R/L_{Te} = 8.9$). На рис. 14 видна монотонная зависимость электронных тепловых потоков $\langle Q_e \rangle V'$, рассчитанная с помощью кода GENE, от градиентов электронной температуры в диапазоне $R/L_{Te} = [7.0 \ 8.0]$ с использованием входного параметра $R/L_{Ti} = 6.4$. При этом ионный тепловой поток почти постоянен и равен $\langle Q_i \rangle V' = 40$ кВт.

Характерная нелинейная эволюция нормированных тепловых потоков электронов (кружки) и ионов (крестики) для разряда T10#71568, рассчитанная с помощью кода GENE с использованием двухкомпонентной модели, показана на рис. 15. Нормировка теплового потока с использованием обозначений кода GENE $c_{ref} = (T_{ref}/m_{ref})^{0.5}$, $p_{ref} = n_{ref} T_{ref}$, $\rho_{ref}^* = c_{ref} / \Omega_{ref} / L_{ref}$ равна $Q_{gb} = c_{ref} p_{ref} (\rho_{ref}^*)^2 = 0.64$ кВт/м², входные градиенты $-R/L_n = 4.5$, $R/L_{Ti} = 6.2$, $R/L_{Te} = 7.2$. В этом расчете используется пятимерная сетка $N_x \times N_y \times N_z \times N_{||} \times N_\mu = 128 \times 24 \times 32 \times 16 \times 8$, 128 процессоров в течение 20 часов, усредненное по времени решения для нормированных тепловых потоков ионов и электронов равны соответственно и электронов $\langle Q_i \rangle / Q_{gb} = 5.5 \pm 0.2$, $\langle Q_e \rangle / Q_{gb} = 20.2 \pm 1$.

Для дальнейшей проверки результатов расчетов проведем более точные и более длительные (почти

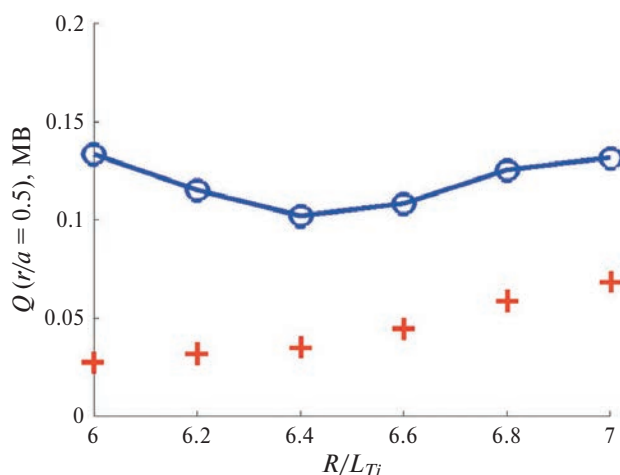


Рис. 13. Электронный (кружки) и ионный (крестики) тепловые потоки $\langle Q \rangle V'$, на среднем радиусе плазмы, $r/a = 0.50$ в зависимости от нормированного градиента ионной температуры R/L_{Ti} , рассчитанные с помощью кода GENE для двухкомпонентной модели плазмы разряда T-10#71568 при $R/L_{Te} = 7.2$, $R/L_{ni} = R/L_{ne} = 4.5$.

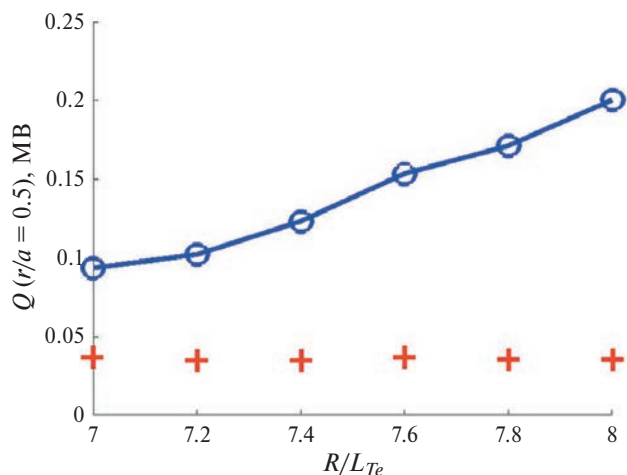


Рис. 14. Электронный (кружки) и ионный (крестики) тепловые потоки $\langle Q \rangle V'$, на среднем радиусе плазмы, $r/a = 0.50$, в зависимости от нормированного градиента электронной температуры R/L_{Te} , рассчитанные с помощью кода GENE для двухкомпонентной плазмы разряда T10#71568 в нелинейном приближении при $R/L_{Ti} = 6.4$, $R/L_{ne} = R/L_{ni} = 4.5$.

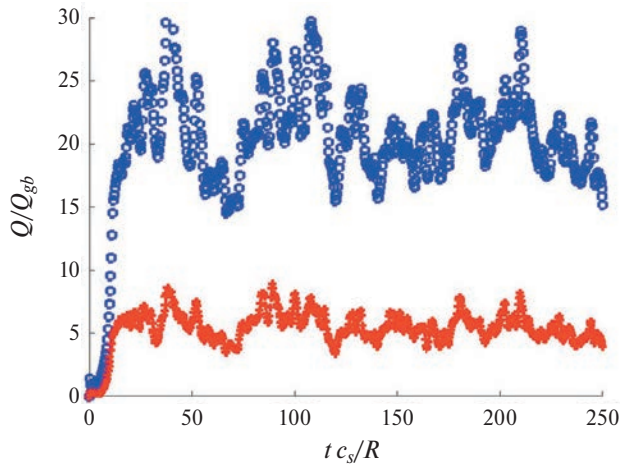


Рис. 15. Нелинейная эволюция тепловых потоков электронов (кружки) и ионов (крестики), рассчитанная с помощью кода GENE для двухкомпонентной плазмы разряда Т-10#71568 на среднем радиусе плазмы $r/a = 0.50$ при $R/L_n = 4.5$, $R/L_{Ti} = 6.4$, $R/L_{Te} = 7.2$.

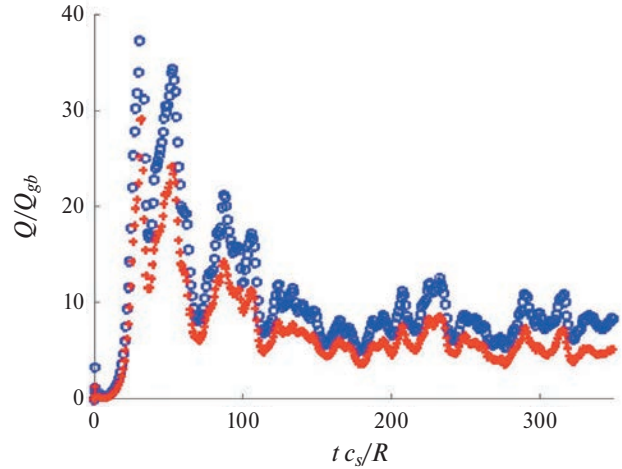


Рис. 16. Нелинейная эволюция тепловых потоков электронов (кружки) и ионов (крестики), рассчитанная с помощью кода GENE для четырехкомпонентной плазмы разряда Т10#71568 на среднем радиусе плазмы $r/a = 0.50$ при $R/L_n = 4.5$, $R/L_{Ti} = 5.8$, $R/L_{Te} = 7.5$.

в два раза) расчеты тепловых потоков с использованием четырехчастичной модели (электроны, дейтроны, ионы углерода и кислорода). В табл. 1 приведены несколько результатов нелинейных гирокинетических расчетов кода GENE в различными параметрами численной сетки по радиусу N_x , в направлении бинормали N_y , в направлении вдоль силовой линии N_z и по параллельной магнитному полю компоненте скорости $N_{v||}$. Расчеты выполнены с использованием эффективного заряда плазмы $Z_{eff} = 1.58$ и значением параметра $N_y = 8$. Результаты расчетов тепловых потоков в зависимости от времени для варианта с сеткой из последней строчки табл. 1 показаны на рис. 16.

На рис. 17 в качестве примера показано распределение флуктуаций нормированной электронной плотности $n/(n_0 \rho_s / R / 10^{19})$ в плоскости, перпендикулярной силовой линии для параметров

разряда Т-10#71568, вычисленное с помощью кода GENE. Размеры расчетной области составляли $L_x \times L_y = 117 \rho_s \times 96 \rho_s$, распределение представлено для конечного безразмерного момента времени расчета, равного $t c_s / R = 43$, размер гирорадиуса равен $\rho_s = 0.002$ м. Цветовая шкала размеров флуктуаций показана на рис. 17 справа. Максимум флуктуаций наблюдается в этот момент времени в точке с координатами $(x/\rho_s, y/\rho_s) = (15, -20)$, минимум — в точке с координатами $(x/\rho_s, y/\rho_s) = (-25, -5)$. Детальное сравнение полученных численных пространственных и временных распределений флуктуаций плотности и мощности с результатами измерений флуктуаций на сторонах токамака Т-10 с сильным и слабым магнитными полями с помощью корреляционной рефлектометрии [30] требует большой дополнительной работы, которую планируется провести в ближайшее время.

Таблица 1. Нелинейные тепловые потоки, рассчитанные с помощью кода GENE для разряда Т10#71568 с четырехкомпонентной моделью плазмы с использованием численной сетки с различными размерами $N_x, N_y, N_z, N_{v||}$.

$t c_s / R$	$\langle Q_i / Q_{gb} \rangle$	$\langle Q_e / Q_{gb} \rangle$	$\langle Q_i \rangle V'$, кВт	$\langle Q_e \rangle V'$, кВт	$N_x, N_y, N_z, N_{v }$
264	8.9	18.7	30	110	64, 32, 8, 16
390	9.3	12.5	50	70	128, 32, 16, 32
266	5.8	7.4	30	40	128, 32, 32, 32
360	7.3	10.6	40	60	128, 48, 16, 32

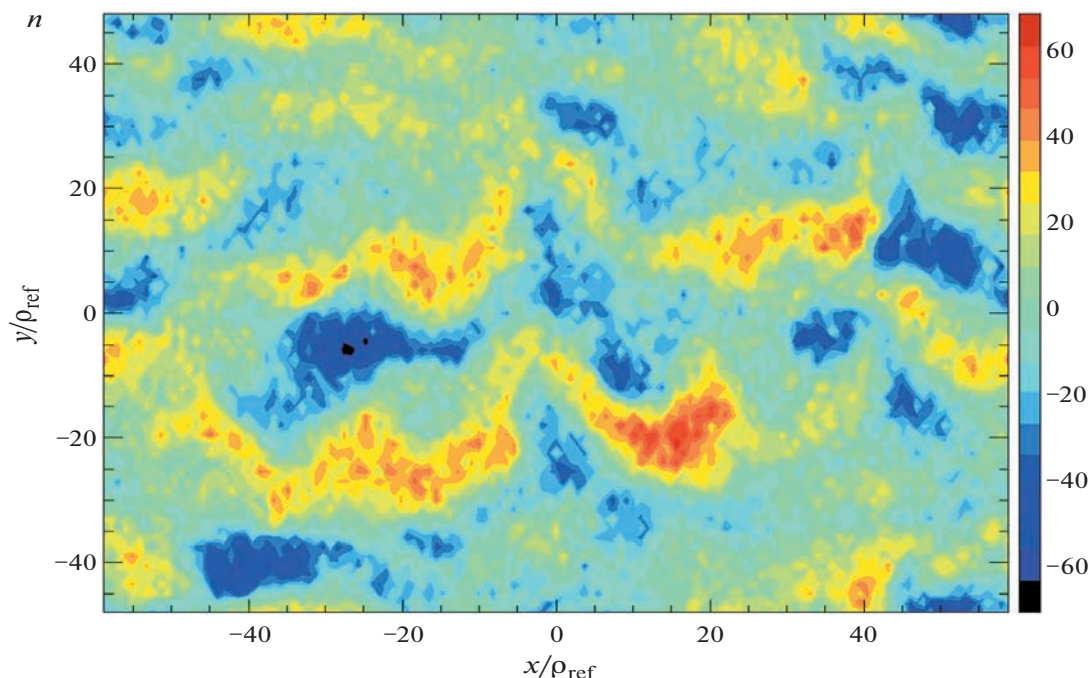


Рис. 17. Распределение флуктуаций нормированной плотности электронов в плоскости, перпендикулярной силовой линии, вычисленное с помощью кода GENE для разряда T-10#71568.

6. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ В ПЛАЗМЕ РАЗРЯДА T10#71568, ПОЛУЧЕННЫЕ С ПОМОЩЬЮ КОДА CONTRA-T

Альтернативным подходом для вычисления потоков тепла может быть моделирование нелинейной турбулентной конвекции плазмы и результирующих процессов переноса в центральной области плазмы токамака. Используемый для этих целей код CONTRA-T [31] основан на уравнениях адиабатически-редуцированной магнитной гидродинамики и ее полуэмпирическом приложении к токамакам [32]. CONTRA-T может использоваться как отдельная программа, так и в связке с системой кодов ASTRA-SPIDER. В этом случае в кодах ASTRA-SPIDER рассчитывается равновесие, геометрические форм-факторы и внешние объемные источники и стоки тепла и частиц, а код CONTRA-T моделирует эволюцию основных параметров плазмы (плотности, температуры и потенциала) и их флуктуаций. Код не моделирует распределений примесей, эффективный заряд и эффективная масса иона, а также различие между концентрациями ионов и электронов рассчитывались по входным данным из кода ASTRA. Расчет тороидальных гармоник флуктуаций для ускорения счета может распределяться на не-

сколько ядер с помощью технологии распараллеливания OpenMP.

Тепловые потоки оценим из соотношений баланса для тепловой энергии по аналогии с выражениями (1), (2). В качестве граничных условий для тепловых потоков предполагалось отсутствие потоков на магнитную ось и непрерывность потока из центральной области плазмы в SOL, при этом предполагается, что теплоемкость SOL мала, а основным механизмом потерь в этой области является классическая продольная теплопроводность $Q_{e,i}|_{\rho=a} \sim nT_{e,i}^{7/2}$. Как показано в [33], такие граничные условия хорошо описывают зависимость времени удержания энергии от вводимой мощности, представленную в скейлинге ITER-98(y, 2). Зависимости $\langle Q_e \rangle V'$ и $\langle Q_i \rangle V'$ для $Z_{eff} = 1.7$ на квазистационарной стадии расчета от радиуса приведены на рис. 18.

Следует отметить, что уравнение для тепловой энергии не является дивергентным (в дивергентной форме может быть записано уравнение для переноса полной энергии, включая кинетическую и магнитную), поскольку в системе присутствует работа сил давления (передача тепловой энергии в кинетическую энергию флуктуаций) и источник тепла, связанный с вязкостью (возвращает энергию из кинетической в тепловую). При этом ра-

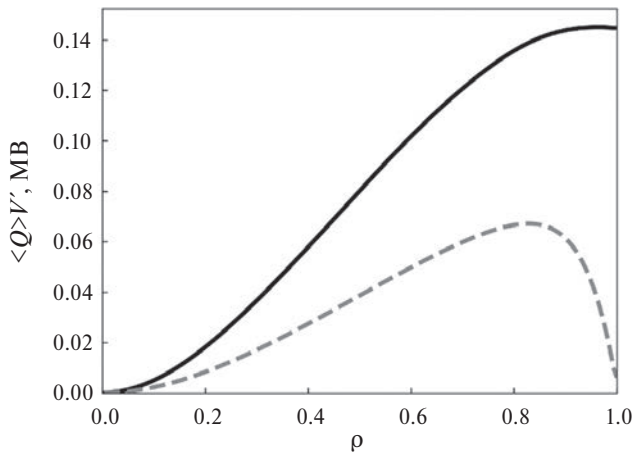


Рис. 18. Радиальные зависимости усредненных по времени потоков тепла в электронах (черная сплошная линия) и в ионах (серая пунктирная линия) для $Z_{eff} = 1.7$, полученная с помощью кода CONTRA-T.

бота сил давления отбирает тепловую энергию, как у электронов, так и у ионов, а вязкий источник тепла возвращает энергию в ионы, таким образом, добавляется еще один механизм передачи тепла от электронов к ионам. Эти источники, даже в квазистационарном состоянии, могут не совпадать локально (быть разнесены по времени и пространству, но взаимно компенсироваться при интегрировании по времени и объему). При относительно небольшой величине энергии, проходящей через систему (например, омический режим токамака T-10) общая мощность вязкого тепловыделения составляет порядка киловатта. В определения потоков эти источники входят через производную по времени, в результате при таком же суммарном тепловом потоке, тепловой поток в электронах получается чуть ниже, а в ионах — чуть выше, чем при оценке из баланса в модели кода ASTRA.

В отличие от кода GENE и модели с балансом источников для кода ASTRA, описанных в предыдущих разделах, профили температур электронов и ионов в коде CONTRA-T могут изменяться во времени. В проведенном моделировании сильного изменения профилей не происходило, в результате источники и обмен между электронами и ионами оставались примерно, такими же, как в модели ASTRA, что привело к хорошему согласию в результатах по тепловым потокам.

В качестве входных данных для моделирования использовались параметры разряда #71568: ток плазмы $I_{pl} = 0.25$ МА, среднехордовая плотность

$\langle n_e \rangle = 1.7 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, тороидальное магнитное поле $B_T = 2.5$ Тл. Профили плотностей примесей (углерода и кислорода) выбирались аналогично моделированию кодом ASTRA, описанном в предыдущих разделах. Начальные профили температур электронов выбирались по центральным значениям $T_e = 1.3$ кэВ, $T_i = 0.65$ кэВ. Моделирование проводилось на 150 узлах радиальной сетки с 42 тороидальными гармониками флуктуаций. Шаг по времени составлял 20 нс.

На рис. 19 приведены эволюции тепловых потоков ионов и электронов на середине радиуса во времени, полученные в результате моделирования с помощью кода CONTRA-T для $Z_{eff} = 1.7$. Первые 20 мс происходит релаксация профилей и насыщение турбулентных флуктуаций, при этом часть энергии переходит из тепловой в кинетическую энергию флуктуаций. Затем система переходит в квазистационарное состояние и потоки колеблются около средних значений. Тепловой поток в электронах составляет 80 кВт, в ионах 40 кВт, что хорошо согласуется с результатами моделирования кодом ASTRA.

Зависимости тепловых потоков от эффективного заряда плазмы Z_{eff} для двухкомпонентной модели плазмы разряда T10#71568 показаны на рис. 20. Получено хорошее соответствие (с учетом ошибок измерений и точности гирокинетических расчетов) между результатами кода ASTRA, описанными в разд. 3, и нелинейными гирокинетическими расчетами кода GENE. Значения ионного теплового потока, найденные с помощью

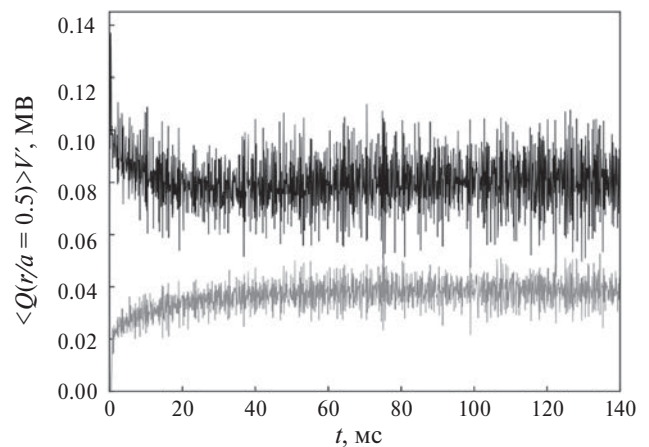


Рис. 19. Временные эволюции тепловых потоков электронов (черная кривая) и ионов (серая кривая), полученная с помощью кода CONTRA-T для среднего радиуса плазмы при $Z_{eff} = 1.7$.

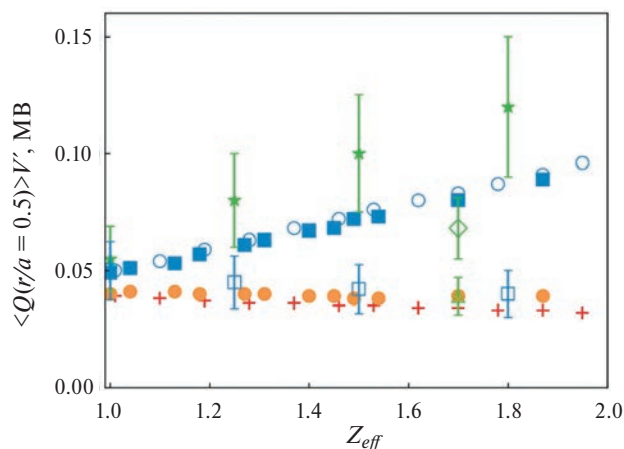


Рис. 20. Тепловые потоки в зависимости от эффективного заряда плазмы Z_{eff} , рассчитанные для разряда T10#71568 с помощью кода ASTRA (без вспомогательного модуля STRAHL) для электронов (полые кружки), ионов (крестики), с помощью гирокинетического кода GENE с использованием двухкомпонентной модели для электронов (звездочки) и для ионов (полые квадраты) на среднем радиусе плазмы при $R/L_n = 4.5$, $R/L_T = 6.4$, $R/L_{Te} = 7.2$. Тепловые потоки, полученные с помощью кода ASTRA/STRAHL из рис. 3а на среднем радиусе плазмы $r/a = 0.5$ показаны ромбами для электронов и треугольниками для ионов. Тепловые потоки, полученные с помощью кода CONTRA-T на среднем радиусе плазмы $r/a = 0.5$ показаны сплошными квадратами для электронов и сплошными кружками для ионов.

кода ASTRA (крестики), хорошо совпадают с результатами расчетов кода GENE (квадраты). Ионный тепловой поток слабо зависит от эффективного заряда и приближенно равен $\langle Q_i \rangle V' = 40\text{--}50$ кВт. Электронный тепловой поток имеет заметную линейную зависимость, полученную как в аналитических оценках (раздел 3), так и численно с помощью кодов ASTRA и GENE. С учетом примесей ионов углерода и кислорода, при эффективном заряде плазмы $Z_{eff} = 1.80$ в разряде T10#71568, коды ASTRA и GENE дают близкие друг к другу результаты электронного теплового потока, равного на среднем радиусе $r/a = 0.5$, $\langle Q_e \rangle V' \approx 100$ кВт в пределах ошибки 20%.

На рис. 20 кружками обозначены значения электронного теплового потока, крестиками — значения ионного теплового потока, рассчитанные с помощью GENE в нелинейном приближении с использованием четырехчастичной модели для разряда T10#71568 с эффективным зарядом плазмы $Z_{eff} = 1.6$. Значение нормировки — теплового потока гиробомы равно

$Q_{gb} = 0.64$ кВт/м², использовались градиенты плотности и температур, равные $R/L_n = 4.5$, $R/L_T = 5.8$, $R/L_{Te} = 7.5$. Расчет с численной сеткой $N_x \times N_y \times N_z \times N_{\parallel} \times N_{\mu} = 128 \times 48 \times 16 \times 32 \times 8$ выполнен на Курчатовском суперкомпьютере с 512 процессорами Intel Xeon E5-2620v2 в течение 12 часов в выделенной очереди. Усредненные по времени решения для нормированных тепловых потоков ионов и электронов равны $\langle Q_i \rangle / Q_{gb} = 7.3 \pm 1.0$, $\langle Q_e \rangle / Q_{gb} = 10.6 \pm 1.4$, что соответствует значениям на среднем радиусе плазмы $\langle Q_i \rangle V' = 40 \pm 10$ кВт, $\langle Q_e \rangle V' = 60 \pm 10$ кВт. Значения ионного теплового потока при использовании четырехчастичной модели плазмы почти не изменилось по сравнению со значением, полученным из двухкомпонентной модели. Значения электронного теплового потока при использовании четырехчастичной модели немного ниже, чем в расчетах с двухкомпонентной модели и хорошо совпадают с численными результатами кода ASTRA со значениями $Q_e^{PB} = 70 \pm 10$ кВт и $Q_i^{PB} = 40 \pm 8$ кВт. Тепловые потоки, полученные с помощью кода CONTRA-T на среднем радиусе плазмы $r/a = 0.5$ показаны темными квадратами для электронов и темными кружками для ионов.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые для параметров разряда токамака T10#71568 с учетом примесей плазмы проведено сравнение тепловых потоков, полученных с помощью аналитических приближений, численно с учетом баланса мощности (код ASTRA), с помощью гирокинетического кода GENE и с помощью турбулентного транспортного кода CONTRAT. Получена монотонная зависимость электронного теплового потока от эффективного заряда плазмы, $Q_e \sim (Z_{eff})^{0.8}$. Ионный тепловой поток слабо зависит от эффективного заряда.

Гирокинетические расчеты в линейном приближении, впервые выполненные с помощью кода GENE для типичных параметров экспериментов в омическом режиме токамака Т-10, подтвердили характерные зависимости инкрементов роста, частот от волновых чисел мод ITG/TEM и от градиентов плотности и температуры. Аналогичные зависимости были получены ранее для параметров токамаков DIII-D, Tore-Supra, ASDEX-Upgrade, JET. Расчеты с использованием модели плазмы с учетом четырех компонент плазмы (примеси углерода и кислорода) дают похожие зависимости, как и расчеты с исполь-

зованием двухкомпонентной модели плазмы, в которой заряд иона равен эффективному заряду плазмы Z_{eff} .

С помощью giroкинетических расчетов кода GENE в нелинейном приближении найдена монотонная зависимость электронных и ионных тепловых потоков от эффективного заряда двухкомпонентной плазмы. Тестовый расчет с эффективным зарядом $Z_{eff} = 1.0$, номинальным нормированным градиентом электронной плотности $R/L_n = 5.2$, номинальными градиентами ионной и электронной температур $R/L_{Ti} = 6.8$ и $R/L_{Te} = 8.9$ дал завышенную оценку тепловых потоков $\langle Q_e \rangle V' = 600$ кВт, $\langle Q_i \rangle V' = 500$ кВт. Аналогичные превышения тепловых потоков с номинальными градиентами описаны в расчетах для токамаков ASDEX Upgrade и Tore-Supra [7, 8].

Хорошее совпадение результатов численных расчетов тепловых потоков $\langle Q_i \rangle V' \approx 40$ кВт, $\langle Q_e \rangle V' \approx 100$ кВт для среднего радиуса плазмы $r/a = 0.5$ с помощью giroкинетического кода GENE для двухкомпонентной плазмы с использованием уменьшенных в пределах ошибки измерения в 20% градиентов плотности и температуры $R/L_n = 4.5$, $R/L_{Ti} = 6.4$, $R/L_{Te} = 7.2$ и с помощью кода ASTRA (без включения модуля STRANL).

При расчетах с дополнительным модулем AS-TRA/STRANL, учитывающем радиационные потери на примесях, а также процессы перезарядки, величины тепловых потоков электронов и ионов на среднем радиусе плазмы составили $Q_e^{PB} = 70 \pm 10$ кВт и $Q_i^{PB} = 40 \pm 8$ кВт. Радиационные потери и процессы перезарядки не учитывались в giroкинетических расчетах кода GENE. При использовании четырехкомпонентной модели плазмы и градиентов плотности и температур $R/L_n = 4.5$, $R/L_{Ti} = 5.8$, $R/L_{Te} = 7.5$ величины тепловых потоков, вычисленных с помощью giroкинетического кода GENE, составили $\langle Q_i \rangle V' = 40 \pm 10$ кВт, $\langle Q_e \rangle V' = 60 \pm 10$ кВт, что совпадает с результатами кода ASTRA. Giroкинетические нелинейные расчеты кода GENE с использованием четырехкомпонентной модели плазмы требуют большого числа процессоров в течение многих часов. Число процессоров, длительность расчета и его точность по-прежнему ограничены конечными вычислительными ресурсами.

Более длительные и точные giroкинетические вычисления с помощью кода GENE в ближайшем будущем для новых токамаков (например, для

недавно запущенного токамака T-15MD) будут использовать численную сетку с большими числами интервалов, более точное представление равновесия, расчеты для полного радиуса плазмы. Пока что можно предположить, что уровень аномальных ITG/ТЕМ-потоков для основного сценария токамака T-15MD будет относительно низким вследствие малых значения градиентов плотности и температуры плазмы $R/L_n \approx 0.3$, $R/L_{Ti} \approx 4.0$ [34].

Детальное сравнение полученных численных пространственных и временных распределений флуктуаций плотности и мощности с результатами измерений флуктуаций на сторонах плазмы токамака T-10 с сильным и слабым магнитными полями, найденных с помощью корреляционной рефлектометрии, требует большой дополнительной работы, которую планируется провести в ближайшее время. Планируются также дополнительные расчеты и анализ эффективных аномальных коэффициентов теплопроводности и диффузии, имеющих большой практический интерес.

Авторы благодарны Проф. Ф. Дженко, группам поддержки кода GENE и экспериментаторам токамака T-10, коллегам С. Брюннеру, Т. Герлеру, М.Р. Нургалиеву, М.Д. Пушелю, А.Б. Теслюку, С.А. Бобкову. Использовались вычислительные ресурсы Федерального вычислительного центра моделирования и обработки данных НИЦ “Курчатовского института” <http://ckp.nrcki.ru>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hinton F.L. and Hazeltine R.D. // Review of Modern Physics. 1976. V. 48. No. 2, P. 239.
2. Yushmanov P.N., Takizuka T., Riedel K.S., Kardaun O.J., Cordey J.G., Kaye S.M. and Post D.E. // Nucl. Fusion. 1990. V. 30, No. 10. P. 1999.
3. Vershkov V.A., Sarychev D.V., Notkin G.E., Shelukhin D.A., Buldakov M.A., Dnestrovskij Yu.N., Grashin S.A., Kirneva N.A., Krupin V.A., Klyuchnikov L.A., Melnikov A.V., Neudatchin S.V., Nurgaliyev M.R., Pavlov Yu.D., Savruchkin P.V. and T-10 team. // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. P. 102017.
4. Dimits A.M., Bateman G., Beer M.A., Cohen B.I., Dorland W., Hammett G.W., Kim C., Kinsey J.E., Kotschenreuther M., Kritz A.H., Lao L.L., Mandrekas J., Nevins W.M., Parker S.E., Redd A.J., Shumaker D.E., Sydora R., and Weiland J. // Physics of Plasmas. 2000. V. 7. P. 969.
5. Jenko F., Dorland W. and Kotschenreuther M. // Physics of Plasmas. 2000. N. 7. P. 1904.

6. *Lapillone X., Brunner S., Dannert T., Jolliet S., Matinoni A., Villard L., Goerler T., Jenko F., and Merz F.* // *Physics of Plasmas*. 2009. V. 16. P. 032308.
7. *Citrin J., Arnichand H., Bernardo J., Bourdelle C., Garbet X., Jenko F., Hacquin S., Pueschel M.J., and Sabot R.* // *Plasma Phys. Cont. Fusion*. 2017. V. 59. P. 064010.
8. *Creely A.J., Goerler T., Conway G.D., Freethy S.J., Howard N.T., Schneider P.A., White A.E., Willensdorfer M. and The ASDEX Upgrade Team.* // *Nucl. Fusion*. 2018. V. 58. P. 126001.
9. *Citrin J., Jenko F., Mantica P., Toss D., Bourdelle C., Dumont R., Garcia J., Haverkort J.W., Hogeweij G.M.D., Johnson T., Puschel M.J. and JET-EFDA contributors.* // *Nucl. Fusion*. 2014. V. 54. P. 023008.
10. *Klyuchnikov L.A., Krupin V.A., Nurgaliev M.R., Korobov K.V., Nemets A.R., Dnestrovskiy A.Yu., Tugarinov S.N., Serov S.V., Naumenko N.N.* // *Rev. Sci. Instrum.* 2016. V. 87. P. 053506.
11. *Pereverzev G.V., Yushmanov P.N.* Preprint IPP. 2002. 5/98.
12. *Vershkov V.A., Buldakov M.A., Subbotin G.F., Shelukhin D.A., Melnikov A.V., Eliseev L.G., Kharchev N.K., Khabanov P.O., Drabinskiy M.A., Sergeev D.S., Myalton T.B., Trukhin V.M., Gorshkov A.V., Belbas I.S., Asadulin G.M.* // *Nucl. Fusion*. 2019. V. 59. P. 066021.
13. *Nurgaliev M.R., Krupin V.A., Klyuchnikov L.A., Nemets A.R., Zemtsov I.A., Dnestrovskiy A.Yu., Borschegovskiy A.A., Kislov A.Ya., Sarychev D.V., Solovov N.A., Trukhin V.M., Pimenov I., Sergeev D.S., Myalton T.B., Tugarinov S.N., Naumenko N.N.* // *Proc. 46th EPS Conference on Plasma Physics, Milan, Italy, P5.1078, July 2019.*
14. *Krupin V.A., Nurgaliev M.R., Nemets A.R., Zemtsov I.A., Khabanov P. O., Drabinskiy M.A., Lysenko S.E., Melnikov A.V., Myalton T.B., Sergeev D.S., Solovov N.A., Sarychev D.V., Ryjakov D.V., Tugarinov S.N., Naumenko N.N.* // *Phys. Plasmas*. 2022. V. 29. P. 062508.
15. *Houlberg W.A., Shaing K.C., Hirshman S.P., Zarnstorff M.C.* // *Phys. Plasmas*. 1997. V. 4. P. 3230.
16. *Krupin V.A., Klyuchnikov L.A., Nurgaliev M.R., Nemets A.R., Zemtsov I.A., Dnestrovskiy A.Yu., Grashin S.A., Kislov A.Ya., Myalton T.B., Sarychev D.V., Sergeev D.S., Solovov N.A. and Trukhin V.M.* // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2020. V. 62. P. 025019.
17. *Hirshman S.P., Hawryluk R.J. and Birge B.* // *Nucl. Fusion*. 1977. V. 17. P. 611.
18. *Dux R.* / Preprint IPP. 2006. 10/30.
19. *Spitzer L., Harm R.* // *Phys. Review*. 1953. V. 89. No. 5, P. 977.
20. *Sauter O., Angioni C. and Lin-Liu Y. R.* // *Physics of Plasmas*. 1999. V. 6. P. 2834.
21. *Hey J. D., Lie Y. T., Rusbüldt D., Hintz E.* // *Contributions to Plasma Physics*. 1994. V. 34. No. 6. P. 725.
22. *Брагинский С.И.* Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат. 1963. Вып. 1. С. 183.
23. *Huba J.D.* *NRL Plasma Formulary*. 2011. <http://wwwppd.nrl.navy.mil/nrlformulary>.
24. <http://genecode.org>
25. <http://computing.kiae.ru>
26. *Balay S., Buschelman K., Eijlhout V., Gropp W.D., Kaushik D., Knepley M.G., McInnes L.C., Smith B.F. and Honh Zhang.* // *PETSc User Manual*, 2004. ANL-95/11 – Rev.2.1.5.
27. *Miller R.L., Chu M.S., Greene J.M., Lin-Liu Y.R., Waltz R.E.* // *Phys. of Plasmas*, 1998. V. 5. P. 973.
28. *Peeters A.G., Angioni C., Apostoliceanu M., Jenko F., Ryter F.* // *Phys. Of Plasmas*. 2005. V. 12. P. 022505.
29. *Isaev M.Y., Anuaruly O., Brunner S., Goerler T., Nurgaliev M.R., Puschel M.J., Smirnov D.V., Teslyuk A.B.* // *Proc. XLIX Zvenigorod International Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, Zvenigorod, Russia, 20.3.2022.* P. 20.
30. *Vershkov V.A., Buldakov M.A., Subbotin G.F., Shelukhin D.A., Melnikov A.V., Eliseev L.G., Kharchev N.K., Khabanov P.O., Drabinskiy M.A., Sergeev D.S., Myalton T.B., Trukhin V.M., Gorshkov A.V., Belbas I.S. and Asadulin G.M.* // *Nucl. Fusion*. 2019. V. 59. P. 066021.
31. *Пастухов В.П., Смирнов Д.В., Чудин Н.В.* // *Физика плазмы*. 2023. Т. 49. № 7. С. 609.
32. *Pastukhov V. P., Chudin N.V., Smirnov D.V.* // *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2011, **53**, 054015.
33. *Пастухов В.П., Курнева Н.А., Смирнов Д.В.* // *Физика плазмы* 2019. Т. 45. № 12. С. 1072.
34. *Isaev M.Y., Leonov V.M., Medvedev S.Y.* // *Fusion Science and Technol.* 2019. V. 75. P. 218.

GYROKINETIC CALCULATIONS OF HEAT FLUXES IN THE T-10 TOKAMAK OHMIC DISCHARGE

M. Yu. Isaev^{a,*}, O. Anuaruly^b, A. Yu. Kuyanov^a, and D. V. Smirnov^a

^a*National Research Centre “Kurchatov Institute,” Moscow, 123098 Russia*

^b*Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, 050040 Republic of Kazakhstan*

**e-mail: isaev_my@nrcki.ru*

The results of the first gyrokinetic calculations of anomalous heat fluxes in the T-10 tokamak plasma obtained for typical conditions of a discharge No. 71568 with ohmic heating are presented. The calculations have been performed at the Kurchatov Institute Supercomputer Center. The experimentally measured electron density and temperature profiles, ion temperature profiles with a large gradient leading to the so-called ion temperature gradient (ITG) turbulence, and also the profiles of carbon and oxygen impurity densities measured using the charge exchange recombination spectroscopy (CXRS) active diagnostics are used as input data. The “experimental” electron and ion heat fluxes are estimated from the heat balance condition using the ASTRA transport code. The analytical dependence of heat fluxes on the effective plasma charge is presented. Gyrokinetic calculations of anomalous electron and ion heat fluxes are performed for the T-10 tokamak for the first time. The well-known gyrokinetic GENE code is used in the so-called linear and nonlinear approximation with fixed density and temperature gradients taking into account the influence of carbon and oxygen impurities. A linear dependence of heat fluxes on the effective plasma charge is found, and the sensitivity of the results to input parameter errors is investigated. The results of gyrokinetic calculations for the T-10 tokamak are compared with the results obtained for facilities with similar input parameters. A comparison is made of gyrokinetic calculations of heat fluxes performed using the GENE code with the results of calculations by the CONTRA-T code, intended for the self-consistent simulation of low-frequency turbulence and transport processes in tokamaks with a large aspect ratio. Good agreement obtained in the work between the results of transport calculations using the ASTRA, GENE, and CONTRA-T codes based on various transport models for the ohmic discharge of the T-10 tokamak with a circular cross section, provides grounds for the further simulation of transport processes in plasma with additional heating and a more complex cross section shape of the plasma column.

Keywords: tokamak, anomalous transport theory, gyrokinetic calculations

УДК 533.9.01

ДИФфуЗИОННО-КОНВЕКТИВНАЯ МОДЕЛЬ ПЕРЕНОСА ПРИМЕСЕЙ В КВАЗИСТАЦИОНАРНОЙ ПЛАЗМЕ: КРИТИКА И АЛЬТЕРНАТИВА

© 2024 г. В. А. Шурыгин^{а, *}

^аНИИ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

^{*}*e-mail*: Shurygin_VA@nrcki.ru

Поступила в редакцию 12.02.2024 г.

После доработки 20.06.2024 г.

Принята к публикации 25.06.2024 г.

В исследованиях переноса примесей в квазистационарной горячей плазме исходное кинетическое уравнение и диффузионно-конвективная модель переноса учитывают ионизацию и рекомбинацию как “источники и стоки” частиц. Из-за несовместного представления радиальной динамики и зарядовой кинетики примеси такой подход и получаемые результаты оказываются внесистемными. Основанием их системной критики служат представления теории случайных процессов, предложенные М.А. Леонтовичем в 1935 г. в качестве теоретической альтернативы газокинетическому уравнению. В этом случае зарядово-радиальный перенос примеси в квазистационарной плазме определяется как синкретичный векторный случайный марковский процесс переноса зарядовых состояний. Его связность (эргодичность) в двумерной марковской системе исключает из нее “источники и стоки” в принципе, а релаксационная сходимость направлена к формированию равновесных инвариантных профилей плотности. Равновесие примеси и профили плотности задаются системой инвариантных функций, обеспечивающих анализ любых типов профилей плотности, наблюдаемых в экспериментах. Моделирование радиальных профилей примесей гелия, бора и углерода позволяет найти варианты их трансформации от накопления в центре до концентрации вблизи края плазмы, коэффициенты переноса и систематическую связь с параметрами плазмы.

Ключевые слова: токамак, стелларатор, перенос примесей, диффузия, конвекция, зарядовая кинетика, перенос зарядовых состояний, случайный марковский процесс, эргодичность, инвариантное равновесие

DOI: 10.31857/S0367292124080024, EDN: OBFTJB

1. ВВЕДЕНИЕ

Примеси в плазме токамаков и стеллараторов во всем разнообразии экспериментов оказываются одновременно и неизбежны, и необходимы, поэтому их вполне можно было бы считать одной из системообразующих компонент плазмы. Исследования поведения примесей широко представлены и в проблематике, и в практике термоядерных исследований. Но для реакторной плазмы ключевыми нерешенными проблемами остаются перенос примесей, их стационарные распределения и контроль радиальных профилей плотности.

О фундаментальности проблемы переноса примесей, как и о недостаточности ее понимания,

исследователи пишут с самого начала работ по управляемому термоядерному синтезу (УТС). Критика используемых подходов, связывает практически все стороны исследований от экспериментов и их моделирования до теорий.

Между тем понимание переноса примеси в плазме существенным образом зависит от того, как в описании представлены две основные группы процессов, включенные в перенос: *динамика частиц* и изменения их заряда вследствие ионизационно-рекомбинационных (ИР) процессов или, иначе, *зарядовая кинетика* примеси. Дело в том, что исходным и неявным предположением о природе переноса примесей в плазме и, по сути, стихийно сложившимся определением оказывается его отождествление с пе-

реносом частиц, начиная с известного обзора С.И. Брагинского [1]. То обстоятельство, что движение заряженных частиц сопровождается статистически независимыми случайными изменениями их заряда вследствие реакций ионизации и рекомбинации, совместными с переносом частиц в пространстве, явно недооценивается. Выражается это в том, что никаких различий между ключевыми понятиями переноса примесей и переноса частиц обычно не проводится.

Следствием отождествления оказывается установленная иерархия отмеченных процессов как в системе описания, так и в понимании природы переноса, поскольку в этом случае ведущими процессами *a priori* оказываются механизмы переноса частиц. Тем самым исследования переноса ограничиваются поисками соответствий экспериментам только таких механизмов (или их комбинаций). Определение роли и места ИР-процессов в стандартном описании в качестве внутренних “источников и стоков” частиц в одномерных (1D) уравнениях также ограничено, дополняя предопределение природы переноса.

Действительно, в многочисленных работах, посвященных переносу примесей, с небольшими вариациями используется известная система уравнений для плотностей n_k совокупности ($k = 0, 1, \dots, Z$) зарядовых состояний (ЗС) частиц:

$$\frac{\partial n_k(r, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}(r \cdot \Gamma_k(r, t)) = Q_k(r, t), \quad (1)$$

где $\Gamma_k = -D \partial n_k / \partial r + V n_k$, D и V – коэффициенты диффузии и конвекции, член справа – $Q_k(r, t)$ – интерпретируется как “источники и стоки” частиц, описывающие влияние ионизационно-рекомбинационных (ИР) процессов на перенос в виде комбинации:

$$Q_k \equiv R_{k+1} n_{k+1} - (S_k + R_k) n_k + S_{k-1} n_{k-1}, \quad (2)$$

где S_k и R_k – полные (суммарные по процессам) скорости ионизации и рекомбинации соответственно. Систему линейных уравнений (1) и (2), применяемую в исследованиях переноса в качестве основания большинства известных расчетных кодов, принято считать одномерной (1D) моделью переноса (см. например, один из первых обзоров [2]). Мы будем далее называть ее стандартной диффузионно-конвективной моделью (СДКМ).

Анализ потоков частиц примесей до сих пор считался основной задачей СДКМ, так как ее решение позволило бы установить связи между параметрами плазмы и коэффициентами D и V ,

предсказываемыми в теориях переноса. Однако, постепенное совершенствование техники и точности измерений все более выявляет качественный разрыв предполагаемых связей между экспериментами и теорией. И уже в последних работах можно прочесть, например, что “недавние попытки измерить коэффициенты переноса примесей в токамаке Alcator C-Mod с использованием стандартных подходов не дали удовлетворительных результатов” [3]. Детальный анализ поведения примесей на токамаке ASDEX Upgrade приходит, в частности, и к тому, что “в настоящее время моделирование не в состоянии описать экспериментальные наблюдения. Нельзя сделать прямого вывода о том, какой транспортный механизм ответственен за расхождение между экспериментальными наблюдениями и предсказаниями моделирования, что мотивирует дальнейшую теоретическую и модельную работу по этой теме с использованием этих экспериментальных данных” [4].

Базу данных подобных исследований, полученных и опубликованных за несколько последних десятилетий, представляют сотни профилей плотности более двух десятков примесей от гелия до вольфрама вместе с профилями параметров плазмы и вычисленных коэффициентов D и V . Тем не менее, примеров их моделирования, то есть систематического воспроизведения профилей плотности, а тем более, целостной картины их трансформации в работах практически нет, тогда как соответствия анализируемых механизмов переноса измерениям остаются локальными (по сечению) и крайне фрагментарными.

Как следствие, СДКМ и сложившийся на его основе стандартный подход к исследованию примесей оказываются объектами критики сразу с нескольких направлений. Во-первых, следует отметить критику несоответствий СДКМ наблюдениям, подобную приведенной выше. Во-вторых, это работы, где фактически признаваемый провал стандартных попыток моделирования переноса, в частности, на установках ASDEX Upgrade [4], Alcator C-Mod [3, 5], DIII-D [6] сопровождается попытками исправить ситуацию в рамках Байесовского подхода, используя статистический алгоритм MCMC (Markov chain Monte Carlo) [7]. В-третьих, критика СДКМ неизбежно направлена к системным основаниям – кинетическому уравнению Больцмана, в частности, к критике их общей концепции “источников и стоков”, намечен-

ной в обзоре С. И. Брагинского [1] и в явном виде представленной в теории неоклассического переноса [8].

Наконец, последовательная детальная критика стандартной модели сопровождается разработку ее физической альтернативы: теории переноса ЗС-примесей [9–11].

Прежде всего, следует обратить внимание на вполне очевидные качественные соотношения и нерешенные проблемы стандартного описания переноса: из того факта, что число частиц и число ЗС-примеси совпадают, вовсе не следует, что их движения (переносы) в плазме также совпадают. Ясно, что из-за ИР-процессов, перенос ЗС и перенос частиц далеко не одно и то же. Более того, учитывая случайный характер элементарных процессов в общем зарядово-радиальном вероятностном пространстве, необходимо заметить, что отделить динамику частиц от кинетики ЗС в описаниях так, как это произвольно делается в уравнениях линейной системы (1–2), невозможно в принципе.

С другой стороны, возможность частиц примеси оказаться принципиально в любом зарядово-радиальном состоянии означает вероятностную *связность* всех ЗС в единую 2D-систему и представляет ее эргодическое свойство в качестве случайного марковского процесса. Анализ такой 2D-системы ЗС и ее свойств позволяют, в частности, раскрыть в этой системе нелинейные связи динамики и кинетики ЗС примеси [9, 10].

Таким образом, основанием теории переноса ЗС служат идеи и понятия теории случайных марковских процессов, связывая отмеченные направления критики, обеспечивая и анализ СДКМ, и наиболее полно раскрывая обнаруженные “фатальные недостатки” стандартной модели [11]. Последние группируются, как будет показано ниже, вокруг того обстоятельства, что в СДКМ радиальная динамика и зарядовая кинетика примеси входят аддитивно (линейно) как *несовместные* элементарные процессы.

Известно, что физические свойства смешанной (векторной) случайной связанной (эргодической) марковской системы (а в нашем случае, в частности, зарядово-радиальной системы ЗС-примеси) исключают в принципе в своем описании любые “источники и стоки” (см. например, [7]). С другой стороны, идея “источников и стоков” является системообразующей и для СДКМ, и исходного для нее кинетического уравнения Бо-

льцмана. Решение противоречия предлагает, на наш взгляд, системная критика последнего, которую можно обнаружить в работе М.А. Леонтовича “Основные уравнения кинетической теории газов с точки зрения теории случайных процессов” [12], выполненной задолго до термоядерных исследований в 1935 г., но, к сожалению, оставшейся за рамками работ по УТС.

Предлагаемая теоретическая альтернатива — переход к марковскому анализу поведения систем дискретных состояний частиц и, в частности, систем ЗС примесей в плазме: “Схемой, на основе которой может быть построена теория, свободная от указанных недостатков, является представление, что процессы в системе (газе) следует рассматривать как случайные процессы, происходящие по схеме цепи Маркова (схема с вероятностями переходов)” [12].

Таким образом, идеи теории случайных марковских процессов востребованы, с одной стороны, как инструменты критического анализа внесистемных свойств, неявных предположений и терминологических недоразумений СДКМ, а с другой — как перспектива разработки физической альтернативы, представленной в данной работе.

Предлагаемая работа имеет обзорный характер. Во второй части кратко рассмотрены наиболее важные, на наш взгляд, результаты и интерпретации, появившиеся в рамках СДКМ. В третьей части дается критический анализ оснований СДКМ. В четвертой предлагается аппарат необходимых понятий теории случайных марковских процессов. В пятой части представлен теоретический анализ системы зарядово-радиального равновесия и переноса примеси, приведены результаты моделирования трансформации наблюдаемых в экспериментах профилей плотности легких примесей, дополняющие работу [11].

2. ДИФФУЗИОННО-КОНВЕКТИВНЫЙ ПЕРЕНОС ПРИМЕСИ

Система уравнений (1–2) СДКМ появилась в начале 1970-х почти одновременно в нескольких работах, посвященных исследованию профилей плотности и радиальной диффузии легких примесей в плазме токамаков [13–16]. Но вначале появилась модель [13], представляющая специальный интерес, поскольку составлена из тех же 1D-уравнений, из которых позднее были скомбинированы уравнения (1–2) СДКМ. Во-первых,

в нее вошло уравнение непрерывности для полной плотности примеси — прямое следствие уравнений (1–2), получаемое их суммированием

$$\frac{\partial n_Z}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\Gamma_Z) = 0, \quad (3)$$

где $n_Z(r) = \sum_k n_k(r)$ и $\Gamma_Z = -D\partial n_Z / \partial r + Vn_Z$.

Во-вторых, — система уравнений, описывающих движение частиц по зарядам k в результате ИР-процессов в плазме, т.е. зарядовую кинетику примеси

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} = R_{k+1}n_{k+1} - (S_k + R_k)n_k + S_{k-1}n_{k-1}. \quad (4)$$

Вполне ясна исходная идея СДКМ: учесть на общих основаниях в одной системе обе группы процессов — как радиальный перенос, так и зарядовую кинетику, в частности, найти стационарный 1D радиальный перенос как суммарный баланс потоков в совокупности процессов. Для этого правая часть СДКМ — система $\{Q_k(r)\}$ — была заимствована из уравнений (4) в качестве “источников и стоков” для общего 1D анализа переноса частиц.

Однако, проблема такой теоретической интерпретации СДКМ, выстроенная на отмеченных неявных предположениях, до сих пор не получила последовательного решения. В частности, так и не была установлена прямая связь модели с кинетическим уравнением, а “источники и стоки”, введенные в уравнения и там, и там, остаются на исходном уровне предполагаемой связи модели с кинетическим уравнением [15]. В результате предсказываемые в теориях коэффициенты D и V до сих пор не позволяют, как отмечено выше, найти систематическое соответствие модельных профилей плотности измерениям.

2.1. Ионизационно-рекомбинационные процессы и СДКМ

Практически каждая экспериментальная установка, где ставились задачи исследования переноса примесей, использовала тот или иной вариант СДКМ в виде транспортных кодов таких, например, как MIST [17], STRAHL [18], SANCO [19], ITC [20], ZIMPUR [21].

Эмпирическим основанием критики СДКМ можно было бы считать многочисленные и в целом неудачные попытки моделирования наблюдаемых профилей плотности отдельных ЗС средних и тя-

желых примесей на ряде установок. Почти везде в той или иной форме делались выводы о низкой чувствительности СДКМ к D и V . Например, для Ar — в TEXTOR-94 [22] и ASDEX Upgrade [23], Cr — в TFTR [24], Fe — в PLT [25], Ni — в TFTR [24] и DIII-D [26], Ge — в TFTR [27], Mo — в PLT [28], W — в ASDEX Upgrade [29, 30] и T-10 [31].

Чем выше Z исследуемой примеси, тем заметнее становилось отсутствие связи между правой и левой частями модели (1) и тем ниже была чувствительность модели даже к аномальным (по отношению к предсказаниям неоклассической теории) значениям D и V . Но в случае тяжелых примесей, в частности для вольфрама, чувствительность к D и V вообще исчезает и никаких сведений о переносе тяжелых примесей СДКМ уже не дает. Иначе говоря, стандартное моделирование обнаружило расщепление системы (1) на два тривиальных баланса, общих с уравнениями (3) и (4): диффузионно-конвективного и зарядового (ионизационного). Позднее обойти эту проблему попытались измерения полной плотности $n_Z(r)$, используя анализ D и V в уравнении (3) — следствии СДКМ, в частности, для легких примесей, где “источники и стоки” не влияют на перенос частиц [32–34].

Между тем уже в начале 1980-х стандартная модель пришла в явное противоречие с экспериментами на токамаке TFR: “в пределах существующих неопределенностей в коэффициентах скорости ионизации и диэлектронной рекомбинации ионы тяжелых примесей находятся в ионизационном равновесии” [35]. Фактически это было открытием и свидетельством тривиальных балансов СДКМ в стационарном случае, того, что $Q_k(r) = 0$. Параметром, описывающим радиальные профили плотности примеси, находящейся в ионизационном равновесии (ionization equilibrium, IE), оказалось отношение ИР-скоростей [36], то есть инвариант зарядового распределения. Подобным образом исследования на токамаке Alcator C-Mod [37] пришли к тому, что “точный расчет ионизационного баланса имеет решающее значение для получения точной центральной концентрации молибдена”.

В конце 1970-х и начале 1980-х гг. в ряде работ было также обнаружено, что неопределенности скоростей автоионизации и перезарядки примеси на нейтральном водороде имеют критическое значение для определения D и V в рамках стандартной модели (см., например, [25]). В частности, пере-

зарядка примесей приводит к заметному сдвигу IE по заряду (см., например, [38–40]), тогда как влияния фото- и диэлектронной рекомбинации, а также радиального переноса оценивались как незначительные [41].

Казалось бы, эффект перезарядки необходимо было систематически учитывать в расчетах $\{Q_k(r)\}$, корректируя скорости $\{R_k\}$. Однако практически этим, как правило, пренебрегали. Причину неполного описания $\{Q_k(r)\}$, дискредитирующего расчеты СДКМ, раскрыл автор руководства к коду STRANL: "...при расчете ионизационного баланса CX-реакциями обычно пренебрегают. Основная причина этого заключается в том, что плотность нейтрального водорода и температура нейтралов T_n не так легко доступны, как n_e и T_e , но необходимы для расчета соответствующих скоростей CX-реакций." [42].

В частности, систематические измерения профилей плотности нейтрального водорода на JET не проводились, тогда как оценки относительной плотности нейтрального водорода $\xi_n = n_H / n_e$, определяющей скорости перезарядки, различались иногда на 2–3 порядка. Так, величины ξ_n в центре крупных токамаков, таких, например, как TFTR и JET, оценивались как пренебрежимо малые: для JET $\xi_n(0) \approx 5 \cdot 10^{-8}$ в центре, а вблизи края плазмы $\xi_n \approx 3 \cdot 10^{-6}$ (см. рис. 2б, в [43]). Но в целом изменения IE из-за переноса и перезарядки оценивались (например, для аргона в [43]) как сопоставимые, тогда как влияние переноса на IE считалось слабым. Однако для почти плоских профилей плотности интерпретация приходила к тому, что вблизи края плазмы $\xi_n \approx 10^{-4} - 10^{-3}$ [44].

Общая картина влияния перезарядки на оценки переноса вполне понятна: чем ниже были ее абсолютные скорости, тем значительнее оказывался дисбаланс в комбинации $Q_k(r)$, и тем более чувствительной к D и V становилась СДКМ. Поэтому данные, наиболее перспективные с точки зрения той или иной теоретической интерпретации переноса, оказывались связанными либо с занижением, либо с игнорированием эффектов перезарядки.

До сих пор рекомбинация через перезарядку на нейтральном водороде остается плохо учитываемым процессом, но при этом доминирующим в случае легких примесей. Перспективным разрешением затруднений мог бы быть отмеченный выше переход к упрощенной модели (3), где

должна была проявиться необходимая чувствительность к D и V , а с ней и определенность интерпретации переноса. Однако этого не произошло.

Вопреки исходным предположениям о природе переноса определяемые D и V не представляли потоки частиц [9–11], предсказываемые в теориях. Дело в том, что уже в СДКМ необходимо было учитывать тот факт, что зарядовая кинетика примеси представляет самостоятельный вид переноса [45, 46]. При ее вероятностном наложении на перенос частиц следовало рассматривать уже иной обобщенный смысл переноса примеси, как 2D-перенос 3С [47–49], а не частиц. Но количественно такая интерпретация, предложенная в рамках СДКМ, оставалась прочно связана с недостатками системы (1–2).

В исследованиях переноса продолжали использоваться ограниченные 1D представления, хотя и скомбинированные из разнообразия теоретических механизмов переноса и потоков только частиц, считая $\{Q_k(r)\}$ 1D-функцией числа частиц, концентрируясь на анализе потоков частиц даваемых D и V (см. например, [4, 50]).

Практически все попутно возникающие здесь серьезные физические проблемы: и открытие IE, и проблемы отношения его к переносу, и вопросы по скоростям ИР-процессов и, в частности, по перезарядке, и реальный вклад зарядовой кинетики исследователи предпочитали, как правило, игнорировать, ограничиваясь 1D-анализом D и V .

Тем не менее, идея IE широко используется как в расчетах радиационных потерь, так и в оценках полной плотности примеси по интенсивности рентгеновского излучения [51–56]. Более того, при анализе ИР-скоростей примеси вольфрама в плазме токамака ASDEX Upgrade [29, 57] пришлось вернуться к открытию IE на TFR: пренебрегая переносом частиц в левой части СДКМ, скорости рекомбинации уточнялись на основании предполагаемого IE-зарядового равновесия примеси. Заметим, что его теоретическое обоснование для квазистационарной плазмы [9] открывает широкие возможности прямого анализа ИР-скоростей примесей в плазме и сравнения их с базами теоретических данных.

2.2. Проблемы интерпретации в СДКМ

В стационарном случае в рамках СДКМ между системой (1–2) и ее следствием, уравнением (3), возникает следующее противоречие: две модели

и два подхода предлагают качественно различные интерпретации, — по сути два разных определения переноса для одних и тех же D и V . В первом случае для системы (1–2) дается интерпретация переноса и профилей $n_k(r)$ с учетом влияния ИР процессов на перенос, то есть для $Q_k(r) \neq 0$. Во втором — это только динамическая интерпретация переноса частиц в терминах D и V в уравнении (3), и тогда комбинации $\{Q_k(r)\}$ могут быть любыми и, в частности, $Q_k(r) = 0$. Стационарный профиль $n_Z(r)$ находится здесь из равновесия диффузии и конвекции в уравнении $\Gamma_Z(r) = 0$, откуда $\partial \ln n_Z / \partial r = Va / D$, где коэффициенты оказываются жестко связаны с этим уравнением, и через отношение между собой, но при этом для их нахождения оказываются необходимы нестационарные исследования. В зависимости от знака (направления) V и отношения V/D получаются два предельных случая: примесь должна накапливаться либо в центре плазменного шнура, либо на его краю. Оба варианта наблюдаются в экспериментах, поэтому поиски необходимых D и V и соответствующих им потоков частиц ведутся во всем разнообразии неоклассических и турбулентных механизмов переноса частиц в рамках уравнения (3).

Так как согласование интерпретаций двух моделей для стационарной плазмы достигается лишь при условии тривиальных балансов, то использование СДКМ оказывается этим полностью дискредитировано, означая, что соотношение динамики и кинетики ЗС на качественном уровне представлено в СДКМ неверно. В свою очередь динамическая интерпретация уравнения (3) в терминах D и V (следствия СДКМ) также не находит

последовательных теоретических объяснений для наблюдаемого разнообразия форм профилей $n_Z(r)$, в частности, из-за фиксированного V/D [6].

Более того, на токамаке ASDEX Upgrade было отмечено, что “расхождения, наблюдаемые между экспериментальными наблюдениями и предсказаниями турбулентной теории переноса, выходят за пределы ошибок и указывают на пропущенный элемент в понимании процессов переноса примесей” [4].

Если же принять во внимание перенос примеси через зарядовое пространство, то есть учитывать обобщенный смысл переноса примеси, как переноса ЗС [46–49], который не сводим к динамике частиц, то можно заметить, что практикуемое удвоение интерпретации переноса указывает на нерешенную проблему связи динамики и кинетики ЗС, в частности, на то, что D и V в описаниях $n_Z(r)$ проявляют иной физический смысл.

Попробуем обнаружить это физическое качество переноса, используя данные измерений профилей $n_Z(r)$. Обычно их не приводят вместе, фокусируя внимание на поиске различий форм из-за особенностей экспериментов, где они наблюдаются. Однако, равновесные профили разных примесей, наблюдаемые в разных экспериментах, связывают не различия, а, наоборот, их общие и вполне ясные *инвариантные свойства*.

На рис. 1 показаны три формы профилей плотности ряда примесей, наблюдаемые для разных типов и размеров установок, режимов удержания и нагрева при существенных различиях параметров плотностей и температур плазмы. Нетрудно заметить, что формирование профилей действительно может быть охарактеризовано как

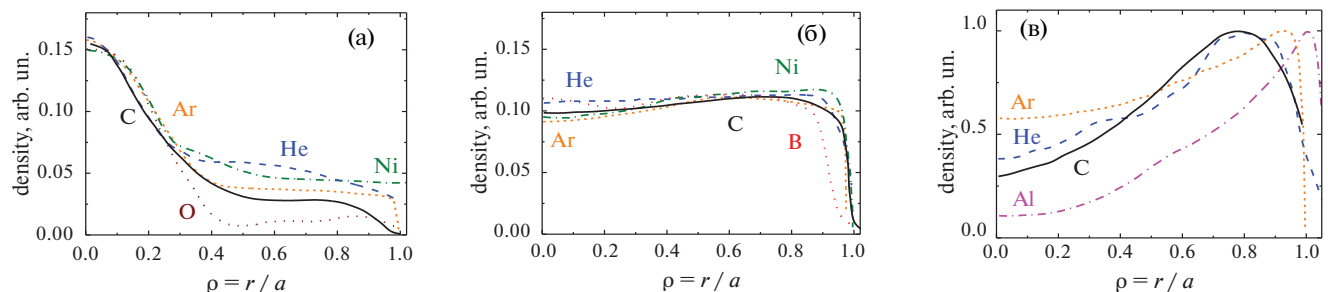


Рис. 1. Общие формы профилей плотности примесей, наблюдаемые в плазме токамаков и стеллараторов: (а) накопление примесей в центральной области; (б) почти плоские профили; (в) полые с накоплением примеси вблизи края. Данные на рисунках: (а) — He (пунктир) (DIII-D [58]), C (сплошная линия) и O (точки) (TEXT [59]), Ar (короткий пунктир JET #52136 [44]), Ni (точки-пунктир JET #74354 [56]); (б) — He (пунктир, DIII-D [58]), C (сплошная кривая DIII-D # 180520 [60]), B (точки, ASDEX Upgrade # 37112 [61]), Ar (короткий пунктир JET #53048 [44]), Ni (штрих-пунктир, JET #58149 [62]); (в) He (пунктир LHD, $t = 4.07$ с [63]), C (сплошная линия, L-mode ITB in LHD [34]), Al (штрих-пунктир, HL-2A, ECRH, $t = 601$ ms, [64]), Ar (мелкий пунктир, JET #52146 [65]).

инвариантное в отношении и Z примесей, и разнообразия типов исследуемой плазмы: ее параметров, методов нагрева и режимов удержания вопреки интерпретациям СДКМ [11].

На первый взгляд измерения профилей $n_Z(r)$, представленные на рис. 1, отвечают динамической интерпретации, предполагающей, что перенос примеси совпадает с переносом частиц, и исключает влияние зарядовой кинетики. Но такая интерпретация подходит только для легких примесей, тогда как для средних и тяжелых, как отмечено выше, установлена прямая связь профиля $n_Z(r)$ с отношениями ИР скоростей и зарядовым равновесием. В этих случаях динамическая интерпретация меняется на кинетическую (такую, где $Q_k(r) = 0$), также дискредитирующую как СДКМ, так и ее следствие (3), но уже с противоположной (по Z) стороны. Кроме того, и она не решает проблемы связи частей СДКМ, игнорируя ее и противореча исходной идее СДКМ.

Более того, было обнаружено также, что для одних и тех же условий в плазме накопление одних примесей в центре плазменного шнура не сопровождается накоплением других примесей [53, 66].

Таким образом, интерпретацию профилей, показанных на рис. 1, можно было бы считать наглядной иллюстрацией проблемы инвариантности переноса примесей, не замечаемую и не решаемую в СДКМ. Вопреки стандартным представлениям модели (3) разнообразие и инвариантность форм профилей $n_Z(r)$, обнаруженные в экспериментах, не могут быть определены в терминах переноса частиц, и это требует иного физического качества для коэффициентов D и V , — их инвариантности в описании также инвариантных $n_Z(r)$.

3. АНАЛИЗ И КРИТИКА СДКМ

Описанные выше проблемы отношений между двумя частями СДКМ в общей форме можно было бы рассматривать как физику системы ЗС примеси, включающей радиальную динамику (перенос частиц) и зарядовую кинетику в зарядово-радиальном, то есть в смешанном 2D-фазовом пространстве. Исходные физические представления относительно этих процессов и их связей в системе ЗС состоят в том, что, во-первых, они качественно различны, во-вторых, статистически независимы и, наконец, главное, они совместны, то есть накладываются — пересекаются — по всей плазме. Как показано далее, ни одно из них не

согласуются с СДКМ и не рассматривается в этих представлениях. Иначе говоря, физические свойства такой системы и есть “пропущенный элемент”, выпадающий из общепринятого анализа, не представленный ни в одной из стандартных интерпретаций.

3.1. Смешанные задачи

В уравнениях (1–2) представлено аддитивное (линейное) смешение качественно различных 1D-задач (3) и (4), поэтому их переменные трудно было бы разделить

$$n_k(r, t) = n_Z(r, t) \cdot f_k(r, t), \quad (5)$$

чтобы вернуться к исходной модели [13], где, напомним, первая задача — уравнение непрерывности (3) для $n_Z(r, t)$, а вторая — система уравнений для функции распределения примеси по ЗС $f_k(r, t)$. Известно, что в теории случайных процессов такая система уравнений описывает процессы “гибели и размножения” [67], а комбинация (2) строго выводится. Отсюда она и заимствована в СДКМ. Исключая из системы (4) переменную $n_Z(r, t)$, получаем систему уравнений для функции распределения примеси по ЗС

$$\frac{\partial f_k}{\partial t} = R_{k+1}f_{k+1} - (S_k + R_k)f_k + S_{k-1}f_{k-1}, \quad (6)$$

где правая часть представляет уже не “источники и стоки”, а матрицу-оператор из ИР-скоростей, использованную в уравнениях (1–2). Матричное уравнение (6) перепишем в виде

$$\frac{\partial \vec{f}}{\partial t} = K \cdot \vec{f}, \quad (7)$$

где K — трехдиагональная вещественная вырожденная матрица Якоби из скоростей ИР-процессов, представляющая случайные процессы переноса в зарядовом пространстве или, иначе, кинетику ЗС [45–47].

В самом деле, стационарная зарядовая кинетика примеси — это, прежде всего, 1D-случайный процесс в зарядовом фазовом пространстве. Как известно, стационарное решение системы (6) (т.е. матричного уравнения $K \cdot \vec{f} = 0$ из (7)) дается только отношениями скоростей ионизации и рекомбинации, $\{\alpha_k = S_k / R_{k+1}\}$ [46, 47], обнаруживая тем самым инвариантность зарядовых распределений разных примесей. Поэтому решение для $f_k(r, t)$ не зависит от количества частиц $n_Z(r, t)$. Иначе говоря, в стационарной плазме

зарядовая кинетика не может быть функцией числа частиц из “источников и стоков”.

Стационарное зарядовое 1D-распределение формируется в процессе сходимости случайного процесса зарядовой кинетики к инвариантному распределению, которое задано отношениями финальных скоростей матрицы K , то есть задано ее дискретной инвариантной функцией $\{\alpha_k\}$. Так как все 3С обладают свойством транзитивности, то есть существует ненулевая вероятность перехода частицы примеси в любое из $Z+1$ состояний, то это означает, что существующая в зарядовом вероятностном пространстве система 3С оказывается связной (эргодической) марковской системой и в этом качестве уже не имеет ни источников, ни стоков частиц-состояний.

Казалось бы, прямое заимствование матричной комбинации (2) в уравнения СДКМ и последующее смешение дискретного описания зарядовой кинетики с радиально-континуальным представлением динамики должно было бы иметь обоснование. Но за полвека модельной практики его не появилось, тогда как интерпретация $\{Q_k(r)\}$ ограничивалась концепцией “источников и стоков” в рамках только 1D-анализа.

Между тем, в практике СДКМ ситуация не могла оставаться в этих рамках: после дискретизации системы (1–2) вопреки исходному заявлению об одномерности модели на самом деле приходилось решать 2D-транспортную систему, признавая, что “разностная формулировка весьма схожа с формулировкой двумерного уравнения переноса” [68].

За терминологическими искажениями следовал ряд других формальных недостатков СДКМ — следствий смешения задач и произвольного заимствования 1D-матричной комбинации (2) для 2D-смешанной транспортной задачи. Рассмотрим их.

1. Прежде всего, вычисляемая в той или иной форме радиальная динамика частиц была качественно отлична от кинетики 3С: у них разные фазовые пространства, тогда как равновесие зарядово-радиальной (2D) системы представляется двумя отдельными балансами [9]. В частности, поэтому $Q_k(r) = 0$, что и было обнаружено в экспериментах [35–37]. Тем самым зависимость $\{Q_k(r)\}$ от $n_Z(r)$ как от внутренних “источников и стоков” оказалась неявным предположением СДКМ, лишенным системных оснований.

2. Строгий вывод заимствованной матричной комбинации $Q_k(r)$, относится только к 1D фазовому пространству 3С, так как основан на теореме суммирования вероятностей, где определяется 1D-система попарно-несовместных событий [67]. Для смешанного зарядово-радиального 2D-пространства СДКМ этот 1D-вывод, разумеется, уже не подходит. Поэтому заимствование $\{Q_k(r)\}$ в смешанное фазовое пространство формально ошибочно, так как изначально подразумевает использование 2D-системы попарно-несовместных событий.

3. Из-за наложения зарядовой кинетики на динамику частиц при корректном описании этих совместных процессов необходимо учитывать перекрестные члены дивергентного и матричного операторов в (1–2). Отсюда следует, что радиальная динамика и зарядовая кинетика представлены в СДКМ как несовместные 1D-процессы и, следовательно, их баланс вычисляется неверно.

4. Вопреки 1D-терминологии “источников и стоков” матрица K вместе с дивергентным оператором не может не определять вид общего решения системы (1–2) как матричного 2D-уравнения. Так для простых частных случаев можно найти аналитические решения системы (1–2) как 2D-матричного уравнения [48, 49], используя ее спектральное разложение: системы собственных векторов и собственных значений. В частности, корректные граничные условия даются этими системами собственных векторов и значений 2D-матричного уравнения (1–2), также вопреки терминологии “источников и стоков”.

5. Фазовая ячейка уравнения непрерывности (3) принципиально сжимаема, а равновесие в ней, — это равновесие между диффузией и конвекцией частиц. Напротив, фазовая ячейка уравнения (4) в дискретном фазовом пространстве 3С фиксирована (с относительным размером равным $1/Z$). Тем самым смешанная 2D-фазовая ячейка, которая отвечала бы зарядово-радиальному равновесию в уравнениях (1–2) СДКМ, должна иметь противоречивые свойства: она может иметь сколь угодно малый радиальный размер, но в стационаре должна уравнивать фиксированный поток из дискретного зарядового пространства. Такое возможно только в тривиальном случае, когда оба потока равны нулю. Более того, только такое условие восстанавливает изначально предполагаемую статистическую независимость качественно различных процессов, но тогда фазовая

ячейка системы (1–2) не может быть определена в принципе.

6. Матричные комбинации $Q_k(r)$ взяты в единственной точке по радиусу плазменного шнура r так, как если бы радиальное пространство было бы не континуальным, а также дискретным. Но в континуальном случае вероятности (и потоки) атомных ИР процессов при нулевом или сколь угодно малом (сколь угодно сжимаемом) радиальном интервале формально либо равны нулю, либо приближаются к нулю. Это приводит (после дискретизации) к системе попарно-совместных радиальных состояний, что противоречит упомянутому правилу расчета вероятностей. Более того, нетрудно установить, что предполагаемый баланс потоков после дискретизации не отвечает необходимому условию 2D-равновесия [9–11].

7. Следствием линейного смешивания радиальной динамики и зарядовой кинетики оказываются некорректные граничные условия системы СДКМ и неизбежно возникающие фиктивные потоки, обнаруженные при анализе [2, 49, 69]. В самом деле, типичным граничным условием, принимаемым в кодах по переносу [17–22], служит условие $n_Z(\rho = 1) = 0$ ($\rho = r/a$, a – малый радиус плазменного шнура). Нетрудно убедиться, что оно противоречит нормировке $\sum_k f_k(\rho = 1) = 1$, так как тогда $\sum_k n_k(\rho = 1) \neq 0$. Таким образом, корректных граничных условий для $n_k(r, t)$ в СДКМ не существует.

Очевидно, что решение последней проблемы дается разделением задач и переменных (5), когда в уравнении (1) вместо переменной $n_k(r, t)$ используется либо $n_Z(r, t)$ и получается уравнение (3), либо в уравнении (1) используется переменная $f_k(r, t)$ [48, 49].

В стационарном случае самосогласованный анализ динамики и кинетики ЗС показывает [9–11], что решение задачи (6) оказывается условием решения задачи (3), а не наоборот, так как из равновесия 2D-системы следует, что $n_Z(\rho) = n_Z[\{f_k(\rho)\}]$, что и было обнаружено экспериментальной работе [37], соответствующая цитата из которой приведена выше. Этим соотношением корректная постановка смешанной задачи для системы (1–2) оказывается исключена.

Между тем, физика отношения динамики и кинетики ЗС-примеси не сводится к анализу формальных недостатков стандартной модели. Поэтому далее необходимо рассмотреть общие свойства кинетического уравнения Больцмана, куда

согласно исходным предположениям и представлениям о переносе [1, 8] были введены “источники и стоки”.

3.2. Кинетическое уравнение: проблема “источников и стоков”

Согласно общепринятым представлениям (см. например, [1, 8, 15]), “источники и стоки” возникают в системе кинетических уравнений, и затем – в системе (1–2). Однако прямой связи кинетического уравнения Больцмана с СДКМ установлено до сих пор не было. Поэтому до сих пор эта связь остается только предположением, которое необходимо для согласования СДКМ с теориями переноса.

Обратим внимание на различные способы интерпретаций “источников и стоков” в обзоре С.И. Брагинского и в неоклассической теории [8]. Если в обзоре они связываются с интегралом столкновений и представлены как “скорость образования частиц a (k – в нашем случае. – В.Ш.) в единице объема” [1], то в неоклассической теории для них вводится дополнительный член справа в общепринятых уравнениях вида

$$\frac{\partial F_k}{\partial t} + \vec{V} \cdot \frac{\partial F_k}{\partial \vec{r}} + \frac{ke}{m_Z} \cdot \left(\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{V} \cdot \vec{B}] \right) \frac{\partial F_k}{\partial \vec{V}} = C_k + \Gamma_k \quad (8)$$

где m_Z и ke – масса и заряд частиц сорта k , $\vec{r}$ и $\vec{V}$ – векторы, отвечающие положению и скорости частиц, $F_k d\vec{r} d\vec{V}$ – число частиц в шестимерной фазовой ячейке, C_k – оператор кулоновских столкновений, Γ_k – предполагаемые “источники и стоки” частиц в k -ом ЗС, связанные с ИР процессами.

Переход к системе (12) СДКМ связан, как известно, с интегрированием уравнений (8) по скоростям. Но тогда в СДКМ возникает переменная $n_k = \int F_k d\vec{V}$ и происходит смешение задач, формально недопустимое и бесперспективное, как было показано выше.

Предполагаемая связь СДКМ и уравнений (8) должна, по-видимому, даваться следующим соотношением, определяющим “источники и стоки”:

$$\int \Gamma_k(r, \vec{V}) d\vec{V} = R_{k+1} n_{k+1} - (S_k + R_k) n_k + S_{k-1} n_{k-1} \quad (9)$$

Но в каком бы виде “источники и стоки” ни были введены в уравнения (1), (8) или (9) (в соответствии с исходной идеей СДКМ) вместе

с ними система частиц с дискретными ЗС *неявно* наделяется физическими свойствами процессов марковского типа, которые изначально в системе (8) не предполагались, не учитывались и не анализировались.

Другая проблема уравнений (8) связана с тем, что их интегрирование приводит к исчезновению силы Лоренца и магнитного поля из уравнений СДКМ: “Поскольку сила Лоренца не совершает никакой работы над частицами, уравнения моментов для двух четных моментов скорости низшего порядка, плотности и давления, явно не зависят от напряженности магнитного поля. Таким образом, ограничивающее магнитное поле влияет на эволюцию этих термодинамических переменных только неявно, через связь с нечетными конвективными потоками частиц” [8]. В результате сомнительное предположение (9) остается единственным явным представлением физических особенностей поведения примесей в плазме и в уравнениях (8), и в СДКМ. Если его отсюда убрать, а для этого, как мы можем предположить, есть серьезные основания, и просто ограничиться уравнением непрерывности (3), то в этом случае оказывается, что перенос примеси, отождествляемый с переносом частиц, будет представлен так же, как и в известном газокинетическом уравнении Больцмана (см., например, [12]).

Нетрудно заметить, что описание переноса в уравнении (8) вместе с соотношением (9) оказывается неявным следствием 1D газокинетической аналогии, где добавленные “источники и стоки” специфики плазменной задачи не учитывают, оставаясь в общих рамках газокинетической интерпретации переноса примеси как переноса частиц.

Между тем задолго до начала термоядерных исследований поводом для системной критики газокинетического уравнения Больцмана стал анализ поведения соответствующей системы частиц с дискретными состояниями, предложенный М.А. Леонтовичем [12]: “структура этой теории несомненно является очень несовершенной”, — отмечает автор, анализируя статистическое описание систем частиц-состояний в моно- и бимолекулярных процессах в газах. Вероятности $F_k d\vec{r}d\vec{V}$ “приходится приписывать значение некоторого статистического среднего (математического ожидания) от числа частиц в объеме ($d\vec{r}d\vec{V}$ в [8]. — В.И.) фазового μ -пространства, — и только тогда могут быть поняты

необратимый характер уравнения (1) (т.е. уравнения Больцмана. — В.И.) и вытекающие отсюда следствия. Однако в рамках самой теории смысл этого “математического ожидания” остается весьма нечетким, поскольку не рассматриваются вероятности, при помощи которых эти математические ожидания образованы”.

Из этой критики газокинетического уравнения для систем частиц с дискретными (в том числе и зарядовыми) состояниями в газе и в плазме следует необходимость вероятностного описания и, прежде всего, последовательное решение проблемы описания фазовой ячейки — “весьма нечеткой” шестимерной величины $F_k d\vec{r}d\vec{V}$, куда не включены вероятности случайных процессов. Учет случайного характера элементарных процессов и изменений k (в случае плазмы) связан с предлагаемым включением их в описание функции распределения, переопределением фазовой ячейки и исключением “источников и стоков”. Действительно, в противоположном случае в выражениях, получаемых в рамках анализа как неоклассического (см. например, [52, 70]), так и турбулентного (см. например, [70]) переноса, приходится использовать произвольную величину k заряда ионов. Именно ей, в частности, “приходится приписывать значение статистического среднего”, то есть $\langle k \rangle = \sum k \tilde{F}_k$, но, очевидно, без определения самой дискретной функции распределения $\{\tilde{F}_k\}$ примеси по ЗС. Неопределенность возникает, например, там, где появляются частоты столкновений частиц, пропорциональные k^2 , то есть квадрату произвольного заряда.

Переход к понятиям теории случайных марковских процессов как подход, “свободный от указанных недостатков”, определяет зарядово-радиальный перенос примесей в плазме как случайный смешанный (векторный) марковский процесс. Только тогда проблема “источников и стоков” получает наконец свое решение. Дело в том, что в случайных марковских процессах из-за связности состояний в единую систему (эргодические свойства), “источники и стоки” в ней невозможны (см. например, [7]). Ясно, что уравнения (8) с дополнительным членом Γ_k вида (9) не отвечают свойству связности (эргодичности) марковской системы дискретных ЗС примесей, но именно в этом и проявляется специфика поведения примесей в плазме.

Если в газах дискретные состояния частиц (атомов и молекул) описываются как внутренние

при помощи набора квантовых чисел, а равновесие и континуальные пространственные распределения и распределения по состояниям отвечают принципу детального равновесия и определены оператором парных столкновений молекул [71], то в горячей плазме вследствие смешанных случайных процессов возникают качественно иные системы случайных дискретных ЗС-частиц. В зарядово-радиальном вероятностном пространстве плазмы с внешними дискретными зарядовыми распределениями их описание включает практически все компоненты плазмы: электроны, ионы и нейтральные частицы, дополняясь спонтанными радиационными переходами из-за автоионизации или радиационной рекомбинации. Многокомпонентное нелинейное взаимодействие плазмы с дискретной системой ЗС не сводится уже ни к больцмановскому интегралу парных столкновений, как в случае кинетики в газах, ни к добавлению “источников и стоков”.

4. ВЕРОЯТНОСТНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ПЕРЕНОСА ПРИМЕСЕЙ

В самом общем виде поведение примесей в плазме определяется не только двумя группами известных процессов: атомных (А) реакций ионизации и рекомбинации и процессов переноса частиц (Т), но и системой нелинейных связей, неизбежно возникающей между ними. Структура и иерархия связей динамики и зарядовой кинетики примеси, — это следствие их качественного различия, статистической независимости и необходимой совместности в общем вероятностном пространстве, которых, как показано выше, нет ни в СДКМ, ни в кинетическом уравнении (8).

Введенное понятие переноса ЗС позволяет обратить внимание на ключевой для вероятностного описания факт, замеченный, в частности, в спектроскопии примесей [72, 73]: принципиально невозможно по эмиссии ЗС частицы установить, как возникло ЗС излучающей частицы, в результате ионизации, рекомбинации или после перемещения частицы с данным ЗС из другой области плазмы. Вероятностный характер переноса ЗС служит объяснением принципиальной неразличимости или, иначе, синкретизма потоков частиц и потоков их ЗС в смешанных процессах переноса [9, 11, 48, 49]. Но *вероятностный синкретизм* переноса ЗС есть следствие и проявление марковского свойства переноса: цепочки событий прошлого не представлены в будущем

в отличие от настоящего состояния системы [7]. Марковские цепочки, смешивающие группы случайных совместных элементарных событий, образуют общее связанное зарядово-радиальное вероятностное пространство с общей алгеброй событий.

4.1. Алгебра элементарных событий переноса

Пространство элементарных событий и соответствующая ему алгебра событий групп А и Т, их пересечение представлены по всей плазме. Так как события А и Т статистически независимы, совместны и пересекаются везде в плазме, то они оказываются принципиально неразличимыми: в описаниях они не могут быть отделены друг от друга и сведены к описанию только одного из них или даны аддитивно (как в СДКМ). Вероятность $H(A + T)$, представленная в плазменных экспериментах через эмиссию примесей, может быть выражена следующими формулами:

$$\begin{cases} H(A) + H(T) = 0 \\ H(A + T) = H(A) \cdot H(T) \end{cases} \quad (10)$$

где первое соотношение отражает специфику переноса: в плазме не может быть областей, изолированных от вероятностного наложения атомных реакций на перенос частиц, а второе уравнение — следствие такого повсеместного пересечения, и в уравнениях переноса ЗС выражается произведениями соответствующих вероятностей, указывая на *нелинейность* переноса примесей вопреки линейной 1D-интерпретации систем (1) и (8).

Следствием неразличимости динамики и кинетики ЗС оказывается распространение дискретности зарядовой кинетики на вероятностное пространство событий. Вероятностный синкретизм групп и их пересечение (10) приводят к тому, что такие свойства зарядовой кинетики как дискретность и связность (эргодичность) распространяются на поведение всей зарядово-радиальной системы ЗС, то есть на перенос примеси в целом.

Таким образом, перенос примеси необходимо рассматривать как единый синкретичный дискретный процесс зарядово-радиального переноса ЗС. Перенос частиц — часть переноса ЗС, не отделимая от него, но связанная с формированием равновесия [9, 11].

Уравнения (1–2) СДКМ не содержат произведений вероятностей и не учитывают алгебры со-

бытий (10) и их пересечения в плазме. Следовательно, вероятности, отвечающие описанию СДКМ, связаны противоположными соотношениями

$$\begin{cases} H(A) \cdot H(T) = 0 \\ H(A + T) = H(A) + H(T) \end{cases} \quad (11)$$

где события групп А и Т представлены как *несовместные*, соответствуя линейному 1D описанию, предлагаемому и в СДКМ, и в исходном кинетическом уравнении (8).

Соотношения (10) и (11) позволяют различить имеющиеся подходы к исследованию переноса и альтернативные варианты иерархии групп А и Т в системе, как два способа интерпретации ее поведения или, иначе говоря, два альтернативных определения переноса примеси [11]. Первое определение — общепринятое отождествление переноса примеси с переносом частиц и, как следствие, представление о том, что в системах (1) и (8) ведущими являются процессы переноса частиц из группы Т, то есть столкновительные: классический и неоклассический, а также бесстолкновительные: турбулентный и микротурбулентный, включая их всевозможные полуэмпирические комбинации или даже предполагаемую нелинейную связь между ними [70]. Второе — определение переноса примеси как переноса ЗС — случайного смешанного (векторного) марковского процесса, где ведущими и определяющими зарядово-радиальные распределения плотности примеси в горячей квазистационарной плазме, оказываются процессы зарядовой кинетики группы А [11].

4.2. Стационарный смешанный (векторный) случайный процесс

Зарядово-радиальный или, в общем случае, случайный векторный марковский процесс задается [7, 74] векторной случайной переменной $\vec{x}(t) = \{k(t), \rho(t)\}$, связывающей радиальную динамику, $\rho(t)$, и зарядовую кинетику, $k(t)$. Однородная (стационарная) марковская цепь определяется соотношением условных вероятностей

$$P(\vec{x}^{(t+1)} | \vec{x}^{(0)}, \dots, \vec{x}^{(t)}) = P(\vec{x}^{(t+1)} | \vec{x}^{(t)}), \quad (12)$$

где влияние состояний $\vec{x}^{(0)}, \dots, \vec{x}^{(t)}$ на распределение, определяемое переменной $\vec{x}^{(t+1)}$ в момент $(t+1)$, зависит только от распределения $\vec{x}^{(t)}$, но в принципе не зависит от синкретичной преды-

стории перехода в него, которая не различает процессы $k(t)$ и $\rho(t)$. Условная вероятность перехода между любыми двумя последовательными состояниями $\vec{x}$ и $\vec{x}'$ также синкретична и задается переходной вероятностью $T(\vec{x}', \vec{x}) = P(\vec{x}' | \vec{x})$. Так как существует ненулевая вероятность перехода из любого состояния системы в любое другое во всей области определения $\vec{x}(k, \rho)$ процесса — области равновесия в плазме, как следствие, возникает связность (эргодичность) всех ЗС в 2D-систему. Принципиальным следствием эргодичности системы ЗС-примесей в стационарной плазме является отсутствие источников и стоков во всей зарядово-радиальной системе ЗС. Здесь все зарядово-радиальные состояния системы являются транзитивными и относятся к общему классу. Кроме того, эргодичность предполагает и аperiодичность процесса: отсутствие замкнутых в циклах и захваченных групп ЗС.

Таким образом, теоретическая интерпретация связей между динамикой и кинетикой ЗС как векторной системы случайных событий дает исчерпывающее решение проблемы “источников и стоков”: их в системе нет. Марковское свойство связности радиальной динамики и зарядовой кинетики в вероятностном пространстве и есть “пропущенный элемент” понимания переноса примеси в квазистационарной плазме.

По общему правилу для однородной (равновесной и стационарной) цепи Маркова обязательно существует эргодический предел — распределение $\hat{P}(\vec{x})$, к которому независимо от начального $P^{(0)}(\vec{x})$ сходится временная эволюция процесса $P^{(t)}(\vec{x}) \rightarrow \hat{P}(\vec{x})$ при $t \rightarrow \infty$. Ненулевая вероятность перехода стационарного (однородного) процесса в любое из случайных состояний помимо системной связности переноса имеет следствием сходимости процесса к инвариантному пределу — квазистационарному распределению плотности примеси по сечению плазмы. Возникающее вследствие сходимости равновесное инвариантное распределение определяется переходными вероятностями в виде [7]

$$\begin{aligned} \sum_{\vec{x}'} T(\vec{x}, \vec{x}') \cdot \hat{P}(\vec{x}') &= \sum_{\vec{x}'} T(\vec{x}', \vec{x}) \cdot \hat{P}(\vec{x}) = \\ &= \hat{P}(\vec{x}) \sum_{\vec{x}'} P(\vec{x}' | \vec{x}) = \hat{P}(\vec{x}), \end{aligned} \quad (13)$$

где первое равенство — использование формулы Байеса для соответствующих условных вероятностей. В любых меняющихся условиях в плазме

инвариантное распределение будет изменяться соответственно, но в качестве релаксационного предела случайного векторного процесса оно существует в любой момент времени.

4.3. Критика 1D байесовского подхода

Применения Байесовского подхода и алгоритма MCMC к исследованиям примесей в плазме токамаков Alcator C-Mod [3, 5, 75] и DIII-D [6, 60] объединяет общее признание провала стандартной методики анализа переноса. И эти выводы находятся в согласии с цитированными выше обобщениями, сделанными также и на токамаке ASDEX Upgrade [4]. Именно *марковские свойства* зарядово-радиального переноса примесей должны были бы предполагаться и анализироваться прежде всего при использовании алгоритма MCMC (см. например, [7]). Но, к сожалению, они не востребованы ни в интерпретациях, ни при анализе.

Объединяющим эти работы положением является утверждение о некорректно поставленной задаче СДКМ. Для нахождения корректной модели переноса и коэффициентов D и V предлагаемый подход использует статистический алгоритм MCMC [7]. Наряду с обычным набором профилей полной плотности и параметров плазмы сюда включаются данные спектроскопии, профили потоков, данные нестационарного анализа: время удержания, время подъема плотности после инжекции в плазму пеллет [5].

Следствием статистического охвата большого и разнообразного количества данных как стационарных, так и нестационарных условий эксперимента оказываются огромные затраты времени анализа. Так 1 секунда их оценки кодом STRANL для методики MCMC сопоставляется с тем, что “для 400 цепочек, пяти температур и 30 000 итераций для сходимости генерация выборок апостериорного распределения требует около семи wall-clock дней на 32-ядерном кластере” [6].

Между тем внесистемные физические представления о переносе связаны и в этом случае со стандартной постановкой задачи и отождествлением переноса примеси с переносом только частиц. Поэтому недостатки этого подхода, по сути, остаются качественно теми же, что и в СДКМ. Однако для успешного использования алгоритма — нахождения D и V , отвечающих наблюдаемым профилям — необходимо предварительно убедиться, “что уравнение модели

включает физически точные представления о системе” [7]. Но, к сожалению, вместе с СДКМ этот подход игнорирует эти представления, — вероятностную природу, сложную структуру и свойства переноса примеси как случайного смешанного марковского процесса. Прежде всего, такие, как двойственность переноса, синкретичность и связность в единой системе, релаксационную сходимость, формирование инвариантных распределений и др. Иначе говоря, правомерность использования MCMC в рамках стандартной интерпретации переноса изначально можно поставить под сомнение, тем более сходимость корректирующего процесса здесь не гарантируется. Как следствие, на практике возникают преграды сходимости итерационной процедуры, поэтому оказывается необходимым поиск дополнительных критериев статистического анализа [5].

В итоге существенным недостатком использования байесовского подхода и алгоритма MCMC, остающегося в общих рамках СДКМ, следует считать игнорирование теоретических оснований изначально марковского подхода к исследованию переноса. Поэтому ни статистический подход, ни коррекция 1D-модели никак не решают проблем системы нелинейных связей радиальной динамики и зарядовой кинетики.

5. ЗАРЯДОВО-РАДИАЛЬНОЕ РАВНОВЕСИЕ И ПЕРЕНОС ЗС

Ключевым физическим свойством зарядово-радиального переноса примесей в плазме можно было бы считать его связность — эргодичность переноса ЗС как случайного марковского процесса. Связанным (эргодическим) оказывается зарядово-радиальный перенос в целом, а следствием — релаксационная сходимость к инвариантному равновесному пределу (равновесию вообще системы ЗС вообще), то есть к инвариантным профилям полной плотности примесей (см. рис. 1) с разными Z в различных режимах удержания и нагрева в различных квазистационарных плазменных системах.

5.1. Уравнение ФПК в дискретном случае

Существует общее континуальное описание смешанного (векторного) случайного марковского процесса, которое реализуется в многомерном фазовом пространстве и представляется обоб-

щенными уравнениями Фокера–Планка–Колмогорова (ФПК) [76]:

$$\frac{\partial g}{\partial t} = - \sum_i \frac{\partial}{\partial x_i} (A_i g) + \sum_{i,j} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (B_{ij} g), \quad (14)$$

где $g(x_1, x_2, \dots, x_m)$ – дифференциальная функция распределения с независимыми переменными $x_1, x_2, \dots, x_m$, A_i – вектор конвективных потоков B_{ij} – тензор обобщенных коэффициентов диффузии в mD пространстве, $\int g \prod dx_i = 1$. Предполагается, что переменные меняются непрерывно, а функция $g(x_1, x_2, \dots, x_m)$ удовлетворяет уравнению Смолуховского при интегрировании по фазовому объему $\prod dx_i$. Никаких “источников и стоков” уравнения ФПК не содержат. Вывод уравнения (14) дается в работах [77, 78]. Оно справедливо, напомним, в том случае, если рассматриваемые частицы-состояния не влияют на свойства среды, а изменения аргументов можно считать малыми [71].

Для перехода к дискретному описанию необходимо определить вероятностное пространство, базисную систему попарно-несовместных состояний системы и алгебру элементарных событий, то есть связать с общим вероятностным пространством и динамикой, и кинетику ЗС-примесей, представить их в системе как единый синкретичный процесс. Именно эти задачи позволяет решить обобщающее понятие переноса ЗС-примеси [9].

Если дискретизация рассматриваемого 2D-пространства по заряду задана: $\Delta k = 1$, то о масштабе радиальной дискретизации, $\Delta r_n = r_{n+1} - r_n$, никакой исходной информации нет, кроме того, что он должен быть конечным в силу отмеченного вероятностного синкретизма радиальной динамики и зарядовой кинетики. В условиях цилиндрической системы координат равновероятные условия радиальных состояний r_n в отношении элементов фазового объема, связанных с ними, обеспечиваются в том случае, если $r_n^2 = n / (m + 1)$, где $m + 1$ – число радиальных состояний, а m – число интервалов (фазовых ячеек) между ними соответственно [9–11]. Тем самым m дает масштаб радиального переноса ЗС-частицами, то есть средний радиально-локальный размер любой фазовой ячейки, в которой потоки между всеми соседними состояниями направлены к инвариантному равновесию. В качестве инварианта равновесия системы ЗС величина m может

быть найдена из анализа только нестационарных процессов.

В дискретном зарядово-радиальном фазовом пространстве, системой попарно-несовместных событий, позволяющей пользоваться правилом сложения вероятностей, являются соседние диагонально-сопряженные пары состояний 2D-сетки ЗС. Дискретное уравнение ФПК для 2D-функции распределения ЗС g_{kn} имеет вид [9]

$$\frac{\partial g_{kn}}{\partial t} = u_{k+1n+1} g_{k+1n+1} - (w_{kn} + u_{kn}) g_{kn} + w_{k-1n-1} g_{k-1n-1}, \quad (15)$$

где скорости (частоты) переходов w_{kn} и u_{kn} выражаются в соответствии с (10) произведениями вероятностей скоростей (частот) переходов динамики и кинетики ЗС. В правильности уравнений (15) легко убедиться, суммируя уравнения по каждому из индексов, и тогда результатами оказывается пара 1D-матричных уравнений вида (6) [9].

Фазовая ячейка системы (15) оказывается конечной и несжимаемой по всей области равновесия примеси в плазме от центра и до границы. Необходимым условием ее равновесия являются равенства внутренних встречных потоков для любых соседних состояний. По сути, это и есть локальная ячейка равновесия (EC – equilibrium cell) [9].

В стационарной плазме равновесие системы (15) выражается равенствами произведений отношений скоростей динамики и кинетики ЗС (см. [9] формулу (19)) одновременно для всех фазовых ячеек и ячеек равновесия. Поэтому анализ переноса примеси оказывается сильно нелинейной задачей, а ее стационарное решение связано с необходимостью упрощения, которое дает метод псевдосостояний эквивалентных систем [9–11], т.е. приведение исходной 2D-сетки ЗС к виду локальной эквивалентной ЕС-системы, позволяющей находить и локальные скорости, и распределения примеси по ЗС.

5.2. Ячейка равновесия

Предлагаемая дискретная марковская схема анализа переноса примесей качественно отличается от континуальной газокинетической, в частности, рассмотренной в работе [12]. В стандартном представлении фазовая ячейка сжимаема, меняя потоки через поверхность, а ее равновесие дано балансом диффузии наружу и конвекции

внутри. Представление о переносе здесь сведено к анализу только динамики и потоков частиц. Но, как было уже отмечено, ИР-процессы в стационарном случае не выполняют предписанной им функции “источников и стоков” частиц, так как стационарная кинетика не зависит от количества частиц, а определяется только отношениями ИР-скоростей и представлена инвариантной функцией $\{\alpha_k\}$ зарядовой кинетики. Стандартное представление не учитывает пересечение (алгебру) случайных процессов динамики и кинетики ЗС (10), игнорируя вероятностный синкретизм случайных процессов, превращающий вероятностное пространство (через пересечение элементарных событий А и Т) в связную (эргодическую) дискретную систему.

Фазовая ячейка — ЕС — ячейка позволяющая анализировать равновесие примеси, оказывается несжимаемой, инвариантной и имеет конечные размеры, которые зависят от ее положения в фазовом пространстве. Вероятность частицы оказаться в ее пределах распределена между ее псевдосостояниями, которые есть суммы g_{kn} в квадрантах около узлов ЕС. Анализ ЕС [9] приводит к системе уравнений, определяющих инварианты равновесия и величину λ — обратное время релаксации, постоянное по области равновесия примеси в плазме, получаемое из инвариантных равенств четырех релаксационных масштабов: плотностей частиц, заряда и двух диагональных комбинаций системы (15).

Постоянная равновесия λ входит в основные выражения коэффициентов переноса и времени удержания примеси, $\tau_p = (m+1) / \lambda$ [10] и определяет инвариантные функции равновесия, позволяя воспроизводить моделированием практически любые типы профилей плотности [11]. Масштаб радиальной диффузии частиц можно оценить как $D_Z \approx \langle \Delta r_n^2 \rangle / \tau_p = a^2 \lambda(Z) / 4(m+1)^2$, где a — малый радиус плазменного шнура и $\langle \Delta r_n^2 \rangle = a^2 \langle \rho_{n+1}^2 - \rho_n^2 \rangle / 4 = a^2 / 4(m+1)$.

Поскольку равновесие определено отношениями скоростей переходов, то и ячейка, и равновесие, которое она представляет оказываются инвариантными. Нормирование всех скоростей на λ приводит к обобщенной инвариантной форме и равновесие, и ячейку, и все дискретные профили скоростей и кинетики, и динамики ЗС. В этом случае необходимо различать два вида равновесия: данной примеси в конкретных условиях

и обобщенное (приведенное) 2D-равновесие, не имеющее масштабов, задаваемых величинами m , Z и λ .

5.3. Инвариантные функции и коэффициенты переноса

Перенос примеси представляется релаксационным случайным смешанным марковским процессом, сходящимся к инвариантному распределению — общему стационарному профилю $n_Z(r)$ и 2D-равновесию — равновесию вообще примеси вообще. Формы наблюдаемых профилей, (см. рис. 1) инвариантны к сорту примеси, к режимам нагрева и удержания плазмы, то есть не зависят от того, токамак это или стелларатор.

Равновесие примеси в плазме определяет систему инвариантов равновесия [11]: распределения плотности, заряда, локальные потоки ЗС и постоянную λ . Эти инварианты связывают между собой любые эквивалентные системы — производные от общей исходной системы ЗС [10] и позволяют преобразовывать их друг в друга.

Инвариантность равновесия выражается в том, что для разных примесей существует общая система инвариантных функций, воспроизводящих одно и то же для них обобщенное равновесие, определяемое основными параметрами плазмы как соответствие между профилями: дискретными $\{p_n\}$ ($n = 1, 2, \dots, m+1$) и наблюдаемыми $n_Z(r)$. В систему входят: профили отношений ИР скоростей, $\{\alpha_n\}$ и профили отношений однонаправленных скоростей радиальной конвекции (наружу — внутрь) частиц, $\{\beta_n = w_n / u_{n+1}\}$, — система инвариантных транспортных функций кинетики и динамики ЗС соответственно, а также профили приведенных скоростей зарядовой кинетики. Для легких примесей это $S_n(\rho_n) = S_H(\rho_n, Z) / \lambda(Z)$ и $R_n(\rho_n) = R_N(\rho_n, Z) / \lambda(Z)$, где $S_H(\rho_n, Z)$ — скорости ионизации водородоподобных ионов, а $R_N(\rho_n, Z)$ — профиль скорости рекомбинации ядер.

Существование инвариантных функций было обнаружено путем моделирования и анализа более 60-ти измеренных профилей плотности примесей гелия (He), бора (B) и углерода (C) [11].

Анализ близких по форме профилей из разных экспериментов для пар примесей из разных экспериментов (или одной и той же примеси), строится на использовании инвариантных систем равновесия (по схеме двух уровней [11]). Профили выбранных пар, представляя в идеале одно и то

же равновесие, будут иметь совпадающие профили инвариантных функций. Именно такие пары профилей были отобраны из данных моделирования из условий, что близкими по форме оказываются не только $n_Z(r)$, но и $S_n(\rho_n)$, воспроизводя тем самым необходимую часть системы общего равновесия.

На рис. 2 для примесей гелия He, бора В и углерода С показаны такие примеры: слева — для пар типичных профилей плотности (а–е), а справа — сравнение их инвариантных функций (ж–к), воспроизводящих профили плотности. Модельные профили плотности $\{p_n\}$ показаны на рис. 2а–е символами, а наблюдаемые в экспериментах — линиями. Подобранные пары профилей на рис. 2 относятся в этих случаях к общему для пары инвариантному равновесию, но полученному в разных экспериментах, так как близко воспроизводится общая для пары система функций данного равновесия, несмотря на различия Z , условий эксперимента (параметров плазмы, режима удержания и схемы нагрева). Анализ последовательной трансформации профилей плотности от (а) к (е): от накопления в центре до концентрации примеси вблизи края, показывает *относительные изменения* профилей $S_n(\rho_n)$ и $R_n(\rho_n)$ (из общих систем функций инвариантного равновесия [11]), вместе с $\{\alpha_n(\rho_n) = S_n(\rho_n) / R_n(\rho_n)\}$ и $\{\beta_n(\rho_n)\}$, отвечающих $n_Z(\rho)$.

Как было отмечено выше, коэффициенты D и V не способны (в силу отмеченного синкретизма) выделить описание переноса частиц в структуре переноса ЗС. Более того, радиальные профили D и V , описывающие $n_Z(\rho)$ и определяемые разными способами, не связаны с переносом частиц и представляют только непрерывную 1D-проекцию 2D-переноса ЗС и его инвариантные свойства. Парадоксальный на первый взгляд результат объясняет и инвариантность наблюдаемых профилей (см. рис. 1), и обнаруженный (и отмеченный выше) провал стандартных интерпретаций профилей. Как показано в работе [11], решение стационарного уравнения (3) — равновесный инвариантный профиль плотности $n_Z(\rho)$, описываемый профилями инвариантных коэффициентов D и V , определяется изначально инвариантными отношениями скоростей ИР-процессов, то есть инвариантными транспортными функциями [11], а не переносом частиц.

Таким образом, при анализе радиального 1D-переноса примеси необходимо различать ка-

чественно разные его типы и соответствующие им коэффициенты: перенос ЗС и перенос частиц. Первый — непрерывная 1D-радиальная проекция 2D-переноса ЗС, второй — дискретный радиальный перенос частиц — часть синкретичного исходного 2D-переноса ЗС. Если первый инвариантен относительно $(m+1)$ — среднего числа радиальных состояний, то второй перенос, наоборот, тем меньше, чем больше m . Для равновесного профиля $\{p_n\}$ связь коэффициентов диффузии ЗС и частиц можно представить в виде

$$D_{cs}(\rho_n) = 2(m+1) \cdot D_Z(\rho_n), \quad (16)$$

где ρ_n — узловые радиальные состояния анализирующей дискретной 2D-системы ЗС.

Для дискретного аналога уравнения непрерывности для профиля $\{p_n\}$ имеем

$$\frac{\partial \vec{p}}{\partial t} = W \cdot \vec{p} = \lambda(Z) \cdot \tilde{W} \cdot \vec{p}, \quad (17)$$

где $W(\{w_n\}, \{u_n\})$ — трехдиагональная матрица Якоби из скоростей переходов между радиальными псевдосостояниями 1D-системы $\{p_n\}$, а $\tilde{W}(\{\tilde{w}_n\}, \{\tilde{u}_n\})$ — аналогичная трехдиагональная матрица, но уже из приведенных (инвариантных) скоростей

$$\tilde{w}_n = w_n / \lambda = P_1(n) P_2(n+1) / p_n, \quad (18)$$

$$\tilde{u}_{n+1} = u_{n+1} / \lambda = P_1(n) P_2(n+1) / p_{n+1}.$$

$$P_1(n) = \sum_{i=1}^n p_i, \quad P_2(n) = \sum_{i=n+1}^{m+1} p_i = 1 - P_1(n),$$

где распределение плотности примеси также инвариантно, так как $p_n = p_n(\{\alpha_n\}, \{s_n\})$ (в обозначениях работы [11]) и определяется только отношениями ИР скоростей, как и скорости (18). Инвариантный профиль диффузии, соответствующий условию (16) и скоростям (18), имеет вид

$$\tilde{d}_{cs}(\rho = \rho_n) = \frac{(\tilde{w}_n + \tilde{u}_n)}{4(m+1)}. \quad (19)$$

Он не зависит ни от m , ни от Z (что проверяется численно). Соответствующие ему профили конвективных скоростей вычисляются как $\tilde{v}_{cs}(\rho) = \tilde{d}_{cs}(\rho) \cdot \partial \ln n_Z(\rho) / \partial \rho$.

Профили $\tilde{d}_{cs}(\rho)$ и $\tilde{v}_{cs}(\rho)$ инвариантны и к m , и к Z , т.е. к любым механизмам радиальной динамики и Z -зависимости зарядовой кинетики, определяющих общее равновесие $\{p_n\}$. Стандартные коэффициенты переноса частиц находятся по формулам

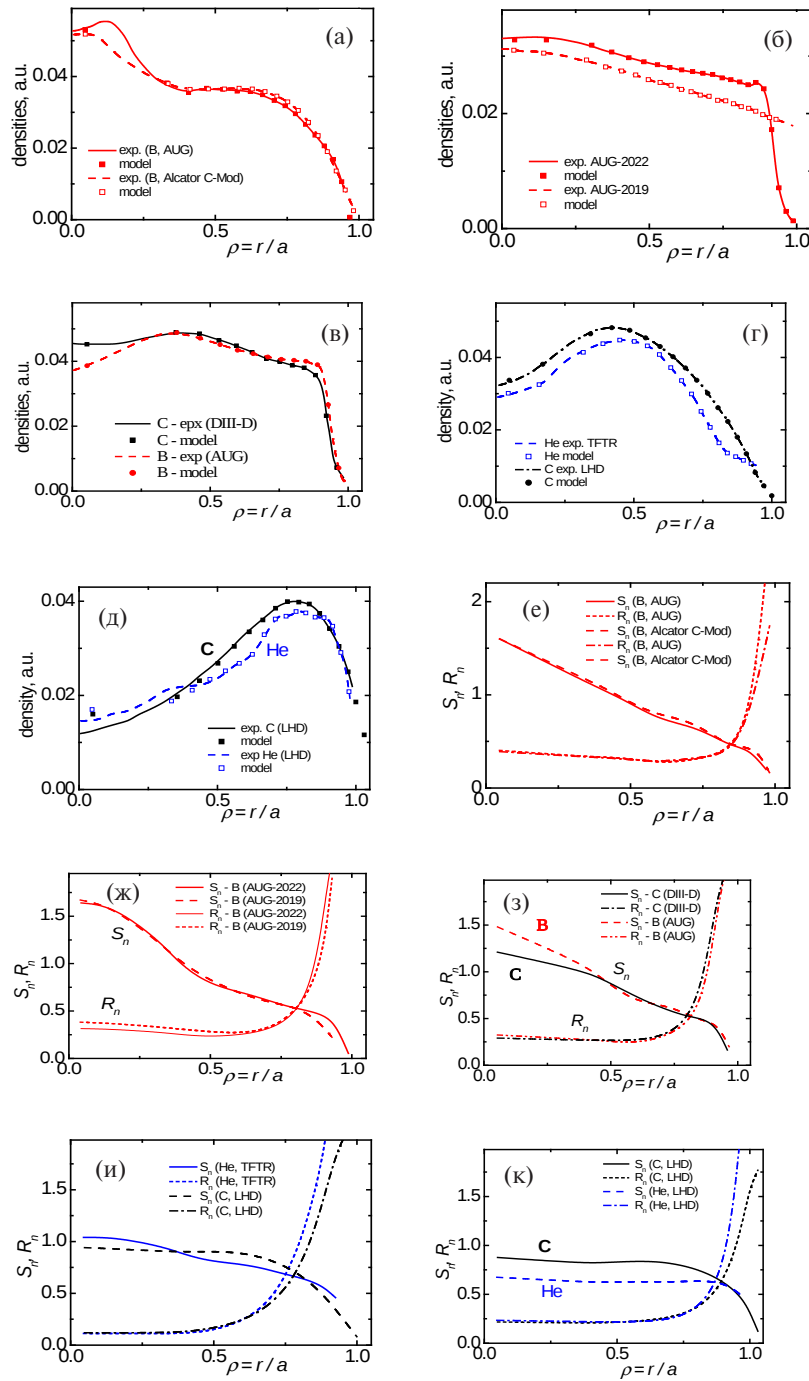


Рис. 2. Моделирование (а–е, кривые — измерения, символы — моделирование) и анализ (ж–к) профилей плотности примесей He, B и C, входящих в общие системы инвариантных функций (для выбранных пар примесей): приведенные профили скорости ионизации $S_n(\rho, Z)$ и рекомбинации $R_n(\rho, Z)$. Измеренные профили плотности примесей: (а) — C (TFTR, RS, $t = 2.7$ с [79]) и B (ASDEX Upgrade, #25832, 5MBt NBI + 2MBt ECH, [80]); (б) — B (ASDEX Upgrade 5MBt NBI, #25832 [80]) и B (Alcator C-Mod, $\Delta t = 0.36$ с [81]), (в) — B (ASDEX Upgrade, #34021 [82]) и B (ASDEX Upgrade, #30368 [4]); (г) — C (DIII-D, $t = 2.0$ с [6]) и B (ASDEX Upgrade, #38541, 2.5 MBt NBI + 2.1 MBt ECH [82]); (д) — He (TFTR, RS, $t = 2.5$ с [79]) и C (LHD, L-mode, $t = 1.83$ с [34]); (е) — C (LHD, ITB, $t = 2.23$ с [34]) и He (LHD, $t = 4.07$ с [63])

$$D_Z(\rho) = \frac{a^2}{8(m+1)} \lambda(Z) \cdot \tilde{d}_{cs}(\rho), \quad (20)$$

$$V_Z(\rho) = \frac{a}{8(m+1)} \lambda(Z) \cdot \tilde{v}_{cs}(\rho)$$

где радиальные зависимости представлены безразмерными инвариантными функциями $\tilde{d}_{cs}(\rho)$ и $\tilde{v}_{cs}(\rho)$, а их величины даются отношением $\lambda(Z) / (m+1) = \tau_p^{-1}$. Z -зависимость переноса примеси отделена от профилей и определяется функцией $\lambda(Z)$. Используя формулы (18) и (19), легко найти $\tilde{d}_{cs}(\rho)$ и $\tilde{v}_{cs}(\rho)$ прямо по $n_Z(\rho)$ [11].

5.4. Трансформация профилей плотности

Переход от накопления примеси в центре к накоплению на краю связан в основном с изменениями $S_n(\rho_n)$, как следует из моделирования профилей, представленного на рис. 2. Происходит последовательное уплощение профилей $S_n(\rho_n)$ в центральной области и изменение $S_n(0)$ в самом центре от 1.7 до 1.0 и далее. Но те же инвариантные (относительные) изменения $\alpha_n(\rho_n)$ и $\beta_n(\rho_n)$ должны были бы воспроизводиться изменением только $R_n(\rho_n)$, но при условии, что сопряженные (через равновесие) профили $S_n(\rho_n)$ остаются без изменений.

Действительно, подобные трансформации профилей $n_Z(\rho)$ имеются в базе данных моделирования легких примесей, и частично приведены в работе [11]. Последовательность трансформации $n_Z(\rho)$ целиком: от накопления примеси в центре шнура до предельно полого профиля с накоплением примеси на периферии можно представить инвариантными функциями, входящих в последовательность таких систем равновесия, где их профили $S_n(\rho_n)$ имеют близкие формы, а вместе с $n_Z(\rho)$ изменяются только $R_n(\rho_n)$.

На рис. 3 показан набор профилей плотности примесей He, В и С: а — измеренных (непрерывные кривые) и модельных (символы) и соответствующие инвариантные профили приведенных скоростей: б — $S_n(\rho, Z)$, в — $R_n(\rho, Z)$. Поскольку в отобранных системах функций профили $S_n(\rho, Z)$ достаточно близки и практически не различаются (рис. 3б), то последовательной трансформации $n_Z(\rho)$, воспроизводимой в модели и показанной на рис. 3а, отвечает только изменение $R_n(\rho, Z)$. По мере смещения максимума $n_Z(\rho)$ к краю плазмы, в центре происходит системати-

ческий рост $R_n(\rho = 0, Z)$ (рис. 3 в, г) и уменьшения $R_n(\rho, Z)$ на вблизи края ($\rho < 0.7 - 0.8$).

Последовательные изменения скорости рекомбинации в центральных областях практически не влияют на постоянную $\lambda(Z) = \bar{S} + \bar{R}$ (для легких примесей основной вклад дает ионизация), которая находится по формуле [11]

$$\lambda = 0.92 \cdot S_H(Z, n_e, T_e) \cdot (1 + q) / q. \quad (20)$$

Напротив, величина $q = \bar{S} / \bar{R}$ при смещении максимума плотности к краю постепенно уменьшается, как показано на рис. 3г, поскольку усредненная скорость рекомбинации, $\bar{R}$ возрастает вместе со значением в центре $R_n(\rho = 0)$. Однако следует учитывать, что полученные здесь величины q , их изменения и связанные с ними профили $\{R_n\}$ сильно зависят от предположения, положенного в основание моделирования [11] о том, что измеряемая плотность ядер примеси совпадает с полной плотностью примеси. Если в рамках стандартного исследования переноса примесей оно не вызывает вопросов, то с точки зрения исследований равновесия и последовательного уточнения инвариантных систем $\{S_n\}$ и $\{R_n\}$ оно, по-видимому, не корректно и приводит к сильно заниженным величинам q . Именно на периферии плазмы в области $\rho > 0.7 - 0.8$ измеряемая (обычно с большими ошибками) плотность ядер примесей начинает заметно отличаться от n_Z : если первая здесь быстро падает, то n_Z столь же быстро растет. Отказ от приближения и необходимое уточнение показывают, что полученные профили $\{R_n\}$ не могут быть однозначно найдены без дополнительного привлечения сведений об абсолютных величинах скоростей рекомбинации. Оценки в рамках скорректированной модели показывают, что при $q \approx 20 - 50$ зависимость, показанная на рис. 3г меняется на $R_n(0) \propto q^{-2.25}$.

Тем не менее, изменение приведенных профилей скорости рекомбинации (нормированных на λ), $\{R_n\}$, оказывается для приведенной последовательности единственной причиной трансформации профилей плотности легких примесей. Эти профили $\{R_n\}$ представляют собой сумму рекомбинационных процессов [11]. Основным среди них для легких примесей обычно считается рекомбинация через перезарядку ядер на нейтральном водороде [42]. Но, к сожалению, в экспериментах именно она, как отмечено выше, обычно не контролируется, а при моделировании в рамках

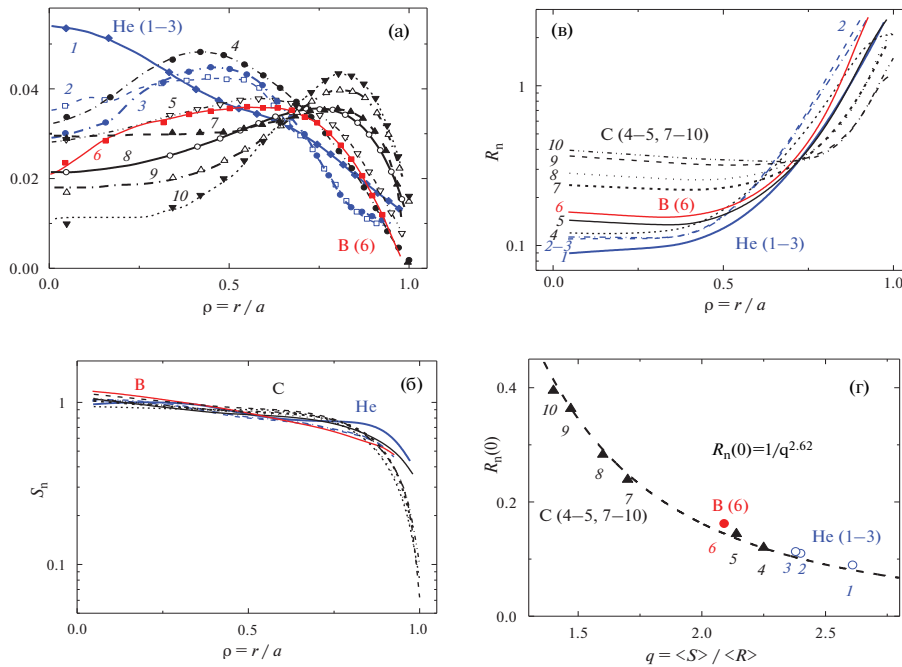


Рис. 3. Последовательность инвариантных равновесных профилей плотности, входящих в соответствующие системы инвариантных функций равновесия — профилей приведенных скоростей ионизации и рекомбинации. Профили плотности примесей обозначены на рисунке следующим образом: 1 — He (ASDEX Upgrade, #30368, $t = 4.39$ с [4]); 2 — He (TFTR, RS, $t = 2.55$ с [79]); 3 — He (TFTR, RS, $t = 2.5$ с [79]); 4 — C (LHD, L-mode, $t = 1.83$ с [34]); 5 — C (LHD, ITB, $t = 2.03$ с [34]); 6 — B (Alcator C-Mod, $\Delta t = 0$ с [81]); 7–10 — C (LHD, ITB, $t = 4.64/4.74/4.84/4.94$ с [83]).

СДКМ либо игнорируется, либо вообще оказывается за рамками анализа и расчета равновесия. С другой стороны, хорошо известно, что предотвращать накопление примеси в центре удастся, в частности, газонапуском (см. [44, 84, 85]), что точно соответствует найденной тенденции изменения скоростей рекомбинации, как профилей $\{R_n\}$, так и средней величины $\bar{R}$.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования переноса примесей в плазме ряда токамаков (Alcator C-Mod, DIII-D, ASDEX Upgrade) пришли к обобщениям, систематически признающим провал стандартных попыток найти диффузионно-конвективное представление переноса примеси в горячей квазистационарной плазме. Центральной и нерешаемой проблемой этих исследований оказалось отношение дивергентной и матричной частей системы (1–2), представляющих в СДКМ отношение радиальной динамики и зарядовой кинетики примесей, хотя и в искаженной форме. Анализ противоречий, недостатков и несоответствий в СДКМ, рассмотренных в разд. 2 и 3, раскрывает внесистемные свойства модели: неявные и необоснованные

предположения, терминологические недоразумения, некорректную постановку смешанной 1D-задачи и, наконец, ошибочное исходное понимание природы переноса, ограниченное терминологией диффузионно-конвективных потоков частиц.

Основные недостатки исходного для СДКМ кинетического уравнения Больцмана, заключаются в неявном заимствовании представлений газокинетической аналогии и использовании за рамками применимости для описания зарядово-радиального переноса примесей в плазме. По сути, газокинетическая аналогия полностью исключала разработку необходимой собственной системы теоретических представлений и понятий переноса примесей в плазме, подменяя их внесистемной терминологией и рядом неизбежных заблуждений.

1. Стандартное определение зарядово-радиального переноса примеси ошибочно сводится к 1D радиальному переносу частиц и рассматривается в терминах диффузионно-конвективного переноса только частиц, в частности, в рамках Байесовского подхода и применения алгоритма МСМС. Однако, ведущими процессами релаксационного формирования инвариантных профи-

лей плотности и основанием равновесия примеси оказываются ИР-реакции — зарядовая кинетика примеси, а не механизмы переноса частиц.

2. Концепция “источников и стоков” является внесистемной наряду со стандартным 1D-представлением радиального переноса частиц в уравнениях Больцмана и в СДКМ. Перенос примеси в плазме как случайный смешанный марковский процесс оказывается связным (эргодичным) и не имеет “источников и стоков” по общему для таких систем правилу [7].

3. Заимствование “источников и стоков” в уравнения (1–2) и (8–9) из описаний процессов “гибели и размножения” приводит к тому, что процессы радиальной динамики и зарядовой кинетики оказываются представленными как несовместные, что прямо противоречит исходным физическим представлениям о вероятности их пересечения в плазме (10).

Общим основанием критики стандартного подхода оказываются представления и понятия теории случайных процессов — теоретической альтернативы, предложенной М.А. Леонтовичем в 1935 г. [12]. Иерархия основных процессов и структура их связей в системе альтернативных физических представлений о поведении примесей оказались качественно иными, раскрывая попутно физический смысл проблем СДКМ. В этом случае зарядово-радиальный перенос примеси в квазистационарной плазме определяется как синкретичный векторный случайный марковский процесс переноса зарядовых состояний.

Отказ от аналогий и применение системы понятий теории случайных марковских процессов к исследованиям примесей позволяет решить проблему совместного описания радиальной динамики и зарядовой кинетики примеси. Необходимое качественное различие смешанных случайных процессов групп А и Т проводится только через произведения их скоростей (см. формулу (10)) в матрице финальных скоростей (вероятностей) общего процесса в уравнении (15). Независимость процессов каждой группы сохраняется в системе инвариантного равновесия и представлена, в частности, в отдельных балансах радиальных и зарядовых потоков ЗС. Совместное вероятностное пространство связывает группы элементарных событий в единый синкретичный процесс, сходящийся в квазистационарной плазме к инвариантному равновесию — профилю плотности примеси. Следствием связности оказыва-

ется релаксационная сходимость процесса к инвариантному пределу — профилям полной плотности примесей с разными Z в различных режимах удержания и нагрева в различных квазистационарных плазменных системах. Эргодическим (связанным) в систему случайных событий, оказывается смешанный зарядово-радиальный перенос примеси в целом, а его ведущими — формирующими процессами — процессы зарядовой кинетики.

Уравнение непрерывности (3) в случае анализа примесей не имеет того стандартного смысла, который в него вкладывают, когда считают, что коэффициенты D и V описывают радиальный перенос частиц. В общем случайном марковском процессе переноса ЗС-примеси и в вероятностном пространстве элементарных событий это уравнение, отдельно взятое, не дает возможности отличать радиальный перенос частиц — радиальную динамику ЗС — от зарядовой кинетики, так как эти части переноса примеси принципиально неразличимы, синкретичны в рамках системы ЗС. Такую задачу решает детальный анализ равновесия через совместное описание системы нелинейных связей составляющих переноса. Коэффициенты D и V в уравнении (3) представляют непрерывную 1D-проекцию переноса ЗС. Их профили даются инвариантной формой равновесного профиля плотности, отвечая условиям равновесия и поэтому их формы также инвариантны. В свою очередь форма профиля плотности определяется также инвариантами — профилями отношений скоростей ионизации и рекомбинации в системе инвариантных функций. Отсюда следует, что коэффициенты D и V уравнения непрерывности (3) связаны с параметрами плазмы через профили отношений скоростей ИР процессов в системе инвариантных функций, то есть не напрямую, как их обычно пытаются найти, а только опосредованно.

Иллюстрации анализа профилей плотности трех легких примесей, наблюдаемых в экспериментах, приведены на рис. 2 и 3. Они демонстрируют существование инвариантного равновесия и общих систем инвариантных функций для разных примесей, позволяя воспроизводить профили плотности с учетом условий и параметров плазмы в экспериментах, где они наблюдались. Использование этих функций позволяет привести в систему многочисленные измерения профилей плотности примесей в горячей плазме.

Автор выражает искреннюю благодарность В.С. Лисице и Э.И. Юрченко за интерес к работе и плодотворные обсуждения ее теоретической части.

Данная работа выполнена в рамках государственного задания НИЦ “Курчатовский институт”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Брагинский С.И. Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. Вып. 1. С. 183.
2. Hawryluk R.J., Suckewer S., Hirshman S.P. // Nucl. Fusion. 1979. V. 19. P. 607.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/19/5/005>
3. Chilenski M.A., Greenwald M.J., Marzouk Y.M., Rice J.E., White A.E. // Rev. Sci. Instrum. 2018. V. 89. P. 013504.
<https://doi.org/10.1063/1.4997251>
4. Kappatou A., McDermott R.M., Angioni C., Pütterich T., Dux R., Viezzer E., Jaspers R.J.E., Fischer R., Dunne M.G. // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. P. 056014.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab013a>
5. Chilenski M.A., Greenwald M., Marzouk Y., Rice J.E., White A.E. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61. P. 125012.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab4e69>
6. Odstrčil T., Howard N.T., Sciortino F., Thome K.E., Wilks T.M., Chrystal C., Holland C., Hollmann E., McKee G. // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. P. 082503.
<https://doi.org/10.1063/5.0010725>
7. von Toussaint U. // Rev. Mod. Phys. 2011. V. 83. P. 943.
<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.83.943>
8. Hirshman S., Sigmar D. // Nucl. Fusion. 1981. V. 21. P. 1079.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/21/9/003>
9. Shurygin V.A. // Nucl. Fusion. 2020. V. 60. P. 046001.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab6871>
10. Shurygin V.A. // Symmetry. 2021. V. 13. P. 324.
<https://doi.org/10.3390/sym13020324>
11. Shurygin V.A. // Plasma Phys. Contr. Fusion. 2023. V. 65. P. 105002.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/acef90>
12. Леонтович М.А. // ЖЭТФ. 1935. Т. 5(3-4), С. 211.
13. Duchs D.F., Furth H.P. and Rutherford P.H. 1973 6th European Conf. Controlled Fusion Plasma Physics (Moscow, USSR, 30 July – 4 August 1973) vol 1. P. 29.
https://www-fusion.ciemat.es/media/EPS/EPS_06_Vol1_1973.pdf
14. Tazima T., Tanaka M., Yoshikawa M., Inoue K. // Nucl. Fusion. 1974. V. 14. P. 517.
15. Гервидс В.И., Крупин В.А. // Физика плазмы. 1975. Вып. 3, С. 357.
16. Meade D.M., Furth H.P., Rutherford P.H., Seidl F.G.P., Duchs D.F. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 5th Int. Conf., Tokyo, Japan, 1974), Vienna: IAEA, 1975. V. 1. P. 605.
17. Hulse R.A. // Nucl. Technol./Fusion. 1983. V. 3. P. 259.
18. Dux R. STRAHL User Manual Technical Report IPP 10/30 IPP Max-Planck-Institut für Plasmaphysik. 2006. content (mpg.de).
19. Lauro-Taroni L., Alper B., Giannella R., Lawson K., Marcus F., Mattioli M., Smeulders P., von Hellermann M. Proc. 21st EPS Conf. Controlled Fusion Plasma Physics. Montpellier, France, 27 June–1 July. 1994. V. 18B. P. 102. 28032607.pdf (iaea.org).
20. Parisot T., Guirlet R., Bourdelle C., Garbet X., Dubuit N., Imbeaux F. and Thomas P.R. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2008. V. 50. P. 05501.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/50/5/055010>
21. Leonov V.M., Zhogolev V.E. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. V. 47. P. 903.
22. Bertschinger G., Biel W., Bitter M., Koslowski H.R., Krämer-Flecken A., Weinheimer J., Kunze H.-J. 1999 Proc. 26th EPS Conf. Controlled Fusion Plasma Physics. Maastricht, Netherlands, 14–18 June. 1999. P2.018.
23. Sertoli M., Angioni C., Dux R., Neu R., Pütterich T., Igochine V. and the ASDEX Upgrade Team. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2011. V. 53. P. 035024.
24. Stratton B.C., Ramsey A.T., Boody F.P., Bush C.E., Fonck R.J., Groebner R.J., Hulse R.A., Richards R.K. and Schivell J. // Nucl. Fusion. 1987. V. 27. P. 1147.
25. Demokan O., Waelbroeck F. and Demokan N. // Nucl. Fusion. 1982 V. 22. P. 921.
26. Content D.A., Moos H.W., Perry M.E., Brooks N.H., Ali Mahdavi M., Petrie T.W., St. John H., Schissel D.P. and Hulse R.A. // Nucl. Fusion. 1990. V. 30. P. 701.
27. Stratton B.C., Fonck R.J., Hulse R.A., Ramsey A.T., Timberlake J., Efthimion P.C., Fredrickson E.D., Grek B., Hill K.W., Johnson D.W., Mansfield D.K., Park H., Stauffer F.J. and Taylor G. // Nucl. Fusion. 1989. V. 29. P. 437.
28. Suckewer S., Cavallo A., Cohen S., Daughney C., Denne B., Hinnov E., Hosea J., Hulse R., Hwang D., Schilling G., Stratton B. and Wilson R. // Nucl. Fusion. 1984. V. 24. P. 815.
29. Asmussen K., Fournier K.B., Laming J.M., Neu R., Seely J.F., Dux R., Engelhardt W., Fuchs J.C. and ASDEX Upgrade Team. // Nucl. Fusion. 1998. V. 38. P. 967.
30. Pütterich T., Neu R., Dux R., Whiteford A. and O'Mullane M. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2008. V. 50. P. 085016.
31. Krupin V.A., Klyuchnikov L.A., Nurgaliev M.R., Nemets A.R., Zemtsov I.A., Melnikov A.V., Myalton T.B., Sarychev D.V., Sergeev D.S., Sushkov A.V., Trukhin V.M., Tugarinov S.N. and Naumenko N.N. // Plasma Phys. Control. Fusion 2018. V. 60. P. 115003.

32. Wade M.R., Hillis D.L., Hogan J.T., Maingi R., Menon M.M., Mahdavi M.A., West W.P., Burrell K.H., Gohil P., Groebner R.J., Hong R.-M., Kellman D.H., Phillips J.C., Seraydarian R.P., Finkenthal D.F. and the DIII-D Team. // *Phys. Plasmas*. 1995. V. 2. P. 2357.
33. Rowan W.L., Bespamyatnov I.O. and Fiore C.L. // *Nucl. Fusion*. 2008. V. 48. P. 105005.
34. Ida K., Yoshinuma M., Osakabe M., Nagaoka K., Yokoyama M., Funaba H., Suzuki C., Ido T., Shimizu A., Murakami I., Tamura N., Kasahara H., Takeiri Y., Ikeda K., Tsumori K., Kaneko O., Morita S., Goto M., Tanaka K., Narihara K., Minami T., Yamada I. and LHD Experimental Group // *Phys. Plasmas*. 2009. V. 16. P. 056111.
35. TFR Group. // *Plasma Phys.* 1980. V. 22. P. 851.
36. Breton C., Compant la Fontaine A., De Michelis C., Hecq W., Lasalle J., Lecoustey P., Mattioli M., Mazzitelli G., Platz P. and Ramette J. // *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* 1983. V. 16. P. 2627.
37. Rice J.E., Terry J.L., Fournier K.B., Graf M.A., Finkenthal M., May M.J., Marmar E.S., Goldstein W.H. and Hubbard A.E. // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 1996. V. 29. P. 2191.
38. Крупин В.А., Марченко В.С., Яковленко С.И. // *Письма ЖЭТФ*. 1979. Т. 29, С. 353.
39. Hulse R.A., Post D.E. and Mikkelsen D.R. // *J. Phys. B*. 1980. V. 13. P. 3895.
40. Puiatti M.E., Breton C., De Michelis C., Mattioli M. // *Plasma Phys.* 1981. V. 23. P. 1075.
41. Sesnic S.S., Bitter M., Hill K.W., Hiroe S., Hulse R., Shimada M., Stratton B., von Goeler S. // *Rev. Sci. Instrum.* 1986. V. 57. P. 2148.
42. Dux R., Cavedon M., Kallenbach A., McDermott R.M., Vogel G. and the ASDEX Upgrade team. // *Nucl. Fusion*. 2020. V. 60. P. 126039.
43. Sertoli M., Angioni C., Dux R., Neu R., Pütterich T., Igochine V. and the ASDEX Upgrade Team. // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2011. V. 53. P. 035024. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/53/3/035024>
44. Puiatti M.E., Mattioli M., Telesca G., Valisa M., Coffey I., Dumortier P., Giroud C., Ingesson L.C., Lawson K.D., Maddison G., Messiaen A.M., Monier-Garbet P., Murari A., Nave M.F.F., Ongena J., Rapp J., Strachan J., Unterberg B., von Hellermann M. and contributors to the EFDA-JET Workprogramme. // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2002. V. 44. P. 1863.
45. Ivanov V.V., Kukushkin A.B. and Lisitsa V.S. // *Sov. J. Plasma Phys.* 1987. V. 13. P. 774.
46. Shurygin V.A. // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 1999. V. 41. P. 355.
47. Шурыгин В.А. // *Физика плазмы*. 2004. Т. 30. № 6. С. 483.
48. Shurygin V.A. // *Phys. Plasmas*. 2006. V. 13. P. 082506.
49. Shurygin V.A. // *Phys. Plasmas*. 2008. V. 15. P. 012506.
50. Bonanomi N., Mantica P., Giroud C., Angioni C., Manas P., Menmuir S. and JET Contributors // *Nucl. Fusion*. 2018. V. 58. P. 036009. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aaa4d3>
51. Dux R., Neu R., Peeters A.G., Pereverzev G., Mück A., Ryter F., Stober J. and ASDEX Upgrade Team. // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2003. V. 45. P. 1815.
52. Dux R., Peeters A.G., Gude A., Kallenbach A., Neu R. and ASDEX Upgrade Team. // *Nucl. Fusion*. 1999. V. 39. P. 1509.
53. Takenaga H., Higashijima S., Oyama N., Bruskin L.G., Koide Y., Ide S., Shirai H., Sakamoto Y., Suzuki T., Hill K.W., Rewoldt G., Kramer G.J., Nazikian R., Taki-zuka T., Fujita T., Sakasai A., Kamada Y., Kubo H. and the JT-60 Team. // *Nucl. Fusion*. 2003. V. 43. P. 1235.
54. Puiatti M.E., Valisa M., Angioni C., Garzotti L., Mantica P., Mattioli M., Carraro L., Coffey I., Sozzi C. and JET-EFDA contributors // *Phys. Plasmas*. 2006. V. 13. P. 042501.
55. Leigheb M., Romanelli M., Gabellieri L., Carraro L., Mattioli M., Mazzotta C., Puiatti M.E., Lauro-Taroni L., Marinucci M., Nowak S., Panaccione L., Pericoli V., Smeulders P., Tudisco O., Sozzi C., Valisa M. and the FTU team. // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2007. V. 49. P. 1897.
56. Valisa M., Carraro L., Predebon I., Puiatti M.E., Angioni C., Coffey I., Giroud C., Lauro Taroni L., Alper B., Baruzzo M., Belo da Silva P., Buratti P., Garzotti L., Van Eester D., Lerche E., Mantica P., Naulin V., Tala T., Tsalas M. and JET-EFDA contributors. // *Nucl. Fusion*. 2011. V. 51. P. 033002.
57. Pütterich T., Neu R., Dux R., Whiteford A. and O'Mullane M. // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2008. V. 50. P. 085016.
58. Wade M.R., Houlberg W.A., Baylor L.R., West W.P., Baker D.R. // *Journal of Nuclear Materials*. 2001. Vs. 290–293. P. 773. [https://doi.org/10.1016/S0022-3115\(00\)00499-2](https://doi.org/10.1016/S0022-3115(00)00499-2)
59. Synakowski E.J., Bengtson R.D., Quroua A., Wotton A.J., Kim S.K. // *Nucl. Fusion*. 1989. V. 29. P. 311.
60. Sciortino F., Howard N.T., Odstrčil T., Austin M., Bykov I., Chrystal C., Haskey S.R., Lore J.D., Marinoni A., Marmar E.S., Meneghini O., Paz-Soldan C., Rodriguez-Fernandez P., Smith S.P. and Thome K.E. // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2022. V. 64. P. 124002.
61. McDermott R.M., Angioni C., Cavedon M., Kappatou A., Dux R., Fischer R., Manas P. and the ASDEX Upgrade Team // *Nucl. Fusion*. 2022. V. 62. P. 026006. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac3cd9>
62. Puiatti M.E., Valisa M., Angioni C., Garzotti L., Mantica P., Mattioli M. and Carraro L., Coffey I., Sozzi C., JET-EFDA contributors // *Phys. Plasmas*. 2006. V. 13. P. 042501. <https://dx.doi.org/10.1063/1.2187424>

63. Yoshinuma M., Ida K., Yokoyama M., Suzuki C., Osakabe M., Funaba H., Nagaoka K., Morita S., Goto M., Tamura N., Yoshimura S., Takeiri Y., Ikeda K., Tsumori K., Nakano H., Kaneko O. and LHD Experiment Group // Impurity transport of ion-ITB plasmas on LHD EXC/9-1 IAEA. Fusion Energy Conf. Seoul, October. 2010.
64. Zhang K., Deng W., Cui Z.-Y., Sun P., Dong C.-F., Dong Y.-B., Song S.-D., Jiang M., Li Y.-G., Lu P., and Yang Q.-W. // Chin. Phys. B. 2016. V. 25(6). P. 065202. <https://doi.org/10.1088/1674-1056/25/6/065202>
65. Puiatti M.E., Valisa M., Mattioli M., Bolzonella T., Bortolo A., Coffey I., Dux R., von Hellermann M., Monier-Garbet P., Nave M.F.F., Ongena J. and Contributors to the EFDA-JET Workprogramme // Plasma Phys. Control. Fusion. 2003. V. 45. P. 2011.
66. Giroud C., Angioni C., Carraro L., Coffey I.H., Hobirk J., Puiatti M.E., Valisa M., Whiteford A.D., Belo P., Biewer T.M., Brix M., Buttery R., Joffrin E., Lauro Taroni L., Lawson K., Mantica P., Meigs A., Naulin V., O'Mullane M.G., Zastrow K.-D. and JET EFDA contributors. // Study of Z-Dependence of Impurity Transport at JET. EFDA-JET-CP(07)03/39, 2007.
67. Чистяков В.П. Курс теории вероятностей. М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы. 1982. С. 229.
68. Dux R. STRAHL User Manual Technical Report IPP 10/30 IPP (Max-Planck-Institut für Plasmaphysik). 2006.
69. Spineanu F. and Vlad M. Proceedings of the 12th European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Budapest, 2–6 Sept. 1985, European Physical Society, Europhysics Conference Abstracts (ECA), Vol. 9F, Part I. P. 175.
70. Angioni C. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. P. 073001. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/abfc9a>
71. Смирнов Б.М. Физика слабоионизованного газа. М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1978.
72. Rosmej F.B., Stamm R., Lisitsa V.S. // Europhys. Lett. 2006. V. 73 (3). P. 342. <https://doi.org/10.1209/epl/i2005-10405-7>
73. Rosmej F.B., Astapenko V.I., Lisitsa V.S. Applications to Plasma Spectroscopy. In: Plasma Atomic Physics. Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics, 2021. V. 104. Springer, Cham. https://doi.org/10.1007/978-3-030-05968-2_10
74. Тихонов В.И., Миронов М.А. Марковские процессы. М.: Сов. Радио, 1977.
75. Sciortino F., Howard N.T., Marmar E.S., Odstrčil T., Cao N.M., Dux R., Hubbard A.E., Hughes J.W., Irby J.H., Marzouk Y.M., Milanese L.M., Reinke M.L., Rice J.E., Rodriguez-Fernandez P. // Nucl. Fusion. 2020. V. 60. P. 126014.
76. Kolmogorov A.N. // Math. Ann. 1931. V. 104. P. 415.
77. Kolmogorov A.N. // Math. Ann. 1933. V. 108. P. 149.
78. Caughey T.K. // J. Acoust. Soc. Am. 1963. V. 35. P. 1683.
79. Efthimion P.C., Von Goeler S., Houlberg W.A., Synakowski E.J., Zarnstorf M.C., Batha S.H., Bell R.E., Bitter M., Bush C.E., Levinton F.M., Mazzucato E., McCune D.C., Mueller D., Park H.K., Ramsey A.T., Roquemore A.L., Taylor G. // Nucl. Fusion. 1999. V. 39. P. 1905.
80. Angioni C., McDermott R.M., Fable E., Fischer R., Pütterich T., Ryter F. and Tardini G. and the ASDEX Upgrade Team. // Nucl. Fusion. 2011. V. 51. P. 023006. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/51/2/023006>
81. Rowan W.L., Bespamyatnov I.O. and Fiore C.L. // Nucl. Fusion. 2008. V. 48. P. 105005.
82. McDermott R.M., Angioni C., Cavedon M., Kappatou A., Dux R., Fischer R. and Manas P. and the ASDEX Upgrade Team. // Nucl. Fusion. 2022. V. 62. P. 026006. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac3cd9>
83. Mikkelsen D.R., Tanaka K., Nunami M., Watanabe T.H., Sugama H., Yoshinuma M., Ida K., Suzuki Y., Goto M., Morita S., Wieland B., Yamada I., Yasuhara R., Tokuzawa T., Akiyama T. and Pablant N.A. // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 082302.
84. Ida K., Fonck R.J., Sesnic S., Hulse R.A., LeBlanc B. and Paul S.F. // Nucl. Fusion. 1989. V. 29. P. 231.
85. Kallenbach A., Dux R., Mayer M., Neu R., Pütterich T., Bobkov V., Fuchs J.C., Eich T., Giannone L., Gruber O., Herrmann A., Horton L.D., Maggi C.F., Meister H., Müller H.W., Rohde V., Sips A., Stabler A., Stober J. and ASDEX Upgrade Team. // Nucl. Fusion. 2009. V. 49. P. 045007.

DIFFUSIVE-CONVECTIVE MODEL OF IMPURITY TRANSPORT IN QUASI-STATIONARY PLASMA: CRITICISM AND ALTERNATIVE

V. A. Shurygin^{a,*}

^a*National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia*

^{*}*e-mail: Shurygin_VA@nrcki.ru*

In studies of impurity transport in quasi-stationary hot plasma, the initial kinetic equation and the diffusive-convective transport model take into account ionization and recombination as “sources and sinks” of particles. Due to the incompatible representation of the radial dynamics and charge kinetics of impurity charge states, this approach and the results obtained appear to be out of system. The basis for their systematic criticism is the ideas of the theory of random processes proposed by M.A. Leontovich in 1935 as a theoretical alternative to the gas-kinetic equation. In this case, the charge-radial transport of an impurity in a quasi-stationary plasma is defined as a syncretic vector random Markov process of charge state transport. Its coupling (ergodicity) in a two-dimensional Markov system excludes “sources and sinks” from it in principle, and the relaxation convergence is directed to the formation of equilibrium invariant density profiles. The impurity equilibrium and density profiles are specified by a system of invariant functions that provide analysis of any types of density profiles observed in experiments. Modeling of radial profiles of helium, boron and carbon impurities allows us to find variants of their transformation from accumulation in the center to concentration near the plasma edge, transport coefficients and systematic connection with plasma parameters.

Keywords: tokamak, stellarator, impurity transport, diffusion, convection, charge kinetics, charge state transport, random Markov process, ergodicity, invariant equilibrium

УДК 537.874; 533.9

МЕТОД ФУНКЦИЙ ВИГНЕРА ДЛЯ ОПИСАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПЛАЗМОПОДОБНЫХ СРЕДАХ С ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИЕЙ И РЕЗОНАНСНОЙ ДИССИПАЦИЕЙ

© 2024 г. Е. Д. Господчиков^{а,*}, А. А. Балакин^а, А. Г. Шалашов^а

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

*e-mail: egos@ipfran.ru

Поступила в редакцию 03.06.2024 г.

После доработки 20.06.2024 г.

Принята к публикации 22.06.2024 г.

Представлено систематическое изложение метода функций Вигнера (формализм Вейля) для моделирования распространения и поглощения электромагнитных волн в анизотропных и гиротропных диссипативных средах с пространственной дисперсией. Сформулировано общее кинетическое уравнение для функции (тензора) Вигнера и построено его асимптотическое разложение вплоть до второго порядка для плавnoneоднородных и слабодиссипативных сред. В результате предложена модификация метода “кинетического уравнения для лучей”, основанная на стохастическом описании лучей, позволяющая повысить точность численного моделирования волновых задач с сильной поперечной неоднородностью коэффициента поглощения без увеличения объема вычислений. Развита техника может применяться для описания распространения, поглощения и рассеяния волн электронно-циклотронного диапазона в высокотемпературной плазме магнитных ловушек УТС в случаях, когда стандартные методы моделирования не обеспечивают необходимой точности.

Ключевые слова: асимптотические методы в электродинамике, волновые пучки, распространение волн в неоднородных гиротропных средах, волны в высокотемпературной плазме, СВЧ-нагрев плазмы

DOI: 10.31857/S0367292124080037, EDN: OBFRTN

1. ВВЕДЕНИЕ

Практическое моделирование распространения, поглощения и рассеяния волн электронно-циклотронного (ЭЦ) диапазона в турбулентной горячей магнитоактивной плазме, удерживаемой в больших магнитных ловушках УТС, традиционно сталкивается с проблемой огромного разброса пространственных масштабов — длина волны и характерный масштаб пространственной дисперсии волн оказываются на два–четыре порядка меньше геометрических размеров установок. Это обстоятельство делает полноволновое моделирование, опирающееся на прямое решение уравнений Максвелла, дополненных уравнениями для возбуждаемого в среде тока, крайне затруднительным.

В качестве решения этой проблемы чаще всего используется асимптотический подход, опирающийся на приближение геометрической оптики [1, 2]. В этом подходе распространение волн и их поглощение заменяется расчетом геометрооптических лучей и решением уравнения переноса интенсивности, а в отдельных случаях и поляризации, вдоль каждого луча. Этот подход хорошо зарекомендовал себя при планировании и интерпретации результатов экспериментов по нагреву и диагностике термоядерной плазмы. Одним из достоинств геометрической оптики является тривиальное на идейном уровне включение в нее эффектов пространственной дисперсии и резонансной диссипации. К недостаткам геометрооптического подхода относятся невозможность по известному лучу сказать что-либо о по-

перечной структуре поля и необходимость выполнения иерархии неравенств

$$\lambda \ll a \ll L, \quad (1)$$

где λ — длина волны, a — поперечный размер волнового пучка, L — масштаб неоднородности среды. Второе неравенство может нарушаться, например, в областях резонансного поглощения.

Не всегда решает указанные проблемы и следующий шаг в развитии асимптотических средств моделирования — beam-tracing [3]. В этом подходе используется представление об автомодельности гауссовского распределения поля в волновом пучке, справедливое для ряда упрощенных случаев. Для таких модельных задач фиксируется поперечная структура пучка, а управляющие параметры (ширина, кривизна волнового фронта и т. д.) находятся из решения эволюционных уравнений вдоль луча. При этом предполагается, что коэффициент поглощения волн неоднороден только вдоль несущего геометрооптического луча, что хорошо отвечает традиционной схеме электронного циклотронного нагрева термоядерной плазмы с поперечным экваториальным вводом мощности [4–6]. Такой подход хоть и позволяет достаточно правдоподобно восстановить распределение поля, страдает рядом врожденных недостатков, не позволяющих использовать его в тех случаях, когда коэффициент поглощения заметно неоднороден в поперечной плоскости пучка [7]. Так происходит, например, при вертикальном вводе излучения в тороидальные установки [8, 9]. Серьезную проблему для этого подхода создают эффекты отражения и формирования каустик на трассе распространения пучка и в области поглощения. Такие эффекты важны для нагрева плазмы в аксиально-симметричных магнитных ловушках [10], идейно родственных “методу магнитного берега” [11], и для случая так называемой “тангенциальной инжекции” для безындукционной генерации тока с высокой плотностью в тороидальных установках [12, 13]. При этом в рамках формализма beam-tracing могут возникать нефизические эффекты завышенного или отрицательного поглощения; с другой стороны, реальные эффекты совместного влияния дифракции и резонансной диссипации могут выпасть из результатов моделирования [7, 13, 14].

Для преодоления этих недостатков был сделан следующий шаг — разработан абберационный квазиоптический подход на основе эволюционного параболического уравнения для волнового

поля [15–19]. Было продемонстрировано, что этот подход успешно справляется с одновременным учетом диссипации, пространственной неоднородности, пространственной и временной дисперсии и дифракции. Для некоторых модельных задач было проведено сравнение точных решений с результатами квазиоптического моделирования и показано хорошее соответствие [20]. Однако даже полный квазиоптический подход к моделированию распространения электромагнитных волн имеет свои недостатки:

- численная схема решения эволюционного уравнения становится в задачах без естественной факторизации довольно громоздкой и требовательной к вычислительным ресурсам;
- вычисляемая в квазиоптическом подходе скалярная комплексная амплитуда волны сложным образом связана с характеристиками реального векторного электромагнитного поля, что приводит к не до конца обоснованной феноменологической процедуре вычисления плотности поглощенной мощности;
- по этой же причине затруднено прямое сравнение квазиоптического подхода с полноволновым моделированием, круг модельных задач, для которых это возможно, очень ограничен.

Развивается также подход, основанный на разложении Габора исходного скалярного поля на набор элементарных гауссовых пучков с последующим суммированием с учетом их взаимной фазы [21]. Этот метод позволяет описывать некоторые абберационные эффекты, выходящие за пределы применимости стандартного beam-tracing [22].

Появление вычислительных мощностей, позволяющих проводить параллельные расчеты с высокой эффективностью, стимулировали развитие еще одного подхода к нахождению асимптотического решения уравнений Максвелла, основанного на решении “лучевого кинетического уравнения” для функции Вигнера [23], известного также как формализм Вейля [24]. Формально точно вычисленная функция Вигнера позволяет восстановить любую билинейную форму реального поля. Этот метод является адаптацией хорошо известного из квантовой механики и оптики вигнеровского подхода к построению квазиклассического приближения, позволяющего сводить уравнение Шредингера в некоторых приближениях к кинетическому уравнению Больцмана [25, 26]. Идейно этот подход близок и к многолучевой геометрической оптике, в ко-

торой волновой пучок моделируется целым набором независимых [27] или взаимодействующих [28] геометрооптических лучей. Такой подход не лишен недостатков и ограничений:

- по смыслу используемых разложений он должен классифицироваться как безабберационный [29];
- он позволяет реконструировать только квадратичные величины, но не само электрическое поле в волне;
- в практических приложениях он требует очень большого числа лучей (10^6 и выше) для обеспечения приемлемой точности [30].

Тем не менее, метод обладает несомненными достоинствами:

- возможностью последовательного учета пространственной и временной дисперсии и диссипации;
- строго обоснованной с физической точки зрения процедурой восстановления характеристик реального волнового поля, например, плотности вложенной мощности.

Развитие кодов на основе этого подхода происходит в последнее время довольно стремительно [31–35].

Наиболее сложным эффектом для моделирования с использованием безабберационных кодов является неоднородная на поперечном масштабе квазиоптического волнового пучка диссипация [7, 14] и пространственная дисперсия диссипации [36]. При этом значительная неоднородность коэффициента поглощения поперек волнового пучка характерна для целого ряда схем нагрева плазмы в тороидальных и аксиально-симметричных магнитных ловушках. Это связано как с резонансным характером поглощения СВЧ-волн, так и с релятивистскими эффектами, приводящими к негладким профилям поглощения (при достаточно слабом магнитном поле поглощение отсутствует полностью). С математической точки зрения это выражается в том, что компоненты тензора диэлектрической проницаемости представляются неаналитическими функциями ([37], § 16 гл. 4).

В данной работе мы предлагаем систематическое изложение метода кинетического уравнения для функции Вигнера для моделирования распространения и поглощения электромагнитных волн в анизотропных и гиротропных диссипативных средах с пространственной дисперсией. Хотя такой подход в целом известен

специалистам, его последовательное и формальное изложение для задач моделирования распространения волн в сложных средах не так просто найти в литературе. Поэтому нам кажется полезным с методической точки зрения привести это изложение в данной статье, начиная с основ и заканчивая построением асимптотической теории для плавнонеоднородных и слабодиссипативных сред — случая, наиболее востребованного для практических приложений. При этом естественным образом возникает новый не обсуждавшийся ранее подход, основанный на стохастическом описании лучей. Этот подход позволяет повысить точность метода кинетического уравнения для функции Вигнера при решении задач с существенной поперечной неоднородностью коэффициента поглощения.

Структура работы следующая. В разд. 2 вводится формализм, используемый далее — представление Вейля для псевдодифференциальных линейных операторов и функция Вигнера для скалярного поля. В разд. 3 вводится тензорная функция Вигнера для монохроматического электромагнитного поля и формулируется кинетическое уравнение для нее. В разд. 4 и 5 вводится скалярная функция Вигнера для электромагнитного поля и обсуждается ее связь с квазиоптическим приближением. В разд. 6 рассматривается первый асимптотический порядок в плавнонеоднородной и слабодиссипативной среде, приводящий к кинетическому уравнению Больцмана для скалярной функции Вигнера (кинетический лучевой подход). В разд. 7 рассматривается второй порядок — показывается, что эффекты неоднородного поглощения приводят к переходу от уравнения Больцмана к уравнению Фоккера—Планка, которое может быть решено добавлением стохастической силы в уравнения Гамильтона для лучей (диффузионное приближение). В разд. 8 обсуждаются начальные условия для кинетического уравнения. В разд. 9 выводятся нетривиальные для сред с пространственной дисперсией выражения для плотностей потока энергии и поглощаемой мощности через введенные функции Вигнера. В разд. 10 приводится пример использования развитой техники для решения задачи о распространении волнового пучка через область замагниченной плазмы с неоднородным циклотронным поглощением в плазме токамака. Пример носит

демонстрационный характер и не имеет самостоятельной ценности, однако он показывает разницу между первым и вторым порядком асимптотической теории, проявляющейся из-за резонансной диссипации. В Заключении подводятся итоги работы.

2. ФУНКЦИЯ ВИГНЕРА ДЛЯ СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ

Начнем с введения формализма Вейля для псевдодифференциальных операторов. Линейный оператор, действующий на скалярное комплексное поле $\psi(\mathbf{r}')$, можно представить через интегральное ядро, возможно содержащее обобщенную дельта-функцию Дирака и ее производные, как

$$\hat{A}\psi = \int A(\mathbf{r}, \mathbf{r}')\psi(\mathbf{r}')d\mathbf{r}'. \quad (2)$$

Здесь $d\mathbf{r}' = dx'dy'dz'$ обозначает элемент объема (а не приращение вектора); в таком же смысле мы будем понимать дифференциалы от векторных величин во всех остальных интегральных соотношениях, используемых в статье. Эрмитово-сопряженный оператор $\hat{A}^+$ при стандартном определении скалярного произведения отвечает ядру $A^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, где звездочкой обозначена операция комплексного сопряжения.

Будем называть вейлевским представлением оператора следующую функцию [26, 38]:

$$A(\mathbf{R}, \mathbf{K}) = \int A(\mathbf{R} + \xi/2, \mathbf{R} - \xi/2)\exp(-i\mathbf{K}\xi)d\xi. \quad (3)$$

Здесь и далее каллиграфическое написание относится к ядрам операторов в форме (2), а аналогичное курсивное — к их вейлевскому представлению (3). Обратное выражение для ядра линейного оператора через его вейлевское представление есть

$$A(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \int A\left(\frac{\mathbf{r} + \mathbf{r}'}{2}, \mathbf{K}\right)\exp(i\mathbf{K}(\mathbf{r} - \mathbf{r}'))\frac{d\mathbf{K}}{(2\pi)^3}. \quad (4)$$

Таким образом возникает взаимно-однозначное соответствие между операторами (2) и их вейлевскими представлениями (3).

Вычисляя комплексное сопряжение от формулы (3), получаем

$$\begin{aligned} A^*(\mathbf{R}, \mathbf{K}) &= \int [A(\mathbf{R} + \xi/2, \mathbf{R} - \xi/2)\exp(-i\mathbf{K}\xi)]^* d\xi = \\ &= \int A^*(\mathbf{R} - \xi/2, \mathbf{R} + \xi/2)\exp(-i\mathbf{K}\xi)d\xi = \end{aligned}$$

$$= \int A^+(\mathbf{R} + \xi/2, \mathbf{R} - \xi/2)\exp(-i\mathbf{K}\xi)d\xi.$$

То есть комплексное сопряжение вейлевского представления линейного оператора порождает эрмитово-сопряженный оператор $\hat{A}^+$. Из этого следует, что эрмитову оператору отвечает действительное вейлевское представление, а антиэрмитовому оператору — чисто мнимое представление.

Рассмотрим, например, оператор умножения на функцию координат

$$\hat{Q}[\psi] \equiv q(\mathbf{r}) \cdot \psi = \int \psi(\mathbf{r}')q(\mathbf{r})\delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r})d\mathbf{r}'.$$

Отвечающее ему вейлевское представление есть

$$Q = \int q(\mathbf{R} + \xi/2)\delta(\xi)e^{-i\mathbf{K}\xi}d\xi = q(\mathbf{R}).$$

Другой пример. Операторы дифференцирования

$$\hat{D}_0[\psi] \equiv \frac{\partial \psi}{\partial \mathbf{r}}, \quad \hat{D}_1[\psi] = \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \mathbf{r} \psi, \quad \hat{D}_2[\psi] = \mathbf{r} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \psi$$

имеют вейлевские представления

$$D_0 = \int e^{-i\mathbf{K}\xi} \nabla \delta(\xi) d\xi = i\mathbf{K},$$

$$D_{1,2} = \int (\mathbf{R} \mp \xi/2) e^{-i\mathbf{K}\xi} \nabla \delta(\xi) d\xi = i\mathbf{K}\mathbf{R} \mp \frac{1}{2}.$$

При этом действительное представление $\mathbf{K}\mathbf{R}$ будет отвечать эрмитовому оператору $(\hat{D}_1 + \hat{D}_2)/2i$.

Вейлевское представление (AB) суперпозиции $\hat{A}\hat{B}$ линейных операторов $\hat{A}$ и $\hat{B}$ имеет вид

$$\begin{aligned} (AB) &= \int A\left(\mathbf{R} + \frac{\mathbf{r}_1}{2}, \mathbf{K} + \mathbf{k}_1\right) B\left(\mathbf{R} + \frac{\mathbf{r}_2}{2}, \mathbf{K} + \mathbf{k}_2\right) \times \\ &\times \exp(i\mathbf{k}_2\mathbf{r}_1 - i\mathbf{k}_1\mathbf{r}_2) \frac{d\mathbf{r}_1 d\mathbf{k}_1 d\mathbf{r}_2 d\mathbf{k}_2}{(2\pi)^6}. \end{aligned}$$

Разложим подынтегральные функции в ряды по $\mathbf{r}_1, \mathbf{k}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{k}_2$ и выполним интегрирование по координатам $\mathbf{r}_1$ и $\mathbf{r}_2$. В результате получим

$$\begin{aligned} (AB) &= \sum_{m,n,k,l=0}^{\infty} \frac{1}{m!n!k!l!} \int \left(\frac{1}{2i} \frac{\partial A}{\partial \mathbf{R}} \frac{\partial}{\partial \mathbf{k}_2}\right)^m (\mathbf{k}_1 \frac{\partial A}{\partial \mathbf{K}})^n \\ &\times \left(\frac{i}{2} \frac{\partial B}{\partial \mathbf{R}} \frac{\partial}{\partial \mathbf{k}_1}\right)^k (\mathbf{k}_2 \frac{\partial B}{\partial \mathbf{K}})^l AB \delta(\mathbf{k}_1) \delta(\mathbf{k}_2) d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2. \end{aligned}$$

Нижний индекс в частных производных определяет “направление” дифференцирования: дифференциальный оператор, записанный через ∂_A , применяется только к функции $A(\mathbf{R}, \mathbf{K})$, а дифференциальный оператор ∂_B применяется только к $B(\mathbf{R}, \mathbf{K})$. Слагаемые в этой сумме отличны от нуля только при $m = l$ и $n = k$. После этого мы

получаем ответ в виде ряда, который может быть формально записан через экспоненту от оператора:

$$(AB) = \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{1}{m!n!} \left(\frac{i}{2} \frac{\partial_A}{\partial \mathbf{R}} \frac{\partial_B}{\partial \mathbf{K}} \right)^m \left(\frac{1}{2i} \frac{\partial_B}{\partial \mathbf{R}} \frac{\partial_A}{\partial \mathbf{K}} \right)^n AB = \\ = \exp \left(\frac{i}{2} \frac{\partial_A}{\partial \mathbf{R}} \frac{\partial_B}{\partial \mathbf{K}} - \frac{i}{2} \frac{\partial_B}{\partial \mathbf{R}} \frac{\partial_A}{\partial \mathbf{K}} \right) A(\mathbf{R}, \mathbf{K}) B(\mathbf{R}, \mathbf{K}). \quad (5)$$

В результате мы получили выражение для суперпозиции операторов в представлении Вейля. Еще раз подчеркнем, что экспонента здесь — это формальная запись для операторного ряда.

Для произвольного комплексного поля $\psi(\mathbf{r})$ можно определить функцию Вигнера [25]

$$W(\mathbf{R}, \mathbf{K}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \psi \left(\mathbf{R} + \frac{\xi}{2} \right) \psi^* \left(\mathbf{R} - \frac{\xi}{2} \right) e^{-i\mathbf{K}\xi} d\xi. \quad (6)$$

Функция Вигнера принимает действительные значения. Кроме того, она имеет следующие свойства:

$$\begin{aligned} |\psi(\mathbf{r})|^2 &= \int W(\mathbf{r}, \mathbf{K}) d\mathbf{K}, \\ |\psi_k(\mathbf{k})|^2 &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int W(\mathbf{R}, \mathbf{k}) d\mathbf{R}, \\ \psi(\mathbf{r}) \psi^*(\mathbf{r}') &= \int W \left(\frac{\mathbf{r} + \mathbf{r}'}{2}, \mathbf{K} \right) e^{i\mathbf{K}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')} d\mathbf{K}, \quad (7) \\ \langle \psi A \psi \rangle &\equiv \iint \psi(\mathbf{r}) \psi^*(\mathbf{r}') A(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r} d\mathbf{r}' = \\ &= \iint W(\mathbf{R}, \mathbf{K}) A(\mathbf{R}, \mathbf{K}) d\mathbf{R} d\mathbf{K}. \end{aligned}$$

Здесь ψ_k есть Фурье-образ ψ . Эти свойства позволяют в квантовой механике использовать функцию Вигнера как аналог функции распределения в фазовом пространстве [25, 26]. Заметим, что таким образом определенная функция хотя и является действительной, не обязана быть знакоопределенной, что может нарушать некоторые интуитивные представления, связанные с обычной функцией распределения.

Рассмотрим представление решения произвольного дифференциального или интегро-дифференциального линейного уравнения через функцию Вигнера. Пусть имеется уравнение

$$\widehat{D}[\psi] = 0, \quad (8)$$

где $\widehat{D}$ — линейный оператор с интегральным ядром $D(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$. Это уравнение равносильно операторному уравнению

$$\widehat{D}\widehat{W} = 0, \quad W(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{(2\pi)^3} \psi(\mathbf{r}) \psi^*(\mathbf{r}'), \quad (9)$$

где $\widehat{W}$ — линейный оператор с интегральным ядром $W(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$. Необходимость условия (9) для выполнения (8) следует из очевидного соотношения

$$\psi^* \widehat{D}[\psi] = 0 \Rightarrow \int D(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \psi(\mathbf{r}') \psi^*(\mathbf{r}'') d\mathbf{r}' d\mathbf{r}'' = 0.$$

Его достаточность следует из соотношения

$$\widehat{W}[\psi] = \mu \psi, \quad \mu = \frac{1}{(2\pi)^3} \int |\psi|^2 d\mathbf{r}' > 0$$

и линейности оператора $\widehat{D}$. Таким образом, уравнения (8) и (9) полностью эквивалентны.

Вейлевское представление $W(\mathbf{R}, \mathbf{K})$ оператора $\widehat{W}$ в точности совпадает с функцией Вигнера (6) для поля $\psi(\mathbf{r})$. Воспользовавшись формулой (5) для суперпозиции линейных операторов, уравнение (9) можно переписать в вейлевском представлении как

$$\exp \left(\frac{i}{2} \frac{\partial_D}{\partial \mathbf{R}} \frac{\partial_W}{\partial \mathbf{K}} - \frac{i}{2} \frac{\partial_W}{\partial \mathbf{R}} \frac{\partial_D}{\partial \mathbf{K}} \right) D(\mathbf{R}, \mathbf{K}) W(\mathbf{R}, \mathbf{K}) = 0. \quad (10)$$

Важно отметить, что это уравнение, часто называемое кинетическим уравнением на функцию Вигнера, также полностью эквивалентно исходному уравнению (8). Заметим, что под кинетическим уравнением часто понимают и приближенные уравнения, отвечающие разложению операторной экспоненты в конечный ряд Тейлора.

3. ТЕНЗОР ВИГНЕРА ДЛЯ МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Поскольку функция Вигнера квадратична по полю, то комплексное *векторное* поле порождает *тензорную* функцию Вигнера. В частности, для распределения комплексной амплитуды монохроматического электрического поля $\mathbf{E}$ можно ввести тензорную функцию Вигнера (тензор Вигнера)

$$W_{\alpha\beta}(\mathbf{R}, \mathbf{K}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int E_{\alpha} \left(\mathbf{R} + \frac{1}{2} \xi \right) \cdot E_{\beta}^* \left(\mathbf{R} - \frac{1}{2} \xi \right) e^{-i\mathbf{K}\xi} d\xi. \quad (11)$$

Греческими буквами $\alpha, \beta, \dots$ мы будем обозначать индексы, нумерующие декартовы компоненты электрического поля. Эти индексы во всех последующих выкладках пробегают значения x, y и z .

Как и в скалярном случае, через тензорную функцию Вигнера может быть выражена любая

билинейная функция компонент поля. В частности, квадрат модуля электрического поля и тензор корреляции полей в разных точках находятся следующим образом:

$$|\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 = \sum_{\alpha} \int W_{\alpha\alpha}(\mathbf{r}, \mathbf{K}) d\mathbf{K},$$

$$E_{\alpha}(\mathbf{r}) E_{\beta}^*(\mathbf{r}') = \int W_{\alpha\beta}\left(\frac{\mathbf{r} + \mathbf{r}'}{2}, \mathbf{K}\right) e^{i\mathbf{K}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')} d\mathbf{K}. \quad (12)$$

Рассмотрим систему волновых уравнений на комплексные амплитуды электрического поля (три декартовы компоненты E_{α}), следующую из уравнений Максвелла для монохроматического поля с частотой ω . В анизотропной линейной среде с тензором диэлектрической проницаемости $\epsilon_{\alpha\beta}(\omega)$ эта система определяется как

$$\sum_{\beta} \widehat{D}_{\alpha\beta} [E_{\beta}] = 0, \quad \widehat{D}_{\alpha\beta} = \frac{\partial^2}{\partial x_{\alpha} \partial x_{\beta}} - \delta_{\alpha\beta} \Delta - k_0^2 \widehat{\epsilon}_{\alpha\beta}.$$

(например, [37], § 3 гл. 2). Здесь Δ — оператор Лапласа, $k_0 = \omega / c$ — размерная постоянная, имеющая смысл волнового числа в вакууме для монохроматического волнового поля. В соответствии с результатами предыдущего раздела, эта система уравнений эквивалента матричной системе уравнений

$$\sum_{\beta} \widehat{D}_{\alpha\beta} \widehat{W}_{\beta\gamma} = 0,$$

которая в свою очередь сводится к системе уравнений для компонент тензора Вигнера исходного поля

$$\exp\left(\frac{i}{2} \frac{\partial_D}{\partial \mathbf{R}} \frac{\partial_W}{\partial \mathbf{K}} - \frac{i}{2} \frac{\partial_W}{\partial \mathbf{R}} \frac{\partial_D}{\partial \mathbf{K}}\right) \sum_{\beta} D_{\alpha\beta}(\mathbf{R}, \mathbf{K}) W_{\beta\gamma}(\mathbf{R}, \mathbf{K}) = 0, \quad (13)$$

где

$$D_{\alpha\beta}(\mathbf{R}, \mathbf{K}) = -K_{\alpha} K_{\beta} + \delta_{\alpha\beta} K^2 - k_0^2 \epsilon_{\alpha\beta}(\mathbf{R}, \mathbf{K}). \quad (14)$$

Получившееся матричное кинетическое уравнение, аналогичное (10), позволяет строить решения для тензорной функции Вигнера с любой необходимой точностью. Заметим, что в средах с пространственной дисперсией тензор диэлектрической проницаемости должен задаваться нелокальным интегральным оператором вида (2) с ядром $\epsilon_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$; в средах без пространственной дисперсии действие тензора диэлектрической проницаемости сводится к умножению на числовую матрицу $\epsilon_{\alpha\beta}$.

4. НУЛЕВОЙ ПОРЯДОК. СКАЛЯРНАЯ ФУНКЦИЯ ВИГНЕРА ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

В плавнонеоднородной среде, в которой масштабы неоднородности среды и характерные размеры распределения интенсивности комплексной амплитуды поля много больше длины волны, $\lambda / L \ll 1$, возможно построение упрощенной асимптотической теории на базе кинетического уравнения (13). При этом следует учесть, что каждая операция $\partial^2 / \partial \mathbf{R} \partial \mathbf{K}$ в операторной экспоненте приводит к повышению порядка малости по параметру геометрической оптики λ / L .

В нулевом порядке теории возмущений операторная экспонента в (13) заменяется тождественным оператором, что дает

$$\sum_{\beta} D_{\alpha\beta}(\mathbf{R}, \mathbf{K}) W_{\beta\gamma}(\mathbf{R}, \mathbf{K}) = 0. \quad (15)$$

Это матричное тождество, которое должно выполняться покомпонентно для всех α и γ . Для решения этого уравнения нам потребуется использовать дополнительные физические соображения, ограничивающие вид волнового оператора. Во-первых, заметим, что для существования нетривиального решения для тензора Вигнера необходимо, чтобы одно из собственных значений матрицы волнового оператора $D_{\alpha\beta}$ принимало нулевое значение при определенных $\mathbf{R}$ и $\mathbf{K}$. Обозначим это собственное значение $H(\mathbf{R}, \mathbf{K})$. Во-вторых, будем считать, что в рассматриваемой задаче отсутствует поляризационное вырождение, то есть для всех $\mathbf{R}$ и $\mathbf{K}$ выделенному собственному значению H отвечает ровно один собственный вектор $\mathbf{e}(\mathbf{R}, \mathbf{K})$ с компонентами e_{α}

$$\sum_{\beta} D_{\alpha\beta} e_{\beta} = H e_{\alpha}. \quad (16)$$

Физически это означает, что мы не рассматриваем изотропные среды и исключаем специальный случай линейного взаимодействия нормальных волн, которое реализуется в окрестности точки поляризационного вырождения уравнений Максвелла в анизотропных и гиротропных средах с глобально снятым поляризационным вырождением [39]. Вектор $\mathbf{e}(\mathbf{R}, \mathbf{K})$ можно трактовать как вектор поляризации электрического поля для нормальной моды среды, а выполняющееся на нетривиальных решениях условие $H(\mathbf{R}, \mathbf{K}) = 0$ — как соответствующее

геометрооптическое дисперсионное соотношение, с учетом сделанных замечаний полностью эквивалентное условию разрешимости волнового уравнения $\det(D_{\alpha\beta}) = 0$. Из (16) следует очевидное равенство

$$H(\mathbf{R}, \mathbf{K}) = \sum_{\alpha, \beta} e_{\alpha}^* e_{\beta} D_{\alpha\beta}, \quad (17)$$

справедливое, если вектор поляризации нормирован на единицу, $\mathbf{e}\mathbf{e}^* = 1$.

С формально математической точки зрения приведенные выше условия означают, что размерность ядра волнового оператора $D_{\alpha\beta}$ не может быть больше единицы и в точности равна ей в решениях (15). Поэтому образ оператора $W_{\beta\gamma}$, отвечающего решению (15), должен состоять из одного (с точностью до растяжений) элемента $\mathbf{e}(\mathbf{R}, \mathbf{K})$. Другими словами, $W_{\beta\gamma}$ должен проектировать любой вектор на вектор поляризации $\mathbf{e}$:

$$\sum_{\gamma} W_{\beta\gamma} x_{\gamma} = \mu e_{\beta} \quad (\forall x_{\gamma}).$$

Эрмитов оператор, удовлетворяющий этому свойству, имеет общий вид

$$W_{\beta\gamma}(\mathbf{R}, \mathbf{K}) = e_{\beta}(\mathbf{R}, \mathbf{K}) e_{\gamma}^*(\mathbf{R}, \mathbf{K}) W(\mathbf{R}, \mathbf{K}). \quad (18)$$

Чтобы показать это достаточно перейти в базис, первым из векторов которого является вектор поляризации $\mathbf{e}$. В этом базисе матрица $W_{\beta\gamma}$ имеет единственный ненулевой элемент $W_{11} = W$.

Заметим, что тензорное представление (18) описывает электрическое поле вида

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \hat{\mathbf{e}}(\mathbf{r}) u(\mathbf{r}), \quad (19)$$

где $\hat{\mathbf{e}}$ есть оператор поляризации, однозначно определяемый по своему вейлевскому представлению $\mathbf{e}(\mathbf{R}, \mathbf{K})$, а $u(\mathbf{r})$ есть скалярная комплексная амплитуда волнового поля. Функция $W(\mathbf{R}, \mathbf{K})$ в точности соответствует функции Вигнера, отвечающей распределению скалярной комплексной амплитуды $u(\mathbf{r})$ в соответствии с (6), поэтому будем называть эту величину скалярной функцией Вигнера. Эта функция принимает только действительные значения.

Напомним, что формула (18) определяет решение уравнения (15) только если $\mathbf{e}$ отвечает ядру волнового оператора, поэтому

$$W(\mathbf{R}, \mathbf{K}) = \tilde{W}(\mathbf{R}, \mathbf{K}) \delta(H(\mathbf{R}, \mathbf{K})), \quad (20)$$

где $\tilde{W}(\mathbf{R}, \mathbf{K})$ — произвольная действительная функция, $\delta(\dots)$ — дельта-функция Дирака,

отвечающая за выполнение дисперсионного соотношения. Таким образом, мы построили точное решение кинетического уравнения для тензора Вигнера в нулевом порядке теории возмущений.

5. СВЯЗЬ С КВАЗИОПТИЧЕСКИМ ПРИБЛИЖЕНИЕМ

С методической точки зрения полезно представить матричные уравнения (13) как одно уравнение на скалярную функцию Вигнера, заданную в виде в виде (18)

$$\exp\left(\frac{i}{2} \frac{\partial H}{\partial \mathbf{R}} \frac{\partial W}{\partial \mathbf{K}} - \frac{i}{2} \frac{\partial W}{\partial \mathbf{R}} \frac{\partial H}{\partial \mathbf{K}}\right) H(\mathbf{R}, \mathbf{K}) W(\mathbf{R}, \mathbf{K}) = 0. \quad (21)$$

Уравнениям нулевого порядка (15) соответствует

$$H(\mathbf{R}, \mathbf{K}) W(\mathbf{R}, \mathbf{K}) = 0.$$

Эквивалентное (21) уравнение на электрическое поле, действующее в исходном (не вигнеровском) пространстве, есть

$$\hat{\mathcal{H}}[u] = 0, \quad (22)$$

где $\hat{\mathcal{H}}$ — оператор, заданный вейлевским представлением (17), которое в свою очередь определяется как собственное число вейлевского представления исходного волнового оператора $D_{\alpha\beta}$. Оператор $\hat{\mathcal{H}}$ будем называть оператором Гамильтона уравнения на скалярную амплитуду. Это определение несколько условно, поскольку наш оператор не обязательно эрмитов. Как обычно, эрмитова часть оператора $\hat{\mathcal{H}}$ отвечает за “обратимый” диэлектрический отклик и, как мы увидим ниже, порождает гамильтонову динамику в консервативной среде, а антиэрмитова часть отвечает за необратимые процессы — диссипацию электромагнитного поля или его усиление в неравновесной среде.

Представление поля в плавнонеоднородной среде в виде невзаимодействующих мод вида (19) с фиксированными поляризациями и неизвестными скалярными амплитудами, определяемые уравнением (22), соответствует идеям абберационного квазиоптического приближения, развитого в работах [15–19, 40]. Обсуждая связь нашего подхода с последовательной квазиоптической теорией, необходимо отметить два обстоятельства.

Во-первых, уравнение (22), которое в цитируемых выше работах рассматривается как исходное, вводится хотя и естественно, но в значительной

степени феноменологически. Строгий вывод этого уравнения в рамках квазиоптики возможен лишь в простейших частных случаях. В неоднородных средах с пространственной дисперсией и диссипацией остается определенный произвол в определении как волнового гамильтониана $\hat{H}$, так и скалярной амплитуды u (ее связи с вектором электрического поля) даже при условии, что все физические критерии применимости квазиоптического приближения выполнены. Как было показано выше, метод функций Вигнера открывает возможность формального определения этих величин. Подчеркнем, что связь с квазиоптикой следует прежде всего из соотношения (16) и следующего из него “точного” дисперсионного соотношения $H(\mathbf{R}, \mathbf{K}) = 0$. С другой стороны, вектора поляризации нормальных волн в стандартном геометрооптическом приближении определяются как собственные векторы матрицы $D_{\alpha\beta}$, отвечающие нулевому собственному значению. Отсюда можно сделать нетривиальное и отсутствующее в цитируемых работах по квазиоптике утверждение о том, что вейлевское представление оператора $\hat{\mathbf{e}}$, фигурирующего в (19), на самом деле является вектором поляризации одной из нормальных волн в геометрооптическом приближении. В анизотропной или гиротропной среде без пространственной дисперсии каждому направлению $\mathbf{K}$ отвечает ровно два решения дисперсионного уравнения — обыкновенная и необыкновенная электромагнитная волна. В среде с пространственной дисперсией общее число нормальных мод определяется количеством веток дисперсионного уравнения, при этом, если исключить линейное взаимодействие, каждому отдельному корню дисперсионного уравнения $H = 0$ отвечает отдельный вектор поляризации (отдельная мода).

Второе обстоятельство связано с различным подходом к решению уравнения (22). Квазиоптический подход основан на разложении решения в окрестности некоторого опорного луча, вдоль которого происходит быстрая вариация фазы волнового поля. При этом вместо (22) рассматривается “укороченное” эволюционное уравнение для медленной огибающей поля вдоль луча

$$\hat{H} \left[\bar{u} e^{\int i k_{\tau} d\tau} \right] = 0 \Rightarrow \frac{\partial \bar{u}}{\partial \tau} \approx i \hat{H}_{QO} \left[\bar{u} \right]. \quad (23)$$

При этом возникают естественные ограничения на максимальную кривизну опорного

луча, которые могут ограничить применение метода, например, при расчете распространения квазистатических сильнозамедленных мод в тепловой плазме. Кроме того, в процессе укорочения волнового гамильтониана возникают дополнительные формальные сложности с определением антиэрмитовой части $\hat{H}_{QO}$, ответственной за резонансную диссипацию, которые приходится преодолевать феноменологическими приемами [17–19]. Как будет показано ниже, асимптотическая теория, основанная на кинетическом уравнении для функции Вигнера, позволяющая обойти эти трудности, при этом опираясь только на лучевую оптику и уравнение переноса интенсивности вдоль луча. Однако за это приходится “расплачиваться” тем, что этот метод дает информацию только о квадратичных по электрическому полю усредненных величинах.

6. ПЕРВЫЙ ПОРЯДОК. КИНЕТИЧЕСКИЙ ЛУЧЕВОЙ ПОДХОД

Мы пришли к квазиоптическому уравнению для скалярной амплитуды, опираясь на нулевое приближение в строгом кинетическом уравнении для тензора Вигнера. Следующее приближение мы будем строить так, чтобы сохранить квазиоптическое представление поля, которое уже показало свою применимость для широкого круга задач. С физической точки зрения это означает, что мы по-прежнему пренебрегаем линейным взаимодействием мод, а также рассеянием во встречную волну для заданной моды $\mathbf{e}$. С формально-математической точки зрения это означает, что мы “навязываем” диагональную форму для тензора Вигнера (18). То есть мы будем учитывать только поправки к диагональным членам, возникающие при разложении матричного кинетического уравнения (13) по малому параметру λ / L , при этом потребуется последовательно избавляться не только от старших порядков, но и от всех членов, приводящих к возникновению внедиагональных компонент W_{ij}^0 и связи разных диагональных элементов W_{ii} .

Для этого будем сразу искать решение уравнений (13) в виде (18). Получим скалярное кинетическое уравнение (21), которое будем рассматривать как исходное уравнение для построения асимптотической теории для скалярной функции Вигнера W .

Разложим операторную экспоненту в (21) в ряд Тейлора до первого порядка по λ / L . Кроме того, дополнительно мы будем считать среду слабодиссипативной, т.е. полагать малой мнимую часть представления Вейля для оператора Гамильтона (17)

$$|H''| \leq (\lambda/L)|H'|. \quad (24)$$

В результате получим комплексное уравнение на действительную функцию W , которое может быть разделено на действительную и мнимую части, после чего приходим к следующим двум уравнениям:

$$H'W = 0, \quad (25)$$

$$\frac{\partial H'}{\partial \mathbf{K}} \frac{\partial W}{\partial \mathbf{R}} - \frac{\partial H}{\partial \mathbf{R}} \frac{\partial W}{\partial \mathbf{K}} = 2H''W. \quad (26)$$

Первое уравнения соответствует приближению нулевого порядка, в котором отброшены диссипативные члены. Его решение аналогично (20):

$$W = \tilde{W}(\mathbf{R}, \mathbf{K}) \delta(H'(\mathbf{R}, \mathbf{K})), \quad (27)$$

где $\tilde{W}(\mathbf{R}, \mathbf{K})$ — произвольная действительная функция, которая должна уточняться из второго уравнения, а выполняющееся на решениях (25) условие

$$H'(\mathbf{R}, \mathbf{K}) = 0 \quad (28)$$

воспроизводит геометрикооптическое дисперсионное соотношение в слабодиссипативной среде.

Уравнение Больцмана (26) решается методом характеристик. Рассмотрим функции $\mathbf{R}(\tau)$ и $\mathbf{K}(\tau)$ и $\mathbf{K}(\tau)$, удовлетворяющие уравнениям Гамильтона

$$\frac{d\mathbf{R}}{d\tau} = \frac{\partial H'}{\partial \mathbf{K}}, \quad \frac{d\mathbf{K}}{d\tau} = -\frac{\partial H'}{\partial \mathbf{R}}. \quad (29)$$

Волновой вектор $\mathbf{K}$ здесь играет роль канонического импульса, сопряженного координате $\mathbf{R}$. Для величины

$$W(\tau) = \int W(\mathbf{R}, \mathbf{K}) \delta(\mathbf{R} - \mathbf{R}(\tau)) \delta(\mathbf{K} - \mathbf{K}(\tau)) d\mathbf{R} d\mathbf{K}$$

получаем уравнение

$$\frac{dW}{d\tau} = 2H''W. \quad (30)$$

Его решение вдоль характеристики имеет вид

$$W(\tau) = W_0 \exp\left(\int_0^\tau 2H''(\tau') d\tau'\right). \quad (31)$$

W_0 определяется начальными условиями при $\tau = 0$, которые задаются на некоторой поверхности Γ_0 в шестимерном фазовом пространстве. Области с $H'' < 0$ отвечают за диссипацию поля,

области с $H'' > 0$ отвечают за усиление в неравновесных средах.

Чтобы восстановить значение $W(\mathbf{R}, \mathbf{K}) = W(\tau^*)$ в некоторой заданной точке фазового пространства, достаточно посчитать “лучевое расстояние” $\tau^*(\mathbf{R}, \mathbf{K})$ от этой точки до поверхности Γ_0 . Для этого нужно просчитать решения уравнений (29) с начальными условиями $(\mathbf{R}, \mathbf{K})$ в обратном направлении вплоть до момента, когда характеристика достигнет Γ_0 , т.е. надо найти решение $\mathbf{R}(\tau), \mathbf{K}(\tau)$ такое, что $\mathbf{R}(0) = \mathbf{R}, \mathbf{K}(0) = \mathbf{K}, (\mathbf{R}(-\tau^*), \mathbf{K}(-\tau^*)) \in \Gamma_0$.

Заметим, что в практических расчетах обычно требуется вычислить сразу все поле $W(\mathbf{R}, \mathbf{K})$ или его интегральные характеристики, поэтому обратная трассировка лучей не эффективна. Вместо этого можно выпустить набор лучей с поверхности начальных условий Γ_0 и некоторым образом фиксировать прохождение лучей с учетом набираемого веса $W(\tau)$ через разбитое на ячейки фазовое пространство.

Уравнения характеристик сохраняют гамильтониан H . Поэтому, уравнение (30) и его решение применимы как к W , так и к введенной в (27) функции $\tilde{W}$ (при этом меняется смысл и размерность W_0). Первый случай реализуется, если для начальных условий выполнено дисперсионное соотношение (28), при этом $W(\tau)$ определяет решение *обоих уравнений* (25), (26). Однако с технической точки зрения нам будет удобнее оставить $\delta(H')$ в явном виде, поэтому решение системы уравнений (25), (26) представим в виде

$$W(\mathbf{R}, \mathbf{K}) = W(\tau^*(\mathbf{R}, \mathbf{K})) \delta(H'(\mathbf{R}, \mathbf{K})), \quad (32)$$

где $W(\tau)$ определяется (31). Способ задания W_0 мы обсудим в разд. 8.

Покажем, что полученное решение не зависит от нормировки гамильтониана. Рассмотрим новую функцию Гамильтона $\tilde{H} = CH$, полученную умножением исходной на произвольную положительную функцию $C(\mathbf{R}, \mathbf{K})$. Очевидно, такое умножение не влияет на выполнение условия (28), а в уравнениях на характеристики (29) может быть скомпенсировано переопределением эволюционной координаты $d\tilde{\tau} = Cd\tau$. Поэтому $\tilde{H}''d\tilde{\tau} = H''d\tau$, то есть аргумент экспоненты в (31) является инвариантом нашего преобразования, а ослабление или усиление поля вдоль луча не зависит от нормировки H .

Уравнения (29) в совокупности с решением (32) принято называть кинетическим

лучевым подходом. Отметим отличия описываемого подхода от метода уравнения эйконала в геометрической оптике [41]. Во-первых, уравнение эйконала действует в трехмерном пространстве $\mathbf{r}$, а уравнения на функцию Вигнера в шестимерном пространстве $(\mathbf{R}, \mathbf{K})$. В отличие от трехмерного пространства, в шестимерном пространстве для стационарного гамильтониана фазовые траектории не пересекаются. Поэтому в кинетическом подходе нет проблемы “схлопывания силовой трубки” и связанной с ней неоднозначности решения. В рамках метода уравнения эйконала эта проблема также может решаться переходом к другой трехмерной проекции шестимерного фазового пространства [42, 43]. Во-вторых, не возникает необходимости интегрирования фазы вдоль луча. В-третьих, уравнение переноса сводится к тривиальному, но в определенном смысле строгому виду (30) в отличие от приближения геометрической оптики, в котором уравнение переноса излучения вдоль луча либо феноменологическое, либо должно обосновываться достаточно сложными внешними способами [44].

7. ВТОРОЙ ПОРЯДОК. ДИФфуЗИОННОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Учет следующего порядка по малому параметру λ / L в уравнении (21) приводит к поправке диффузионного типа. Вместо уравнения (26) мы получаем

$$\frac{\partial H'}{\partial \mathbf{P}} \frac{\partial W}{\partial \mathbf{Q}} = 2H''W + \sum_{m,n} F_{mn} \frac{\partial^2 W}{\partial Q_m \partial Q_n}, \quad (33)$$

$$F_{mn} = -\frac{1}{4} \frac{\partial^2 H''}{\partial P_m \partial P_n}.$$

Здесь для сокращения записи введены 6-компонентные векторы

$$\mathbf{Q} = (R_x, R_y, R_z, K_x, K_y, K_z),$$

$$\mathbf{P} = (K_x, K_y, K_z, -R_x, -R_y, -R_z).$$

Левая часть уравнения (33) совпадает с (26). Член со вторыми производными функции W в правой части описывает диффузию в импульсном пространстве, если поглощение неоднородно, и в координатном пространстве, если присутствует пространственная дисперсия поглощения.

Для физической корректности уравнения (33) в диссипативных средах наряду с знакооп-

ределенностью мнимой части гамильтониана ($H'' < 0$) необходимо также потребовать положительной определенности квадратичной формы F_{mn} . Следует также отметить, что малость поглощения в условии (24) не всегда гарантирует малость пространственных производных H'' в F_{mn} , которые при резонансном характере поглощения могут быть весьма значительными [45–47]. Кроме того, на длинных трассах распространения эффект диффузии функции Вигнера будет “накапливаться”, что может приводить к качественно новым эффектам. Особенно ярко это проявляется в случаях распространения вдоль резонансных поверхностей [7, 13, 14].

Формально появление диффузионных членов лишает кинетический лучевой подход главного численного преимущества — возможности независимого расчета характеристик и эволюции функции Вигнера вдоль них. В этом случае численное решение уравнения (33) становится едва ли не сложнее, чем прямое полноволновое моделирование. Однако если рассматривать уравнение (33) как аналог кинетического уравнения на некоторую функцию распределения, то члены, отвечающие за учет неоднородности поглощения, могут интерпретироваться как переход от уравнения Больцмана к уравнению Фоккера–Планка. Поэтому напрашивающимся эффективным численным методом решения обозначенной выше проблемы является переход к стохастическому описанию динамики отдельных лучей, приводящей к диффузии после усреднения по статистическому ансамблю [48, 49].

Для этого рассмотрим семейство лучей, подчиняющегося уравнениям Ланжевена,

$$\frac{d\mathbf{Q}}{d\tau} = \frac{\partial H'}{\partial \mathbf{P}} + \mathbf{G}, \quad \langle G_m \rangle = 0, \quad \langle G_m G_n \rangle = F_{mn},$$

где $\mathbf{G}$ — стохастическая сила в 6-ти мерном пространстве, обладающая нулевым средним и тензором дисперсии F_{mn} . Эффективный способ генерации псевдослучайной последовательности, обладающей указанными свойствами, изложен в Приложении 1. Выделяя координаты и импульсы по отдельности, получаем лучевые уравнения в привычной форме Гамильтона

$$\frac{d\mathbf{R}}{d\tau} = \frac{\partial H'}{\partial \mathbf{K}} + \mathbf{G}_R, \quad \frac{d\mathbf{K}}{d\tau} = -\frac{\partial H'}{\partial \mathbf{R}} + \mathbf{G}_K, \quad (34)$$

но с добавочным ланжевенскими источниками $\mathbf{G}_R$ и $\mathbf{G}_K$, представляющими, соответственно, первые три и последние три компоненты случайного

вектора $\mathbf{G}$. Если интенсивность W вдоль луча меняется по закону (31), то в приближении Фоккера–Планка функция распределения для такого семейства лучей

$$W(\mathbf{R}, \mathbf{K}) = \left\langle W_0 \exp \left(\int_0^{\tau^*(\mathbf{R}, \mathbf{K})} 2H''(\tau') d\tau' \right) \right\rangle$$

описывается диффузионным уравнением (33). Таким образом, моделируя случайные реализации семейства лучей (34), отвечающие одинаковым начальным условиям, и усредняя по ансамблю, содержащему достаточное число реализаций, можно найти решение искомого уравнения с заданной точностью.

Здесь необходимо вспомнить, что кроме диффузионного кинетического уравнения, нам необходимо обеспечить выполнение уравнения (25) и следующего из него дисперсионного соотношения (28). Для этого стохастическая сила $\mathbf{G}$ должна обеспечивать сохранение гамильтониана, что возможно только если диффузия происходит в пространстве меньшей размерности. Возможность понизить размерность пространства, в котором происходит диффузия, связана с тем, что функция Вигнера на “соседних” лучах может меняться заметно вследствие накопления эффектов диффузии на трассе, в то время как неоднородность функции Вигнера вдоль луча определяется только локальной диссипацией. Поэтому вдоль луча функция Вигнера меняется плавно. Наиболее простой способ учесть подобные соображения – это полностью запретить стохастическую диффузию вдоль луча. Этого можно добиться модификацией случайной силы в уравнениях (34):

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{G}}_{\mathbf{R}} &= \mathbf{G}_{\mathbf{R}} - (\mathbf{G}_{\mathbf{R}}, \ell) \ell, \\ \tilde{\mathbf{G}}_{\mathbf{K}} &= \mathbf{G}_{\mathbf{K}} - \left((\mathbf{G}_{\mathbf{K}}, \ell) + \left| \frac{\partial H'}{\partial \mathbf{K}} \right|^{-1} \left(\tilde{\mathbf{G}}_{\mathbf{R}}, \frac{\partial H'}{\partial \mathbf{R}} \right) \right) \ell, \end{aligned}$$

где $\ell = (\partial H' / \partial \mathbf{K}) / |\partial H' / \partial \mathbf{K}|$ – единичный вектор вдоль траектории. При таком выборе силы стохастически возмущаются только величины, поперечные к лучу, изменение продольного импульса при этом подчиняется закону сохранения гамильтониана.

Формально такой переход может быть строго (но очень громоздко) осуществлен на основе теоремы о понижении порядка автономной гамильтоновой системы ([50], § 141). Отметим

также, что предложенное модельное описание “продольной” части диффузии в импульсном пространстве приводит к отказу от учета возможного отражения луча от области неоднородности (в частности, от резонанса среды), то есть пере-скоку с одной ветки решения уравнения $H' = 0$ на другую, отвечающую волне той же поляризации, но распространяющейся в обратном направлении [46, 47].

8. НАЧАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ ДЛЯ КИНЕТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ

Для того, чтобы воспользоваться полученными решениями в практических расчетах, необходимо задать значение скалярной функции Вигнера при $\tau = 0$ для всего пятимерного набора характеристик Γ_0 (поверхность в шестимерном пространстве). Поскольку лучевые уравнения (29), (30) и (34) не содержат переменную τ явным образом, мы имеем право выбирать поверхность Γ_0 как нам удобно.

Пусть распределение комплексной амплитуды поля задано на плоскости $z = 0$, причем волна распространяется из полупространства $z < 0$ в полупространство $z > 0$. Будем отсчитывать момент $\tau = 0$ для каждой характеристики от момента, когда она пересекает плоскость $z = 0$. Координаты и волновые вектора (импульсы) на этой плоскости задаются двумерными (поперечными) векторами $\mathbf{R}_{\perp}$ и $\mathbf{K}_{\perp}$, которые являются свободными параметрами при выборе начальных условий для лучевых уравнений. Воспользовавшись дисперсионным уравнением (28), можно определить начальный импульс $K_{z0}(\mathbf{R}_{\perp}, \mathbf{K}_{\perp})$ при $z = 0$ и всех возможных значениях начальных поперечных координат и импульсов. Таким образом мы задаем полный набор начальных координат и импульсов в шестимерном пространстве, необходимый для расчета характеристик в соответствии с лучевыми уравнениями (29) или (34).

Очевидно, что начальная функция Вигнера $W_0(\mathbf{R}_{\perp}, \mathbf{K}_{\perp})$ в (31) также зависит только от четырех свободных параметров – компонент поперечных координат и импульсов. При этом истинная функция Вигнера в шестимерном фазовом пространстве на плоскости $z = 0$ должна зависеть от пятого параметра – продольного импульса K_z . Эта зависимость определяется дисперсионным соотношением, которое выражено в виде множи-

теля $\delta(H')$ в (32). В итоге функция Вигнера при $z = 0$ представляется в виде

$$W^{(z=0)}(\mathbf{R}_\perp, \mathbf{K}) = \left| \frac{\partial H'}{\partial K_z} \right|^{-1} \delta(K_z - K_{z0}(\mathbf{R}_\perp, \mathbf{K}_\perp)) W_0(\mathbf{R}_\perp, \mathbf{K}_\perp). \quad (35)$$

Для того, чтобы определить W_0 , воспользуемся соотношением (7) для заданного при $z = 0$ распределения комплексной амплитуды $\mathbf{E}_0 = \mathbf{e}u$ или, эквивалентно, $u = \mathbf{e}^* \mathbf{E}_0$:

$$\begin{aligned} u(\mathbf{r}_\perp) u^*(\mathbf{r}'_\perp) &= \\ &= \int W^{(z=0)}\left(\frac{\mathbf{r}_\perp + \mathbf{r}'_\perp}{2}, \mathbf{K}\right) e^{i\mathbf{K}_\perp(\mathbf{r}_\perp - \mathbf{r}'_\perp)} d\mathbf{K} = \\ &= \int \left| \frac{\partial H'}{\partial K_z} \right|^{-1} W_0\left(\frac{\mathbf{r}_\perp + \mathbf{r}'_\perp}{2}, \mathbf{K}_\perp\right) e^{i\mathbf{K}_\perp(\mathbf{r}_\perp - \mathbf{r}'_\perp)} d\mathbf{K}_\perp. \end{aligned}$$

Выполняя обратное преобразование Фурье, получаем

$$\begin{aligned} W_0(\mathbf{R}_\perp, \mathbf{K}_\perp) &= \left| \frac{\partial H'(\mathbf{R}_\perp, \mathbf{K}_\perp)}{\partial K_z} \right|_{z=0} \times \\ &\times \int u\left(\mathbf{R}_\perp + \frac{\xi_\perp}{2}\right) u^*\left(\mathbf{R}_\perp - \frac{\xi_\perp}{2}\right) e^{-i\mathbf{K}_\perp \xi_\perp} \frac{d\xi_\perp}{(2\pi)^2}. \end{aligned} \quad (36)$$

Итак, мы пришли к физически понятному результату — шестимерная функция Вигнера для полного поля (35) определяется через четырехмерную начальную функцию Вигнера (36), вычисленную по заданному двумерному распределению комплексной амплитуды на границе области моделирования.

В качестве важного практического примера рассмотрим волновое поле с обобщенным гауссовским распределением

$$\begin{aligned} u(x, y) &= \frac{1}{\sqrt{\pi a_x a_y}} \exp \left(-\frac{x^2}{2a_x^2} - \frac{y^2}{2a_y^2} - \frac{ik_0 x^2}{2R_x} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{ik_0 y^2}{2R_y} - \frac{ik_0 xy}{R_{xy}} + ik_x x + ik_y y \right), \end{aligned}$$

заданное в вакууме,

$$H = K_x^2 + K_y^2 + K_z^2 - k_0^2.$$

Отвечающая этим условиям начальная функция Вигнера (35) есть

$$\begin{aligned} W^{(z=0)}(X, Y, K_x, K_y, K_z) &= \\ &= \frac{1}{\pi^2} \delta\left(K_z - \sqrt{k_0^2 - K_x^2 - K_y^2}\right) \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\times \exp \left[-\frac{X^2}{a_x^2} - a_x^2 \left(K_x - k_x + \frac{k_0 X}{R_x} + \frac{k_0 Y}{R_{xy}} \right)^2 - \right. \\ &\quad \left. - \frac{Y^2}{a_y^2} - a_y^2 \left(K_y - k_y + \frac{k_0 Y}{R_y} + \frac{k_0 X}{R_{xy}} \right)^2 \right]. \end{aligned}$$

9. ПЛОТНОСТЬ ПОТОКА ЭНЕРГИИ

Одновременно со скалярной функцией Вигнера, в квазиоптическом приближении может быть найдено выражение для плотности потока энергии монохроматического электромагнитного поля в плавнонеоднородной слабодиссипативной среде с пространственной дисперсией.

Рассмотрим сначала случай среды без пространственной дисперсии, в которой средняя плотность потока энергии равна вектору Пойнтинга, см., например, формулу (9.5) § 9 гл. 2 [37]:

$$\mathbf{S}_0 = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} [\mathbf{E} \times \mathbf{B}^*].$$

Учитывая связь между электрическим и магнитным полем, $\mathbf{B}^* = ik_0^{-1} [\nabla \times \mathbf{E}^*]$, следующую из уравнений Максвелла для $\exp(-i\omega t)$ -процессов, получаем

$$S_{0\gamma} = \frac{c}{8\pi k_0} \sum_{\alpha} \operatorname{Re} \left(iE_{\alpha} \frac{\partial E_{\alpha}^*}{\partial x_{\gamma}} - iE_{\alpha} \frac{\partial E_{\gamma}^*}{\partial x_{\alpha}} \right),$$

где $S_{0\gamma}$ — проекция вектора Пойнтинга на декартову ось γ . Воспользовавшись (12), можно выразить квадратичные по полю величины через тензор Вигнера:

$$\begin{aligned} S_{0\gamma} &= \frac{c}{16\pi k_0} \sum_{\alpha} \int \left[\left[2K_{\gamma} W_{\alpha\alpha} - K_{\alpha} (W_{\alpha\gamma} + W_{\gamma\alpha}) \right] - \right. \\ &\quad \left. - i \frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} (W_{\gamma\alpha} - W_{\alpha\gamma}) \right] d\mathbf{K}. \end{aligned} \quad (37)$$

Подынтегральную часть в квадратных скобках можно интерпретировать как суммирование по вкладам от всех плоских волн. Оставшееся слагаемое с производными от тензора Вигнера описывает дополнительный поток энергии, возникающий, например, в пучке циркулярно поляризованных волн из-за неоднородного распределения момента импульса поля или за счет линейного взаимодействия нормальных мод. Этот вклад важен для интерпретации тонких эффектов, таких как смещение Федорова—Имберта [51]. Однако в квазиоптическом приближении члены с производными от тензора Вигнера появляются

в S_0 в следующем порядке и ими можно пренебречь. С этой же точностью тензор Вигнера $W_{\gamma\alpha}$ определяется по скалярной функции Вигнера W с помощью соотношения (18).

Известно, что в среде с пространственной дисперсией плотность потока энергии $\mathbf{S} = \mathbf{S}_0 + \mathbf{T}$ отличается от вектора Пойнтинга ([37], § 9 гл. 2). Связанный с пространственной дисперсией дополнительный член $\mathbf{T}$ в плотности потока энергии довольно изящным способом можно связать с тензорной функцией Вигнера. Этот вывод для случая плавнонеоднородной среды приведен в Приложении 2. Поправка к плотности потока энергии может быть выражена следующим образом:

$$T_\gamma = -\frac{\omega}{16\pi} \sum_{\alpha,\beta} \int \frac{\partial \epsilon'_{\alpha\beta}}{\partial K_\gamma} W_{\beta\alpha} d\mathbf{K}, \quad (38)$$

где $\epsilon'_{\alpha\beta}(\mathbf{R}, \mathbf{K})$ — эрмитова часть тензора вейлевского представления диэлектрического оператора $\epsilon_{\alpha\beta}$. Комбинируя (37), в котором отбросили последнее слагаемое, и (38), получаем плотность потока энергии в виде

$$S_\gamma = \frac{c}{16\pi k_0} \sum_{\alpha,\beta} \left\{ \left[2K_\gamma W_{\alpha\alpha} - K_\alpha (W_{\alpha\gamma} + W_{\gamma\alpha}) \right] - k_0^2 \frac{\partial \epsilon'_{\alpha\beta}}{\partial K_\gamma} W_{\beta\alpha} \right\} d\mathbf{K} = \frac{c}{16\pi k_0} \sum_{\alpha,\beta} \int \frac{\partial D'_{\alpha\beta}}{\partial K_\gamma} W_{\beta\alpha} d\mathbf{K}.$$

Выражение в фигурных скобках удалось упростить, используя соотношение (14) для эрмитовой части $D'_{\alpha\beta}$ вейлевского представления волнового оператора. Подставим под интеграл тензорную функцию Вигнера в виде (18), воспользуемся дисперсионным соотношением (28) и следующим из него соотношением $\sum_\beta D'_{\alpha\beta} e_\beta = 0$, получим

$$\sum_{\alpha,\beta} \frac{\partial D'_{\alpha\beta}}{\partial K_\gamma} e_\beta e_\alpha^* W = \sum_{\alpha,\beta} \frac{\partial}{\partial K_\gamma} (e_\alpha^* e_\beta D'_{\alpha\beta}) W = \frac{\partial H'}{\partial K_\gamma} W,$$

где H' — действительная часть вейлевского представления оператора Гамильтона (17). В итоге получаем

$$S_\gamma(\mathbf{r}) = \frac{c}{16\pi k_0} \int \frac{\partial H'(\mathbf{r}, \mathbf{K})}{\partial K_\gamma} W(\mathbf{r}, \mathbf{K}) d\mathbf{K}. \quad (39)$$

Таким образом, мы приходим к универсальному выражению, не зависящему от наличия или отсутствия пространственной дисперсии среды. Вычисление декартовой компоненты

вектора плотности потока энергии сводится к вычислению свертки скалярной функции Вигнера с производной от действительной части гамильтониана по соответствующей компоненте волнового вектора. Очевидно, это равенство можно трактовать и как векторное, связывающее $\mathbf{S}$ и $\partial H' / \partial \mathbf{K}$.

Подставим теперь в выражение (39) полученное ранее решение для функции Вигнера. Прежде чем переходить к общему случаю, рассмотрим поток энергии через плоскость $z = 0$, в которой задаются начальные условия. Функция Вигнера в этом случае определяется выражением (35), а нормальная компонента плотности потока энергии есть

$$S_z(\mathbf{R}_\perp) = \int w d\mathbf{K}_\perp, \quad w = \frac{c}{16\pi k_0} W_0(\mathbf{R}_\perp, \mathbf{K}_\perp). \quad (40)$$

При получении этой формулы производная от гамильтониана сократилась, при этом мы учли, что $\partial H' / \partial K_z > 0$. Физически последнее условие означает, что все характеристики (лучи) выпускаются в “положительном” направлении оси z . Полный поток энергии через плоскость $z = 0$ равен

$$P_0 = \int w d\mathbf{R}_\perp d\mathbf{K}_\perp.$$

К общему случаю можно перейти с помощью наглядных физических соображений. Для этого заметим, что величина $w(\mathbf{R}_\perp, \mathbf{K})$ имеет смысл доли полной мощности, приходящейся на один луч с начальными координатами $\mathbf{R}_\perp$ и импульсами $\mathbf{K}_\perp$. С другой стороны, диссипация этой мощности может быть описана как затухание W вдоль луча в соответствии с уравнением (30) и его решением (31). Поэтому полный поток энергии, протекающий через некоторую произвольную ориентированную поверхность Γ с нормалью $\mathbf{n}$, равен

$$P = \int \text{sign} \left(\frac{\partial H'}{\partial K_n} \right) \exp \left(\int_0^{\tau^*} 2H'' d\tau \right) w d\mathbf{R}_\perp d\mathbf{K}_\perp. \quad (41)$$

Интеграл берется по всем начальным поперечным координатам и импульсам, для которых характеристика пересекает поверхность Γ , функция начальных условий $\tau^*(\mathbf{R}_\perp, \mathbf{K}_\perp)$ определяет значение эволюционной переменной, при котором луч пересекает поверхность Γ , а экспонента определяет коэффициент ослабления интенсивности для каждого луча. В общем случае лучи могут пересекать поверхность с разных сторон — это учитывает дополнительный множитель

$\text{sign}(\partial H' / \partial K_n)$, который должен вычисляться в точке на поверхности; здесь K_n — компонента импульса вдоль нормали к поверхности.

К такому же результату можно прийти и более формальным и математически строгим путем. Для этого рассмотрим поток энергии через элементарную площадку $d\mathbf{R}_\Gamma = dR_1 dR_2$ поверхности Γ с нормалью $\mathbf{n}$. В рассматриваемой точке на поверхности разложим импульс на продольную и поперечную составляющие по отношению к нормали,

$$\mathbf{K} = K_n \mathbf{n} + \mathbf{K}_\Gamma,$$

где $\mathbf{K}_\Gamma = (K_1, K_2)$ есть двумерный волновой вектор, отвечающий локальным координатам $\mathbf{R}_\Gamma = (R_1, R_2)$. Поток энергии через элементарную площадку определяется из (39) как

$$S_n d\mathbf{R}_\Gamma = \frac{c}{16\pi k_0} \int \frac{\partial H'}{\partial K_n} W(\mathbf{R}_\Gamma, \mathbf{K}) dK_n d\mathbf{K}_\Gamma d\mathbf{R}_\Gamma.$$

Подставим сюда наше общее решение (32) для функции Вигнера. Интеграл по K_n можно взять за счет $\delta(H')$, при этом производные гамильтониана сокращаются (остается только знак), а оставшаяся часть функции Вигнера выражается через формулу (31). В итоге с учетом определения w (40) получаем

$$S_n d\mathbf{R}_\Gamma = \int \text{sign}\left(\frac{\partial H'}{\partial K_n}\right) \exp\left(\int_0^{\tau^*} 2H'' d\tau\right) w d\mathbf{K}_\Gamma d\mathbf{R}_\Gamma. \quad (42)$$

Здесь τ^* по-прежнему есть значение эволюционной переменной, при котором луч пересекает поверхность.

Неудобство выражения (42) связано с тем, что интегрирование в нем подразумевается по конечным точкам пути $\mathbf{R}_\Gamma \mathbf{K}_\Gamma$, в то время как удельный вес w и точка остановки τ^* лучей определяются начальными условиями $\mathbf{R}_\perp, \mathbf{K}_\perp$ на плоскости $z = 0$. Чтобы избежать необходимости решать обратную задачу вдоль характеристик, можно воспользоваться теорией интегральных инвариантов гамильтоновых систем ([50], § 122), позволяющей перейти к интегрированию по начальным условиям. Для этого воспользуемся теоремой о понижении порядка автономной системы уравнений Гамильтона, которая утверждает, что поскольку величина τ явно не входит в гамильтониан H , то эволюция величин $\mathbf{R}_\Gamma$ и $\mathbf{K}_\Gamma$ будет также описываться с помощью некоторой системы

уравнений Гамильтона¹. Для этой новой системы воспользуемся теоремой Лиувилля, утверждающей о сохранении фазового объема при эволюции во времени для любой гамильтоновой системы. В нашем случае это сохранение четырехмерного фазового объема

$$d\mathbf{R}_\Gamma d\mathbf{K}_\Gamma = d\mathbf{R}_\perp d\mathbf{K}_\perp.$$

В результате в (42) можно перейти к интегрированию по начальным поперечным координатам и импульсам, после чего это выражение становится полностью эквивалентным (41).

Аналогичным образом может быть построена плотность мощности, поглощаемой в объеме dV в окрестности точки $\mathbf{R}$. Для этого достаточно заметить, что эта мощность определяется правой частью (30) и заменить интегрирование по лучам, которые пересекают поверхность Γ , на интегрирование по лучам, которые приходят в точку $\mathbf{R}$. В результате можно получить

$$\frac{dP(\mathbf{r})}{dV} = - \int \int_0^\infty 2H''(\tau) \exp\left(\int_0^\tau 2H''(\tau') d\tau'\right) \times \\ \times \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}(\tau, \mathbf{R}_\perp, \mathbf{K}_\perp)) w d\tau d\mathbf{R}_\perp d\mathbf{K}_\perp. \quad (43)$$

На практике численное вычисление интегралов такого вида удобно реализовать в виде подсчета гистограммы — фазовое пространство разбивается на ячейки, выпускается набор лучей с разными начальными условиями так, чтобы покрыть всю интересующую нас область фазового пространства, и подсчитывается количество попаданий лучей в каждую ячейку фазового пространства с учетом набранного веса. В данном случае весом выступает плотность мощности вдоль луча $dW / d\tau$.

Указанные рассуждения сохраняют силу и для стохастических уравнений Гамильтона (34), если стохастическая сила сохраняет гамильтониан и все манипуляции с фазовыми объемами проводятся

¹ Понять это утверждение можно на следующем примере. Из закона сохранения гамильтониана исходной автономной системы можно выразить импульс $K_z(\dots)$ как функцию всех остальных переменных. Выберем z в качестве эволюционной координаты. Тогда эволюция ортогональных координат x, y и сопряженных им импульсов может рассматриваться как новая неавтономная система с функцией Гамильтона $K_z(\dots)$ с τ на месте z . Фазовый объем будет сохраняться на поверхностях $z = \text{const}$. Если гамильтониан укороченной системы умножить на произвольную положительную функцию координат и импульсов, то получим сохранение фазового объема на системе поверхностей, не конгруэнтных $z = \text{const}$.

для одной “замороженной” реализации случайной силы **G**. Для этой реализации необходимо посчитать интегралы (41) и (43) по всем начальным условиям, и только потом переходить к следующей реализации для набора статистики.

В дополнение к сравнению метода функций Вигнера и метода эволюционного квазиоптического уравнения, приведенному в разделе 5, отметим, что первый метод значительно более экономичен к памяти компьютера. Действительно, при вычислении интегралов вида (41) или (43) методом гистограмм размер необходимой памяти определяется только размерностью левой части, у нас нет необходимости запоминать координаты лучей в шестимерном пространстве. Высокая размерность задачи проявляется только в пространстве начальных условий (четырёхмерном), что сказывается на времени вычислений, но не на требованиях к памяти. При вычислении гистограмм начальные условия можно перебирать один за другим последовательно в любом порядке, кроме того, эта задача естественным образом распараллеливается. С другой стороны, при реализации квазиоптического расчета, основанного на уравнении (23), на каждом шаге по эволюционной координате τ необходимо вычислять псевдодифференциальный оператор $\hat{H}_{QO}$. В общем случае эта операция в четырёхмерном пространстве, отвечающем двум координатам поперек опорного луча и сопряженным им каноническим импульсам. Поэтому, если для хранения $\bar{u}(\tau, \mathbf{r}_\perp)$ для заданного τ использовать двумерный массив с числом элементов $n \times n$, то для вычисления $\hat{H}_{QO}[\bar{u}]$ потребуется хранить в памяти четырёхмерный массив с числом элементов $O(n^4)$.

10. ПРИМЕР

В качестве иллюстрации применения описанной техники расчета рассмотрим схему ЭЦ нагрева плазмы в токамаке Т-15МД на третьей гармонике гирочастоты, предложенную в [9]. В этой схеме предполагается вертикальный ввод излучения с частотой 140 ГГц и поляризацией, отвечающей необыкновенной волне, через верхний порт токамака. Магнитное поле на оси токамака при этом составляет 1.67 Тл, что соответствует ЭЦ резонансу на третьей гармонике. В статье [9] были проведены довольно грубые оценки на основе геометрической оптики, показавшие, что при характерных ожидаемых

параметрах разряда в токамаке Т-15МД и углах ввода излучения в районе 3–10° к вертикали можно добиться поглощения более 99% от вводимой мощности СВЧ-излучения. Приведенный ниже анализ приводит к более скромным оценкам поглощаемой мощности.

Для расчета ЭЦ поглощения методом кинетического уравнения использовался лучевой гамилтониан в слаборелятивистской плазме [12]. Для каждого из рассмотренных сценариев был проведен расчет:

- пространственного распределения интенсивности поля, $|u(\mathbf{r})|^2 = \int W(\mathbf{r}, \mathbf{K}) d\mathbf{K}$;
- профиля поглощения СВЧ-мощности, определяемого аналогично (43), $(\rho) = P_0^{-1} dP / d\rho$, где

$$\frac{dP}{d\rho} = - \int_0^\infty 2H''(\tau) \exp\left(\int_0^\tau 2H''(\tau') d\tau'\right) \times \\ \times \delta(\rho - \rho(\mathbf{R}(\tau, \mathbf{R}_\perp, \mathbf{K}_\perp))) w d\tau d\mathbf{R}_\perp d\mathbf{K}_\perp;$$

- доли поглощенной мощности, $Q = \int \Pi(\rho) d\rho$.

Для нахождения функции Вигнера в шестимерном фазовом пространстве были использованы 810 000 лучевых траекторий, отвечающей сетке $30 \times 30 \times 30 \times 30$ в четырёхмерном пространстве начальных условий. Расчеты были выполнены двумя способами — с помощью кинетического уравнения (33), учитывающего диффузионные поправки во втором приближении, и с помощью уравнения первого порядка (26) без учета диффузионных членов.

Для моделирования были выбраны следующие параметры на магнитной оси системы: электронная температура 3 кэВ, плотность плазмы $4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, магнитное поле 1.67 Тл. Используемые в расчетах профили температуры и плотности плазмы приведены на рис. 1. Метки магнитной поверхности вычислялись как квадратный корень из нормированного полоидального магнитного потока ψ :

$$\rho(\mathbf{r}) = \sqrt{(\psi - \psi_{\text{axis}}) / (\psi_{\text{sep}} - \psi_{\text{axis}})}.$$

Магнитная конфигурация была аналогична [9]. Начальный СВЧ пучок соответствовал системе ввода излучения токамака Т-15МД. Его полуширина в области перетяжки в вакууме по уровню интенсивности $1/e$ составляла 2.2 см, на входе она составляла 3.12 см при радиусе кривизны фазового фронта в 284 см. Точка ввода пучка (координаты центра пучка) задавалась на высоте 142 см от экваториальной плоскости.

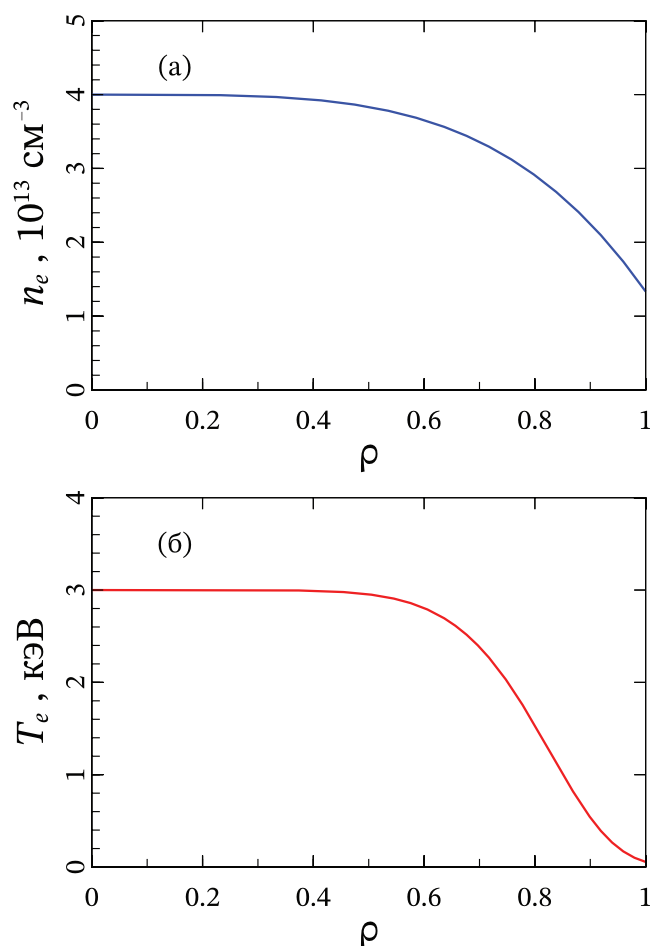


Рис. 1. Профили электронной температуры (а) и плотности плазмы (б), использованные в моделировании.

Были рассчитаны два сценария ЭЦ-нагрева, в обоих случаях вводимый СВЧ-пучок в вакууме нацеливался на магнитную ось системы. В первом сценарии угол ввода пучка составлял 5° к вертикали, во втором — 10° к вертикали, при этом мы смещали горизонтальную координату точки ввода излучения.

Результаты моделирования приведены на рис. 2. Эффективность поглощения для ввода СВЧ-пучка под углом 5° к вертикали составляет 32%, при этом энерговклад локализован в окрестности магнитной оси. Моделирование показало важность учета диффузионных членов в кинетическом уравнении — эффективность поглощения, рассчитанная без учета этих членов, составила 21%. Отметим, что эффективность поглощения в данном случае в основном ограничивается отражением от области резонанса. Для ввода под углом 10° к вертикали поглощение

становится более эффективным, несмотря на то, что из-за рефракции точка резонанса для пучка смещается примерно на 60 см ниже магнитной оси системы. Доля поглощенной мощности при этом составляет 88%. Расчет без эффектов лучевой диффузии показал завышенную эффективность поглощения на уровне 93%.

Таким образом, диффузия, связанная с неоднородным поглощением, может приводить как к увеличению, так и к уменьшению поглощаемой мощности. В первом случае, который реализуется при вертикальном вводе, волна отражается от области вариации действительной части гамильтониана в районе резонанса, в этом случае диффузия лучей помогает преодолеть потенциальный барьер отдельным случайным лучам. Во втором случае, который реализуется при более наклонном вводе излучения, большая часть лучей свободно проходит над барьером, связанным с вариацией действительной части гамильтониана. Роль диффузии при этом прямо противоположна — случайные возмущения приводят к тому, что отдельные лучи могут отразиться от потенциального барьера. Поэтому тонкие эффекты диффузии приводят к дополнительному отражению излучения от области ЭЦ-поглощения и уменьшению эффективности нагрева.

11. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе приведено систематическое изложение метода кинетического уравнения для функции Вигнера для моделированию распространения и поглощения электромагнитных волн в анизотропных и гиротропных диссипативных средах с пространственной дисперсией. Для случая плавnoneоднородных и слабодиссипативных сред, наиболее востребованного для практических приложений, построена асимптотическая теория. В первом порядке эта теория приводит к кинетическому уравнению Больцмана, решения которого можно строить в виде суперпозиции характеристик — невзаимодействующих лучей в шестимерном фазовом пространстве. Кинетическое уравнение для лучей (формализм Вейля) было известно и раньше, однако в нашей работе мы предложили физическое обоснование ввода скалярной функции Вигнера для описания векторной волновой задачи. Во втором порядке кинетическое уравнение Больцмана переходит к уравнению типа Фоккера–Планка, причем диффузионные члены появляются за счет

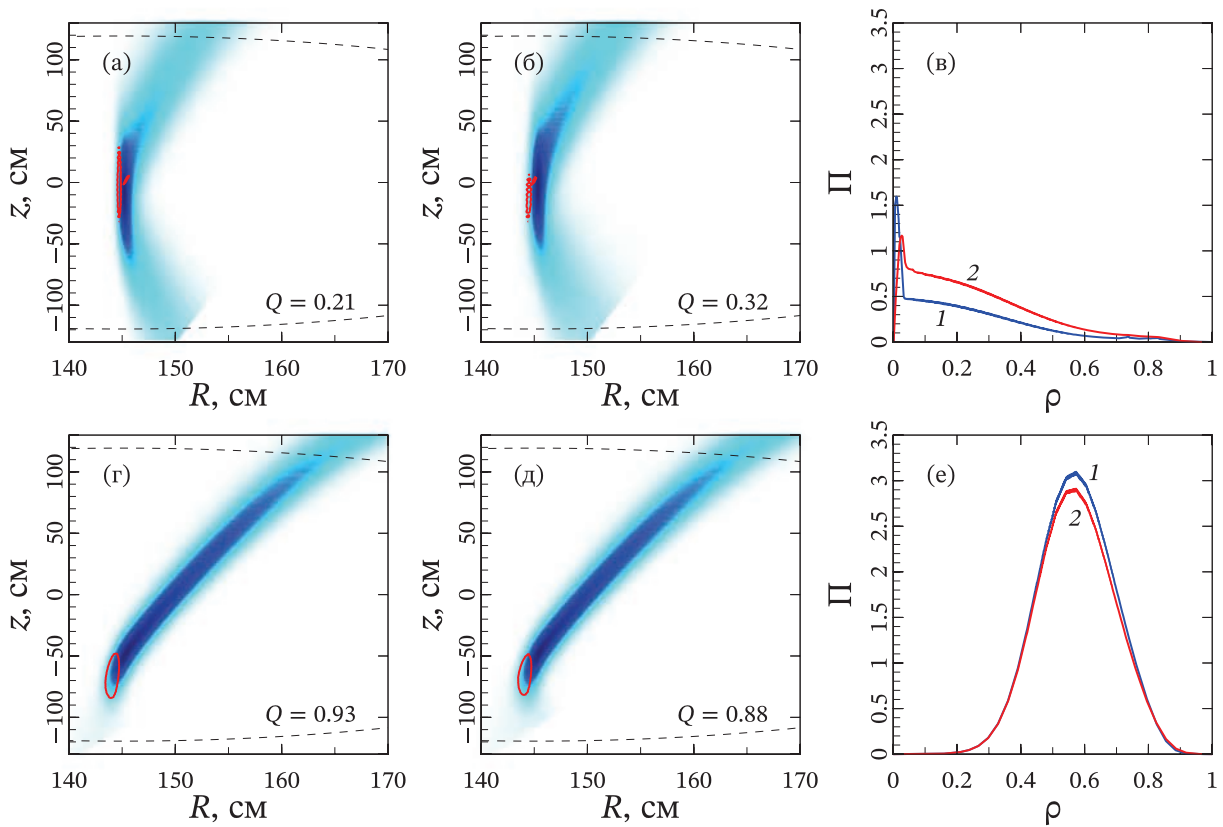


Рис. 2. Моделирование распространения и поглощения квазиоптических волновых пучков в плазме токамака: сценарий ЭЦ-нагрева на третьей гармонике с вводом излучения под углом 5° к вертикали (верхний ряд) и 10° к вертикали (нижний ряд). Приведены распределения интенсивности волнового поля $|u|^2$ в полоидальном сечении токамака, рассчитанные без учета диффузионных членов в первом порядке теории возмущений (а, г) и с учетом диффузионных членов во втором порядке теории возмущений (б, д). Сплошной красной линией выделена область поглощения СВЧ-мощности, определенная по уровню $\max(dP/dV)/2$; пунктирная линия обозначает границу плазмы. На графиках (в, е) приведены профили поглощенной мощности $P(\rho)$ с учетом (2) и без учета (1) диффузионных членов.

неоднородного поглощения. Это означает, что между лучами возникает “диффузия” интенсивности, которая, в свою очередь, может быть эффективно смоделирована с помощью стохастических членов в уравнениях Гамильтона для отдельных лучей. Это позволяет учесть диффузионные эффекты непосредственно в кинетическом лучевом уравнении без заметного усложнения численной схемы его решения.

Авторы пришли к данному методу при попытке дать формальное обоснование последовательному (абберационному) квазиоптическому подходу и, в более широком смысле, процедуре восстановления диэлектрического отклика неоднородной диспергирующей среды по его геометрическому пределу. Метод кинетического уравнения позволил продвинуться в данном направлении. Кроме того, он обладает некото-

рыми дополнительными преимуществами по сравнению с квазиоптическим подходом, основанным на укорачивании волнового уравнения на комплексную амплитуду геометрической моды, такими как более прозрачный учет неоднородной диссипации, отсутствие ограничений на кривизну лучей, очень экономное использование памяти при численном решении. В работе этот вопрос не рассматривается, но представляется вполне очевидным, что дальнейшее обобщение для учета линейного взаимодействия мод в рамках кинетического подхода проводится более просто и строго, чем в рамках обычного квазиоптического подхода. Действительно, уравнения (13) эквивалентны уравнениям Максвелла, поэтому описывают полное векторное поле; переход к взаимодействующим модам соответствует диагонализации

W_{By} в этих уравнениях, которая может быть выполнена приближенно. Тем не менее оба подхода, кинетический и квазиоптический, активно развиваются, какой из них лучше подходит для решения актуальных задач электродинамики высокотемпературной плазмы, покажет время.

Приведенный пример расчета сценария ЭЦ нагрева в большом токамаке показал, что неоднородность поглощения поперек квазиоптического волнового пучка может приводить к систематической ошибке при использовании кинетического уравнения первого порядка (для невзаимодействующих лучей) по сравнению с результатами использования кинетического уравнения второго порядка (диффузионное приближение). В этом предварительном примере мы хотели проиллюстрировать новые эффекты, связанные с неоднородным поглощением, которые не описываются обычным кинетическим уравнением для лучей первого порядка, как, впрочем, и остальными стандартными методами, упомянутыми во введении. Более детальное описание созданного для этой демонстрации нового кода, его верификация и результаты моделирования сценариев ЭЦ-нагрева плазмы в перспективных установках будут опубликованы отдельно. Заметим только, что вклад, связанный с поперечной неоднородностью поглощения, может оказаться заметным для тангенциальной или вертикальной инжекции волновых пучков в тороидальную ловушку [7, 13, 14], а также поперечного ввода излучения в аксиально-симметричную магнитную ловушку [11].

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (тема FFUF-2023-0002) и ФТИ РАН (по договору между ФТИ РАН и ИПФ РАН № 44-6-24 от 29.07.2024).

Приложение 1

ГЕНЕРАЦИЯ СЛУЧАЙНОГО ВЕКТОРА С ЗАДАННОЙ КОВАРИАЦИЕЙ КОМПОНЕНТ

Для получения случайных величин G_i с заданным тензором дисперсии можно адаптировать метод Якоби диагонализации квадратичной формы [52]. При этом для реализации Монте-Карло алгоритма нам не важна конкретная функция распределения случайных величин, нам нужны только первые два момента и ограниченность высших моментов. Приведенная ниже

процедура приводит набор из N случайных независимых величин θ_i , распределенных по какому-то, не обязательно нормальному, закону с нулевым средним и единичной дисперсией,

$$\langle \theta_i \rangle = 0, \quad \langle \theta_i \theta_j \rangle = \delta_{ij},$$

к набору из N случайных зависимых величин G_i с нулевым средним и положительно определенным тензором дисперсии

$$\langle G_i \rangle = 0, \quad \langle G_i G_j \rangle = F_{ij}.$$

Процедура следующая:

$$G_1 = \alpha_{11} \theta_1,$$

$$\alpha_{11} = \sqrt{F_{11}},$$

$$G_2 = \alpha_{21} \theta_1 + \alpha_{22} \theta_2,$$

$$\alpha_{21} = F_{21} / \alpha_{11},$$

$$\alpha_{22} = \sqrt{F_{22} - \alpha_{21}^2},$$

$$G_3 = \alpha_{31} \theta_1 + \alpha_{32} \theta_2 + \alpha_{33} \theta_3,$$

$$\alpha_{31} = F_{31} / \alpha_{11},$$

$$\alpha_{32} = (F_{32} - \alpha_{31} \alpha_{21}) / \alpha_{22},$$

$$\alpha_{33} = \sqrt{F_{33} - \alpha_{31}^2 - \alpha_{32}^2},$$

$$G_4 = \alpha_{41} \theta_1 + \alpha_{42} \theta_2 + \alpha_{43} \theta_3 + \alpha_{44} \theta_4,$$

$$\alpha_{41} = F_{41} / \alpha_{11},$$

$$\alpha_{42} = (F_{42} - \alpha_{41} \alpha_{21}) / \alpha_{22},$$

$$\alpha_{43} = (F_{43} - \alpha_{41} \alpha_{31} - \alpha_{42} \alpha_{32}) / \alpha_{33},$$

$$\alpha_{44} = \sqrt{F_{44} - \alpha_{41}^2 - \alpha_{42}^2 - \alpha_{43}^2}$$

...

При этом положительная определенность матрицы F_{mn} гарантирует нам действительность всех коэффициентов, в частности $\alpha_{ii}^2 > 0$.

Приложение 2

ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО ПОТОКА ЭНЕРГИИ В ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ ЧЕРЕЗ ТЕНЗОР ВИГНЕРА

Средняя плотность мощности джоулевых потерь для монохроматического поля в произвольной среде равна

$$P(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \text{Re} \sum_{\alpha, \beta} E_{\alpha}^* \sigma_{\alpha\beta} E_{\beta} = \frac{1}{2} \text{Re} \mathcal{P}(\mathbf{r}, \mathbf{r}),$$

где $\sigma_{\alpha\beta}$ — линейный оператор тензора проводимости среды с ядром $\sigma_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, а

$$\mathcal{P}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta} \int \sigma_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'') E_{\alpha}^*(\mathbf{r}') E_{\beta}(\mathbf{r}'') d\mathbf{r}'',$$

можно рассматривать как интегральное ядро некоторого формального оператора $\mathcal{P} = \sum \sigma_{\alpha\beta} \mathcal{W}_{\beta\alpha}$. Этот оператор является суперпозицией оператора проводимости и оператора Вигнера для электромагнитного поля. Поэтому его вейлевское представление определяется с помощью (5) как

$$P(\mathbf{R}, \mathbf{K}) = \exp\left(\frac{i\mathcal{L}}{2}\right) \sum_{\alpha, \beta} \sigma_{\alpha\beta}(\mathbf{R}, \mathbf{K}) W_{\beta\alpha}(\mathbf{R}, \mathbf{K}), \quad (44)$$

где $W_{\alpha\beta}$ — тензорная функция Вигнера, $\sigma_{\alpha\beta}$ — вейлевское представление тензора проводимости,

$$\mathcal{L} = \frac{\partial \sigma}{\partial \mathbf{R}} \frac{\partial W}{\partial \mathbf{K}} - \frac{\partial W}{\partial \mathbf{R}} \frac{\partial \sigma}{\partial \mathbf{K}} = \frac{\partial}{\partial \mathbf{K}} \frac{\partial \sigma}{\partial \mathbf{R}} - \frac{\partial}{\partial \mathbf{R}} \frac{\partial \sigma}{\partial \mathbf{K}}.$$

Восстанавливая ядро оператора по его вейлевскому представлению в соответствии с формулой (4), находим мощность джоулевых потерь

$$P(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \text{Re} \int P(\mathbf{r}, \mathbf{K}) d\mathbf{K}.$$

В плавнонеоднородной среде мы можем разложить экспоненту в (44) ряд до первого порядка. Далее, разобьем матрицу вейлевского представления оператора проводимости на эрмитову и антиэрмитову части, $\sigma_{\alpha\beta} = \sigma'_{\alpha\beta} + i\sigma''_{\alpha\beta}$, и учтем, что $W_{\alpha\beta}$ — эрмитова матрица. В результате получим

$$P = \sum_{\alpha, \beta} \left\{ \frac{1}{2} \sigma'_{\alpha\beta} W_{\beta\alpha} - \frac{1}{4} \mathcal{D} \sigma''_{\alpha\beta} W_{\beta\alpha} \right\} d\mathbf{K}.$$

Первое слагаемое представляет собой стандартное выражение для плотности мощности джоулевых потерь (истинное поглощение Q). Второе слагаемое появляется только в средах с пространственной дисперсией. При его вычислении часть $\partial / \partial \mathbf{K}$ оператора $\mathcal{L}$ не дает вклад в интеграл по $\mathbf{K}$, а часть $\partial / \partial \mathbf{R}$ всегда представляется в виде дивергенции от некоторого вектора. Поэтому

$$P = Q + \text{div} \mathbf{T}, \quad \mathbf{T} = \sum_{\alpha, \beta} \int \frac{1}{4} \frac{\partial \sigma''_{\alpha\beta}}{\partial \mathbf{K}} W_{\beta\alpha} d\mathbf{K}.$$

Очевидно, последняя часть должна быть включена в выражение для плотности потока энергии. Выразив оператор проводимости через тензор диэлектрической проницаемости,

$\sigma''_{\alpha\beta} = -\omega \epsilon'_{\alpha\beta} / 4\pi$, получим окончательную форму:

$$\mathbf{T}(\mathbf{r}) = -\frac{\omega}{16\pi} \sum_{\alpha, \beta} \int \frac{\partial \epsilon'_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{K})}{\partial \mathbf{K}} W_{\beta\alpha}(\mathbf{r}, \mathbf{K}) d\mathbf{K},$$

Эта формула обобщает известное выражение для дополнительного потока энергии в однородной среде с пространственной дисперсией, смотри, например, формулу (9.18) в § 9 гл. 2 [37]. Для того, что бы получить формулу (9.18), надо предположить, что пространственный спектр поля достаточно узкий. Тогда $\partial \epsilon'_{\alpha\beta} / \partial \mathbf{K}$ можно вынести из под интегрирования и получить

$$\mathbf{T} \approx -\frac{\omega}{16\pi} \sum_{\alpha, \beta} \frac{\partial \epsilon'_{\alpha\beta}}{\partial \mathbf{K}} E_{\alpha}^* E_{\beta}.$$

Наша техника также естественно обобщается для учета следующих поправок, проявляющихся в не слишком плавно неоднородных средах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аликаев В.В., Литвак А.Г., Суворов Е.В., Фрайман А.А. // Высокочастотный нагрев плазмы. Материалы всесоюзного совещания. Горький: ИПФ АН, 1983.
2. 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. and the ITPA Steady State Operation Topical Group // Nuclear Fusion. 2008. V. 48. P. 035006.
3. Pereverzev G.V. // Physics of Plasmas. 1998. V. 5. P. 3529.
4. Litvak A.G., Permutin G.V., Suvorov E.V., Fraiman A.A. // Nuclear Fusion. 1977. V. 17. P. 659.
5. Romé M., Erckmann V., Gasparino U., Karulin N. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1998. V. 40. P. 511.
6. Wagner D., Stober J., Leuterer F., Monaco F., Müller S., München M., Rapson C.J., Reich M., Schubert M., Schütz H., Treutler W., Zohm H., Thumm M., Scherer T., Meier A., Gantenbein G., Jelonnek J., Kasparek W., Lechte C., Plaum B., Goodman T., Litvak A.G., Denisov G.G., Chirkov A., Zapevalov V., Malygin V., Popov L.G., Nichiporenko V.O., Myasnikov V.E., Tai E.M., Solyanova E.A., Malygin S.A. and ASDEX Upgrade Team // J. Infrared Millimeter Terahertz Waves. 2016. V. 37. P. 45.
7. Балакин А.А., Балакина М.А., Пермитин Г.В., Смирнов А.И. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. С. 533.
8. Porte L., Coda S., Alberti S., Arnoux G., Blanchard P., Bortolon A., Fasoli A., Goodman T.P., Klimanov Y., Martin Y., Maslov M., Scarabosio A., Weisen H. // Nuclear Fusion. 2007. V. 47. P. 952.

9. Кирнева Н.А., Борщеговский А.А., Куянов А.Ю., Пименов И.С., Рой И.Н. // ВАНТ Сер. Термоядерный синтез. 2021. Т. 44. С. 24.
10. Shalashov A.G., Gospodchikov E.D., Smolyakova O.B., Bagryansky P.A., Malygin V.I., Thumm M. // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. P. 052503.
11. Сковородин Д.И., Черноштанов И.С., Амиров В.Х., Астрелин В.Т., Багрянский П.А., Беклемишев А.Д., Бурдаков А.В., Горбовский А.И., Котельников И.А., Магоммедов Э.М., Полосаткин С.В., Поступаев В.В., Приходько В.В., Савкин В.Я., Солдаткина Е.И., Соломахин А.Л., Сорокин А.В., Судников А.В., Христо М.С., Шиянков С.В., Яковлев Д.В., Щербачев В.И. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 831.
12. Балакина М.А., Смолякова О.Б., Токман М.Д. // Физика плазмы. 2003. Т. 29. С. 60.
13. Балакин А.А., Балакина М.А., Шашалов А.Г. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. С. 724.
14. Шалашов А.Г., Господчиков Е.Д. // УФН. 2022. Т. 192. С. 1399.
15. Балакин А.А., Балакина М.А., Пермитин Г.В., Смирнов А.И. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. С. 337.
16. Balakin A.A., Balakina M.A., Permitin G.V., Smirnov A.I. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40. P. 4285.
17. Балакин А.А., Господчиков Е.Д., Шалашов А.Г. Письма ЖЭТФ. 2016. Т. 104. С. 701.
18. Shalashov A.G., Balakin A.A., Gospodchikov E.D., Khusainov T.A. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 112504.
19. Шалашов А.Г., Балакин А.А., Хусаинов Т.А., Господчиков Е.Д., Соломахин А.Л. // ЖЭТФ. 2017. Т. 151. С. 379.
20. Maj O., Balakin A.A., Poli E. // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2010. V. 52. P. 085006.
21. Tereshchenko M., Castejón F., Cappa A. // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2013. V. 55. P. 115011.
22. Castejón F., Cappa A., Tereshchenko M., Fernandez A. // Nuclear Fusion. 2008. V. 48. P. 075011.
23. McDonald S.W. // Phys. Rev. A. 1991. V. 43. P. 4484.
24. McDonald S.W. // Phys. Rep. 1988. V. 158. P. 337.
25. Wigner E. // Phys. Rev. 1932. V. 40. P. 749.
26. Zachos C., Fairlie D., Curtright T. Quantum mechanics in phase space: an overview with selected papers. London: World Scientific, 2005.
27. Marushchenko N.B., Turkin Y., Maassberg H. // Computer Physics Communications. 2014. V. 185. P. 165.
28. Farina D.A. // Fusion Sci. Technol. 2007. V. 52. P. 154.
29. Балакин А.А. // Изв. вузов: Радиофизика. 2012. Т. 55. С. 617.
30. Köhn A., Guidi L., Holzhauer E., Maj O., Poli E., Snicker A., Weber H. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60. P. 075006.
31. Guidi L., Maj O., Weber H., Köhn A., Snicker A., Poli E. // J. Phys: Confer. Ser. 2016. V. 775. P. 012005.
32. Snicker A., Poli E., Maj O., Guidi L., Köhn A., Weber H., Conway G., Henderson M., Saibene G. // Nuclear Fusion. 2017. V. 58. P. 016002.
33. Weber H., Maj O., Poli E. // J. Phys.: Confer. Ser. 2018. V. 1125. P. 012022.
34. Weber H., Maj O., Poli E. // J. Computational Electronics. 2021. V. 20. P. 2199.
35. Weber H., Maj O., Poli E. // EPJ Web Confere. EDP Sci. 2023. V. 277. P. 01003.
36. Poli E., Bottino A., Korger D., Maj O., Palermo F., Weber H. // New J. Phys. 2024. V. 26. P. 013016.
37. Brambilla M. Kinetic theory of plasma waves: homogeneous plasmas. Oxford University Press, 1998.
38. Weyl H. // Zeitschrift für Physik. 1927. V. 46. P. 1.
39. Шалашов А.Г., Господчиков Е.Д. // УФН. 2012. Т. 182. С. 157.
40. Балакин А.А. // Изв. высших учебных заведений. Радиофизика. 2012. Т. 55. С. 521.
41. Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980.
42. Ziolkowski R.W., Deschamps G.A. // Radio Science. 1984. V. 19. P. 1001.
43. Терещенко М.А. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 9.
44. Кляцкин В.И. Метод погружения в теории распространения волн. М.: Наука, 1986.
45. Bornatici M., Engelmann F., Maroli C., Petrillo V. // Plasma Phys. 1981. V. 23. P. 89.
46. Звонков А.В. // Физика плазмы. 1983. Т. 9. С. 547.
47. Господчиков Е.Д., Чувакин П.А., Шалашов А.Г. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 953.
48. Иванов М.Ф., Швец В.Ф. // ДАН СССР. 1978. Т. 238. С. 1324.
49. Doering C.R. // Lectures in Complex Systems / Ed. L. Nadel, D.I. Stein. Boca Raton: CRC Press, 2018.
50. Whittaker E.T. A treatise on the analytical dynamics of particles and rigid bodies. CUP Archive, 1964.
51. Федоров Ф.И. // ДАН СССР. 1955. Т. 105. С. 465.
52. Березин И.С., Жидков Н.П. Методы вычислений. Т. II. М.: Физматлит, 1959.

WIGNER FUNCTION METHOD FOR DESCRIBING ELECTROMAGNETIC FIELD IN PLASMA-LIKE MEDIA WITH SPATIAL DISPERSION AND RESONANT DISSIPATION

E. D. Gospodchikov^{a,*}, A. A. Balakin^a, A. G. Shalashov^a

*^aGaponov-Grekhov Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences,
Nizhny Novgorod, Russia*

**e-mail: egos@ipfran.ru*

The paper gives a systematic presentation of the Wigner function method (Weyl formalism) for modeling the propagation and absorption of electromagnetic waves in anisotropic and gyrotropic dissipative media with spatial dispersion. A general kinetic equation for the Wigner function (tensor) is formulated, and its asymptotic expansion up to the second order for smoothly inhomogeneous and weakly dissipative media is constructed. As a result, a modification of the method of the kinetic equation for rays is proposed, based on the stochastic description of rays, making it possible to increase the accuracy of numerical modeling of wave problems with strong transverse inhomogeneity of the absorption coefficient without increasing the amount of calculations. The technique developed can be used to describe the propagation, absorption, and scattering of electron-cyclotron waves in high-temperature plasma of magnetic traps for controlled fusion in cases where standard modeling methods do not provide the necessary accuracy.

Keywords: asymptotic methods in electromagnetics, wave beams, wave propagation in inhomogeneous gyrotropic media, waves in high-temperature plasma, microwave heating of plasma

УДК 533.95+533.952+533.9.082.79

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПЛАЗМЫ И ГЕНЕРАЦИИ НЕЙТРОНОВ В Z-ПИНЧЕ НА УСТАНОВКЕ “АНГАРА-5-1”

© 2024 г. С. Ф. Гаранин^а, В. Ю. Долинский^{а,*}*^аРоссийский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Нижегородская обл., Россия***e-mail: vyudolinskij@vniief.ru*

Поступила в редакцию 27.05.2024 г.

После доработки 26.06.2024 г.

Принята к публикации 28.08.2024 г.

На установке “Ангара-5-1” проводились экспериментальные исследования дейтериевого Z-пинча при токе 2–2.5 МА, нарастающем за 100 нс. Выход нейтронов в опытах составлял от $5 \cdot 10^{10}$ до $8 \cdot 10^{11}$ нейтронов за импульс. С целью объяснения результатов экспериментов были проведены двумерные МГД-расчеты с учетом генерации ДД-нейтронов с помощью термоядерного и ускорительного механизмов. МГД-расчеты пинча, проведенные с учетом распределения плотности дейтерия в газовой струе, дают удовлетворительное согласие с измерениями напряжения. Величина нейтронного выхода в расчетах составляет от $4 \cdot 10^{10}$ до $1.5 \cdot 10^{11}$ в зависимости от плотности дейтерия и величины задержки между началом напуска газа и моментом пуска генератора. Энергия ускоренных дейтронов, приводящих в ускорительном механизме к генерации нейтронов, в расчетах составляет от 55 до 900 кэВ, что удовлетворительно согласуется с оценками, полученными в экспериментальной работе. Важным отличием генерации нейтронов в быстром газовом Z-пинче от генерации нейтронов в плазменном фокусе является то, что вклады термоядерного и ускорительного механизмов в генерацию нейтронов в быстром газовом Z-пинче оказываются соизмеримыми, тогда как в плазменном фокусе основным механизмом генерации нейтронов является ускорительный.

Ключевые слова: Z-пинч, нейтронный выход, магнитная гидродинамика, численное моделирование

DOI: 10.31857/S0367292124080048, EDN: OBDX DQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования генерации нейтронов при сжатии Z-пинчей продолжают уже давно, начиная с самых первых экспериментов на дейтериевых Z-пинчах, проведенных в 1950-е годы [1–3]. Эти исследования переросли в исследования генерации нейтронов на плазменном фокусе [4, 5], который представляет собой нецилиндрический Z-пинч. Однако уже в самых первых экспериментах с Z-пинчами было выяснено, что получаемые в них нейтроны не являются термоядерными, а генерируются за счет столкновений ионов, ускоренных до энергий, намного превышающих тепловые, с ионами плазмы пинча. Этот механизм генерации нейтронов получил название ускорительного или пучково-мишенного (beam-target). Новым шагом в исследованиях генерации нейтронов на Z-пинчах стали эксперименты на

быстрых ускорителях, начиная с экспериментов на установке “Ангара-5-1” [6], в которых был получен значительный нейтронный выход, достигавший $8 \cdot 10^{11}$ ДД-нейтронов за импульс при уровне токов 2–2.5 МА. В начале 2000-х проводились эксперименты на установке Z [7–9], где при уровне токов 18 МА был получен нейтронный выход $4 \cdot 10^{13}$ ДД-нейтронов и где полученные данные указывали на преимущественно термоядерный механизм генерации нейтронов. Помимо заметного укорочения импульса тока существенным отличием экспериментов на установках “Ангара-5-1” и Z от классического Z-пинча является импульсный напуск газа в разрядный промежуток, позволяющий создать неоднородное распределение плотности дейтерия в узле нагрузки и сосредоточить его основную массу вблизи оси, где происходит фокусировка плазменной оболочки. Следует отметить, что им-

пульсный напуск газа применялся также и в плазменном фокусе [10–12], где применение импульсного напуска в качестве основного или дополнительного источника дейтерия в комбинации со стационарным напуском позволило увеличить выход нейтронов из плазменного фокуса по сравнению с работой в режиме стационарного напуска газа.

Несмотря на долгую историю Z -пинчевых и плазмо-фокусных исследований, полной ясности и окончательной модели генерации нейтронов, которая бы объясняла все экспериментальные данные и позволяла бы уверенно предсказывать результаты экспериментов, до сих пор не существует. Для моделирования динамики токово-плазменной оболочки и нейтронного выхода в плазменном фокусе успешно используется модель Ли [13, 14], однако она является феноменологической и хорошо адаптирована только для плазменного фокуса мейзеровского типа [5]. Включение кинетического описания движения заряженных частиц (например, в приближении частиц в ячейке) в области фокусировки токово-плазменной оболочки и сопряжение этого описания с МГД-подходом для всей остальной области плазменного фокуса [15–17] кажется перспективным подходом, но является очень трудоемким и затратным с вычислительной точки зрения. Поэтому представляет интерес провести расчеты работы быстрого Z -пинча с учетом импульсного напуска газа, с помощью двумерной МГД-модели [18], включающей генерацию термоядерных и ускорительных нейтронов. Наша работа посвящена расчетному исследованию экспериментов [6]. Такие исследования могут помочь при планировании соответствующих экспериментов на существующих [6, 19] или перспективных быстрых ускорителях.

2. ОПИСАНИЕ ФИЗИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

В представленных расчетах использовались уравнения двумерной магнитной гидродинамики в цилиндрических координатах r, z с азимутальным магнитным полем, с учетом диффузии магнитного поля, потерь энергии на излучение и теплопроводности [18].

Электронное и ионное давления определялись уравнением состояния идеального газа. Для определения связи между температурой электронов, внутренней энергией и степенью ионизации использовалось уравнение Саха.

Из классических кинетических коэффициентов в наших расчетах мы учитывали только электрическое сопротивление плазмы, электронную и ионную теплопроводности, при этом в этих кинетических коэффициентах мы учитывали замагниченность электронов и ионов. В наших расчетах не учитываются некоторые двухжидкостные эффекты замагниченной плазмы, которые могут быть важны для расчетов магнитотепловых процессов при магнитоинерциальном удержании [20] и для описания динамики малоплотных Z -пинчей. В их числе явления переноса, представленные эффектом Холла, эффектами Эттинсгаузена, Нернста и Ледюка–Риги в обобщенном законе Ома и в выражении для теплового потока и описывающиеся с помощью классических кинетических коэффициентов [21, 22]. Для расчетов Z -пинчей их роль может быть более важной в области перетяжек, где погонная плотность плазмы уменьшается. Поскольку в области перетяжек плазменное $\beta \sim 1$, а плазма замагничена, в качестве критерия степени “гидродинамичности” описания плазмы можно использовать ионное погонное

число [23] $\Pi_i \equiv Ne^2 / m_i c^2$, где $N = \int_0^\infty n \cdot 2\pi r dr$. При больших Π_i роль этих эффектов должна быть мала. В нашем случае на стадии образования перетяжки (см. рис. 6, 10, время $t = 38.742$ мкс) $\Pi_i \sim 30$, достаточно велико, чтобы этими эффектами можно было пренебречь. На стадии развала перетяжки (рис. 6, 10, время $t = 38.744$ мкс) ионное погонное число становится $\Pi_i \sim 1$, однако в это время здесь действует аномальное сопротивление, эффективные турбулентные частоты столкновений сильно превышают классические кулоновские и классические кинетические коэффициенты здесь неприменимы. Поэтому описание плазмы перетяжки в это время является в значительной степени феноменологическим.

Для расчета проводимости плазмы использовались классические спитцеровские формулы с учетом рассеяния электронов на нейтралах [21]. Также учитывалось возможное появление в плазме аномального сопротивления вследствие развития нижнегибридной дрейфовой неустойчивости [24], которое включалось при условии замагниченности ионов и электронов: $(\omega\tau)_e \geq 1$ и $(\omega\tau)_i \geq 1$. Соответствующие аномальные поправки учитывались также при расчете электронной теплопроводности плазмы. Проведенные ранее расчеты показали, что учет аномального

сопротивления является ключевым фактором в генерации нейтронов по ускорительному механизму, поскольку именно оно приводит к образованию электрических полей на оси, достаточных для ускорения ионов до необходимых энергий. Модели проводимости плазмы, основанные на развитии разных неустойчивостей, могут давать различную величину аномального сопротивления [25–27]; в данной работе использовалась модель аномального сопротивления [24], которая дает хорошее согласие с экспериментальными данными по величине нейтронного выхода, форме и положению источника нейтронов [18]. К тому же результаты полностью кинетического моделирования плазменного фокуса [28] также указывают на развитие нижегибридной неустойчивости.

Нейтронный выход вычислялся как сумма вкладов термоядерного и ускорительного механизмов генерации нейтронов. При этом для оценок нейтронного выхода по ускорительному механизму предполагалось, что вблизи оси, на расстояниях от нее меньше трех ларморовских радиусов ускоренных ионов, часть ионов имеет возможность ускоряться в электрическом поле вдоль оси, одновременно испытывая силу торможения. Величина этой силы в зависимости от энергии иона, электронной и ионной температур плазмы вычислялась по формулам, представленным в [29, 30]. Считалось, что ускоренные ионы замещали в приосевой области $\alpha_i \sim 15\%$ максимальной (до текущего значения z) плотности тока j_z [30]. Для начала

ускорения ионов величина ускоряющей силы со стороны электрического поля вдоль оси должна была превышать силу торможения. Такие условия могут возникнуть, если электрические поля обуславливаются аномальным сопротивлением, возникающим в плазме в момент ее пинчевания на оси камеры.

При расчете нейтронного выхода по термоядерному и ускорительному механизмам дополнительно насчитывалось распределение термоядерных нейтронов по температуре ионов и распределение ускорительных нейтронов по энергии ускоренных ионов в пучке. При вычислении нейтронного выхода по ускорительному механизму использовались данные по сечению ДД-реакции из библиотеки ENDF/B-VII [31].

3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И СХЕМА РАСЧЕТА

На рис. 1 представлена прямоугольная область (в координатах z, r), для которой проводились расчеты, размеры указаны в сантиметрах.

Область, выделенная белым цветом на рис. 1, имитирует внутреннюю, вакуумную область узла нагрузки установки “Ангара-5-1”, геометрия которого взята из статьи [6]. Отрезок А ($z = 0$) — анодный электрод, К — катодный электрод. Область С — сопло с выходным диаметром 2 см, предназначенное для напуска дейтерия в разрядный промежуток, область КЛ — быстродействующий дейтериевый клапан. В начальный момент времени в расчетах область заполнялась разреженным дей-

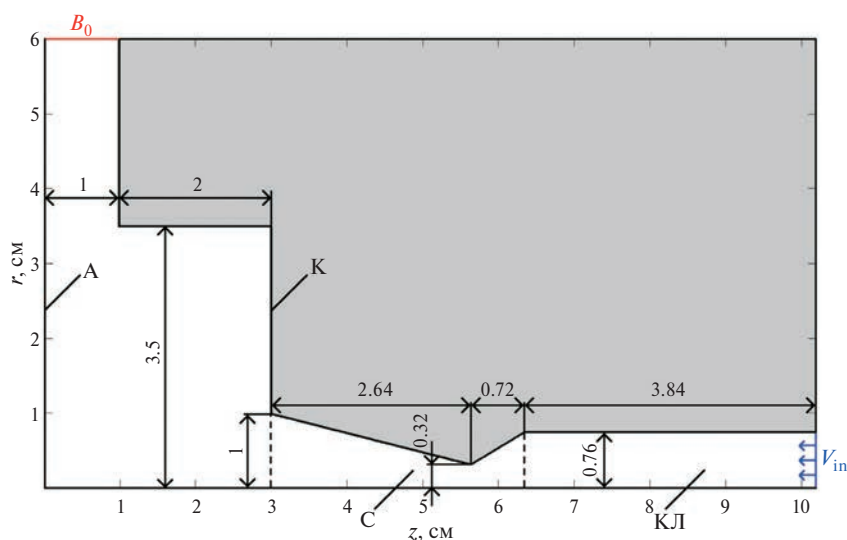


Рис. 1. Расчетная геометрия узла нагрузки установки “Ангара-5-1” (А — анод; К — катод; С — сопло; КЛ — быстродействующий клапан; B_0 — значение магнитного поля на границе; V_{in} — скорость дейтерия на входе).

териум с молярной массой $A = 4$ г/моль и фоновой “вакуумной” плотностью $\rho_{\text{vac}} = (2-8) \cdot 10^{-11}$ г/см³, начальная температура газа $T_0 = 300$ К (0.0259 эВ).

Область, выделенная на рис. 1 серым цветом, имитирует вещество катодного электрода. В этой области задавалась плотность твердого вещества 8.9 г/см³, коэффициент теплопроводности 4 Вт/(см·К) и проводимость $1.1 \cdot 10^{25}$ См/см. Начальная температура плотного вещества $T_0 = 0.0259$ эВ.

Границы прямоугольной расчетной области $Z = 0$, $Z = 10.2$, $R = 6$ считались холодными, идеально проводящими стенками с нулевым значением нормальной компоненты скорости везде, кроме отрезка $Z = 10.2$, $0 \leq R \leq 0.76$ (выделен синим на рис. 1) и $R = 6$, $0 \leq Z \leq 1$ (выделен красным на рис. 1). На отрезке $Z = 10.2$, $0 \leq R \leq 0.76$ задавалось граничное условие по газодинамике “скорость на входе (V_{in})” для создания массового потока газа для имитации работы быстродействующего клапана. На отрезке $R = 6$, $0 \leq Z \leq 1$ задавалось значение граничного магнитного поля $HB_0(t)$, которое определяется по значению тока из осциллограммы, приведенной в статье [6]. Граница $R = 0$ — ось симметрии. На границах между катодным электродом и внутренней областью узла нагрузки нормальная компонента скорости считалась нулевой для исключения движения вещества катодного электрода во внутреннюю область узла нагрузки.

Расчеты проводились в два этапа. На первом, газодинамическом этапе моделировалось заполнение внутренней области концентратора молекулярным дейтерием (D_2) с начальной температурой $T_0 = 300$ К через быстродействующий клапан и сверхзвуковое сопло. Скорость дейтерия на входе составляла $V_{\text{in}} = -10^5$ см/с в соответствии с оценками скорости струи в [6], плотность на входе варьировалась в диапазоне $\rho_{\text{in}} = (1.7-6.8) \cdot 10^{-4}$ г/см³. Расчеты проводились с использованием газодинамической части программы с учетом теплопроводности. При расчете теплопроводности дейтерия использовались коэффициенты теплопроводности для молекулярного водорода из [32, 33]. Расчеты на первом этапе проводились в однотемпературном приближении, распределения магнитного и электрического полей, а также проводимость, джоулев нагрев и потери энергии на излучение не рассчитывались.

На втором этапе с помощью МГД-расчета моделировалась динамика плазмы под действием тока, создаваемого генератором импульсов тока установки “Ангара-5-1”. При переходе от газоди-

намического к МГД-расчету выполнялась повторная инициализация начальных данных. При этом полученное на первом этапе расчета распределение плотности и скорости газа использовалось в качестве начального для МГД-расчета, начальная температура газа принималась равной $T_{i0} = T_{e0} = 5800$ К (0.5 эВ), для определения давления дейтерия использовалось уравнение состояния идеального одноатомного газа с атомной массой $A = 2$ г/моль, остальные параметры рассчитывались в соответствии с формулами, используемыми в МГД-расчете [18].

Переход ко второму (МГД) этапу осуществлялся в момент времени t_{mhd} . В экспериментах [6] вводилось также время задержки между срабатыванием датчика давления в форкамере сопла и моментом пуска генератора. В представленных расчетах мы также ввели задержку, которая отсчитывалась с момента достижения в узкой части сопла некоторой плотности, так что

$$t_{\text{mhd}} = t_{\text{nozzle}} + t_{\text{delay}}, \quad (1)$$

где t_{nozzle} — время достижения в узкой части сопла заданной плотности, t_{delay} — время задержки.

Плотность дейтерия в разрядном промежутке в момент перехода к МГД-расчету и сам момент перехода t_{mhd} подбирались так, чтобы наилучшим образом обеспечить согласование с экспериментальными данными, приведенными в [6]. Плотность дейтерия в разрядном промежутке варьировалась путем изменения плотности на входе ρ_{in} , которая подбирались таким образом, чтобы при скорости дейтерия на входе $V_{\text{in}} = -10^5$ см/с обеспечить достижение погонного числа частиц на срезе сопла $N_0 \approx 2 \cdot 10^{18}$ см⁻¹ за ≈ 30 мкс и перепад плотности от катода к аноду примерно на порядок величины [6]. Время перехода к МГД-расчету t_{mhd} варьировалось таким образом, чтобы обеспечить согласование расчетной и экспериментальной зависимости напряжения между анодом и катодом от времени на растущей части кривой. В процессе расчетов данные параметры варьировались также с целью исследования их влияния на величину нейтронного выхода. Время t_{mhd} изменялось в диапазоне от 27.5 до 38.9 мкс.

МГД-расчет включал следующие этапы:

- газодинамический этап счета, на котором определяются стандартные газодинамические величины: ионная скорость, плотность, электронная и ионная энергии;

- расчет проводимости, распределение магнитного и электрического полей;
- расчет обмена энергией между электронной и ионной компонентой, а также расчет электронной и ионной теплопроводностей, потерь энергии на излучение и джоулева нагрева плазмы;
- расчет степени ионизации, электронной и ионной температуры и давления;
- расчет нейтронного выхода с учетом термоядерного и ускорительного механизмов.

Газодинамический этап расчета проводится по явной схеме. Для аппроксимации дифференциальных уравнений используются разностная схема “против потока” [34]. Расчет электронной и ионной теплопроводности проводился по неявной схеме методом последовательных прогонок по столбцам и строкам с итерациями [35].

При расчете распределения магнитного и электрического полей также использовалась неявная схема с прогонами. При этом расчет компонент магнитного поля, связанных с альфвеновской скоростью, был совмещен с расчетом электрических полей (см. работы [30, 18, 36, 37]). Такой подход позволяет значительно уменьшить ограничение на величину счетного шага по вре-

мени, возникающего при расчете по явным схемам из-за наличия областей с низкой плотностью.

Расчеты проводились на квадратных сетках с размером ячейки $h = 0.08$ см, 0.04 см, 0.02 см и 0.01 см. Для ускорения счета на многопроцессорных системах с общей памятью в данной программе применялось распараллеливание кода средствами программного интерфейса OpenMP [38].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ

В данном разделе представлены результаты газодинамического этапа расчетов, на котором моделировалось заполнение дейтерием внутренней области узла нагрузки через быстродействующий клапан и сверхзвуковое сопло. На рис. 2 приведено распределение плотности инжектируемого в узел нагрузки дейтерия в различные моменты времени, полученное в расчете на сетке $h = 0.01$ см. Представленные ниже результаты получены при следующих параметрах: время перехода к МГД-расчету $t_{\text{mhd}} = 38.64$ мкс, плотность на входе $\rho_{\text{in}} = 3.0 \cdot 10^{-4}$ г/см³ и соответствуют МГД-расчету, в котором достигнут максимальный нейтронный выход.

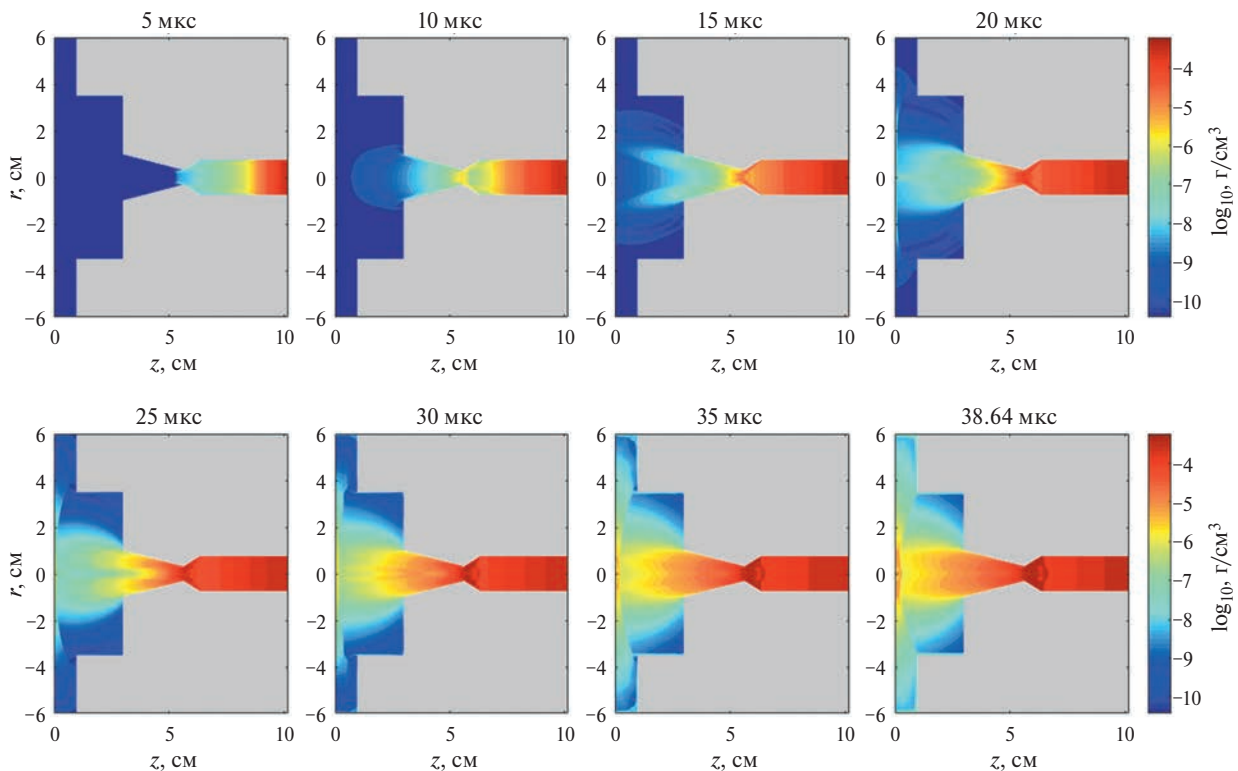


Рис. 2. Распределение плотности дейтерия в различные моменты времени.

Рис. 2 показывает, что к 5 мкс дейтерий достигает узкой части сопла и в ней формируется струя, которая к 10 мкс достигает среза сопла и начинает заполнять разрядный промежуток между анодным и катодным электродами. К 15 мкс струя достигает анодного электрода и к 20 мкс начинает распространяться радиально от оси вдоль анода; при этом формируется отраженная от анода ударная волна, которая отчетливо видна, начиная с момента времени 25 мкс. Момент времени 38.64 мкс соответствует переходу к МГД-расчету.

В целом из рис. 2 видно, что на приведенные моменты времени заполнение внутренней области узла нагрузки дейтерием является существенно неоднородным. Степень этой неоднородности демонстрирует также рис. 3, где приведены профили плотности дейтерия вдоль оси на участке $0 \leq z \leq 4$ см, соответствующие моментам времени, для которых представлены распределения на рис. 2, начиная с 20 мкс.

Согласно данным статьи [6] погонное число частиц на срезе сопла достигает значения $N_0 \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-1}$ (соответствующая плотность $4.2 \cdot 10^{-6} \text{ г/см}^3$) за время ≈ 30 мкс после срабатывания клапана, а количество газа у катода может превышать количество газа у анода примерно на порядок величины. Согласно рис. 3 на момент времени 30 мкс на срезе сопла ($z = 3$ см) плотность равна $5.3 \cdot 10^{-6} \text{ г/см}^3$, что соответствует погонному числу частиц $2.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-1}$, а отношение значения плотности на срезе сопла к ее минимальному значению вблизи анода составляет 16.8¹. Это отношение уменьшается со временем, для момента 35 мкс оно равно 11, а для момента 38.64 мкс, когда происходит переход к МГД-расчету, оно равно 8.7.

Для расчетов на сетках с $h = 0.08\text{--}0.01$ см со значением плотности на входе ρ_{in} в диапазоне от $1.7 \cdot 10^{-4}$ до $6.8 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3$ время достижения заданной плотности в узкой части сопла изменялось в диапазоне от 8 до 12.8 мкс. Для расчета

¹ В процессе проведения расчетов плотность дейтерия на входе ρ_{in} подбиралась таким образом, чтобы наилучшим образом обеспечить согласование с экспериментальными параметрами дейтериевой струи, приведенными в [6], т.е. обеспечить достижение значения погонного числа частиц $N_0 \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-1}$ за время ≈ 30 мкс и перепад плотности от анода к катоду ~ 10 , однако из-за ограничений по времени это делалось лишь для расчетов на грубых сетках с размерами ячейки $h = 0.08\text{--}0.04$ см. При переходе на подробные сетки с размерами ячейки $h = 0.02\text{--}0.01$ см, значение плотности на срезе сопла и перепад плотности от катода к аноду несколько изменились.

с $\rho_{\text{in}} = 3.4 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3$ это время для заданной плотности $4.2 \cdot 10^{-6} \text{ г/см}^3$ составило $t_{\text{nozzle}} = 12.7$ мкс. Таким образом, в момент перехода к МГД-расчету $t_{\text{mhd}} = 38.9$ мкс используемое в экспериментах время задержки составило, согласно (1), $t_{\text{delay}} = 26.2$ мкс.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ МГД-РАСЧЕТОВ И СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

В данном разделе представлены результаты МГД-расчета, на котором моделировалась динамика плазмы под действием тока, создаваемого генератором импульсов тока установки “Ангара-5-1”.

На рис. 4 представлена используемая в МГД-расчете зависимость тока генератора установки “Ангара-5-1” от времени $I(t)$, взятая из статьи [6], а также ее аппроксимация полиномом 10-й степени $I_{\text{fit}}(t)$, и производная тока dI_{fit}/dt , полученная путем дифференцирования по времени аппроксимирующего полинома $I_{\text{fit}}(t)$.

На рис. 5 представлены экспериментальная (U_{exp}) и сглаженная расчетная (U_{calc}) зависимости напряжения в генераторе от времени. Экспериментальная зависимость взята из [6]. Зависимость U_{calc} вычислялась как сумма напряжения между анодом и катодом U_{MHD} и добавки, связанной с индуктивностью линии U_L . В МГД-расчете вычислялось напряжение U_{MHD} путем интегрирования осевой компоненты напряженности электрического поля вдоль ячеек, на которых задавалось граничное значение магнитного поля B_0 (см. рис. 1). Добавочное напряжение $U_L = L \cdot dI_{\text{fit}}/dt$ возникает из-за ненулевой индуктивности передающей линии на участке от узла нагрузки до места установки измерителя напряжения. Индуктивность L подбиралась таким образом, чтобы обеспечить наилучшее согласование экспериментального и расчетного импульса напряжения на растущем участке кривой. Найденное значение индуктивности $L = 17$ нГн. Далее, поскольку расчетная зависимость $U_{\text{calc}}(t)$ на временах пинчевания плазмы содержала большие высокочастотные осцилляции плазмы (возможно, связанные с численной методикой), а в реальности измерения должны сглаживать эти осцилляции, представленная на рис. 5 кривая $U_{\text{calc}}(t)$ была сглажена с характерным “приборным” временем $\tau = 5$ нс.

Сравнивая кривые, представленные на рис. 5, можно отметить, что не удалось достичь полного согласования экспериментальной и расчетной

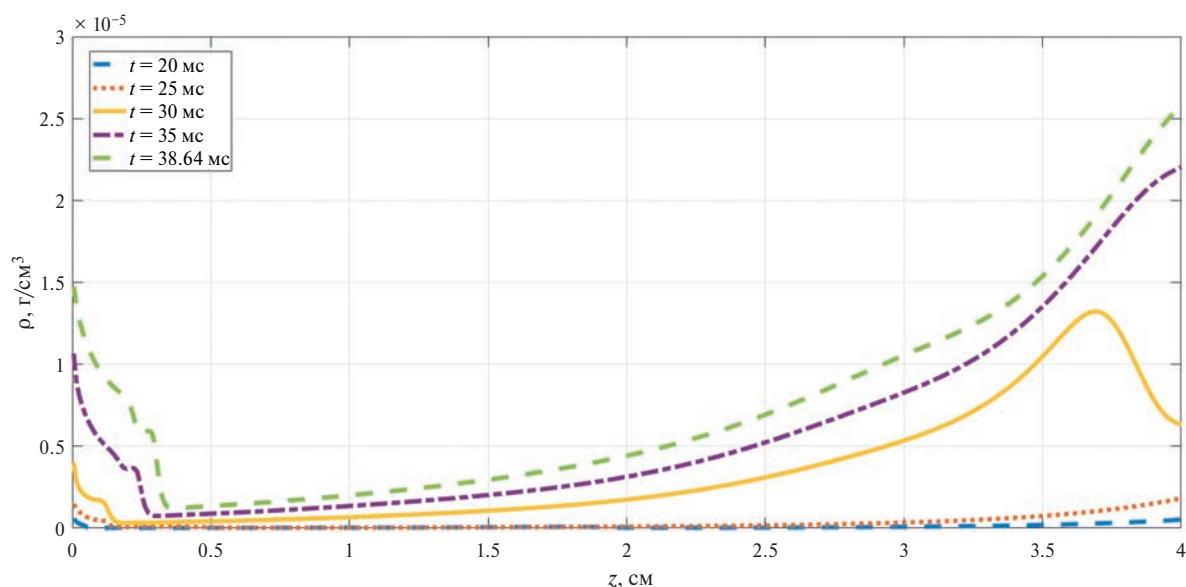


Рис. 3. Профили плотности дейтерия вдоль оси в различные моменты времени.

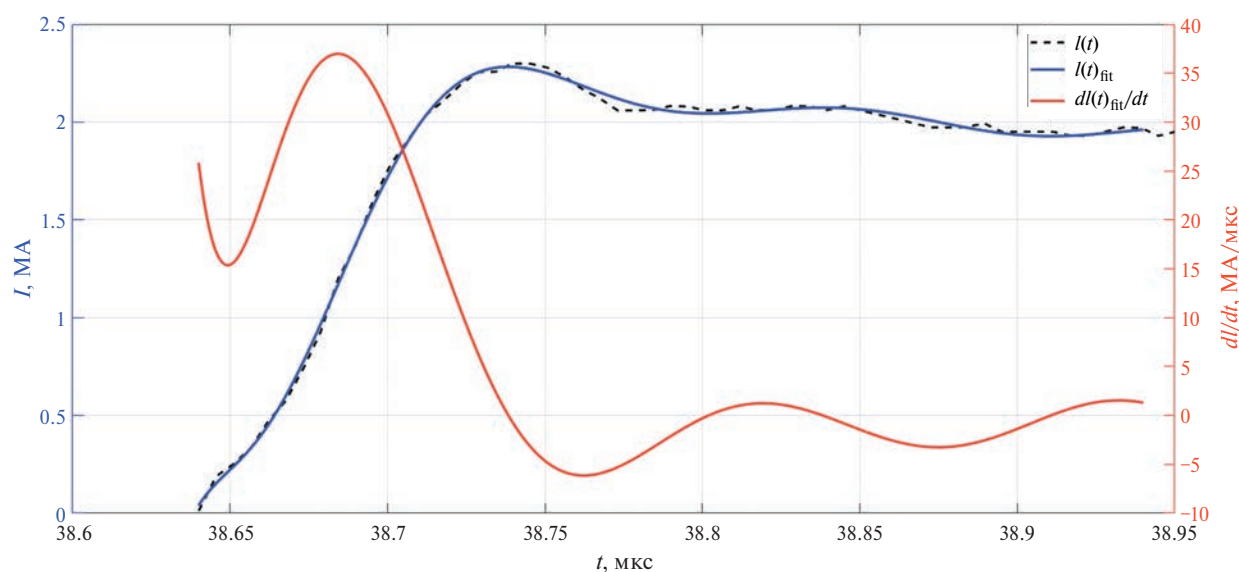


Рис. 4. Зависимости тока и производной тока генератора установки “Ангара-5-1” от времени.

зависимостей напряжения. Подъем расчетной кривой напряжения в начале в момент времени 38.64–38.65 мкс связан с поведением производной тока, которое вызвано перегибом экспериментального тока в моменте 38.65 мкс (см. рис. 4). Но наиболее важное отличие расчетной кривой от экспериментальной состоит в том, что у расчетной кривой имеется пик (двойной) напряжения, связанный с пинчеванием (уходом тока на малый радиус) и соответствующим ростом индуктивности, что обычно имеет место в Z-пичах и плазменном фокусе. У экспериментальной же кривой такого пика нет или же он распределен на боль-

шие времена (и, значит, пинчевание происходит более медленно). Подчеркнем, что в наших расчетах мы варьировали плотность газа в широких пределах и варьировали распределение газа в момент включения тока, и даже таким образом не смогли добиться согласования расчетной и экспериментальной кривых напряжения. Можно указать некоторые причины, возможно, влияющие на отличие этих кривых. Во-первых, различие между экспериментальной и расчетной кривыми напряжения можно объяснить неучетом в расчете трехмерных эффектов, которые могут иметь место в эксперименте. В расчетах плазмен-

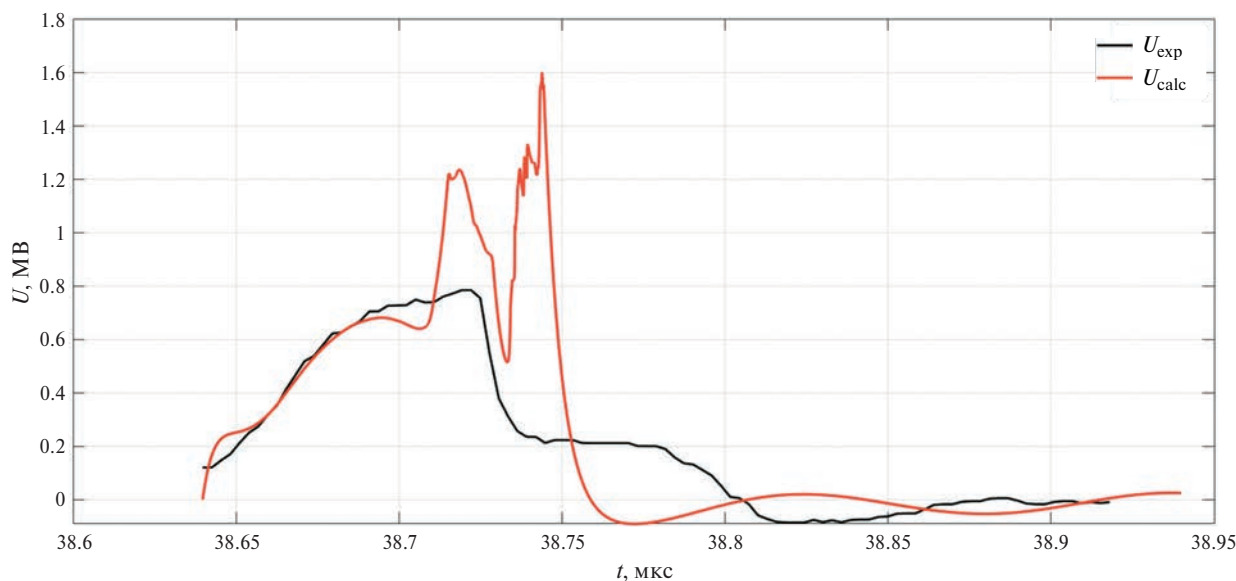


Рис. 5. Экспериментальная и расчетная зависимости напряжения от времени.

ного фокуса и МАГО получено хорошее согласие описания динамики плазмы в 2D-моделировании с экспериментом [18, 20, 30] и трехмерность не оказывала заметного влияния. Однако в этих экспериментах проводилась тщательная подготовка внутренней поверхности вакуумной камеры, которая обрабатывалась “тренировочными” импульсами, что уменьшало развитие азимутально несимметричных возмущений (несимметричных пробойных явлений, филаментации тока) в плазменной оболочке. Чем тщательнее велась эта подготовка, тем лучше было согласие 2D-расчетов с экспериментом. При работе систем с импульсным напуском газа проводить такие “тренировочные” импульсы затруднительно. Возможно, кроме того, что причина размытия пика напряжения на экспериментальной кривой связана с тем, что измерение коротких импульсов напряжения в эксперименте является очень сложной задачей и при этом в экспериментах иногда наблюдается растягивание «хвостов» сигнала.

На рис. 6 приведено распределение плотности плазмы на различные моменты времени до и после образования пинча. Из распределений, представленных на рис. 6, видно, что с момента времени 38.69 мкс начинается сгребание магнитным полем дейтериевой плазмы в направлении оси системы. В момент времени 38.74 мкс на оси формируется сжимающаяся плазменная перетяжка — пинч, которая к моменту времени 38.742 мкс достигает диаметра 0.2 см и значения плотности $1.9 \cdot 10^{-4}$ г/см³, что в примерно в 18 раз

превышает плотность плазмы на срезе сопла и в 160 раз превышает плотность плазмы у анода в момент перехода к МГД-расчету. В момент времени 38.744 мкс происходит разрушение плазменной перетяжки, а затем к моменту 38.748 мкс перетяжка замыкается вновь.

На рис. 7 приведено распределение температуры ионов плазмы на различные моменты времени до и после образования пинча. Распределения температуры, представленные на рис. 7, показывают, что в расчетах присутствует значительный разогрев вакуумных областей позади плазменной оболочки, со значением температуры в диапазоне от 0.05 до 1 кэВ (значение 1 кэВ соответствует искусственно введенному в программу ограничению на температуру вакуума). Температура ионов в плазменной оболочке находится в диапазоне от 3 до 5 кэВ, а в момент образования перетяжки 38.74–38.742 мкс возрастает до ~20 кэВ. В момент развала перетяжки температура ионов в образовавшемся зазоре превышает значение 1 МэВ.

На рис. 8 приведено распределение осевой компоненты напряженности электрического поля E_z на различные моменты времени до и после образования пинча. На рисунке в момент времени 38.744 мкс на врезке с увеличением показана область $0.5 \leq z \leq 1.5$, $0 \leq r \leq 0.6$, в которой происходит развал перетяжки и формирование зазора. В этой области на оси осевая компонента напряженности электрического поля E_z достигает величины примерно 10 МВ/см, что при длине зазора

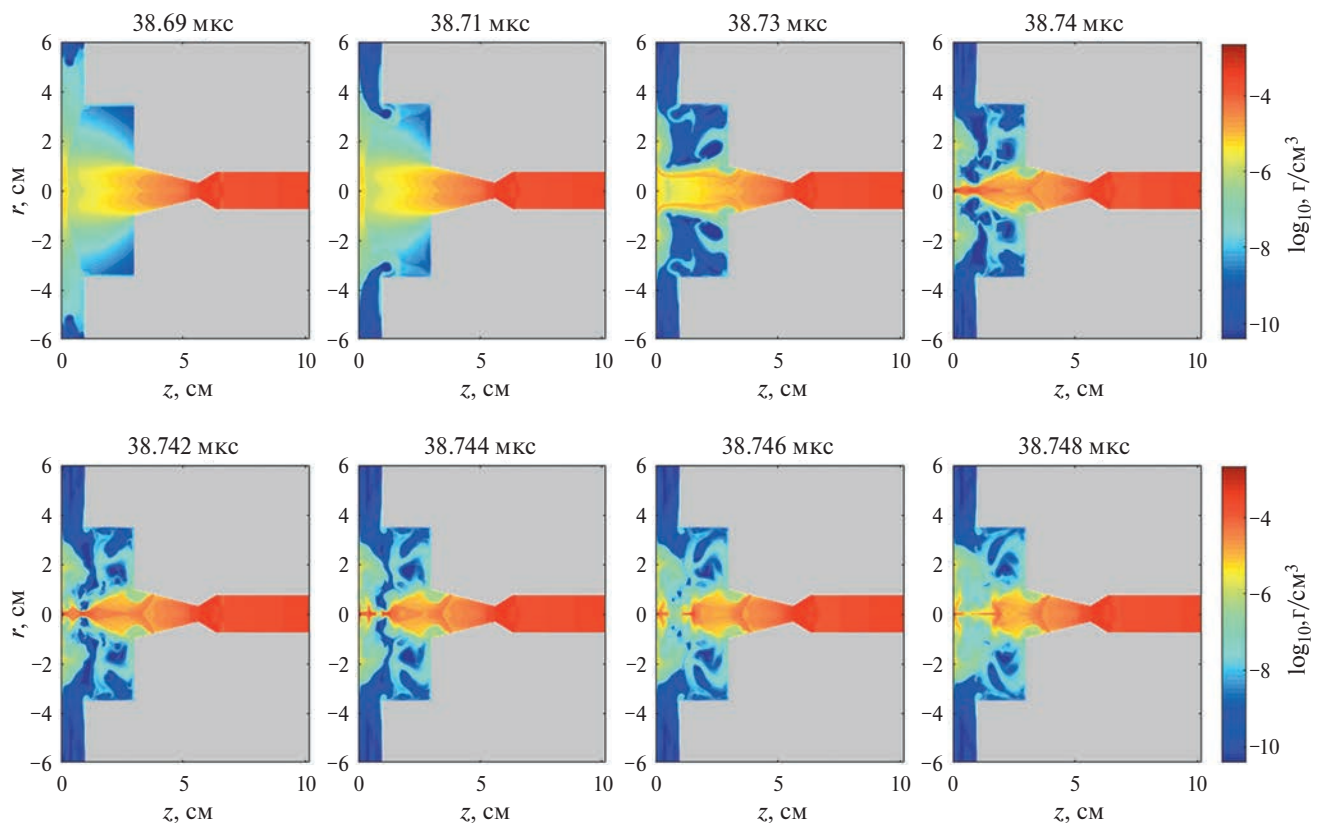


Рис. 6. Распределение плотности плазмы в различные моменты времени.

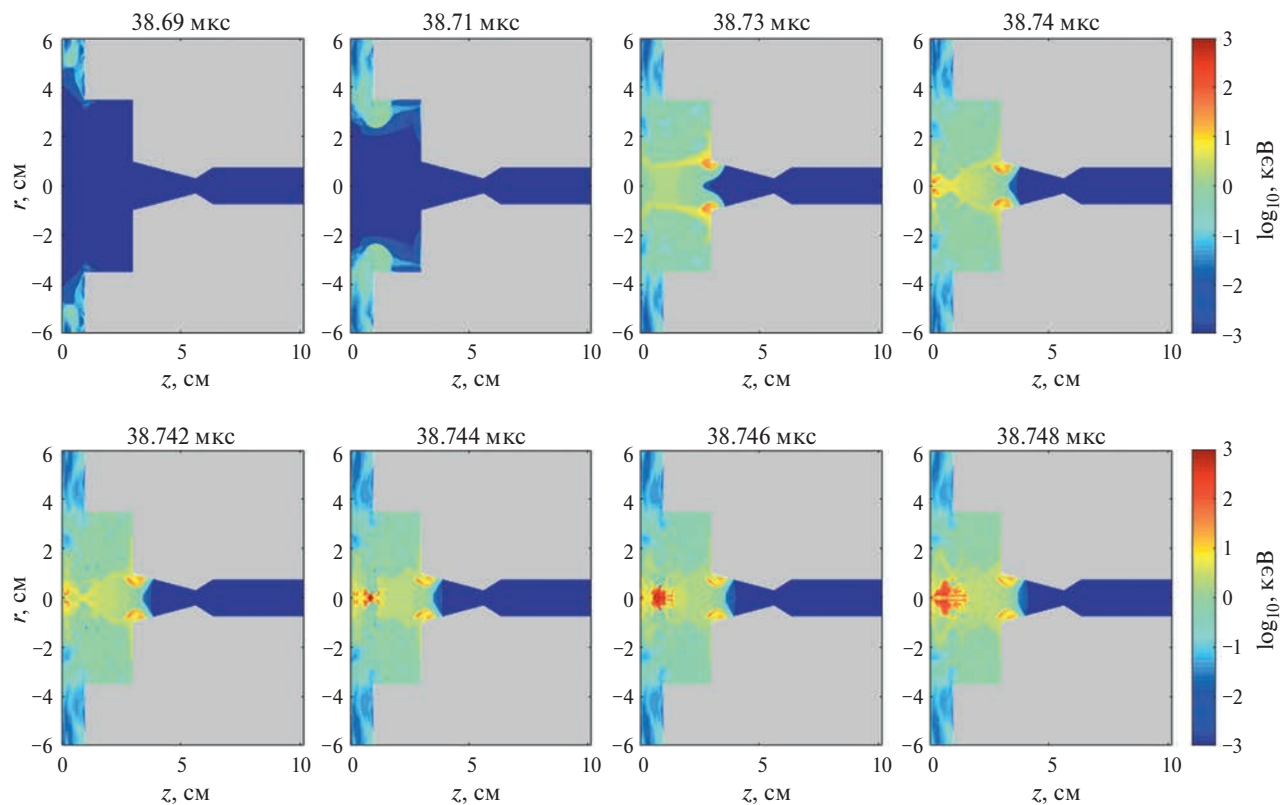


Рис. 7. Распределение температуры ионов плазмы в различные моменты времени.

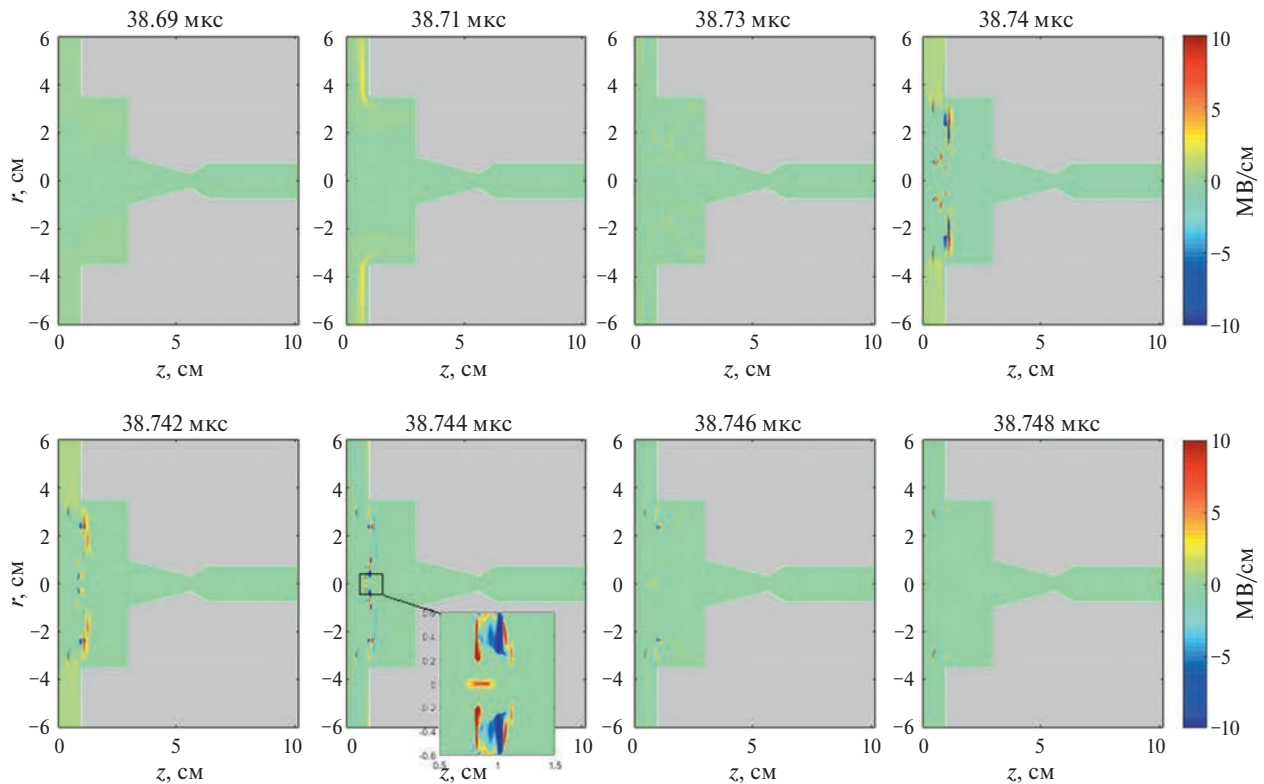


Рис. 8. Распределение осевой компоненты напряженности электрического поля E_z в различные моменты времени.

порядка 2 мм может давать напряжение на зазоре до 2 МВ и, соответственно, энергию ускоренных в этом зазоре ионов до 2 МэВ. Эти ионы, согласно используемой нами модели ускорительного механизма [18, 30], вызывают генерацию нейтронов, взаимодействуя с ионами плазмы, которые в нашей модели мы считали покоящимися. На моменты 38.74–38.744 мкс, в которые происходит сжатие и разрушение плазменной перетяжки, достигнутые в узком канале наибольшие значения E_z порядка 10 МВ/см близки к результатам кинетического моделирования плазменного фокуса [17].

На рис. 9 приведен полученный в МГД-расчете график зависимости напряжения на оси от времени. Из рисунка видно, что напряжение на оси достигает максимума 3.3 МВ в момент времени 38.745 мкс. Полуширина импульса напряжения составляет 1.1–1.8 нс. Временной интервал 38.744–38.748 мкс, на который приходится основной пик напряжения на оси, соответствует разрушению перетяжки (см. рис. 6). Замыкание перетяжки приводит далее к заметному снижению напряжения на оси.

На рис. 10 приведено распределение величины Br на различные моменты времени до и после

образования пинча. На увеличенных фрагментах, представленных на рисунке, видно, что ток Br , несущий магнитное поле, достаточно близко подходит к оси; так на момент времени 38.742 мкс, соответствующий образованию плазменной перетяжки, он достигает радиуса 0.1 см (при этом магнитное поле достигает величины $B \approx 4$ МГс), а в момент 38.744 мкс, соответствующий сбросу массы из перетяжки, этот ток проникает еще глубже – до радиуса 0.02–0.03 см (магнитное поле достигает величины $B \approx 5.5$ –6 МГс). В последующие моменты времени наблюдается уменьшение магнитного поля в области пинчевания.

Интегральный выход нейтронов в расчете составил $1.5 \cdot 10^{11}$ ДД-нейтронов за импульс, при этом на термоядерную составляющую нейтронного выхода приходилось $9 \cdot 10^{10}$ ДД-нейтронов, а на ускорительную, соответственно, $6 \cdot 10^{10}$ ДД-нейтронов. Такое соотношение термоядерных и ускорительных нейтронов существенно отличается от результатов расчетов нейтронного выхода в плазменном фокусе, где обычно ускорительных нейтронов в 100–1000 раз больше, чем термоядерных [18, 30].

На рис. 11 приведено полученное в расчете пространственное распределение выхода термо-

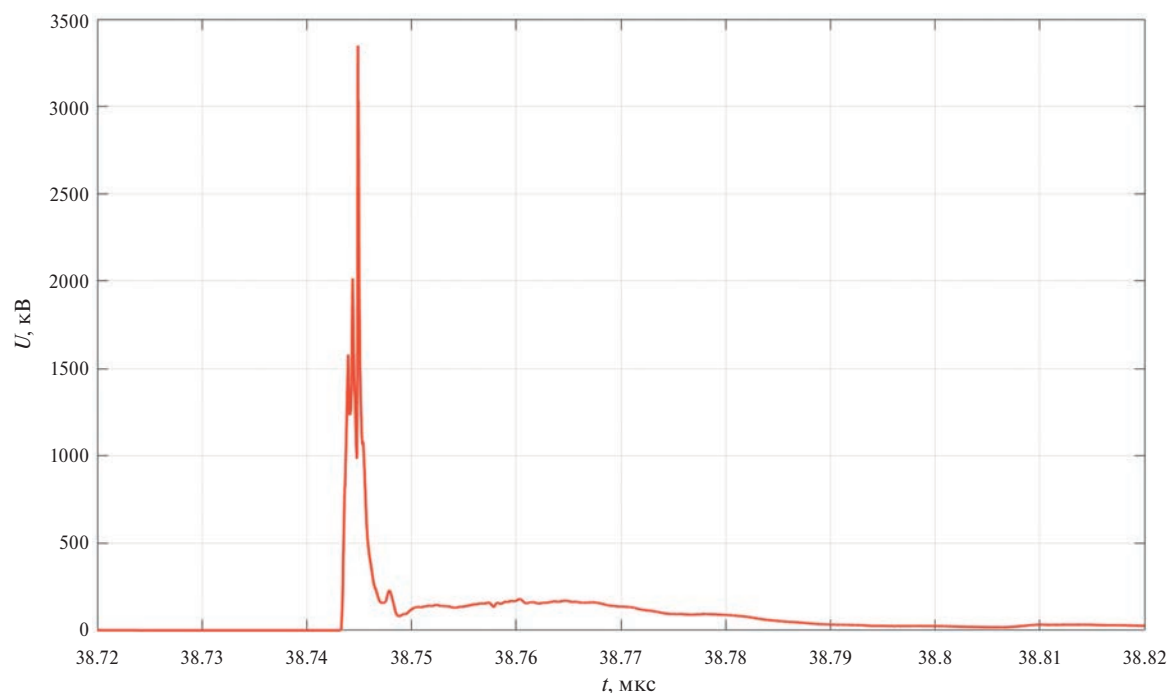


Рис. 9. Зависимость напряжения на оси от времени.

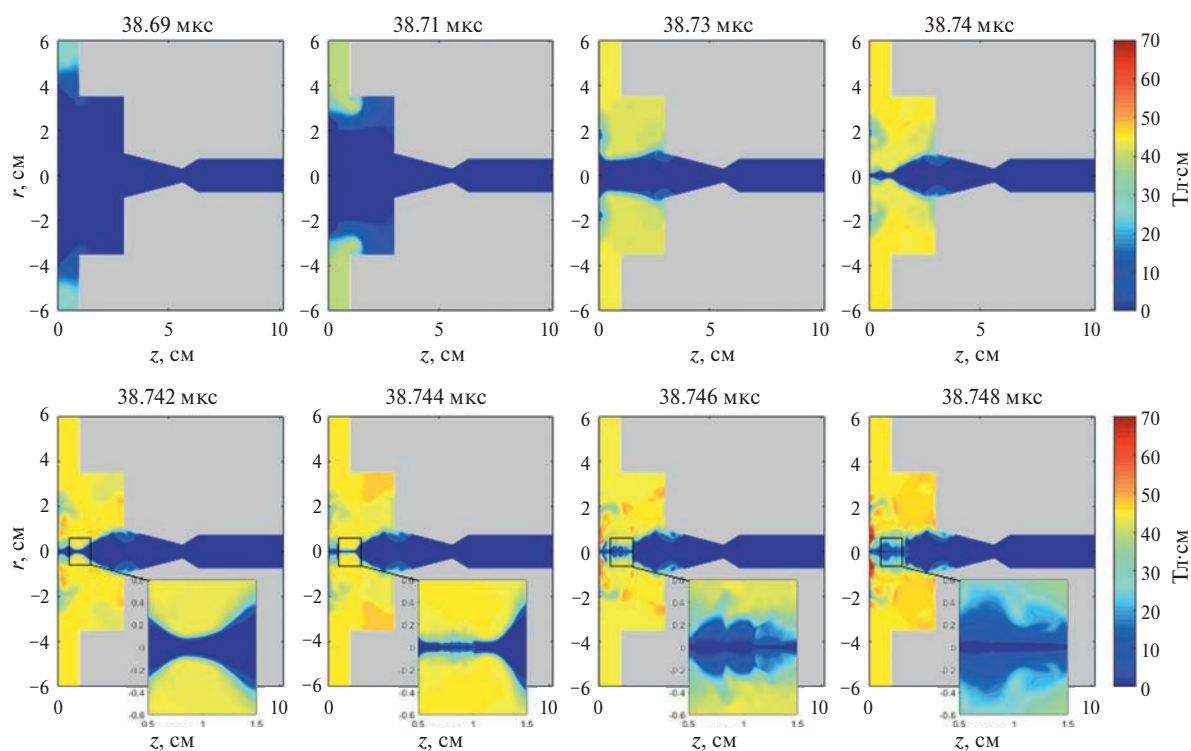


Рис. 10. Распределение величины Br в различные моменты времени.

ядерных и ускорительных нейтронов из единицы объема по расчетной области. Области, выделенные на рис. 11а, б рамкой, ниже даны с увеличением. Из рис. 11в, г видно, что длина области

генерации ускорительных нейтронов вдоль оси z составляет примерно 0.7 см и существенно больше осевого размера области генерации термоядерных нейтронов, которая составляет примерно 0.2 см.

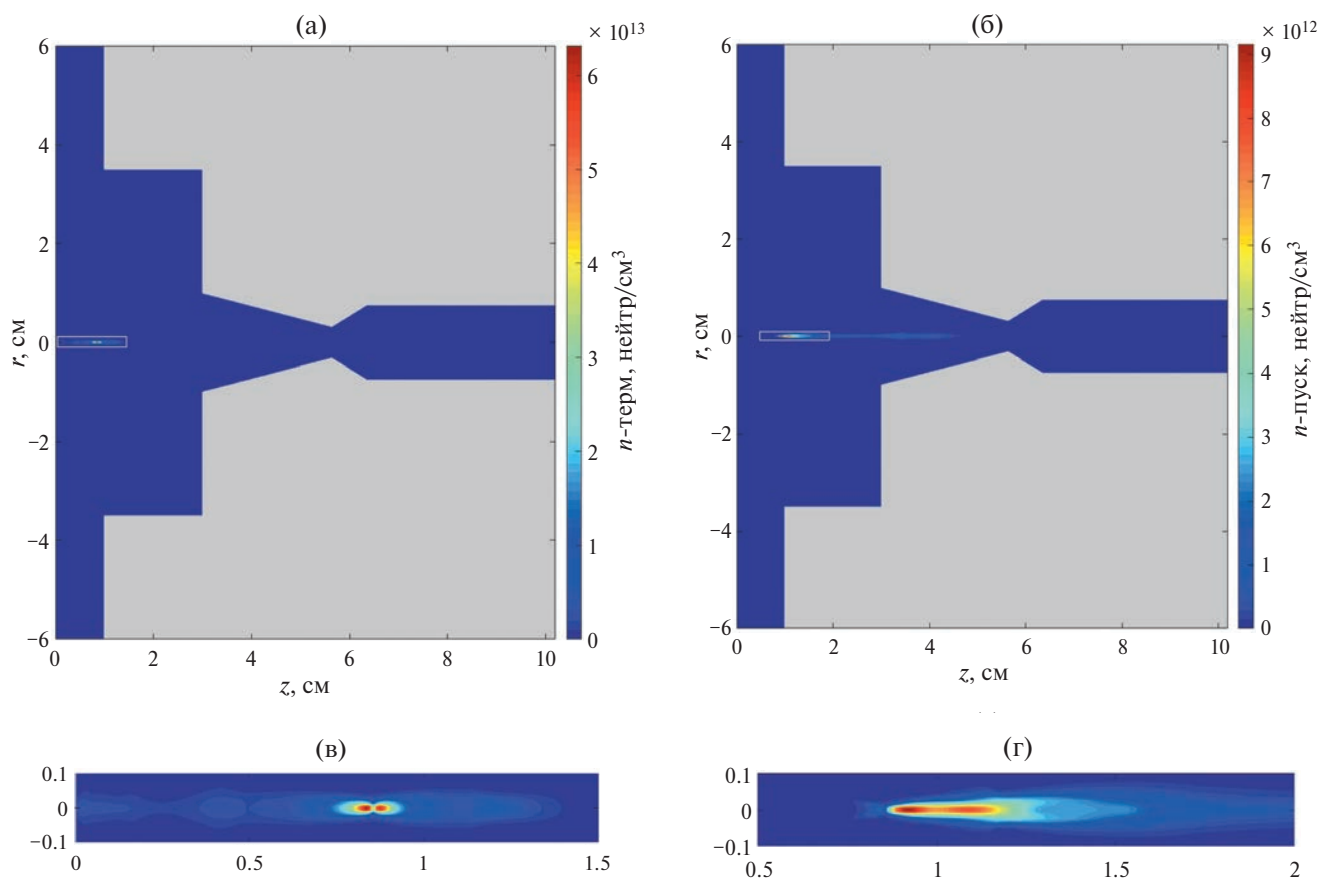


Рис. 11. Пространственное распределение нейтронного выхода из единицы объема: термоядерные нейтроны (а); ускорительные нейтроны (б); термоядерные нейтроны (увеличена область $0 \leq r \leq 0.1$, $0 \leq z \leq 1.5$) (в); ускорительные нейтроны (увеличена область $0 \leq r \leq 0.1$, $0.5 \leq z \leq 2$) (г).

При этом радиусы области генерации близки и составляют примерно 0.03 см для ускорительных нейтронов и 0.02 см для термоядерных нейтронов.

На рис. 12 приведены интенсивности нейтронного выхода для термоядерных ($dN_{\text{терм}}/dt$) и ускорительных нейтронов ($dN_{\text{уск}}/dt$) в зависимости от времени. Графики, представленные на рисунке, показывают, что положения максимумов интенсивности нейтронного выхода практически совпадают и соответствуют моменту развала плазменной перетяжки пинча (см. рис. 6) и максимуму импульса напряжения на оси (см. рис. 9). При этом максимальное значение $dN_{\text{терм}}/dt$ примерно в 2 раза превышает максимальное значение $dN_{\text{уск}}/dt$. Полуширина интенсивности термоядерного нейтронного выхода $dN_{\text{терм}}/dt$ составляет 1 нс, а для интенсивности ускорительного нейтронного выхода $dN_{\text{уск}}/dt$ — 3 нс.

На рис. 13 представлено распределение нейтронного выхода термоядерных нейтронов по температуре ионов. Это распределение имеет два локальных максимума в области 5.8 кэВ

и 10.8 кэВ, при этом 90% нейтронного выхода (от 5% до 95% от полного выхода) лежит в диапазоне температур 3–42 кэВ.

На рис. 14 представлено распределение нейтронного выхода ускорительных нейтронов по энергии налетающих ионов. Это распределение имеет основной пик в диапазоне энергий 40–300 кэВ и высокоэнергетический “хвост” 300–1200 кэВ. При этом 90% нейтронного выхода (от 5% до 95% от полного выхода) лежит в диапазоне 55–900 кэВ. Особенностью распределения выхода ускорительных нейтронов по энергии ионов пучка является его существенная немонотонность с большим количеством локальных минимумов и максимумов. Полученный в МГД-расчете диапазон энергий ускоренных ионов, приводящих к генерации ускорительных нейтронов, хотя и весьма широк, в целом согласуется с оценками, приведенными в [6], где данный диапазон энергий составляет 200–500 кэВ.

В процессе проведения МГД-расчетов было исследовано влияние размера ячейки расчетной

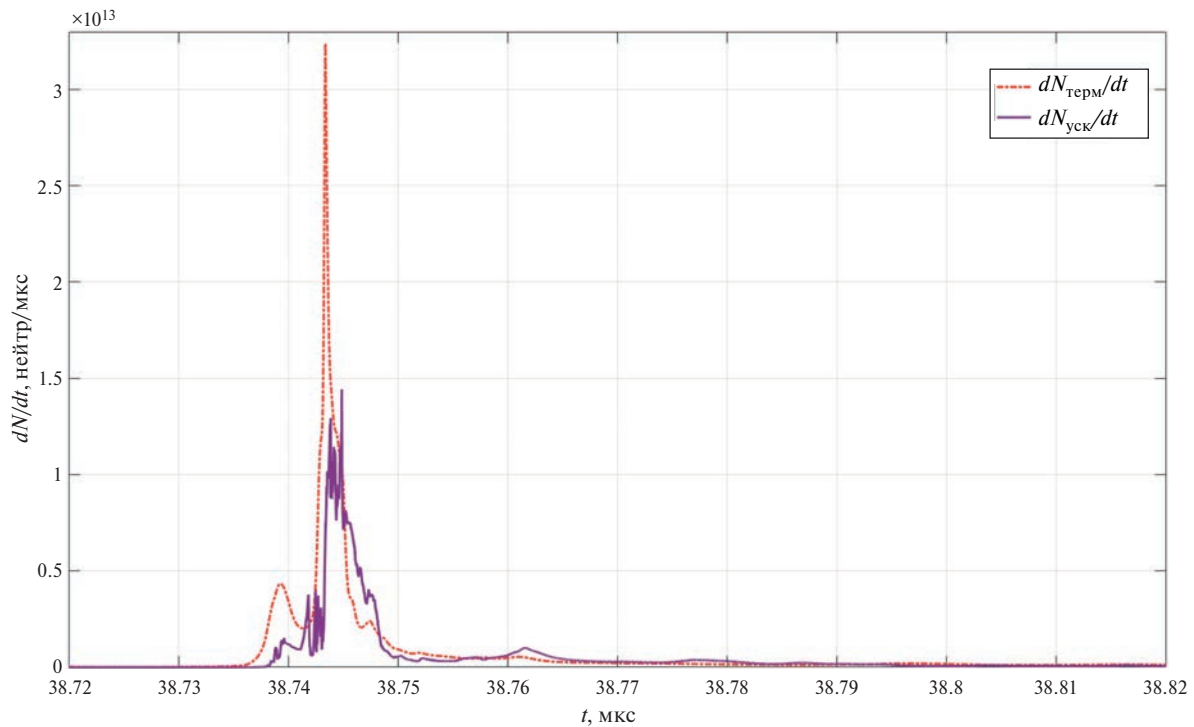


Рис. 12. Интенсивности нейтронного выхода для термоядерных ($dN_{\text{терм}}/dt$) и ускорительных нейтронов ($dN_{\text{уск}}/dt$) в зависимости от времени.

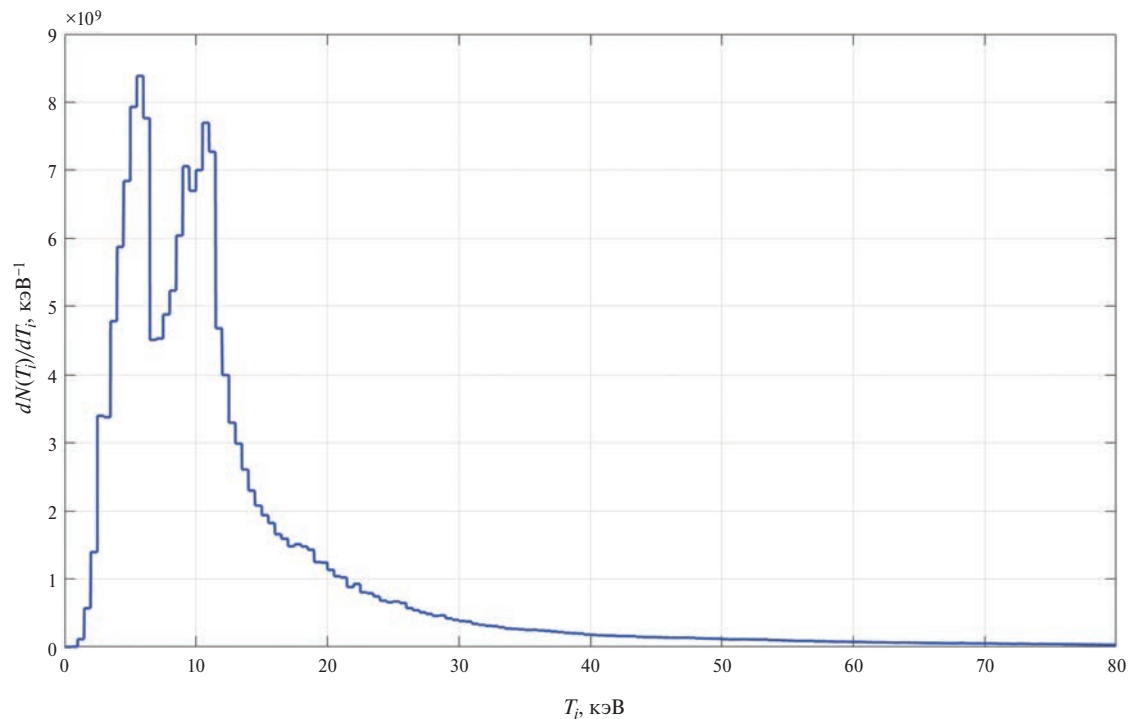


Рис. 13. Распределение нейтронного выхода термоядерных нейтронов по температуре ионов.

сетки на газодинамические параметры расчета и величину нейтронного выхода. В качестве газодинамических параметров выбрано отношение значения плотности на срезе сопла к ее мини-

мальному значению вблизи анода в момент перехода к МГД-расчету, а также время перехода от газодинамического этапа к МГД-расчету t_{mhd} . Результаты расчетов представлены в табл. 1. В рас-

Таблица 1. Влияние размера ячейки сетки на результаты расчета.

h , см	$\rho_{\max}/\rho_{\min}$	t_{mhd} , мкс	$N_{\text{терм}}$, нейтр. $\times 10^{10}$	$N_{\text{уск}}$, нейтр. $\times 10^{10}$	N , нейтр. $\times 10^{10}$
0.08	11.3	27.5	3.87	3.56	7.43
0.04	13.5	32.6	3.65	3.84	7.49
0.02	9.8	36.7	5.79	4.81	10.6
0.01	8.5	38.9	5.84	3.28	9.12

Примечание: $\rho_{\max}/\rho_{\min}$ — отношение значения плотности на срезе сопла к ее минимальному значению вблизи анода в момент перехода к МГД-расчету; $N_{\text{терм}}$ — выход термоядерных нейтронов; $N_{\text{уск}}$ — выход ускорительных нейтронов; N — полный выход нейтронов.

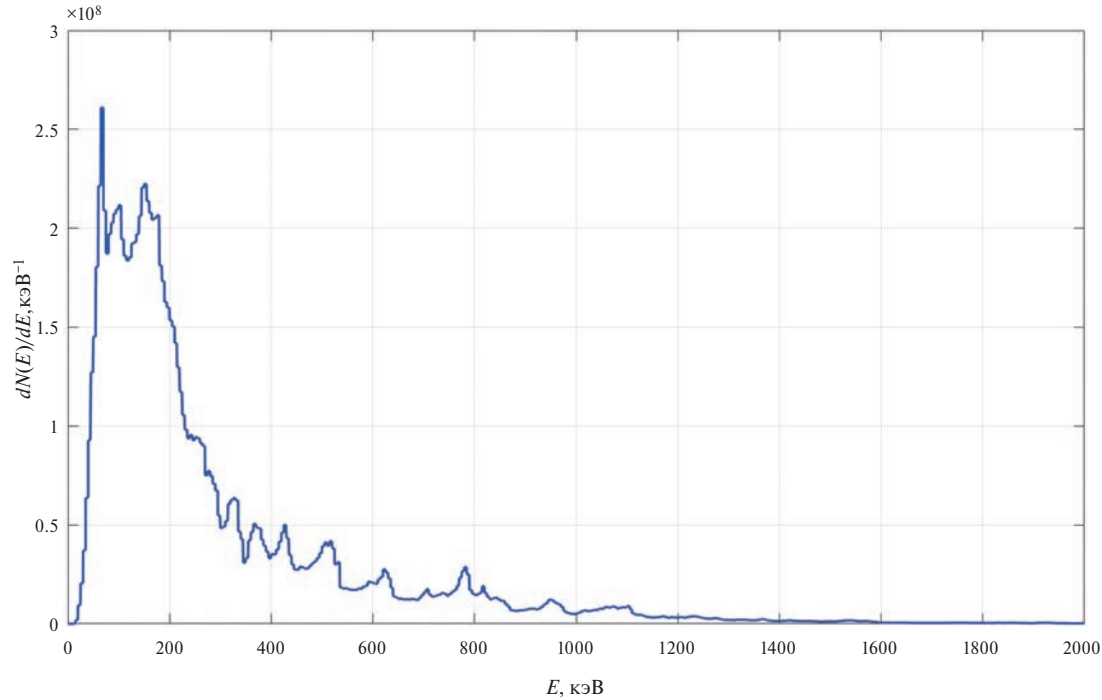


Рис. 14. Распределение нейтронного выхода ускорительных нейтронов по энергии налетающих ионов.

четах, представленных в табл. 1, для каждого h подбирали время перехода к МГД-расчету t_{mhd} для наилучшего согласования с данными [6], плотность на входе $\rho_{\text{in}} = 3.38 \cdot 10^{-4}$ г/см³ и остальные параметры не менялись.

По результатам, представленным в табл. 1 можно отметить, что сходимость по времени t_{mhd} проявляется достаточно медленно. Такое поведение может быть объяснено использованием газодинамической схемы первого порядка точности по пространству и недостаточным количеством ячеек в области сужения сопла, так для сетки с $h = 0.08$ см на сопло приходится всего 4 ячейки. Нейтронный же выход по термоядерному и ускорительному каналам ведет себя с измельчением сетки немонотонно, что свидетельствует о неустойчивости процессов пинчевания. Надо сказать, что немонотонное поведение нейтронного выхода, свидетельствующее о неустойчивости,

обнаруживается также при изменении других параметров.

В процессе проведения МГД-расчетов было исследовано влияние времени перехода от газодинамического этапа к МГД-расчету t_{mhd} и начальной плотности газа в струе в момент перехода к МГД-расчету на величину нейтронного выхода. Вариация времени перехода от газодинамического этапа к МГД-расчету t_{mhd} достигалась путем изменения в программе задержки t_{delay} . Вариация начальной плотности струи в момент перехода к МГД-расчету достигалась путем изменения плотности на входе ρ_{in} при фиксированной задержке t_{delay} . При таком изменении параметров t_{mhd} изменяется слабо и при переходе к МГД-расчету заполнение плазмой разрядного промежутка меняется незначительно, а плотность возрастает в примерно одинаковое число раз во всех точках

Таблица 2. Зависимость выхода нейтронов от параметров t_{mhd} и ρ_{in} .

h , см	ρ_{in} , г/см ³ $\times 10^{-4}$	t_{mhd} , мкс	$N_{\text{терм}}$, нейтр. $\times 10^{10}$	$N_{\text{уск}}$, нейтр. $\times 10^{10}$	N , нейтр. $\times 10^{10}$
0.02	3.38	34.7	3.97	3.67	7.64
0.02	3.38	36.4	6.75	5.15	11.9
0.02	3.38	37.0	6.33	4.75	11.08
0.02	3.38	37.4	7.52	5.16	12.68
0.02	3.38	38.7	5.66	2.86	8.52
0.01	3.38	38.5	3.70	2.04	5.74
0.01	3.38	38.9	5.84	3.28	9.12
0.01	1.69	38.5	2.75	2.58	5.33
0.01	2.37	38.6	5.79	3.72	9.51
0.01	2.70	38.6	5.36	3.34	8.7
0.01	3.04	38.6	8.95	5.95	14.9
0.01	3.38	38.7	5.76	4.52	10.28
0.01	4.06	38.7	3.61	1.79	5.4
0.01	6.76	38.8	1.97	1.75	3.72

Примечание: жирным шрифтом выделены ячейки, соответствующие расчету с максимальным нейтронным выходом, результаты которого представлены на графиках.

расчетной области¹. В расчетах на сетке $h = 0.02$ и 0.01 см параметры варьировались в следующих диапазонах: плотность на входе ρ_{in} от $1.7 \cdot 10^{-4}$ до $6.8 \cdot 10^{-4}$ г/см³, время перехода к МГД-расчету t_{mhd} от 34.7 до 38.9 мкс. Результаты расчетов нейтронного выхода на сетках $h = 0.02$ и 0.01 см в зависимости от времени t_{mhd} и плотности на входе ρ_{in} приведены в табл. 2. Остальные параметры, используемые в МГД-расчете, не менялись.

Величина интегрального нейтронного выхода при изменении перечисленных выше параметров в указанных диапазонах варьировалась от $3.7 \cdot 10^{10}$ до $1.5 \cdot 10^{11}$ ДД-нейтронов за импульс (см. табл. 2). Соотношение термоядерного и ускорительного выхода нейтронов в проведенных расчетах варьировалось в диапазоне от 1.1 до 2, при этом в большинстве расчетов термоядерный выход превышал ускорительный. Все остальные результаты расчетов при варьировании параметров газового напуска в указанных пределах менялись не сильно.

Нейтронный выход в экспериментах [6] варьировался в диапазоне от $5 \cdot 10^{10}$ до $8 \cdot 10^{11}$ ДД-нейтронов за импульс в зависимости от задержки между сигналом датчика давления газа в сопле и моментом пуска генератора. Следует отметить, что в расчетах так и не удалось достичь экспери-

ментального нейтронного выхода на уровне $8 \cdot 10^{11}$ ДД-нейтронов за импульс [6], также как и совпадения расчетной и экспериментальной кривых напряжения, несмотря на то, что плотность газа варьировалась в достаточно широких пределах, что может свидетельствовать о необходимости корректировки модели ускорительного механизма [18, 30] применительно к расчетам систем с импульсным напуском газа. Кроме того, как показали проведенные расчеты, выход нейтронов достаточно чувствителен к изменению варьируемых параметров плотности в времени перехода к МГД-расчету. Так при изменении параметров t_{mhd} и ρ_{in} в указанных диапазонах отношение максимального выхода к минимальному ~ 4 (см. табл. 2), хотя общая картина течения плазмы в узле нагрузки при этом сохраняется. Таким образом, даже небольшое отличие в начальных данных от экспериментов [6] или неточность в подобранных параметрах плотности и времени перехода к МГД-расчету, описывающих начальное распределение плазмы в узле нагрузки, могут приводить к отличию выхода нейтронов в МГД-расчетах от результатов, полученных в экспериментах [6].

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены двумерные МГД-расчеты динамики быстрого Z-пинча на установке “Ангара-5-1” с учетом импульсного напуска газа и генерации

¹ Небольшое изменение t_{mhd} и не строго одинаковое распределение плотности по объему обусловлено учетом теплопроводности в газодинамическом расчете.

нейтронов с учетом термоядерного и ускорительного механизмов. Расчеты проводились в два этапа: на первом, газодинамическом этапе моделировалось заполнение разрядного промежутка дейтерием, на втором этапе происходил переход к МГД-расчету и моделировалась динамика плазмы под действием тока, создаваемого генератором импульсов тока установки “Ангара-5-1”. В расчете подобраны параметры – плотность газа на входе в клапан и время перехода к МГД-расчету, которые позволили удовлетворительно описать имеющиеся экспериментальные данные по распределению плотности газа в разрядном промежутке и напряжению на установке “Ангара-5-1” [6]. В результате МГД-расчетов получены следующие параметры пинча: диаметр ~ 0.2 см, сжатие по плотности более 160, температура в пинче ~ 20 кэВ, магнитное поле на радиусе пинча $\sim 4\text{--}6$ МГс. Размер области генерации нейтронов $z \times r$ составляет $\sim 0.7 \times 0.03$ см для ускорительных нейтронов и $\sim 0.2 \times 0.02$ см для термоядерных нейтронов.

В проведенных расчетах исследовано влияние времени перехода от газодинамического этапа к МГД-расчету и начальной плотности газа в струе в момент перехода к МГД-расчету на величину нейтронного выхода. Расчеты показали, что при вариации времени перехода к МГД-расчету в диапазоне от 34.7 до 38.9 мкс и плотности на входе от $1.7 \cdot 10^{-4}$ до $6.8 \cdot 10^{-4}$ г/см³, расчетный нейтронный выход находится в диапазоне $(0.4\text{--}1.5) \cdot 10^{11}$ ДД-нейтронов за импульс. При этом в экспериментах выход варьировался в диапазоне $(0.5\text{--}8) \cdot 10^{11}$ ДД-нейтронов за импульс в зависимости от задержки между сигналом датчика давления газа в сопле и моментом пуска генератора. Следует отметить, что в расчетах так и не удалось достичь экспериментального нейтронного выхода на уровне $8 \cdot 10^{11}$ ДД-нейтронов за импульс, что может свидетельствовать о необходимости корректировки модели ускорительного механизма применительно к расчетам систем с импульсным напуском газа.

Максимальный выход нейтронов в расчете составил $1.5 \cdot 10^{11}$ ДД-нейтронов за импульс, при этом на термоядерную составляющую нейтронного выхода приходилось $9 \cdot 10^{10}$ ДД-нейтронов, а на ускорительную, соответственно, $6 \cdot 10^{10}$ ДД-нейтронов. Такое соотношение термоядерных и ускорительных нейтронов существенно отличается от результатов расчетов нейтронного выхода в плазменном фокусе, где обычно ускорительных ней-

тронов в 100–1000 раз больше, чем термоядерных. Анализ распределения ускорительного выхода нейтронов по энергии налетающих ионов позволил выявить основной пик в диапазоне энергий 40–300 кэВ и высокоэнергетический “хвост” 300–1200 кэВ. При этом 90% нейтронного выхода лежит в диапазоне 55–900 кэВ. Полученный в расчете диапазон энергий ускоренных ионов, приводящих к генерации ускорительных нейтронов, хотя и весьма широк, в целом согласуется с оценками, приведенными в [6], где данный диапазон энергий составляет 200–500 кэВ.

Авторы выражают благодарность участникам семинара ТРИНИТИ 22.03.2023, и персонально В.П. Смирнову, Е.В. Грабовскому и В.Е. Черковцу, за обсуждение возможности проведения исследований, представленных в настоящей работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ise J., Jr., Pyle R.V. // Confer. Controlled Thermonuclear Reactions, Princeton University, 17–20 October 1955 TID-7503, USAEC, 1955. P. 218.
2. Арцимович Л.А., Андрианов А.М., Доброхотов Е.И., Лукьянов С.Ю., Подгорный И.М., Синицын В.И., Филиппов Н.В. // Атомная энергия. 1956. Т. 1. С. 84.
3. Gilbert F.C., Ise J., Pyle R.V., White R.S. // Confer. Controlled Thermonuclear Reactions, Gaitlinburg, TN, 4–7 June 1956 TID-7520, USAEC, 1956. Pt. 1. P. 144; Dunaway R., ibid. P. 127.
4. Filippov N.V., Filippova T.I., Vinogradov V.P. // Nucl. Fusion. Suppl. 1962. V. 2. P. 577.
5. Mather J.W. // Phys. Fluids. Suppl. 1964. V. 7. P. 5.
6. Батюнин А.В., Булатов А.Н., Вихарев В.Д., Волков Г.С., Зайцев В.И., Захаров С.В., Комаров С.А., Недосеев С.Л., Никандров Л.Б., Олейник Г.М., Смирнов В.П., Трофимов С.В., Утюгов Е.Г., Федюлов М.В., Фролов И.Н., Царфин В.Я. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. С. 1027.
7. Velikovich A.L., Clark R.W., Davis J., Chong Y.K., Deeney C., Coverdale C.A., Ruiz C.L., Cooper G.W., Nelson A.J., Franklin J., Rudakov L.I. // Phys. Plasmas. 2007. V. 14. P. 022701.
8. Coverdale C.A., Deeney C., Velikovich A.L., Clark R.W., Chong Y.K., Davis J., Chittenden J., Ruiz C.L., Cooper G.W., Nelson A.J., Franklin J., LePell P.D., Apruzese J.P., Levine J., Banister J., Qi N. // Phys. Plasmas. 2007. V. 14. P. 022706.
9. Coverdale C.A., Deeney C., Velikovich A.L., Davis J., Clark R.W., Chong Y.K., Chittenden J., Chantrenne S., Ruiz C.L., Cooper G.W., Nelson A.J., Franklin J., LePell P.D., Apruzese J.P., Levine J., Banister J. // Phys. Plasmas. 2007. V. 14. P. 056309.

10. Stanislawski J., Baranowski J., Sadowsky M., Zebrowski J. // *Nucleonika*. 2001. V. 46 (Supplement 1). P. S73.
11. Milanese M.M., Pouzo J.O., Cortazar O.D., Moroso R.L. // *Rev. Sci. Instruments*. 2006. V. 77. P. 036106.
12. Грабовский Е.В., Грибов А.Н., Крылов М.К., Ефремов Н.М., Ильичева М.В., Лотоцкий А.П., Лаухин Я.Н., Сулимин Ю.Н., Панфилов Д.Г., Предкова Е.И., Шишлов А.О., Хомутильников Г.Н., Фролов А.Ю., Додулад Э.И., Школьников Э.Я., Вихрев В.В., Лукин В.В. // *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*. 2022. Т. 45. С. 119.
13. Shan B., Lee P., Lee S. // *Singapur J. Phys.* 2000. V. 16. P. 25.
14. Lee S. // *J. Fusion Energy*. 2014. V. 33. P. 319.
15. Schmidt A., Link A., Welch D., Meehan B.T., Tang V., Halvorson C., May M., Hagen E.C. // *Phys. Plasmas*. 2014. V. 21. P. 102703.
16. Offerman D.T., Welch D.R., Rose D.V., Thoma C., Clark R.E., Mostrom C.B., Schmidt A.E.W., Link A.J. // *Phys. Rev. Lett.* 2016. V. 116. P. 195001.
17. Bennett N., Blasco M., Breeding K., Constantino D., DeYoung A., DiPuccio V., Friedman J., Gall B., Gardner S., Gatling J., Hagen E.C., Luttman A., Meehan B.T., Misch M., Molnar S., Morgan G., O'Brien R., Robbins L., Rundberg R., Sipe N., Welch D.R., Yuan V. // *Phys. Plasmas*. 2017. V. 24. P. 012702.
18. Гаранин С.Ф., Долинский В.Ю., Мамышев В.И., Макеев Н.Г., Маслов В.В. // *Физика плазмы*. 2020. Т. 46. С. 890.
19. Завьялов Н.В., Воронцов С.В., Гордеев В.С., Картанов С.А., Страбыкин К.В., Пучагин С.Ю., Калашников Д.А., Панькин Н.Н., Майоров Р.А., Шилин К.С., Павлов В.С., Чернопазов А.А., Селемир В.Д., Репин П.Б., Ибрагимов М.Ш., Орлов А.П., Репин Б.Г., Пикулин И.В., Семенов Ф.В., Максаков А.В., Мозговой А.Л., Гаранин С.Ф., Кузнецов С.Д., Голубинский А.Г., Баранов В.К., Ириничев Д.А. // *Международ. конфер. XXIV Харитоновские тематические научные чтения*. Саров, 2023.
20. Гаранин С.Ф. *Физические процессы в системах МАГО-МТФ*. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2012.
21. Брагинский С.И. // *Вопросы теории плазмы*. Вып. 1 / Ред. М. А. Леонтович. М.: Атомиздат, 1963. С. 183.
22. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. *Физическая кинетика*. М.: Наука, 1979.
23. Кадомцев Б.Б. *Коллективные явления в плазме*. М.: Наука, 1976.
24. Davidson R.C., Gladd N.T. // *Phys. Fluids*. 1975. V. 18. P. 1327.
25. Krall N.A., Liewer P.C. // *Phys. Rev. A*. 1971. V. 4. P. 2094.
26. Goedbloed J.P., Pyatak A.I., Sizonenko V.L. // *Sov. Phys. JETP*. 1973. V. 37. P. 2084.
27. Сасоров П.В. // *Физика плазмы*. 1992. Т. 18. С. 275.
28. Schmidt A., Tang V., Welch D. // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 109. P. 205003.
29. Трубников Б.А. *Теория плазмы*. М.: Энергоатомиздат, 1996.
30. Гаранин С.Ф., Мамышев В.И. // *Физика плазмы*. 2008. Т. 34. С. 695.
31. Chadwick M.B., Oblozinsky P., Herman M., Greene N.M., McKnight R.D., Smith D.L. // *Nuclear Data Sheets*. 2006. V. 107. P. 2931.
32. Чиркин В.С. *Теплофизические свойства материалов ядерной техники: Справочник*. М.: Атомиздат, 1968.
33. Варгафтик Н.Б. *Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей*. 2-е изд. М.: Наука, 1972.
34. Флетчер К. *Вычислительные методы в динамике жидкостей*. Т. 1. М.: Мир, 1991.
35. Самарский А.А., Попов Ю.П. *Разностные схемы газовой динамики: Учеб. пособие для вузов*. 3-е изд. М.: Наука, 1992.
36. Гаранин С.Ф., Долинский В.Ю. // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. С. 728.
37. Гаганов В.В., Гаранин С.Ф., Долинский В.Ю. // *Физика плазмы*. 2023. Т. 49. С. 332.
38. Антонов А.С. *Параллельное программирование с использованием технологии OpenMP: Учеб. пособие*. М.: Изд-во МГУ, 2009.

NUMERICAL MODELING OF PLASMA DYNAMICS AND NEUTRON GENERATION IN Z-PINCH AT THE ANGARA-5-1 FACILITY

S. F. Garanin^a and V. Yu. Dolinskii^{a,*}

^a*Russian Federal Nuclear Center—All-Russian Scientific Research Institute of Experimental Physics,
Sarov, Russia*

**e-mail: vyudolinskij@vniief.ru*

Deuterium Z-pinch experimental studies [1] were carried out at the Angara-5-1 facility at a current of 2–2.5 MA with 100 ns rise time. Neutron yield in experiments ranged from $5 \text{ Å} \sim 10^{10}$ to $8 \text{ Å} \sim 10^{11}$ neutrons per pulse. In order to explain experimental results, the two-dimensional MHD calculations were performed taking into account the generation of DD-neutrons using thermonuclear and beam-target mechanisms. MHD calculations of pinch dynamics, carried out taking into account the deuterium density distribution in the gas puff, satisfactory agree with voltage measurements. The neutron yield in the calculations ranges from $4 \text{ Å} \sim 10^{10}$ to $1.5 \text{ Å} \sim 10^{11}$ depending on the deuterium density and the time delay between the start of gas puff and the moment of generator start-up. The energy of accelerated deuterons, which lead to neutron generation in the beam-target mechanism, is calculated to be from 55 to 900 keV, which is in satisfactory agreement with the estimates obtained [1]. An important difference between neutron generation in a fast gas Z-pinch and neutron generation in a dense plasma focus is that the contributions of thermonuclear and beam-target mechanisms to neutron generation in a fast gas Z-pinch are comparable, whereas in a dense plasma focus the main neutron generation mechanism is the beam-target mechanism.

Keywords: Z-pinch, neutron yield, magnetohydrodynamics, numerical simulation

УДК 533.9

УСКОРЕНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ УДАРНИКОВ НА УСТАНОВКЕ “АНГАРА-5-1”

© 2024 г. Г. М. Олейник^{a,*}, А. В. Браницкий^a, М. П. Галанин^b, Е. В. Грабовский^a,
И. Ю. Тищенко^c, К. Л. Губский^c, А. П. Кузнецов^c, Я. Н. Лаухин^a, А. П. Лотоцкий^a,
А. С. Родин^b, В. П. Смирнов^a, С. И. Ткаченко^{a,d}, И. Н. Фролов^a

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

^bФИЦ “Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша”, Москва, Россия

^cНИЯУ “Московский инженерно-физический институт”, Москва, Россия

^dОбъединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*e-mail: oleinik@triniti.ru

Поступила в редакцию 04.06.2024 г.

После доработки 24.06.2024 г.

Принята к публикации 26.06.2024 г.

Представлены результаты ускорения ударника на установке “Ангара-5-1” при токе 5 МА давлением магнитного поля до скоростей 10 км/с. Проведено 1D- и 2D-моделирование разгона ударника из алюминия. Результаты моделирования соответствуют друг другу и эксперименту.

Ключевые слова: ускорение, ударник, мегабарные давления, физика высоких плотностей энергий, моделирование

DOI: 10.31857/S0367292124080059, **EDN:** OBDVSB

ВВЕДЕНИЕ

Целью данной работы являлось создание мегабарного давления в твердом теле с помощью магнитного поля протекающего тока. Такие давления позволяют разогнать вещество до высоких скоростей. Обычно в описаниях таких экспериментов разогнанное вещество называют ударник (иногда флаер) и используют его для соударения с исследуемым образцом. Скорости ударников достигают 10 км/с и выше.

На установке “Ангара-5-1” для разгона ударников и создания высоких давлений проведена модернизация электродной системы, что позволило уменьшить индуктивность и увеличить ток через нагрузку. Получено, что в выходной части установки при межэлектродных зазорах около 3 мм ток с временем нарастания 130 нс достигает 5 МА, а линейная плотность тока на ударнике ~5 МА/см. При этом скорость ударника из дюралюминия достигала 10 км/с [1].

1. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились на установке “Ангара-5-1” [2]. Это генератор импульсной электрической мощности, которой состоит из восьми модульных генераторов, включенных параллельно. Для разгона ударников и создания высоких давлений была проведена модернизация электродной системы, объединяющей ток всех восьми модулей на общую нагрузку. Напряжение вблизи нагрузки было уменьшено за счет сокращения зазоров между анодом и катодом в выходной части установки на радиусе менее 60 мм с 10 до 3 мм. Это позволило несколько уменьшить индуктивность системы и увеличить ток и линейную плотность тока на ударнике. В большинстве экспериментов полный ток достигал 5 МА. Время нарастания тока до максимума 130 нс.

Концентратор тока располагался в вакуумной камере установки “Ангара-5-1” при давлении 10^{-5} Торр. Один из вариантов схемы центральной

части концентратора показан на рис. 1. Внутренняя часть анода имела анодную полость диаметром 44 мм. Анод и катод соединены стержнем диаметром 6 мм. Благодаря асимметричному расположению стержня внутри анодной цилиндрической полости диаметром 44 мм магнитное поле в анодной полости концентрируется между стержнем и ближайшей к нему частью анода. Вертикальный участок анода с изображенным на рис. 1 размером 6 мм является ударником. Назовем поверхность ударника, ближайшую к стержню, — фронтальной, а противоположную поверхность ударника, — тыльной. Тыльная поверхность имела радиус кривизны 25,5 мм. Толщина ударника (т.е. расстояние между фронтальной и тыльной поверхностями) в исходном состоянии около 1 мм. В ряде экспериментов к тыльной поверхности ударника был прикреплен кристалл LiF (см. правую часть рис. 1) толщиной 3 мм, в этом случае тыльная поверхность ударника была плоской. В зазоре величиной 1 мм между стержнем и смежным участком анода создается сильное магнитное поле, масштаба 5 МГс. Под действием такого поля этот участок ускоряется наружу от анодной полости (справа налево). Исходя из постановки эксперимента, можно оценить ширину разгоняемого ударника как 5–10 мм, хотя экспериментально она не была измерена.

Представленный здесь вариант схемы центральной части концентратора и крепления ударника удобен тем, что в пространстве, где будет лететь ударник, не образуется и не попадает плазма,

которая мешает получению теневой лазерной картинки, демонстрирующей смещение ударника.

Для регистрации движения ударника использовалось теневое фотографирование. Для получения трех теневых кадров в каждом выстреле использовалась лазерная подсветка тремя пучками импульсного лазера SL-233 на длине волны 0,532 мкм с длительностью зондирующего импульса 0,1 нс. Интервал между кадрами варьировался в разных выстрелах от 13 до 63 нс. Лучи лазера были направлены перпендикулярно плоскости рис. 1 вблизи ударника, и в случае использования — LiF так же перпендикулярно плоскости рис. 1. Оптическая система обеспечивает пространственное разрешение по объекту ± 50 мкм для первого и третьего кадра и ± 25 мкм для второго кадра. Для возможности отдельной регистрации эти лучи проходят вблизи ударника под разными углами.

Измерение скорости движения ударника осуществлялось с помощью двух интерферометров: квадратурно-дифференциального неравноплечного интерферометра (КДНИ) [3] и квадратурного неравноплечного интерферометра с дополнительным каналом контроля интенсивности на входе (КНИ) [4]. Одновременное измерение скорости двумя интерферометрами с разными линиями задержки (линия задержки КДНИ — 1280 м/с/полосу, КНИ — 7730 м/с/полосу) позволяет избавиться от неоднозначности определения скорости при ее резком изменении.

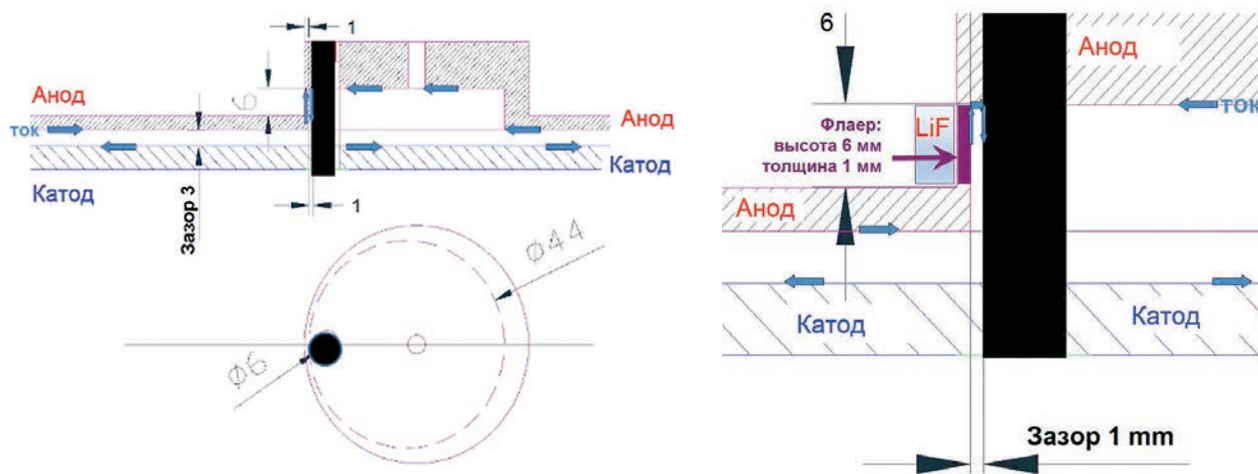


Рис. 1. Схема одного из вариантов центральной части концентратора. Стрелками показано протекание тока, сплошной черный прямоугольник — стержень. Слева без LiF, разрез и вид сверху. Справа — с кристаллом LiF толщиной 3 мм, разрез.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Положение ударника регистрировалось лазерным зондированием в разные моменты времени. По представленным данным можно было определить скорость тыльной границы ударника.

На рис. 2 представлены три теневые лазерные картинки зондирования ударника с кристаллом LiF. Видно распространение волны сжатия в LiF справа налево от границы контакта LiF-ударник. В области прохождения волны сжатия изменяется коэффициент преломления кристалла, соответственно зондирующее излучение на границе изменения коэффициента преломления может отклониться настолько сильно, что выйдет за апертуру оптической системы. В этом случае на фотографиях образуется потемнение, по перемещению которого можно определить скорость распространения волны сжатия в кристалле LiF. Если сжатие было упругим, после прохождения волны свойства кристалла восстанавливаются, и он опять становится прозрачным. Как видно на теневых картинках, внешняя (левая) граница волны достаточно ровная, без развития неустойчивостей.

На рис. 3 представлен обзор по нескольким выстрелам смещения тыльной поверхности ударника в разные моменты времени и прямая с наклоном $0,0098 \text{ мм/нс}$. Это соответствует скорости 9.8 км/с . Погрешность определения

величины скорости составляет 0.5 км/с . По представленным на рис. 3 данным можно утверждать, что для дюралюминия скорость смещения тыльной поверхности ударника для некоторых выстрелов достигает $\sim 10 \text{ км/с}$. Разброс экспериментальных результатов характеризует погрешность измерения скорости и обусловлен возможными потерями тока в миллиметровых зазорах.

Обращает на себя внимание то, что в ряде выстрелов зарегистрированная средняя скорость между двумя кадрами маленькая, нулевая и даже отрицательная. Это может быть объяснено тем, что при смещениях, более 1 мм , тыльная поверхность ударника начинает искажаться и расплываться, перестает быть плоской. Кроме того, поскольку зондирующие лучи проходят вблизи ударника под разными углами, то это может дать искаженную информацию о положении тыльной границы ударника.

В отличие от теневых картинок, на которых фиксируется смещение самых быстрых участков ударника, интерференционный метод позволяет после обработки определить непосредственно скорость.

На рис. 4 представлен результат измерения скорости волны сжатия при выходе ее из дюралюминия в кристалл LiF с помощью двух квадратурных неравноплечных интерферометров с разными линиями задержки. Видно очень резкое, с временем нарастания 2.5 нс , нарастание скорости

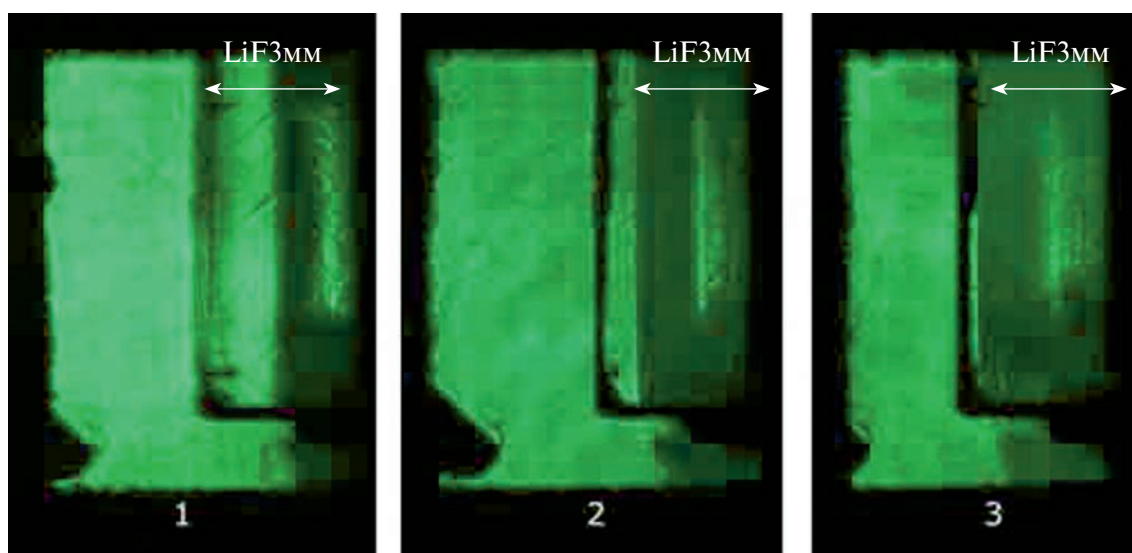


Рис. 2. Три теневые картинки лазерного зондирования ударника с кристаллом LiF; интервал между первым и вторым кадром — 63.3 нс , между вторым и третьим — 58.5 нс . Направление распространения волны сжатия и ее локализация показаны стрелками. Исходное положение ударника — справа, там, где начинаются стрелки.

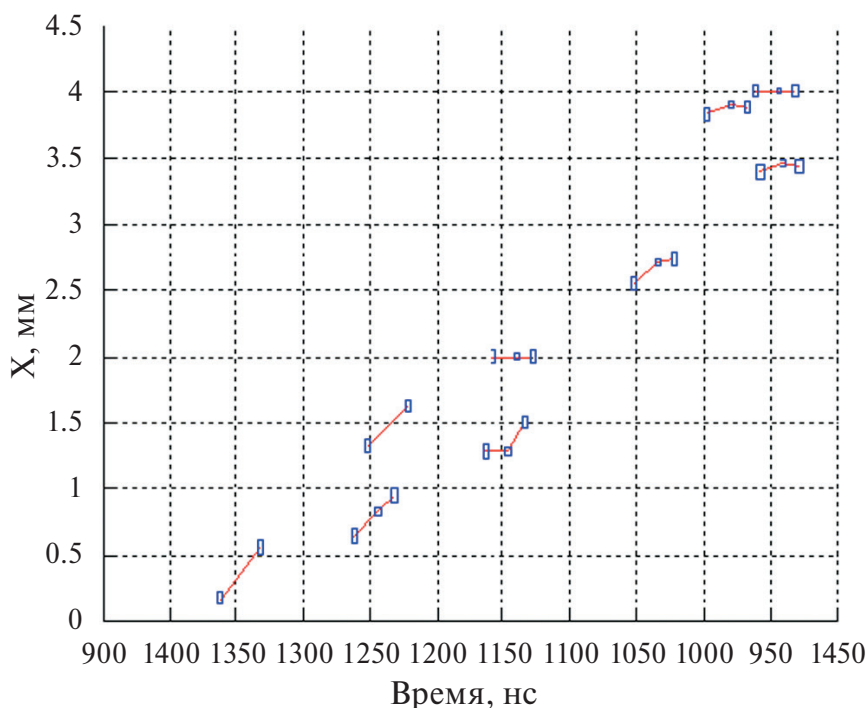


Рис. 3. Смещение X в вакуум (без LiF) тыльной поверхности ударника в разные моменты времени по результатам лазерного зондирования. По вертикали — смещение тыльной поверхности ударника, по горизонтали — момент времени зондирования. Результаты, полученные в одном выстреле, соединены отрезками. Размеры прямоугольников соответствуют ошибкам.

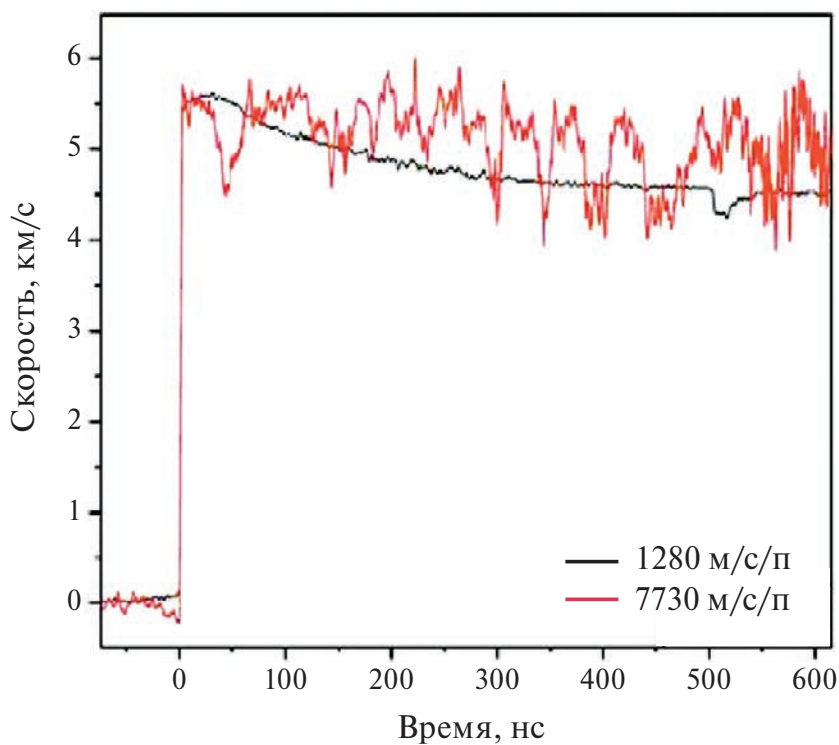


Рис. 4. Результат измерения скорости некоторой точки тыльной поверхности ударника с помощью двух интерферометров: квадратурно-дифференциального неравноплечного интерферометра (КДНИ) и квадратурного неравноплечного интерферометра с дополнительным каналом контроля интенсивности на входе (КНИ) с разными линиями задержки (линия задержки КДНИ — 1280 м/с/полосу, КНИ — 7730 м/с/полосу).

тыльной поверхности до 5.5 км/с. Отличие измеренной таким образом скорости 5.5 км/с от заявленной выше будет объяснено далее.

Очень интересно было бы исследовать разлет ударника в вакуум с помощью интерферометрических измерений, как это сделано на Z-машине [5]. Мы предпринимали такие попытки, однако, в наших экспериментах происходило такое неоднородное разрушение тыльной поверхности ударника, что полученные сигналы не удавалось интерпретировать.

3. ОДНОМЕРНОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗГОНА УДАРНИКА

Численное моделирование алюминиевого ударника толщиной $h_0 = 900$ мкм при протекании по нему тока с линейной плотностью ~ 4.5 МА/см

проведено в рамках одномерной однотемпературной магнитной гидродинамики [6]. Для описания свойств алюминия использовались широкодиапазонные полуэмпирические уравнения состояния [7, 8] с учетом фазовых превращений (плавление и испарение) и возможности реализации метастабильных состояний (которые могут реализоваться в таких быстропротекающих процессах), а также зависимости транспортных коэффициентов (проводимости и теплоемкости) от температуры [9].

На рис. 5–8 представлены временные зависимости скорости разных слоев ударника при протекании по нему тока с линейной плотностью ~ 4.5 МА/см, их смещение относительно начального положения, температуры, плотности, давления, а также распределения тем-

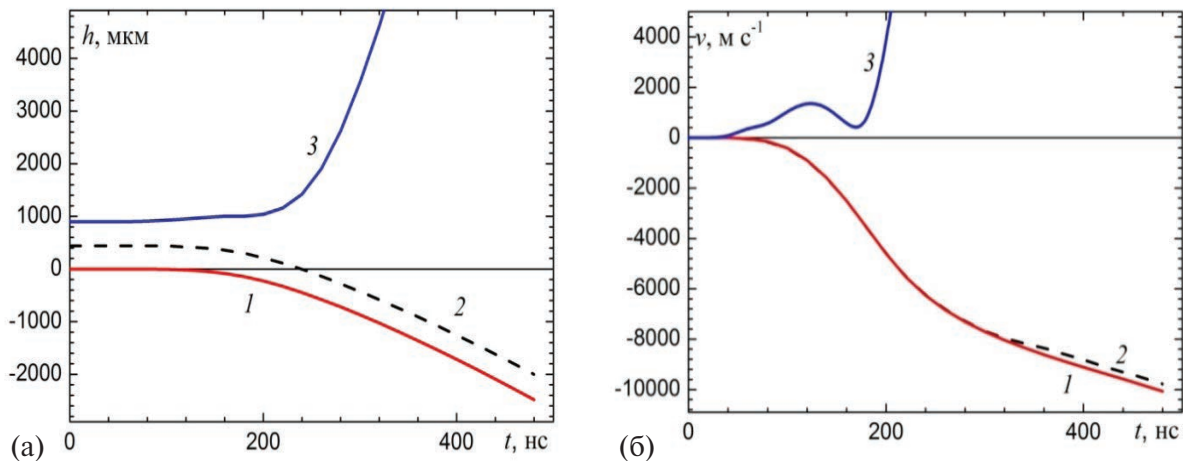


Рис. 5. Эволюция (а) положения и (б) скорости разных слоев ударника: 1 – тыльная поверхность ударника; 2 – центральный слой ($x = h_0/2$) и 3 – фронтальная поверхность ударника.

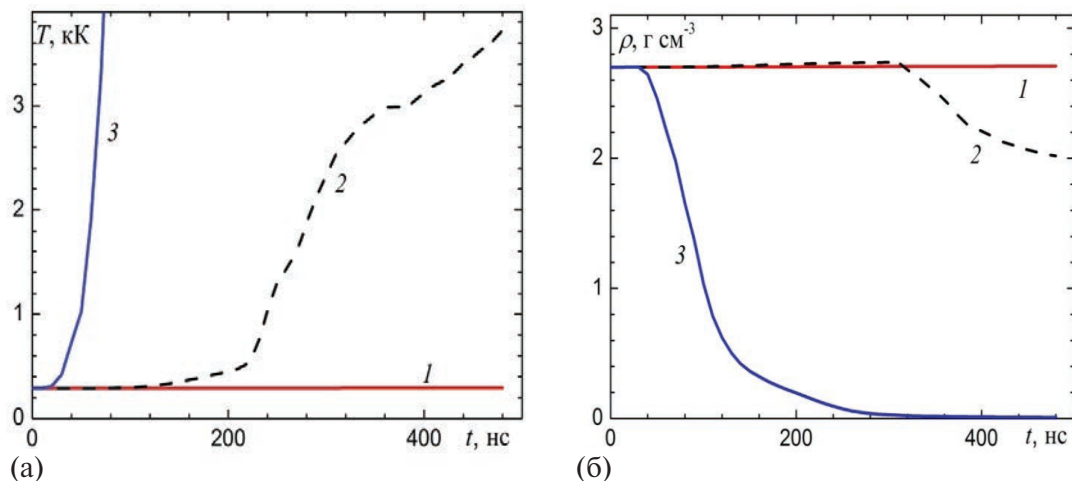


Рис. 6. Эволюция (а) температуры и (б) плотности в разных слоях ударника: 1 – тыльная поверхность ударника; 2 – центральный слой ($x = h_0/2$) и 3 – фронтальная поверхность ударника.

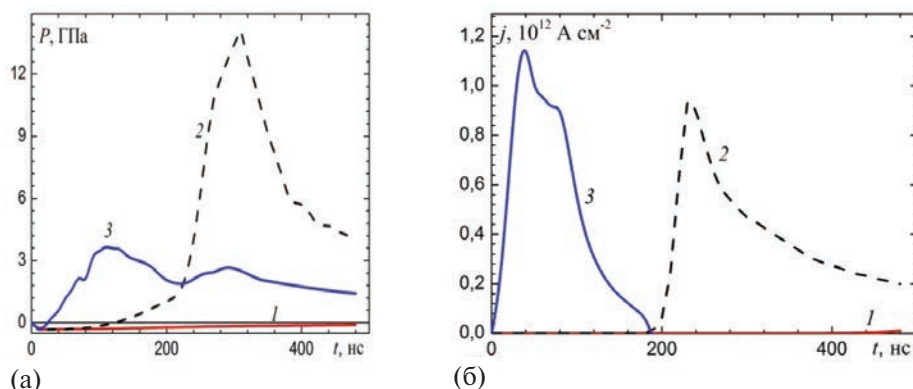


Рис. 7. Эволюция (а) давления и (б) плотности тока в разных слоях ударника: 1 – тыльная поверхность ударника; 2 – центральный слой ($x = h_0/2$) и 3 – фронтальная поверхность ударника.

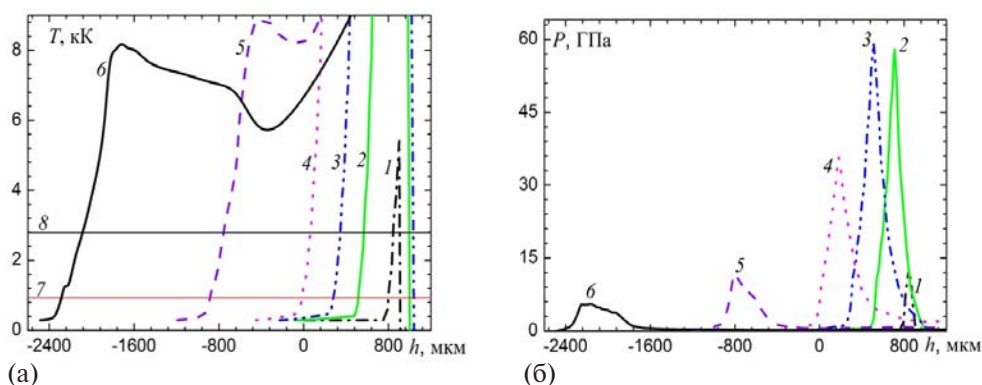


Рис. 8. Распределение (а) температуры и (б) давления по толщине ударника на различные моменты времени: 1 – 80; 2 – 160; 3 – 200; 4 – 240; 5 – 340 и 6 – 480 нс; горизонтальные линии: температуры 7 – плавления и 8 – кипения алюминия при атмосферном давлении. Координата фронтальной поверхности ударника 900 мкм, тыльной – 0 мкм.

пературы и давления в разные моменты времени по его толщине. Получено, что к моменту времени ~500 нс слой вещества ударника вблизи тыльной поверхности толщиной около 200 мкм по-прежнему находится в твердом состоянии. Скорость тыльной поверхности к этому моменту времени достигает ~10 км/с. Проведенные расчеты демонстрируют возможность достижения скорости 10 км/с при сохранении в основной части разгоняемого образца-ударника плотности твердого состояния.

4. ДВУМЕРНОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗГОНА УДАРНИКА

При моделировании полный ток $J(t)$, текущий по аноду задан формулой:

$$J(t) = J_{\max} \cdot (\sin(t \cdot \pi / 260))^2 \cdot \Theta(t \cdot (260 - t)),$$

где t в нс, $J_{\max} = 5$ МА, $\Theta(t)$ – функция Хевисайда. Шаг по времени составлял 0.25 нс.

Был проведен двумерный расчет в плоскости XY , перпендикулярной стержню. Расчетной областью была внутренность полукруга радиусом 3 мм (рис. 9). В расчетной области катод – это круг с центром в 0, радиус равен 3 мм, на оси OX в начальный момент времени ударник занимал область от 4 мм до 5 мм.

При построении численной модели применялся метод конечных элементов с использованием элементов 1-го порядка на треугольной сетке. Во всех расчетах использовалась лагранжева сетка, которая в области анода перестраивалась в соответствии с полученными полями скоростей и перемещений, в области катода оставалась неподвижной, а в остальных под областях перестраивалась по определенным закономерностям, привязанным к получению ячеек сетки приемлемого качества.

Плотность электрического тока в такой 2D-постановке имела только одну компоненту – перпендикулярную плоскости XY . Моделирование элект-

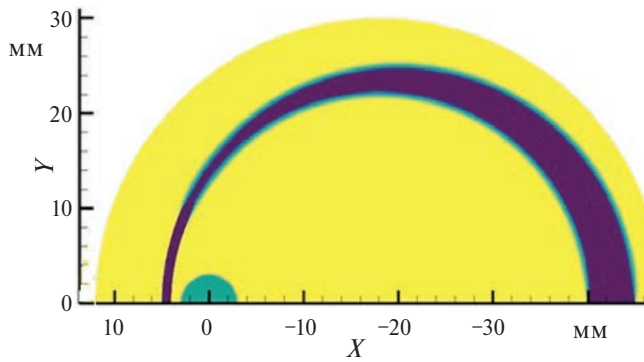


Рис. 9. Расчетная область. Половина поперечного сечения устройства.

ромагнитных полей проведено путем решения системы уравнений Максвелла в квазистационарном приближении, при этом через каждый проводник протекал заданный полный ток [10]. В расчетах учитывалась зависимость проводимости алюминия от плотности и температуры [9].

Для моделирования движения анода использовались две модели. Модель 1 соответствует вязкой сжимаемой жидкости (газу) [11]. Широкодиапазонное уравнение состояния [8] было использовано для расчета зависимостей давления и внутренней энергии от плотности и температуры. В модели 2 для моделирования твердой фазы алюминия применялась модель термоупруго-пластического тела (в плоской постановке) для произвольной величины деформации на основе соотношений гиперупругости, записанных в терминах производных по времени тензора логарифмической деформации и тензора напряжений Кирхгоффа с исключенным поворотом [12]. После

перехода вещества в жидкую фазу использовались такие же уравнения вязкой сжимаемой жидкости (газа), как и в модели 1. Более подробно данные модели изложены в [13]. Проведенные расчеты показали, что при моделировании твердой фазы важно учесть зависимость упругих параметров материала от плотности. Соответствующие зависимости для модуля всестороннего сжатия и модуля сдвига взяты из [14].

Полученные модели протестированы на примере ускорения цилиндрического алюминиевого ударника, которое описано в [15]. В [13] выполнено сравнение результатов двумерного моделирования с применением моделей 1 и 2 и результатов, полученных в [15] с помощью одномерного моделирования (для модели сжимаемого газа). Сравнение показало достаточно близкие значения различных характеристик.

Моделирование разгона ударника с разными уравнениями состояния позволяет выбрать модель, наилучшим образом, описывающую свойства вещества. Для этого проведены два расчета с использованием модели 1 и модели 2.

На рис. 10 для точки, расположенной на тыльной поверхности ударника на оси симметрии, показаны зависимости от времени скорости, плотности и температуры, полученные в разных расчетах. Из приведенных графиков видно, что после того, как волна возмущения достигает тыльной поверхности ударника, скорость и температура данного участка в обоих расчетах в дальнейшем практически не меняются. В расчете 1 скорость тыльной поверхности ударника составляет около 8,9 км/с, а температура – около 770 К. В расчете 2 скорость тыльной поверхности ударника составляет около 7 км/с, а температура – около 920 К. В то же время

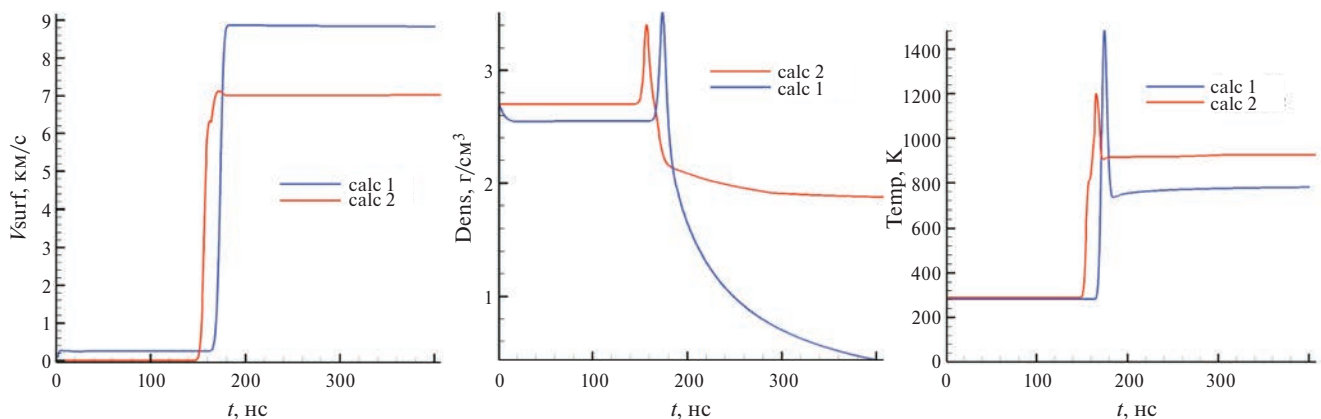


Рис. 10. Скорость (V_{surf}), плотность ($Dens$), температура ($Temp$) точки, расположенной на оси симметрии на тыльной поверхности ударника для двух моделей. Цифры в легендах обозначают номер модели.

плотность данного участка ударника для различных моделей ведет себя по-разному: для модели 1 плотность быстро убывает (от пикового значения 3.5 г/см^3 в момент времени 174 нс, до 0.43 г/см^3 в момент времени 400 нс); для модели 2 плотность уменьшается гораздо медленней (от пикового значения 3.4 г/см^3 в момент времени 157 нс, до 1.9 г/см^3 в момент времени 400 нс).

Поскольку в процессе ускорения ударника на протяжении большого промежутка времени существенная часть вещества анода находится в твердом состоянии, то более предпочтительной выглядит модель 2. Дальнейшие результаты представлены для расчета 2. На рис. 11 представлено распределение плотности в ускоряемом участке анода в моменты времени 200 нс, 300 нс и 400 нс для расчета 2. Видно расширение ударника в обе стороны, вблизи тыльного края происходит расщепление материала на слои, значительно отличающиеся по плотности. У тыльной поверхности сохраняется слой с плотностью $2.5\text{--}1.9 \text{ г/см}^3$ (в момент времени 400 нс толщина этого слоя примерно равна 0,2 мм).

На рис. 12 показаны для 2-го расчета графики распределения скорости, плотности и температуры на участке анода, расположенном на оси симметрии в различные моменты времени. Из графиков видно, что после момента времени 150 нс фронтальная поверхность ударника приобретает отрицательную скорость и начинает двигаться в направлении катода, который изображен на рис. 1 в виде стержня. Используемая

модель с лагранжевыми сетками не позволяет описать столкновение вещества анода с этим катодом, поэтому считается, что между ними находится искусственная преграда, на которой поставлено условие прилипания. Данное допущение искажает поведение вещества во фронтальной части (от преграды начинают двигаться отраженные волны, там возникают большие температуры), но не влияет на процессы, протекающие на тыльной части ударника.

Тем не менее, эта 2D-модель показывает, что в некоторый момент происходит объединение вещества катода и анода. Естественно, возникнут компоненты электрического тока, лежащие в плоскости XU . Как отмечалось, расчетная модель учитывает только компоненты электрического тока, ортогональные плоскости XU . Физически, конечно, ток в плоскости XU возникнет, что приведет к уменьшению магнитного давления. В этом может лежать одна из причин отличия данных эксперимента от результатов расчета.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Для эксперимента и разных приложений существенными являются параметры точки, расположенной на оси симметрии на тыльной поверхности ударника. Сопоставление данных эксперимента и модельных расчетов в нашем случае было проведено пока только по одному параметру – по скорости ударника. В будущих экспериментах, возможно, будет определена ширина разгоняемого ударника, деформация его

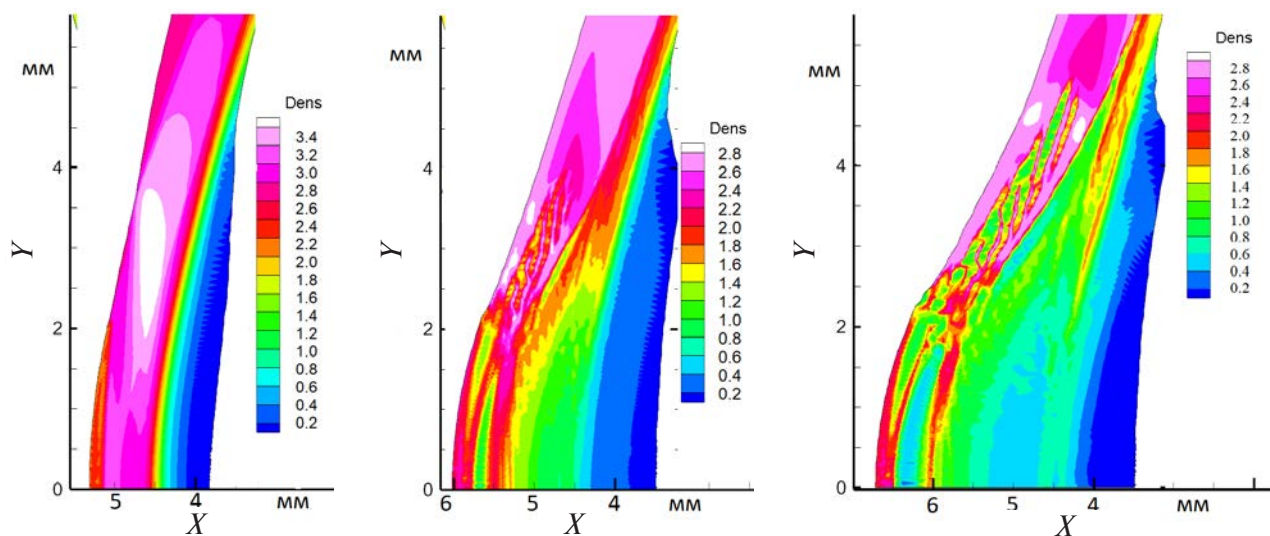


Рис. 11. Распределение плотности на участке анода в моменты времени 200нс (слева), 300нс (центр) и 400нс (справа) для расчета 2. На оси Ox в начальный момент времени ударник занимал область от 4 мм до 5 мм.

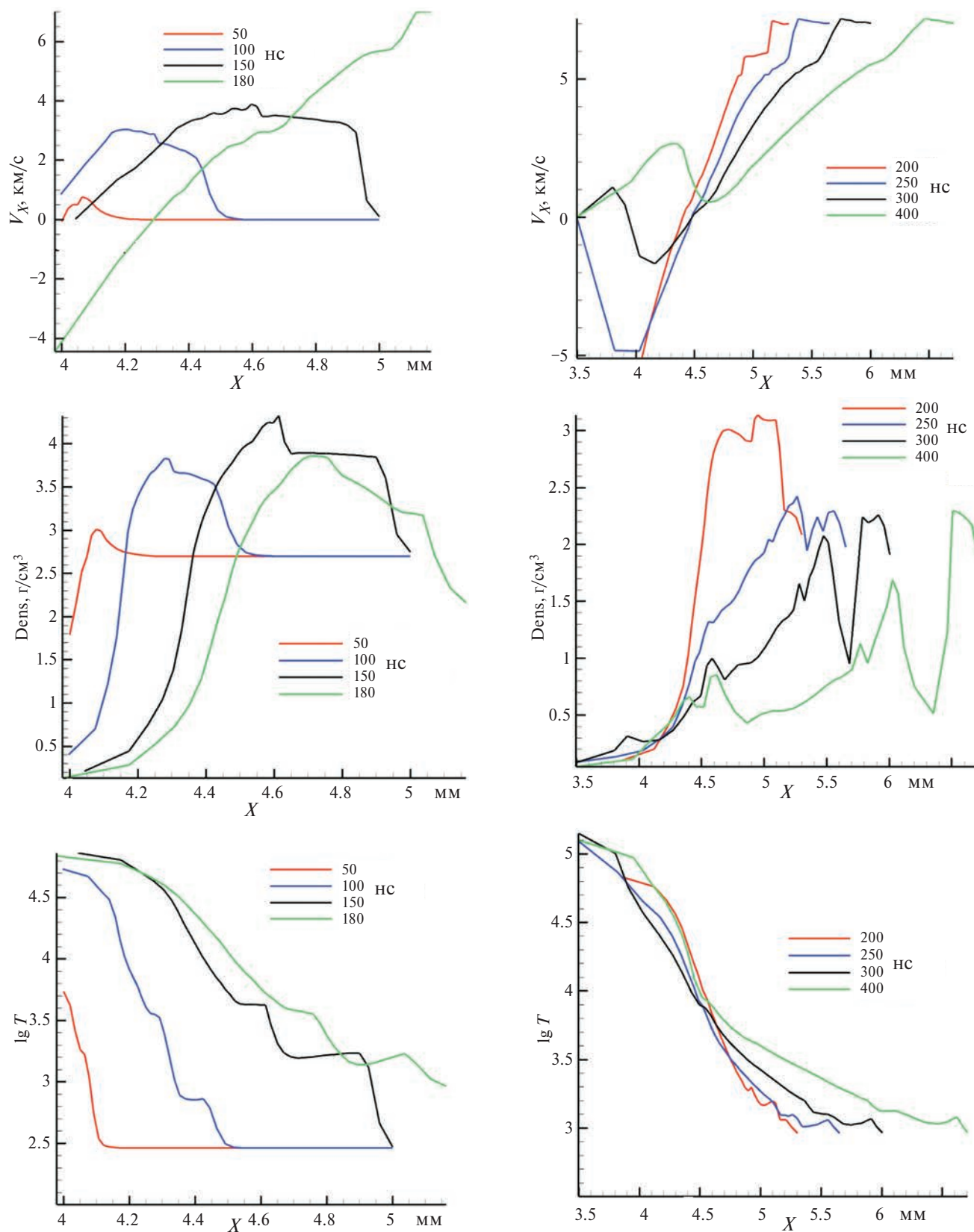


Рис. 12. Распределения скорости (V_x), плотности ($Dens$), температуры ($\lg T$) в различные моменты времени для расчета 2. Цифры в легендах – время в нс. По горизонтали – координата расчетной области, на оси OX в начальный момент времени ударник занимал область от 4 мм до 5 мм. Температура измеряется в Кельвинах.

формы, его температура, инкремент развития неустойчивости при больших пролетных базах.

Для начала сопоставим результаты измерения скорости разными методиками: по лазерной теневой фотографии (см. рис. 3) и по интерферометрическим измерениям (см. рис. 4). Результат измерения скорости некоторой точки тыльной поверхности ударника с помощью двух интерферометров составляет 5.5 км/с. Тут следует отметить, что это измерение позволяет регистрировать локальную скорость некоторой точки.

На рис. 13 представлена обработка результатов одного выстрела № 6133, в котором были задействованы обе эти методики, а к тыльной поверхности ударника был прикреплен кристалл LiF. Зависимость скорости от времени для кривой «1280 м/с/п» (см. рис. 4) была проинтегрирована и таким образом получена зависимость смещения отражающей поверхности от времени. На этом же рис. 13 прямыми крестами нанесены три точки границы распространения волны сжатия в кристалле LiF, полученные в трех кадрах методом лазерной теневой фотографии (см. рис. 2). Как видим, результаты измерения скорости для этих двух методик находятся в удовлетворительном согласии, и зарегистрированная скорость внутри кристалла LiF для выстрела № 6133 составляет 5.5 км/с. Плотность LiF (2.635 г/см^3) близка к плотности

дюралюминия ($2.5\text{--}2.8 \text{ г/см}^3$), поэтому и скорость волны сжатия при выходе из дюралюминия в LiF почти такая же — 5.5 км/с.

Экспериментально зарегистрированные скорости ударника без LiF методом лазерного теневое фотографирования на больших пролетных базах (до 4 мм) и по большой совокупности выстрелов (>10) достигали 10 км/с, хотя, конечно, в зависимости от протекания тока скорости были и меньше. Отличие 10 км/с от 5.5 км/с большое, почти в два раза. Оно обусловлено следующим. Как только что отмечено, скорость 5.5 км/с — это скорость волны сжатия внутри вещества LiF. А скорость 10 км/с — это скорость ударника из дюралюминия, когда волна сжатия вышла на свободную тыльную поверхность ударника. При этом происходит удвоение скорости. Это хорошо видно на рис. 12, где скорость тыльной поверхности ударника практически удваивается в промежутке времени 150–180 нс. Так что в этом нет противоречия, и максимальная зарегистрированная скорость ударника 10 км/с. В идеальном случае это очевидно [16].

Моделирование позволяет уяснить физику процесса. На ударник влияют два фактора — давление магнитного поля и газокINETическое давление. Давление магнитного поля ускоряет ударник в направлении движения, давление

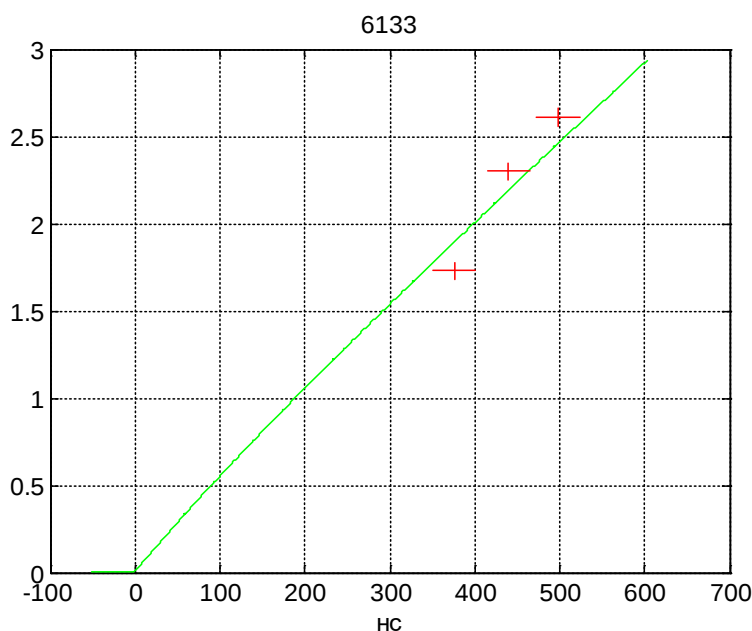


Рис. 13. Обработка результатов одного выстрела № 6133 с кристаллом LiF. Зависимость смещения отражающей поверхности от времени (линия) по результатам интерферометрии и три точки смещения для трех кадров по рис. 2 по результатам теневой лазерной зондирования.

газокинетическое приводит к расталкиванию вещества ударника. Для летящей вперед части ударника эти силы складываются, причем, как оказалось, вклад газокинетического давления сопоставим с вкладом магнитного давления. Такая картина описывается всеми моделями.

С другой стороны, разные модели описания вещества приводят к заметным различиям в получаемых параметрах. Так, на рис. 10 видны заметные различия в скорости, плотности, температуре. Для модели 1 (2D) получена большая скорость, но для участка вещества с низкой плотностью. Для модели 2 (2D) скорость тыльной поверхности меньше, но ускоряется слой более плотного вещества. На рисунке 10 для расчета 1 для $0 < t < 170$ нс скорость V_{surf} отлична от нуля, а плотность падает (по сравнению с начальной). Это объясняется тем, что в уравнении состояния для жидкого ударника при комнатной температуре и плотности, соответствующей твердой фазе, возникает существенное давление (несколько ГПа), под действием которого тело начинает «расплываться». Естественно, такой эффект противоречит поведению твердого вещества при отсутствии нагрузок, поэтому результаты расчета 1 (2D) для поведения тыльной поверхности ударника на данном этапе представляются сомнительными. В расчете 2 (2D) использованы достаточно реалистичные зависимости упругих параметров от плотности, но нет полной ясности, как изменятся эти зависимости при высоких температурах.

Расчет скорости ударника по двум разным моделям дает 8,9 км/с для первой модели и 7 км/с для второй модели. Несмотря на отмеченные выше недостатки первой модели, она дает величину скорости, близкую к полученной экспериментально — 10 км/с.

Сопоставление 2D- и 1D-расчетов показывает, что 1D-расчет не полностью описывает реальную картину. Так, скорость тыльной поверхности ударника по 1D-расчету нарастает постепенно, тогда как в 2D-расчете и в эксперименте (см. рис. 4) она нарастает скачком. Температура и плотность тыльной поверхности ударника по 1D-расчету соответствуют исходному состоянию твердого тела, тогда как по 2D-расчету плотность существенно уменьшается. Это объясняется тем, что в рамках одномерного МГД-расчета не учитывается перемещение вещества в направлении Y на рис. 11. Одномерная МГД- модель

будет адекватно описывать процессы только в том случае, если поперечные перемещения среды будут не слишком значительны, что в нашем случае не так. Тем не менее, результаты 1D- и 2D-моделирования в общем соответствуют друг другу и эксперименту.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана конструкция концентратора установки Ангара51 с пониженной индуктивностью. Это позволило поднять ток установки до 5 МА. Первые экспериментальные результаты показывают возможность нагружения образца током 5 МА на установке «Ангара-5-1» при линейной плотности 5 МА/см. Под действием такого тока вещество ударника толщиной 1 мм из дюралюминия достигает скорости около 10 км/с.

Проведено 1D- и 2D-моделирование разгона ударника из алюминия. Результаты моделирования удовлетворительно соответствуют друг другу и эксперименту.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Александров В.В., Браницкий А.В., Грабовский Е.В., Лаухин Я.Н., Олейник Г.М., Ткаченко С.И., Фролов И.Н., Хищенко К.В. // Ядерная физика и инжиниринг. 2018. Т. 9, № 2. С. 141.
<https://doi.org/10.1134/S207956291706001X>
2. Альбикиов З.А., Велихов Е.П., Веретенников А.И., Глухих В.А., Грабовский Е.В., Грязнов Г.М., Гусев О.А., Жемчужников Г.Н., Зайцев В.И., Золотовский О.А., Истомин Ю.А., Козлов О.В., Крашенинников И.С., Курочкин С.С., Ламманизова Г.М., Матвеев В.В., Минеев Г.В., Михайлов В.Н., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Певчев В.П., Перлин А.С., Печерский О.П., Письменный В.Д., Рудаков Л.И., Смирнов В.П., Царфин В.Я., Ямпольский И.Р. // Атомная энергия. 1990. Т. 68. Вып. 1. С. 26.
3. Koshkin D.S., Gubskiy K.L., Mikhailuk A.V., Kuznetsov A.P. // Proc. Optics and Measurement Conf. Liberec, Czech Republic, 2014. / Ed. by Jana Kovačičinová, Tomáš Vít. 2015. // SPIE Conf. Proc. 2015. V. 9442. P. 94420M.
<https://doi.org/10.1117/12.2175923>
4. Barker L.M., Hollenbach R.E. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. P. 4669.
<https://doi.org/10.1063/1.1660986>
5. Knudson M.D., Desjarlais M.P. // J. Appl. Phys. 2021. V. 129. P. 210904.
<https://doi.org/10.1063/5.0050878>
6. Браницкий А.В., Грабовский Е.В., Джангобегов В.В., Лаухин Я.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М.,

- Сасоров П.В., Ткаченко С.И., Фролов И.Н. // Физика плазмы, 2016. Т. 42. С. 342.
<https://doi.org/10.7868/S0367292116040028>
7. Fortov V.E., Khishchenko K.V., Levashov P.R., Lomonosov I.V. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 1998. V. 415. P. 604.
 8. Хищенко К.В. // ТВТ. 2023. Т. 61. С. 477.
<https://doi.org/10.31857/S0040364423030134>
 9. Орешкин В.И., Бакшт Р.Б., Лабеецкий А.Ю., Русских А.Г., Шишлов А.В., Левашов П.Р., Хищенко К.В., Глазырин И.В. // Журн. техн. физ. 2004. Т. 74. Вып. 7. С. 38.
<https://journals.ioffe.ru/articles/8307>
 10. Галанин М.П., Лотоцкий А.П., Родин А.С. // Дифференциальные уравнения. 2016. Т. 52, № 7. С. 927.
<https://doi.org/10.1134/S0374064116070086>
 11. Зарубин В.С., Кувыркин Г.Н. Математические модели механики и электродинамики сплошной среды. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2008.
 12. Коробейников С.Н., Олейников А.А. // Дальневосточный Мат. Жур. 2011. Т. 11. Вып. 2. С. 155.
 13. Родин А.С. // Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша № 54. М.: ИПМ им. М.В. Келдыша, 2023.
<https://doi.org/10.20948/prepr-2023-54>
 14. Воробьев А.А., Дремин А.Н., Канель Г.И. // ПМТФ. 1974. № 5. С. 94.
 15. Lemke R.W., Knudson M.D., Hall C.A., Haill T.A., Desjarlais P.M., Asay J.R., Mehlhorn T.A. // Phys. Plasmas. 2003. V. 10. P. 1092.
<https://doi.org/10.1063/1.1554740>
 16. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматлит, 2008.

ACCELERATION OF METAL FLYERS AT THE ANGARA-5-1 FACILITY

G. M. Oleinik^{a, *}, A. V. Branitsky^a, M. P. Galanin^b, E. V. Grabovski^a, I. Yu. Tishchenko^c,
 K. L. Gubskii^c, A. P. Kuznetsov^c, Ya. N. Laukhin^a, A. P. Lototskii^a, A. S. Rodin^b, V. P. Smirnov^a,
 S. I. Tkachenko^{a, d}, I. N. Frolov^a

^aTroitsk Institute for Innovation and Fusion Research, Troitsk, Moscow, Russia

^bKeldysh Institute of Applied Mathematics, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

^cNational Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

^dJoint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

*e-mail: oleinik@triniti.ru

The results of flyer acceleration up to the velocity of 10 km/s at the Angara-5-1 facility at the current of 5 MA by the magnetic field pressure are presented. 1D and 2D simulation of aluminum flyer acceleration is performed. The simulation results agree with each other and with the experimental data.

Keywords: acceleration, flyer, megabar pressures, high-energy-density physics, simulation

УДК 537.525.1.

ОТБОР ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ИНДУКЦИОННОМ РАЗРЯДЕ

© 2024 г. Л. А. Новиков^{а,*}, М. А. Гасилов^а, М. С. Голубев^а, М. Б. Морозова^а,
Е. С. Дзлиева^а, С. И. Павлов^а, В. Ю. Карасев^{а,**}

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

*e-mail: l.novikov@spbu.ru

**e-mail: plasmadust@ya.ru

Поступила в редакцию 25.04.2024 г.

После доработки 06.06.2024 г.

Принята к публикации 10.06.2024 г.

Впервые изучен отбор пылевых частиц в объемной плазменно-пылевой ловушке в безэлектродном высокочастотном разряде индукционного типа в неоне. Подобраны условия разряда и конструкция разрядной камеры, при которых в образовавшейся пылевой ловушке созданы пылевые структуры из полидисперсных частиц кварца протяженностью до 1.5 см с числом частиц до 4000. Статистический анализ размеров уловленных частиц показал, что в выбранных условиях средний размер частиц близок к 4 мкм и слабо зависит от давления газа неона в широком интервале от 0.25 до 1.0 Торр. Обнаружено, что сформированная объемная пылевая структура обладает аномально большим изменением продольного межчастичного расстояния по сравнению с пылевой плазмой в тлеющем разряде. Характерный размер уловленных частиц оценен на основе вертикального баланса сил, действующих на пылевую частицу. Показано, что по ряду параметров метод отбора частиц в высокочастотном разряде индукционного типа более предпочтителен, чем аналогичный метод, используемый в тлеющем разряде в стратах, а примененная пылевая ловушка может использоваться для исследования объемной пылевой плазмы в магнитном поле.

Ключевые слова: высокочастотный (ВЧ) индукционный разряд в неоне, пылевая плазма, пылевая ловушка, сепарация порошковых частиц, условия левитации пылевых частиц

DOI: 10.31857/S0367292124080068, EDN: OBBVLC

1. ВВЕДЕНИЕ

Объемные пылевые структуры по сравнению с монослойной пылевой плазмой обладают более широким спектром уникальных свойств: это объемные упаковки пылевых частиц, анизотропия кристаллической решетки, существенные градиенты электрических и кинетических параметров, задаваемых особенностями разрядной плазмы [1–4], с одной стороны. С другой стороны, монослойные пылевые структуры обладают высокой однородностью, например, создаваемые в области над нижним электродом ВЧ-разряда емкостного типа [5–6]. Для создания объемной пылевой плазмы применяется разряд постоянного тока в стоячих стратах [7], в областях поворота [8] и сужения канала тока [9, 10], при наложении на разряд сильно

неоднородного магнитного поля [11]. Особый интерес представляют комбинированные разряды, в частности, в условиях микрогравитации. Наложение обжимающих колец на нижний электрод высокочастотного (ВЧ) емкостного разряда используется для искажения распределения потенциала и растягивания предложа для формирования нескольких сечений пылевой структуры [12].

Создание объемной пылевой плазмы в безэлектродном ВЧ-разряде индукционного типа (ВЧИ) было осужено в работах [13, 14]. В работе [15] такие структуры получались при очистке ВЧ-разрядом полидисперсного засыпного порошка. В [16] при отсутствии постоянного тока собственное вращение пылевых частиц изучалось в поперечном к разрядной трубке магнитном поле.

Из данных работ известно, что пылевая плазма в ВЧ индукционном разряде существует в магнитном поле с индукцией до 700 Гс. Прежде всего, интерес к изучению пылевой плазмы в ловушке без протекания тока связан с использованием разряда, лишенного ряда неустойчивостей в магнитном поле [17], а также с особенностью пространственного распределения параметров плазмы [18, 19], существенно отличающихся от диффузных распределений, например, в стоячих стратах. Это может придать пылевой плазме новые свойства.

В ВЧИ-разряде взаимодействие потока плазмы с поверхностью пылевой частицы не так интенсивно, как, например, в тлеющем разряде [20]. Как следствие, деградация калиброванных частиц меламин-формальдегида и распыление их материала согласно [21] происходит с меньшей скоростью. Известно [22], что в ВЧИ-разряд с индуктором в форме боковых витков (колец) мощность вкладывается в пристеночном слое трубки, радиальное распределение основных параметров плазмы (плотность и температура электронов, электрическое поле) изменяются. Для создания пылевых ловушек это представляет интерес, поскольку принципиально отличается от тлеющего разряда, где в случае малого тока ионизация происходит в тонкой приосевой области, и распределение плазмы по радиусу спадает существенно круче [18, 19]. Кроме того, в безэлектродном разряде отсутствует распыление катода, приводящее к загрязнению плазмы и изменению газового состава, а также к изменению ионного состава плазмы, если испаряются элементы с более низким потенциалом ионизации, чем у буферного газа [23].

Исследования пылевой плазмы в безэлектродном ВЧИ-разряде полезны для ряда приложений. В ВЧИ-разряде формируется трехмерная структура, но при этом отсутствует ток разряда. Эти условия более выгодны для работы в магнитном поле, поскольку отсутствуют неустойчивости, связанные с протеканием тока [17, 24]. Целью работы является создание в эксперименте в ловушке в ВЧИ-разряде объемной устойчивой пылевой структуры и исследование ее геометрии, а также нахождение параметров составляющих ее частиц. Для этого проведен подбор условий для создания обширной устойчивой пылевой структуры, способной служить объектом исследования в магнитном поле. Также пылевые частицы ис-

пользовались как своеобразные «пылевые зонды» [25–27], поскольку, используя данные о сепарации пылевых частиц в ловушке в данном разряде, можно делать более точные оценки параметров ловушки и сил, действующих на частицы, в частности, в магнитном поле.

Представленная статья организована следующим образом. В разд. 2 описана экспериментальная установка, выбор параметров эксперимента и метод улавливания пылевых частиц из разряда. Далее представлена методика определения параметров уловленных частиц. В разд. 3 даны экспериментальные результаты и приведены численные оценки, при этом главный результат состоит в том, что получена зависимость размеров частиц от давления газа разряда.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1а. Использовалась разрядная трубка для исследования сепарации частиц в тлеющем разряде в неоне [8, 9]. В вертикальном участке трубки зажигался ВЧ индукционный разряд. Источником разряда служил индуктор из двух витков литцендрата 21×0.07 и лампового ВЧ-генератора, собранного по схеме мс переменным сечением (2.6 и 2.3 см), и использовались калиброванные частицы меламин-формальдегида с плотностью 1.5 г/см^3 и размером 1,1 мкм и 5,19 мкм. Мелкие частицы левитировали во всех сечениях трубки в широком диапазоне давления неона. В области трубки с диаметром 2.6 см крупные частицы не левитировали. В области трубки с диаметром 2.3 см при некоторых подобранных условиях (давлении и вкладываемой мощности) из них получалась единственная короткая пылевая цепочка. Следующим этапом было использование калиброванных частиц размером 2 мкм. В узкой части трубки пылевая структура при давлении неона 0.25–0.33 Торр оказалась достаточно объемной. Далее было решено для основного исследования с более тяжелыми полидисперсными частицами кварца плотностью 2.5 г/см^3 диаметр трубки сделать еще меньше. В итоге была изготовлена трубка диаметром 1.9 см, в которой удалось создать объемную и устойчивую пылевую структуру, которая содержала около 4000 частиц, пример ее и показан на рис. 2.

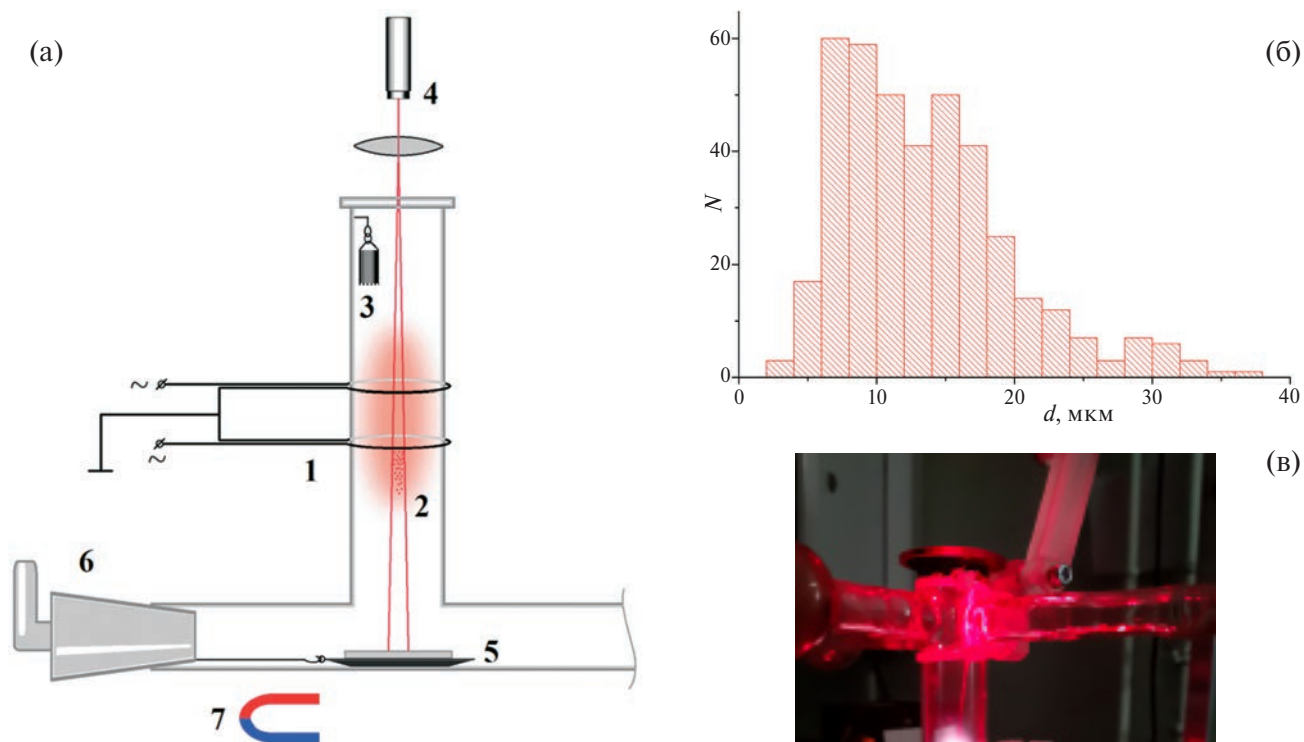


Рис. 1. а) Схема экспериментальной установки. Обозначения: 1 – индуктор; 2 – пылевая структура; 3 – контейнер для инъекции пылевых частиц в разряд; 4 – система подсветки; 5 – каретка с лежащим на ней предметным стеклом для сбора частиц; 6 – вакуумный кран для извлечения каретки; 7 – магнит для передвижения каретки внутри трубки. б) Гистограмма распределения размеров засыпного порошк. в) Фотография установки.

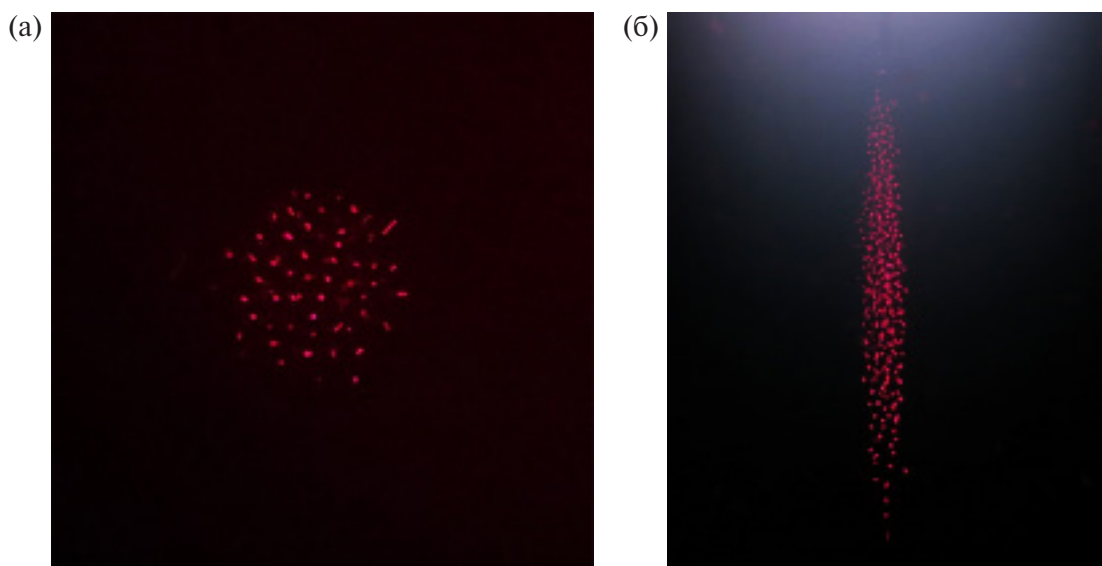


Рис. 2. Структура в пылевой ловушке в ВЧИ-разряде, созданная из полидисперсных частиц кварца. Условия: газ неон, давление – 0.4 Торр, напряжение – 180 В, частота ВЧ-генерации – 40 МГц, диаметр трубки – 1.9 см. а) Фото горизонтального сечения пылевой структуры. Высота изображения – 4.7 мм. б) Фото вертикального диаметрального сечения пылевой структуры. Высота изображения – 18 мм.

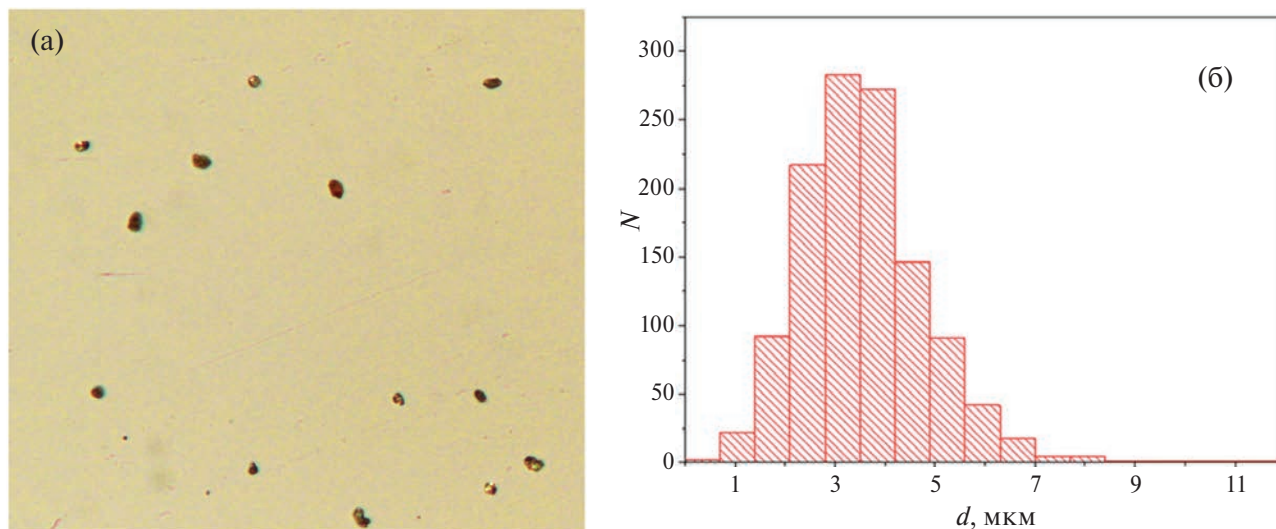


Рис. 3. а) Фото осажденных из ВЧИ-разряда пылевых частиц. Размер частиц — около 4 мкм. Ширина изображения — 200 мк. б) гистограмма распределения пылевых частиц по характерному размеру. Условия: газ неон, давление — 0.5 Торр, напряжение — 100 В, частота ВЧ-генерации — 40 МГц.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ОТБОРА ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 4 представлена зависимость средних размеров пылевых частиц, извлеченных из пылевой ловушки, от давления газа. Характерный размер пылевой частицы на графике рис. 4 не существенно зависит от давления неона. При следующих условиях: $p = 0.45$ Торр, $U = 100$ В характерный размер частиц равен $d = 3.8$ мкм. Выполним численную оценку сил, действующих на пылевую частицу для данных условий. Выбор этих параметров позволил получить достаточно большую пылевую структуру и сопоставить полученные

результаты с аналогичными по давлению и мощности для условий в тлеющем разряде [28–29], а также использовать результаты зондовых измерений, выполненных авторами в [21], и других измерений этих авторов, действующих в приведенных условиях на модельную частицу сферической формы радиуса $a = 1.9$ мкм.

Во-первых, расчет силы тяжести

$$mg = (4/3) \pi a^3 \rho g \quad (1)$$

дал следующее значение величины $mg = 0.7$ пН.

На диффузионном крае плазмоида, согласно [14, 30, 31], параметры плазмы можно принять следующими: концентрация ионов $n_i = 1.7 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$,

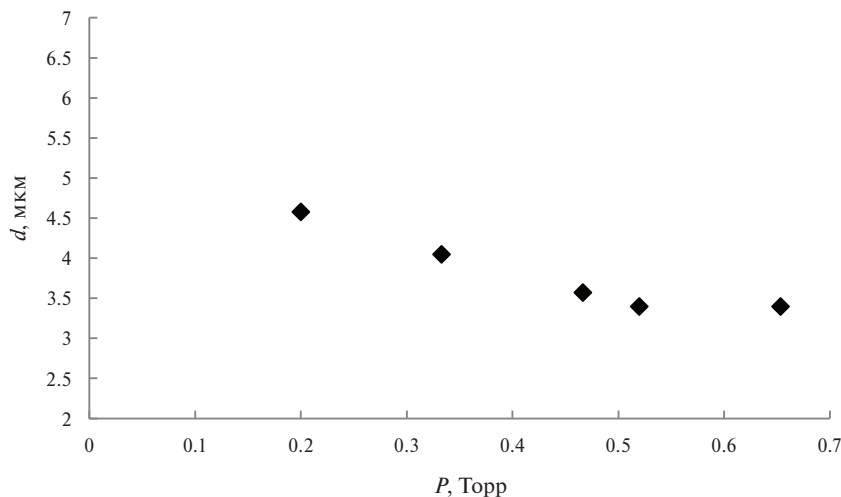


Рис. 4. Зависимость среднего размера пылевых частиц от давления неона. Условия: напряжение — 100 В, частота ВЧ-генерации — 40 МГц.

электронная температура $T_e = 3,4$ эВ, электрическое поле $E_{\parallel} = 8$ В/см. Для оценки сил, имеющих электрическую составляющую, рассчитаем заряд пылинки из следующих параметров: при $\tau = 3,4/0,03 \sim 10^2$ ($\tau = T_e/T_i$) безразмерный заряд пылинки, вычисленный для неона на основании подхода OML [32], оказался равным $z = 2,2$. Соответствующее ему зарядовое число равно $Z_d = 10^4$, тогда электрическая удерживающая сила

$$q_d E_{\parallel} = Z_d e E_{\parallel} \quad (2)$$

оценена как $q_d E_{\parallel} = 1,15$ пН.

В выражении для силы ионного увлечения [32]

$$F_{id} = (8\sqrt{2\pi/3}) n_i m_i a^2 V_{Ti} V \left\{ 1 + \zeta\tau/2 + (\zeta\tau/2)^2 \Pi \right\} \quad (3)$$

направленная скорость иона $V = b_i E_{\parallel}$, b_i – подвижность ионов, концентрация ионов n_i , m_i – масса иона неона, V_{Ti} – тепловая скорость иона и Π – модифицированный (проинтегрированный по распределению ионов) кулоновский логарифм, для наших условий он принят равным $\Pi = 1$ [32]. Сила F_{id} оценена в 0.45 пН. В данных условиях может также работать сила термофореза F_{th} . Тогда вертикальный баланс сил дается выражением

$$q_d E_{\parallel} = mg + F_{id} + F_{th}. \quad (4)$$

Но в используемой разрядной трубке измерения выявили лишь очень малый продольный градиент температуры газа. Конечно же существует, нагрев трубки в области индуктора. Но измерения температуры в верхнем и нижнем (более массив-

ных стеклянных) участках разрядной камеры, рис. 1, удаленных примерно на 4 см от индуктора, показали то же значение, что и в области индуктора (на уровне погрешности измерения). Поэтому силой термофореза, оцениваемой не более 0.1 пН в балансе сил мы пренебрегаем.

Таким образом, точное знание размеров отсепарированных ВЧИ плазмой частиц, измеренное в эксперименте, и оцененное из баланса сил, позволяет убедиться в соответствии выбранных параметров разряда. Как результат, устойчивые объемные пылевые структуры в ВЧИ-разряде могут быть использованы для исследования в магнитном поле. Также данный разряд можно использовать для сепарирования порошков. Вероятно, что в ВЧИ-разряде без электродов метод сепарации будет более удобным в практической работе, а также менее затратным по вкладываемой ВЧ-мощности, чем ранее развитый метод в тлеющем разряде [8–9, 28–29].

На рис. 5 представлены продольные межчастичные расстояния D в плазменно-пылевой структуре в зависимости от расстояния от индуктора (от вертикальной координаты), при одном значении давления газа. Изменение продольного расстояния оказалось существенным, и, в зависимости от условий, оно меняется до 6 раз на длине структуры до 1.5 см. Заметим, что уверенного изменения радиального расстояния во всем диапазоне давления мы не обнаружили, что соответствует [13, 14]. Мы полагаем, что при плани-

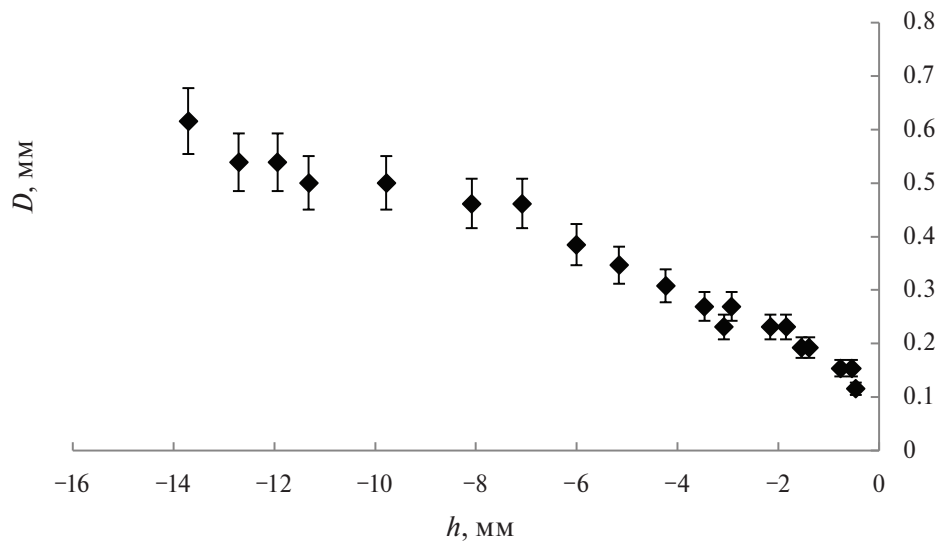


Рис. 5. Продольное межчастичное расстояние. Условия: газ неон, давление — 0.6 Торр, полидисперсный кварц. Координата отсчитывается от нижнего витка индуктора.

ровании изучения динамики вращения пылевых структур в ВЧИ-разряде в магнитном поле, сведения о продольном градиенте межчастичного расстояния могут быть полезны. Измеренное продольное расстояние между частицами менялось от 0.1 мм в непосредственной близости от индуктора до примерно 0.8 мм на диффузном крае при всех использованных давлениях.

Можно предположить, что возможно несколько факторов, влияющих на изменение продольного межчастичного расстояния. Во-первых, это изменение концентрации ионов и, соответственно, длины экранирования на длине структуры. По данным [14, 30] можно оценить, что на расстоянии, 1.5 см отношение длин ионного экранирования может достигать 4. Во-вторых, это изменение размеров частиц на длине структуры. Отношение максимального и минимального размеров частиц, извлеченных из плазмы (см. рис. 3б и данные при других давлениях), лежит в диапазоне от 3 до 5 мкм, соответственно, так же может изменяться заряд частиц. По визуальным наблюдениям и фотографиям частиц в структуре мы полагаем, что внизу левитируют крупные частицы, а ближе к индуктору мелкие. Возможно, что оба оцененных фактора влияют на изменение продольного межчастичного расстояния, но в разной мере. Влияние же термофореза, существенно меняющего межчастичные расстояния в условиях тлеющего разряда [33], по нашим оценкам достаточно мало.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе впервые изучена сепарация полидисперсных пылевых частиц в условии безэлектродного ВЧИ-разряда низкой мощности и давления. В эксперименте создана объемная пылевая структура, содержащая около 4000 частиц.

Определен средний размер левитирующих в плазменной ловушке пылевых частиц, в диапазоне давлений газа разряда p от 0.2 до 0.65 Торр. Обнаружено, что средний размер не существенно зависит от давления газа и он близок к 4 мкм.

Измерены продольные межчастичные расстояния в объемной пылевой структуре, они изменяются до 6 раз на высоте структуры 1.5 см. Проведены численные оценки баланса сил с использованием измеренных и литературных данных.

Сделаны выводы о возможности использования объемной пылевой ловушки в ВЧИ-разряде

для исследования пылевой плазмы в магнитном поле, а также для сепарации порошков.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность А.В. Зобнину за полезные обсуждения условий ВЧИ-разряда.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа поддержана Российским Научным Фондом, грант № 22-72-10004.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Chu J.H., Lin I.* // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. P. 4009. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.72.4009>
2. *Thomas H., Morfill G.E., Demmel V., et al.* // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73 (5). P. 652. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.73.652>
3. *Hayashi Y.* Structure of a Three-Dimensional Coulomb Crystal in a Fine-Particle Plasma. Phys Rev Lett. 1999. V. 83. 4764. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.4764>
4. *Фортв В., Морфилл Г., eds.* Комплексная и пылевая плазма: Из лаборатории в космос. М.: Физматлит, 2012.
5. *Morfill G.E., Thomas H.M., Konopka U., Zuzic M.* // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. P. 1769. <https://doi.org/10.1063/1.873435>
6. *Vasilieva E.V., Petrov O.F., Vasiliev M.M.* // Sci. Rep. 2021. V. 11. P. 523. <https://doi.org/10.1038/s41598-020-80082-x>
7. *Лунаев А.М., Молотков В.И., Нефедов А.П. и др.* // ЖЭТФ. 1997. Т. 112. С. 2030.
8. *Dzlieva E.S., Ermolenko M.A., Karasev V.Yu.* // Tech. Phys. 2012. V. 57. P. 145. <https://doi.org/10.1134/S1063784212010070>
9. *Дзлueva E.C., Ермоленко М.А., Карасев В.Ю.* // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 591.
10. *Dzlieva E.S., D'yachkov L.G., Novikov L.A., et al.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2019. V. 28. P. 085020. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab36ac>
11. *Dzlieva E.S., D'yachkov L.G., Novikov L.A., et al.* // Molecules. 2021. Т. 26. С. 3788. <https://doi.org/10.3390/molecules26133788>
12. *Choudhary M., Bergert R., Moritz S., et al.* // Contrib. Plasma Phys. 2021. V. 61. P. e202000110. <https://doi.org/10.1002/ctpp.202000110>
13. *Герасимов Ю.В., Нефедов А.П., Синельщиков В.А., Фортв В.Е.* // ПЖТФ. 1998. Т. 24. С. 62.
14. *Fortov V.E., Petrov O.F., Usachev A.D., Zobnin A.V.* // Phys. Rev. E. 2004. V. 70. P. 046415. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.70.046415>
15. *Дзлueva E.C., Карасев В.Ю., Эйхвальд А.И.* // Опт. и спектр. 2002. Т. 92. С. 1018.

16. Карасев В.Ю., Дзлиева Е.С., Павлов С.И. и др. // ЖТФ. 2019. Т. 89 (1). С. 50.
<https://doi.org/10.21883/JTF.2019.01.46961.71-18>
17. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971.
18. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992.
19. Кудрявцев А.А., Смирнов А.С., Цендин Л.Д. Физика тлеющего разряда. СПб.: Лань, 2010.
20. Голубовский Ю.Б., Кудрявцев А.А., Некучаев В.О., и др. Кинетика электронов в неравновесной газоразрядной плазме. СПб.: СПбГУ, 2004.
21. Stoffers W.W., Stoffers E., Swinkels G.H.P.M., et al. // Phys. Rev. E. 1999. V. 59. P. 2302.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.59.2302>
22. Кралькина Е.А. // УФН. 2008. Т. 178. С. 519.
<https://doi.org/10.3367/UFN.0178.200805f.0519>
23. Майоров С.А. // Физика плазмы. 2009. Т. 35. С. 869.
24. Недоспасов А.В., Хаит В.Д. Колебания и неустойчивости низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1979.
25. Kersten H., Deutsch H., Otte M., et al. // Thin Solid Films. 2000. V. 377–378. P. 530.
[https://doi.org/10.1016/S0040-6090\(00\)01439-5](https://doi.org/10.1016/S0040-6090(00)01439-5)
26. Karasev V.Yu., Dzlieva E.S., Pavlov S.I. // EPL. 2015. V. 110. P. 55002.
<https://doi.org/10.1209/0295-5075/110/55002>
27. Карасев В.Ю., Дзлиева Е.С., Эйхвальд А.И. // Опт. и спектр. 2006. Т. 101. С. 521.
28. Дзлиева Е.С., Ермоленко М.А., Карасев В.Ю. // ЖТФ. 2012. Т. 82 (7). С. 51.
29. Дзлиева Е.С., Майоров С.А., Новиков Л.А., и др. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 914.
<https://doi.org/10.31857/S0367292122600741>
30. Петров О.Ф., Усачев А.Д., Зобнин А.В. // Научные труды Института теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН / Под. ред. В.Е. Фортова и А.П. Лихачева. М.: ОИВТ РАН, 2004. Вып. 6. С. 267.
31. Fortov V.E., Nefedov A.P., Sinel'shchikov V.A., et al. // Phys. Lett. A. 2000. V. 267 P. 179.
[https://doi.org/10.1016/S0375-9601\(00\)00072-4](https://doi.org/10.1016/S0375-9601(00)00072-4)
32. Fortov V.E., Khrapak A.G., Khrapak S.A., et al. // Usp. Fiz. Nauk. 2004. V. 174. P. 495.
<https://doi.org/10.3367/UFN.0174.200405b.0495>
33. Василяк Л.М., Ветчинин С.П., Поляков Д.Н., Фортвов В.Е. // ЖЭТФ. 2005. Т. 127. С. 1166.

SELECTION OF DUST PARTICLES IN RADIO FREQUENCY INDUCTIVE DISCHARGE

**L. A. Novikov^{a,*}, M. A. Gasilov^a, M. S. Golubev^a, M. B. Morozova^a, E. S. Dzlieva^a,
S. I. Pavlov^a, V. Yu. Karasev^{a,**}**

^aSt. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia

*e-mail: l.novikov@spbu.ru

**e-mail: plasmadust@ya.ru

Selection of dust particles in three-dimensional plasma–dust trap in the electrodeless radio frequency inductive discharge in neon was studied for the first time. The discharge conditions and the discharge chamber design were chosen so that the dust structures of polydisperse quartz particles are created in the resulting dust trap. The structure lengths were of up to 1.5 cm and the number of particles in them was of up to 4000. Statistical analysis of the sizes of trapped particles has shown that under the conditions chosen the average particle size is close to 4 μm , and in a wide range from 0.25 to 1.0 Torr, it weakly depends on neon pressure. It was found that in the three-dimensional dust structure formed, the longitudinal interparticle distance changes in anomalously wide range, as compared to the dust structures formed in plasma of glow discharge. The characteristic size of the trapped particles was estimated based on the vertical balance of forces acting on dust particle. It was shown that, in terms of a number of parameters, the method of particle selection in radio frequency inductive discharge is preferable, as compared to similar method used in glow discharges in strata, and the dust trap applied can be used for studying three-dimensional dusty plasmas in the magnetic field.

Keywords: radio frequency (RF) inductive discharge in neon, dusty plasma, dust trap, separation of powder particles, conditions for levitation of dust particles

УДК 537.525.1

ДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ НА ПЫЛЕВЫЕ СТРУКТУРЫ В РАЗНЫХ ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ

С. И. Павлов^{а,*}, Е. С. Дзлиева^а, Л. Г. Дьячков^б, М. С. Голубев^а,
М. Б. Морозова^а, Л. А. Новиков^а, В. Ю. Карасев^{а,**}

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

^бОбъединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

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

**e-mail: plasmadust@yandex.ru

Поступила в редакцию 26.04.2024 г.

После доработки 25.05.2024 г.

Принята к публикации 30.05.2024 г.

Исследовано воздействие потоков плазменных частиц на объемную пылевую структуру в стрателеющего разряда в двух инертных газах (в неоне и аргоне) в слабом магнитном поле. Определены параметры разрядов для создания трехмерных пылевых структур из пылевых частиц одного размера в обоих газах в магнитном поле. Получены зависимости угловых скоростей вращения пылевых структур в двух газах от индукции магнитного поля, а также зависимости от давления газа. По скоростям вращения пылинок в магнитном поле сопоставлены ионные потоки, воздействующие на пылевые образования.

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

DOI: 10.31857/S0367292124080079, **EDN:** OAWVNH

1. ВВЕДЕНИЕ

Трехмерные пылевые структуры формируются в плазменно-пылевых ловушках с сильной неоднородностью плазмы. Динамика и равновесие пылевой частицы определяется балансом действующих на нее сил, которые имеют и электрическую природу, и диссипативную составляющую, как например сила ионного увлечения и сила термофореза [1–3]. Для этих сил очень важны величины плазменных потоков, вызывающих их электрических полей и градиентов концентрации и температуры. Управление плазменными потоками оказалось весьма эффективным в разряде постоянного тока в плазменно-пылевой ловушке в стоячей страте. Действие плазменных потоков может быть диагностировано по состоянию пробной пылевой частицы, которая является при данной диагностике «пылевым зондом» [4–7].

В последние несколько лет в экспериментах с пылевыми частицами применялись разные спо-

собы управления потоками, прежде всего ионными. Например, ионный поток существенно изменяется в плазме смесей газов с сильно различающимися потенциалами ионизации, как оценено в расчетах [8–10]. В [11–12] показано, что добавка ксенона (Xe) к гелию (He) до 5 % создает изменение в балансе сил — сила ионного увлечения превосходит вес частицы.

Наложение магнитного поля создает анизотропию потоков плазмы, которая различна для ионов и электронов в силу разной массы (замагниченности) [13]. Интересным оказалось одновременное использование пылевых частиц разного размера, формирующих двойные пылевые структуры в одной ловушке, в том числе из-за отличающихся потоков [14]. Наглядным оказалось то, что максимум скорости вращения в магнитном поле приходится на фазу страты с максимальной концентрацией, но не с максимальным полем. Заметим, что и в двумерной пылевой плазме структуры формируются в плазменном слое, где

потоки плазмы тоже интенсивны, но не из-за плотности, а высокой скорости ионного потока, определяемого критерием Бома [15, 16], а их результат не так эффективен как в тлеющем разряде.

Активно управляя потоком плазмы, идущим через пылевую ловушку, можно изменять баланс сил, участвующих в удержании пылевых частиц. В недавних исследованиях [17] были подобраны одинаковые разрядные параметры (давление, ток) при которых созданы пылевые структуры во всех инертных газах от гелия до ксенона и определены размеры левитирующих в каждом газе частиц. Оценки силы ионного увлечения для различных газов дали представление об изменении потоков ионов сквозь структуры и о возможности управления левитацией.

В итоге, на основе работ [8, 14, 17–19] сформировалось представление о возможности варьирования потока плазмы через изменение сорта газа, размера частиц, электрического поля, энергии электронов, плазменной плотности и магнитного поля. При этом азимутальный поток ионов, вызванный магнитным полем, будет «визуализироваться» наблюдением вращения пылевой структуры, работающей в качестве «пылевых зондов».

В настоящей работе ставится задача сопоставления механического состояния пылевой структуры в паре инертных газов в наложенном магнитном поле такого диапазона, в котором доминирует вращение из-за силы ионного увлечения [20, 21]. Подобраны условия разряда и размер пылевых частиц, при которых можно зарегистрировать и сопоставить скорости вращения в разных газах между собой и связать их с параметрами плазмы.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

2.1. Постановка задачи

Действие плазменного потока на статические и динамические характеристики пылевых структур представляет большой интерес для ряда задач. Более сильное воздействие оказывает ионный поток, который обычно учитывается через силу ионного увлечения. С помощью данного воздействия можно управлять пылевой структурой при изменении параметров разряда, например, при выборе сорта газа, или магнитным полем, поскольку направленная скорость $U_{i\varphi}$ зависит от него как $U_{i\varphi} = \omega_i \tau_i U_{ir}$, где U_{ir} — азимутальная ско-

рость иона в магнитном поле, ω_i — ионная циклотронная частота, τ_i — время между столкновениями ионов с атомами газа, U_{ir} — скорость радиального потока ионов.

Если взять два рабочих газа, то помимо разной массы ионов m_i , существенная разница действия потоков ионов на пылевую частицу будет из-за различия плавающего потенциала, электрических полей (из-за разницы потенциалов ионизации) и транспортных частот. В выборе пары газов для сравнения действия потоков на пылевые частицы одного размера нужно учесть и разность масс, и разность потенциалов ионизации. У наиболее легких газов (неона и гелия) отношение масс велико, равно 5, но потенциалы ионизации различаются всего на 12%. У тяжелых же газов (ксенона и криптона) отношение масс около 1.5, но потенциалы ионизации отличаются на 15%. Мы выбрали пару газов, неон и аргон, прежде всего, потому что при отношении масс 2, разность потенциалов ионизации достаточно велика — 6 эВ (отношение почти 1.4). И, кроме того, пылевая плазма в неоне в магнитном поле в тлеющем разряде достаточно изучена, а в аргоне до сих пор не исследована совсем.

Если сравнивать тепловые потоки ионов $n_i V_{Ti}$ (n_i , V_{Ti} — концентрация и тепловая скорость ионов), то в типичных для пылевой плазмы условиях в этих газах они разнятся не более чем на 30%. Дрейфовые радиальные потоки, (важные в условиях наложения магнитного поля) $n_i U_{ir}$, дают отношение того же порядка. Но отношение азимутальных потоков $n_i U_{i\varphi}$ в диапазоне магнитного поля до замагниченности электронов уже велико. Поток в неоне больше, в зависимости от условий, в 2–3.5 раза.

2.2. Описание экспериментальной установки, выбор условий и размеров частиц

Эксперимент проводился в стандартной для исследований лабораторной установке [7, 14]. Разрядная трубка с внутренним диаметром 2.7 см и длиной порядка 80 см, помещенная в сплит-систему магнитных катушек, могла перемещаться вдоль оси разряда, позволяя тем самым помещать исследуемый объект в однородное магнитное поле (в середину зазора между катушками), рис. 1. Сбоку в зазоре, длина которого составляла 9 см, велось визуальное наблюдение за смещением страты вдоль оси разряда, а так же фиксировалось положение исследуемого сечения плазменно-пы-

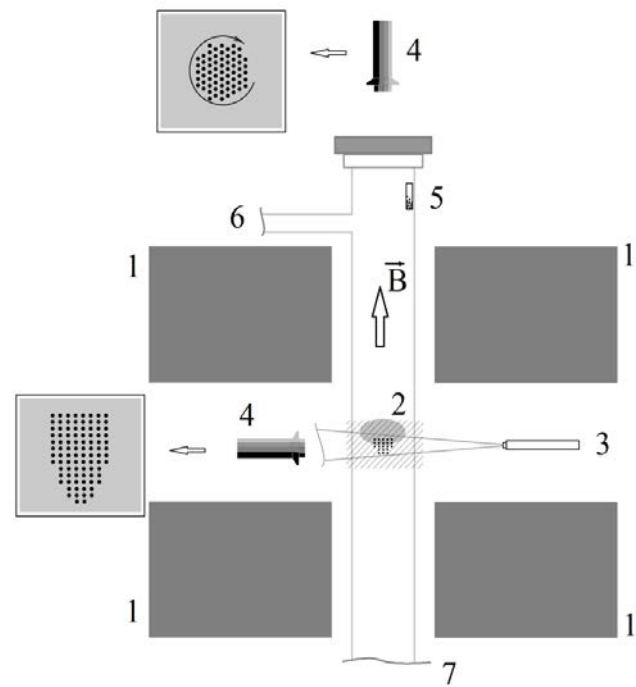


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. Условные обозначения: 1 – магнитные катушки (сплит-система); 2 – страта с левитирующей пылевой структурой; 3 – система подсветки (вертикально или горизонтально ориентированный лазерный нож); 4 – видеокамера, снимающая вертикальное или горизонтальное сечение структуры; 5 – контейнер для инъекции пылевых частиц; 6 – анод; 7 – катод. Штриховкой обозначена область однородного магнитного поля.

левой структуры относительно начала страты. Подсветка горизонтальных сечений пылевых структур выполнялась «лазерным ножом», сформированным излучением полупроводникового лазера длиной волны 450 нм и мощностью 40 мВт с помощью цилиндрической линзы. Наблюдение за динамикой пылевой структуры и видеозапись производились через верхнее торцевое окно разрядной камеры. Для наблюдения за состоянием пылевой структуры лазерный нож разворачивался вертикально, и производилось фотографирование продольного сечения структуры.

Исходя из постановки задачи и проведенных ранее исследований об измерении размера левитирующих частиц в различных инертных газах [17], были выбраны следующие параметры для создания пылевой плазмы. Давление газа подбиралось из условий левитации объемной пылевой структуры, т.е. чтобы в горизонтальном сечении было, как минимум, три замкнутых «оболочки» из частиц, исключающие возникновение пороговых

Таблица 1. Представлены приращения характерного размера ΔD пылевой частицы, левитирующей в страте инертного газа и разница ΔE_i в потенциалах ионизации атомов соответствующих газов

	He–Ne	Ne–Ar	Ar–Kr	Kr–Xe
ΔD , мкм	0,5	0,7	0,8	1,3
ΔE_i , эВ	2,9	5,8	1,8	1,9

эффектов при вращении пылевых структур в магнитном поле [22]. В итоге давление варьировалось для аргона (Ar) в пределах 0.16 до 0.35 Торр и для неона (Ne) в пределах 0.25 до 1.03 Торр. Разрядный ток для всех экспериментов выбирался одинаковый 1.5 мА.

Выбор пылевых частиц основан на работе [17]. Необходимые данные мы приводим в табл. 1. Анализируя их, можно выделить удобные условия в паре газов в Ar и в Ne. Так, если рассматривать по данным таблицы приращение размера пылевой частицы (ΔD) при изменении потенциала ионизации, то видно, что для эксперимента с одинаковыми калиброванными частицами данные газы наиболее пригодны. В них изменение потенциала ионизации ΔE_i около 6 эВ при минимальном изменении размеров частиц. Таким образом, в этой паре газов выполняется условие, чтобы частицы одного размера могли левитировать в обоих газах при одинаковых или близких величинах давлений: в исследовании мы использовали два сорта частиц: меламин формальдегида MF-5.19 мкм и MF-4.04 мкм.

3. ВРАЩЕНИЕ ПЫЛЕВЫХ СТРУКТУР В РАЗНЫХ ГАЗАХ ПРИ ОДИНАКОВЫХ ПАРАМЕТРАХ РАЗРЯДОВ И ПРИ ОПТИМАЛЬНЫХ ОБЪЕМАХ СТРУКТУР

В первой серии экспериментов мы, согласно работе [17], выбрали условия, благоприятные для создания пылевой структуры в аргоне, (поскольку в неоне пылевая плазма существует в довольно широком диапазоне параметров): размер частиц 5 мкм, давление газа 0.33 Торр. Но в магнитном поле до 200 Гс скорость вращения пылевой структуры в аргоне оказалась больше чем в неоне, в зависимости от условий, до 10 раз. Это совершенно не соответствует предварительным оценкам потоков, как говорилось выше. Более того, в данной более широкой разрядной трубке и с частицами меньшей плотности, чем в [17], при одинаковом давлении пылевые структуры в магнитном поле

не формировались. Диапазоны давления для аргона и неона, при которых существует устойчивое вращение пылевой плазмы в магнитном поле, видны на рис. 2а. Если экстраполировать указанные там зависимости к среднему давлению около 0.5 Торр, то экспериментально определенное отношение угловых скоростей в неоне и аргоне составило $\omega_{Ne}/\omega_{Ar} = 0.1$, в то время как оценки показывают величины в 20 раз больше (см. далее формулу (1)).

Для того чтобы попасть в область давления, когда в обоих газах существует устойчивое вращение в магнитном поле, пылевые частицы были заменены на меньшие — размером 4 мкм. Типичные зависимости угловой скорости вращения от магнитной индукции в двух газах для пылевых структур из частиц MF-4.04 мкм представлены на рис. 3. Для пылевых структур из частиц MF-5.19 мкм зависимости имели схожий характер, мы их

не приводим. На каждом графике на рис. 3. отмечен минимум зависимости (ω_{min} — величина угловой скорости, которой достигает пылевая структура при вращении, в том диапазоне магнитного поля, когда преобладает сила ионного увлечения). Эта величина (ω_{min}) достигается при немного различающихся значениях магнитной индукции в зависимости от давления плазмформирующего газа, но находящихся в интервале от 50 до 100 Гс. Графики на рис. 2 показывают, как зависит минимальное значение угловой скорости в двух газах при использовании частиц различных размеров в качестве пылевой компоненты. Заметим, что данные рис. 2б хорошо согласуются с работой [17], где левитация пылевых частиц в данных газах проведена именно при давлении $p = 0.33$ Торр.

Несмотря на замену частиц, позволившую формировать пылевые структуры при одинаковых параметрах разрядов, а также то, что ширина структур

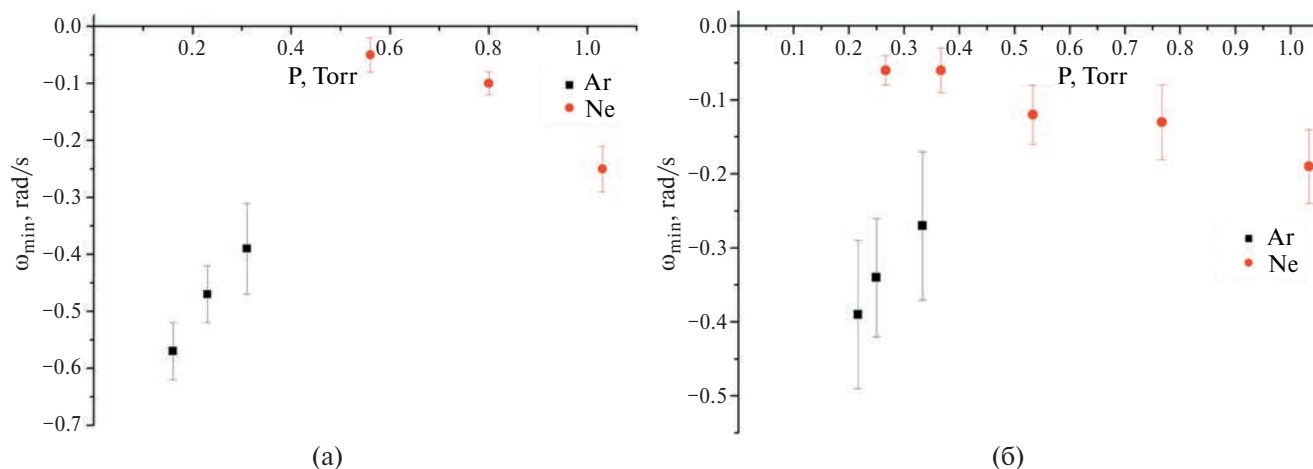


Рис. 2. а) Зависимость минимальной угловой скорости от давления для двух газов, размер частиц — 5 мкм; б) зависимость минимальной угловой скорости от давления для двух газов, размер частиц — 4 мкм.

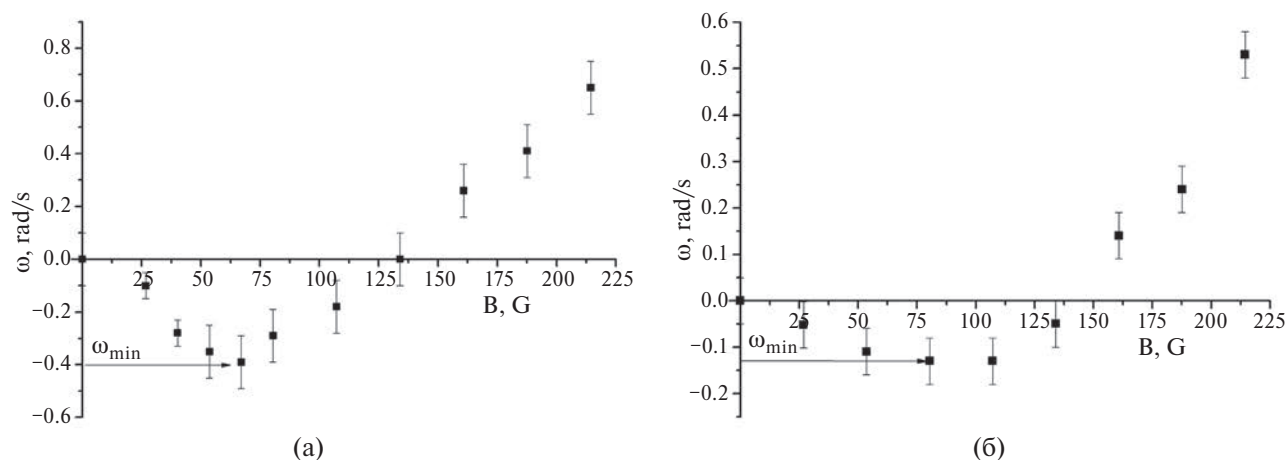


Рис. 3 Зависимость угловой скорости вращения пылевой структуры от величины магнитной индукции. Условия: а) газ Ar, $P = 0.22$ Торр, размер частиц — 4 мкм; б) газ Ne, $P = 0.76$ Торр, размер частиц — 4 мкм.

в горизонтальной плоскости была достаточной для отсутствия порогового эффекта, уменьшающего скорость вращения [22], угловая скорость вращения в Ne все равно оказалась меньше, чем в Ar. Рассмотрим это детально. Скорость вращения в магнитном поле в условиях, когда доминирует механизм ионного увлечения, дается выражением

$$\omega = \frac{n_i m_i V_{Ti} \omega_i \tau_i U_{ir} V_T \left\{ 1 + \frac{z\tau}{2} + \frac{z^2 \tau^2}{4} \Pi \right\}}{\gamma_d P} \quad (1)$$

Это формула получается из баланса силы ионного увлечения и тормозящей силы Эпштейна. Выражение для силы ионного увлечения дается формулой [1–3]

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

где m_i – масса ионов, $\Pi = 1$ – модифицированный кулоновский логарифм [1–3], P – давление газа, $\tau = T_e/T_i$ – отношение электронной температуры

к ионной, $Z = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_d e^2}{a k T_e}$, eZ_d – заряд пылевой

частицы, $U_{i\phi} = \omega_i \tau_i b_i E_r$, b_i – подвижность иона, E_r – радиальное электрическое поле, a – радиус пылевой частицы. Сила Эпштейна определяется выражением [1–3]

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

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. Отношение скоростей вращения (1) дает значение ω_{Ne}/ω_{Ar} в зависимости от выбора параметров плазмы порядка 1.5–2.0.

Этот несколько парадоксальный результат не соответствует представлению о потоках, идущих через пылевую структуру, как говорилось выше. Анализируя проблему, мы связали данное наблюдение с различным продольным размером пылевой структуры. Следуя предложенным в [23] подходу и терминологии для ВЧИ-разряда, можно сказать, что в условиях разряда в неоне Ne при давлении 0.33 Торр пылевая структура оказалась «насыщенной» и максимальное количество частиц, которые могут левитировать оказалось ограниченным. Для используемых частиц в дан-

ных условиях в пылевой ловушке не существует свободных вакансий: новые частицы при инжекции либо не захватываются, либо вытесняют из структуры другие частицы, занимая их место. Можно сказать, что проблема заключается в неоптимальных условиях разряда, а не в «деградации» частиц во времени, как, например, наблюдалось в работе [24]. Если выбранные для аргона условия оказались оптимальными для работы в магнитном поле, то в используемой относительно широкой разрядной трубке с частицами малой плотности сформированные структуры в неоне оказались продольно не протяженными. Вид сбоку структуры в аргоне в магнитном поле демонстрируется на рис. 4а. В неоне же при давлении 0.33 Торр (рис. 4б) наглядно демонстрирует отличие структуры по объему (по длине структуры). Представленное фото соответствует эксперименту, который попал на область оптимальных параметров для создания большой пылевой структуры в аргоне. В неоне же оптимальными условиями для существования объемной пылевой структуры из частиц 4 мкм являются давления от 0.5 до 1.0 Торр. Рисунок 4в демонстрирует объемную пылевую структуру в Ne при давлении 0.76 Торр. При увеличении давления газа неона до 1.0 Торр, пылевая структура из тех же частиц 4 мкм увеличивает продольный размер. Полученная в эксперименте скорость в Ne (при том же токе разряда и давлении 0.76 Торр) в магнитном поле дает иное соотношение скоростей вращения $\omega_{Ne}/\omega_{Ar}=0.5$. Это изменение в оценке связано, прежде всего, с разностью концентрации ионов, скорости их потока, замагниченности и трения газа.

Таким образом, за величину скорости вращения отвечает некий набор условий, – для различных газов и размеров частиц результаты могут существенно различаться. Поэтому численная оценка скорости вращения при меньшем давлении 0.3 Торр дает большее значение для Ne, в то время как при 0.76 Торр большее значение получается для Ar. В эксперименте же стабильно воспроизводящиеся скорости вращения наблюдаются только с протяженными пылевыми структурами: если в одном газе, то с разными размерами частиц в разных фазах страты [25, 26] (как в работе [14]), или же, если в разных плазмформирующих газах, то в одной фазе страты как в настоящей работе.

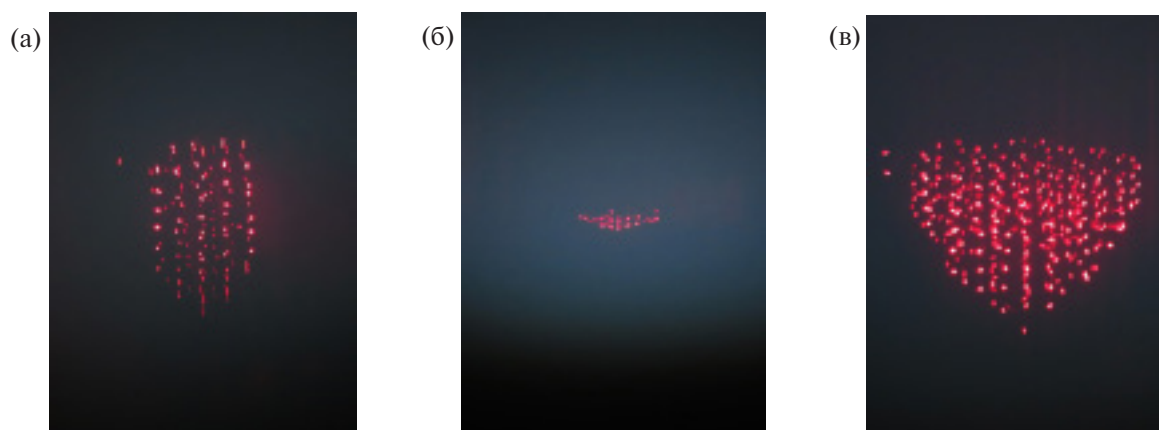


Рис. 4. Фотографии вертикального сечения пылевой структуры. Условия: а) газ Ar, давление 0.22 Торр мм, частицы 4 мкм, магнитная индукция $B = 0$, Ширина изображения 5.86 мм; б) газ Ne, давление 0.26 Торр, частицы 4 мкм, $B = 54$ Гс. Ширина изображения 6.6 мм, в) газ Ne, давление 0.76 Торр, частицы 4 мкм, $B = 0$. Ширина изображения 3.67 мм.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено экспериментальное сравнение действия ионного потока, идущего через объемную пылевую структуру, на ее динамические характеристики в магнитном поле в двух инертных газах с различающимися потенциалами ионизации. Пылевые частицы используются как «пылевые зонды» для определения действия потока на угловую скорость вращения плазменно-пылевых структур. Рассматривается азимутальная составляющая потока в магнитном поле, действие потока оценивается через силу ионного увлечения. В результате сравнения получились следующие результаты.

Показано, что в эксперименте невозможно сопоставить характеристики вращения структур в Ne и Ar в идентичных разрядных условиях из-за «насыщения» пылевых структур вне области оптимальных условий их формирования. Экспериментальные значения скорости вращения сечений соответствуют численным оценкам только при больших пылевых структурах (полученных в оптимальных условиях): в Ar до давления 0.35 Торр, в Ne при давлении выше 0.7 Торр, $\omega_{Ar} = -2.7$ рад/с и $\omega_{Ne} = -1.3$ рад/с соответственно.

Впервые измерена угловая скорость вращения пылевой структуры в страте в Ar. Было замечено, что в области значений магнитной индукции до 500 Гс она на два порядка превосходит скорость в аргоне, наблюдаемую в монослое в ВЧ-разряде.

Сопоставлены геометрические размеры структур, формируемых в обоих инертных газах в магнитном поле. Определено, что для устойчивого

вращения объемной плазменно-пылевой структуры необходимо наличие 5–10 горизонтальных сечений, состоящих из минимум 19 частиц (т. е. двух замкнутых оболочек из частиц).

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Экспериментальная часть работы при поддержке РНФ, грант № 22-72-10004, теоретическая часть – Министерства науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-00270-24-00.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fortov V.E., and Morfill G.E. Complex and Dusty Plasmas: From Laboratory to Space. New York: Taylor and Francis, 2010.
2. Фортков В.Е., Петров О.Ф., Молотков В.И. и др. // УФН. 2004. Т. 174. № 5. С. 495.
3. Карасев В.Ю., Дзлиева Е.С., Павлов С.И. Лабораторная пылевая плазма в магнитном поле. СПб.: Свое издательство, 2016.
4. Samarian A.A. and James B.W. // Plasma Phys. Control. Fusion 2005. V. 47. P. B629.
5. Beckers J., Ockenga T., Wolter M., Stoffels W.W., van Dijk J., Kersten H., and Kroesen G.M.W. // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. P. 115002.
6. Ashrafi K.S., Yousefi R., Chen M.D., Matthews L.S. and Hyde T.W. // Phys. Rev. E. 2020. V. 102. P. 043210.
7. Karasev V.Yu., Dzlieva E.S. and Pavlov S.I. // EPL 2015. V. 110 P. 55002.
8. Майоров С.А. // Физика плазмы. 2009. Т. 35. С. 869.
9. Антипов С.Н., Васильев М.М., Майоров С.А., Петров О.Ф., Фортков В.Е. // ЖЭТФ. 2011. Т. 139. № 3. С. 554.

10. *Maierov S.A., Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Jumabekov A.N., Dosbolayev M.K.* // *Physics of Plasmas*. 2008. Т. 15. № 9. Р. 093701.
11. *Дзлиева Е.С., Майоров С.А., Новиков Л.А., Павлов С.И., Балабас М.В., Крылов И.Р., Карасев В.Ю.* // *Физика плазмы*. 2022. Т. 48. № 10. С. 1.
12. *Дзлиева Е.С., Ермоленко М.А., Карасев В.Ю., Павлов С.И., Новиков Л.А., Майоров С.А.* // *Письма в ЖЭТФ*. 2014. Т. 100. № 11–12. С. 801.
13. *Pavlov S.I., Dzlieva E.S., Karasev V.Y., Ermolenko M.A., Novikov L.A., Maierov S.A.* // *Contrib. to Plasma Physics*. 2016. Т. 56. № 3–4. С. 221.
14. *Павлов С.И., Дзлиева Е.С., Дьячков Л.Г., Новиков Л.А., Балабас М.В., Карасев В.Ю.* // *Физика плазмы*. 2023. Т. 49. № 10. С. 995.
15. *Райзер Ю.П.* *Физика газового разряда*. М.: Наука, 1992.
16. *Грановский В.Л.* *Электрический ток в газе. Установившийся ток*. М.: Наука, 1971.
17. *Дзлиева Е.С., Карасев В.Ю., Новиков Л.А., Павлов С.И., Голубев М.С., Машек И.Ч.* // *ЖТФ*. 2023. Т. 93. № 10. С. 1429.
18. *Майоров С.А.* // *Краткие сообщения по физике ФИАН*. 2012. № 2. С. 31–39.
19. *Майоров С.А., Клузов Б.А.* // *Краткие сообщения по физике ФИАН*. 2013. № 10. С. 19–32.
20. *Nedospasov A.V.* // *EPL*. 2013. V. 103 P. 25001.
21. *Васильев М.М., Дьячков Л.Г., Антипов С.Н., Петров О.Ф., Фортков В.Е.* // *Письма в ЖЭТФ*. 2007. Т. 86. № 6. С. 414.
22. *Novikov L.A., Pavlov S.I., Dzlieva E.S., Tarasov S.A., Yanitsin D.V., Karasev V.Yu.* // *High Temp. Mater. Processes*. 2024. V. 28. I. 1. P. 55.
23. *Ваулина О.С., Петров О.Ф., Фортков В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А.* *Пылевая плазма, Эксперимент и теория*. М.: Физматлит, 2009.
24. *Kononov E.A., Vasiliev M.M., Vasilieva E.V., Petrov O.F.* // *Nanomaterials*. 2021. V. 11. P. 2931.
25. *Golubovskii Yu.B., Kozakov R.V., Maierov V.A., Behnke J. and Behnke J. F.* // *Phys. Rev. E*. 2000. V. 62. P. 2707.
26. *Голубовский Ю.Б., Кудрявцев А.А., Некучаев В.О., Порохова И.А., Цендин Л.Д.* *Кинетика электронов в неравновесной газоразрядной плазме*. СПб.: Издательство С.-Пб. университета, 2004.

EFFECT OF PLASMA FLOWS IN A MAGNETIC FIELD ON THE DUSTY STRUCTURES IN DIFFERENT INERT GASES

**S. I. Pavlov^{a,*}, E. S. Dzlieva^a, L. G. Dyachkov^b, M. S. Golubev^a, M. B. Morozova^a,
L. A. Novkov^a, V. Yu. Karasev^{a,**}**

^a*St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia*

^b*Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

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

^{**}*e-mail: plasmadust@yandex.ru*

The effect of the dust grain flows on a spatial dusty structure in a stratum of a glow discharge in two inert gases (neon and argon) in a weak magnetic field was studied. The discharge parameters were determined that are necessary for the creation of three-dimensional dusty structures made from dust grains of the same size in both gases in a magnetic field. The dependences were obtained of the angular velocities of the dusty structures in the two gases on the magnetic field and on the gas pressure. The rotation speeds of the dust grains in the magnetic field were used to compare the ion fluxes acting on the dust formations.

Keywords: dusty plasma, magnetic field, glow discharge, standing strata, dusty structures

УДК 533.9

КОРОТКОВОЛНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПЛОТНОЙ ГОРЯЧЕЙ ПЛАЗМЫ

© 2024 г. В. П. Крайнов^{a,*}, Б. М. Смирнов^b^aМосковский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия^bОбъединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*e-mail: vpkrainov@mail.ru

Поступила в редакцию 04.05.2024 г.

После доработки 20.06.2024 г.

Принята к публикации 25.06.2024 г.

Рассчитана интенсивность фоторекомбинационного излучения, которая определяет излучение термодинамически равновесной горячей плазмы при заметной степени ионизации. В случае вклада коротковолнового излучения в области длин волн 60–100 нм в полную мощность излучения составляет примерно 90%. При температурах выше 10 кК этот вклад не зависит от температуры.

Ключевые слова: фоторекомбинация, плазменная неустойчивость, канал молнии, формула Крамерса

DOI: 10.31857/S0367292124080082, **EDN:** OANVXR

1. ВВЕДЕНИЕ

Объектом исследования данной работы является излучение плотной плазмы с заметной степенью ионизации, которая образуется под действием внешнего источника, с ориентацией на плазму проводящего канала молнии в момент прохождения по нему электрического тока на стадии возвратного удара, т.е. при прохождении максимального электрического тока. Такая плазма образуется путем возбуждения и ионизации газа или пара, состоящего из атомов с незаполненной электронной оболочкой. Рассмотрим особенности этой плазмы и создаваемого ею излучения.

Энергетическое равновесие между электронами и атомами такой плазмы создается в результате столкновения электронов с атомами, при котором в условиях сохранения структуры электронной оболочки изменяется электронное состояние атома. При атмосферном давлении атомного газа или пара время установления этого равновесия оценивается в наносекунды, что превышает время установления равновесия для электронной подсистемы, если плотность электронов превышает величину $N_e \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Поэтому рассматриваемая плазма является термодинамически равновесной, т.е. она характеризуется определенной температурой T , одинаковой для атомов и электронов.

Рассматриваемая плазма, создаваемая электрическим током, является неустойчивой. Даже при попытке стабилизировать ее внешним магнитным полем возникает тококонвективная неустойчивость [1, 2], приводящая к распаду плазмы с потерей ее формы. В отсутствие магнитного поля эта неустойчивость приводит к неравномерному расширению плазмы с образованием языков плазмы, поскольку время развития неустойчивости превышает время разлета плазмы. Плазма с наименьшим размером порядка 1 см стабильно существует, по крайней мере, в течение времени $\tau \sim 10^{-5} \text{ с}$. Таким образом, мы имеем дело с импульсной плазмой, которая образуется в результате прохождения электрического тока через газ или пар под действием излучения, в том числе, лазерного, а также под действием быстрых проходящих через газ макроскопических частиц и тел, в частности, космических тел, проходящих через атмосферу. Формируемая импульсная плазма является источником рассматриваемого излучения.

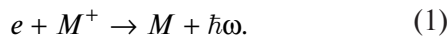
Отметим, что при равновесных условиях степень ионизации газа становится заметной, когда потенциал ионизации атомов примерно на порядок величины превышает тепловую энергию атомов. Это следует из распределения Саха [3, 4] вследствие большой величины статистического веса для состояний непрерывного спектра. Соот-

ветственно, энергия фотона, возникающего из-за фоторекомбинации электрона и иона с образованием атома в основном состоянии, на порядок величины превышает энергию теплового фотона. Тем самым, равновесная горячая плазма является источником нетеплового жесткого излучения.

2. ПРОЦЕСС ФОТОРЕКОМБИНАЦИИ

Рассмотрим излучение ионизованного газа, которое при заметной степени ионизации определяется столкновениями электронов и ионов и приводит к образованию связанных состояний электронов и ионов. Будем считать, что характерная энергия электронов значительно меньше соответствующей атомной энергии, как это имеет место в реальной плазме. При этом тормозное излучение плазмы непрерывно переходит в рекомбинационное излучение по мере увеличения частоты перехода.

Сосредоточим внимание на фоторекомбинационном излучении, которое происходит по схеме



Для классического электрона, когда начальное и конечное состояния соответствуют классическому характеру движения электрона, сечение фоторекомбинации σ_r электрона с энергией ϵ и иона с образованием высоковозбужденного атома с главным квантовым числом n и фотона с частотой ω дается формулой Крамерса [5]

$$\sigma_r = \frac{8\pi\alpha^3}{3\sqrt{3}} \frac{Ry^2}{\epsilon\hbar\omega} \frac{a_B^2}{n^3}, \quad Ry = \frac{me^4}{\hbar^2}, \quad a_B = \frac{\hbar^2}{me^2}. \quad (2)$$

При этом закон сохранения энергии для процессов фоторекомбинации электрона и иона имеет вид

$$\hbar\omega - \frac{Ry}{2n^2} = \epsilon = \frac{mv^2}{2}. \quad (3)$$

Отметим, что классическое выражение (2) для сечения фоторекомбинации электронов и ионов может быть использовано в неклассической области с некоторой потерей точности. В частности, в случае фоторекомбинации электронов и протонов сечение фоторекомбинации, согласно классической формуле (2), отличается от соответствующего квантового расчета на 25% [6, 7].

Из (2) для полной мощности излучения плазмы, просуммированной по конечным состояниям перехода, приходящейся на единицу объема (Вт/см³) получаем

$$P_\omega = N_e^2 \hbar\omega n \sigma_r = \frac{16\pi\alpha^3 e^4 N_e^2}{3\sqrt{3}m} \sum_n \frac{1}{vn^3}. \quad (4)$$

Поскольку статистический вес высоковозбужденного состояния электрона в поле кулоновского центра с главным квантовым числом n равен $2n^2$, то парциальная мощность получается из (4) делением на $2n^2$. При переходе к состоянию реального атома используем принцип соответствия Бора [8] $Ry / 2n^2 \rightarrow J_k$ где J_k – потенциал ионизации образуемого атома. Далее парциальную мощность надо умножить на g_k – статистический вес состояния классического электрона в поле кулоновского центра. С учетом этого преобразуем формулу (4) к виду

$$P_\omega = \frac{8\pi\alpha^3 e^4 N_e^2}{3\sqrt{3}mv} \sum_k g_k \left(\frac{2J_k}{Ry} \right)^{5/2}. \quad (5)$$

В случае равновесной плазмы имеет место максвелловская функция электронов по энергиям

$$f(\epsilon)d\epsilon = 2\sqrt{\frac{\epsilon}{\pi T^3}} \exp\left(-\frac{\epsilon}{T}\right)d\epsilon. \quad (6)$$

При этом согласно (3) имеем $d\epsilon = \hbar d\omega$, $\omega = 2\pi c / \lambda$, $d\omega = 2\pi c d\lambda / \lambda^2$. Умножая (5) на распределение (6), получим для спектральной зависимости интенсивности фоторекомбинационного излучения электронов на ионах, приходящегося на единицу объема плазмы [6, 7, 9] и на единицу длины волны (ее размерность: (Вт/см³)/нм):

$$\frac{dP_\lambda}{d\lambda} = \frac{32\sqrt{2}\pi^3 \alpha^2 e^6 N_e^2}{3\sqrt{3}T\sqrt{mT}} \sum_k \frac{g_k}{\lambda^2} \left(\frac{2J_k}{Ry} \right)^{5/2} \exp\left(-\frac{2\pi c \hbar}{T} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{J_k}{\hbar} \right)\right) \eta(2\pi c \hbar / \lambda - J_k). \quad (7)$$

Здесь $\eta(x)$ – ступенчатая функция Хевисайда. Далее это выражение будет использовано для расчета мощности излучения плазмы диссоциированного воздуха, находящейся в проводящем канале молнии. При этом отметим, что излучение носит нетепловой характер, т. е. энергия испускаемых фотонов может существенно превышать тепловую энергию переходов.

Полная мощность получается из (7) интегрированием по длине волны

$$P = \frac{32\sqrt{2}\pi^3 \alpha^2 e^6 N_e^2}{3\sqrt{3}mT} \sum_k g_k \left(\frac{2J_k}{Ry} \right)^{5/2}. \quad (8)$$

3. РЕКОМБИНАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПЛАЗМЫ

При анализе фоторекомбинационного излучения плазмы воздуха возьмем за основу формулу (7) и будем ориентироваться на равновесную горячую плазму диссоциированного воздуха, образованной в проводящем канале молнии на стадии возвратного удара [10–14]. Плазма образуется под действием электрического тока, который приводит к нагреванию и расширению воздуха в проводящем канале. В процессе расширения возникает конвективно-токовая неустойчивость, которая ведет к неоднородному расширению столба. Тем не менее, далее для простоты будем моделировать проводящий канал как слой термодинамически равновесного воздуха.

Рассматриваемый процесс расширения и излучения плазмы воздуха происходит при атмосферном или близком к нему давлении, которое устанавливается со скоростью звука, которое порядка 10^5 см/с. Температура плазмы определяется путем сравнения интенсивности спектральных линий, которые происходят в результате перехода из мультиплетного состояния двухзарядных и трехзарядных ионов и отвечают видимому или близкому к нему спектру излучения, так что соответствующие фотоны проходят свободно через атмосферу. Из измерений такого рода следует, что температура плазмы в момент максимального тока при возвратном ударе находится между 20 и 30 кК. Далее будут выполнены расчеты для плазмы воздуха при атмосферном давлении и температуре 20 кК и распространены на другие параметры плазмы. Основной вклад вносят состояния с большим потенциалом ионизации. При вычислении

интенсивности излучения плазмы воздуха будем рассматривать воздух как двухкомпонентную систему и считать, что суммарная концентрация атомов и ионов азота равна $c_N = 0.79$, а для кислорода эта величина равна $c_O = 0.21$. Значения потенциалов ионизации J_k и статистических весов g_k для нижних электронных состояний атомов азота и кислорода приведены в таблице.

Используя приведенные в таблице [15], вычислим на основе формулы (7) удельную мощность излучения $dP_\lambda / d\lambda$ для диссоциированного воздуха. Она приведена на рис. 1. Интенсивность излучения плазмы воздуха вычислялась при атмосферном давлении и при температуре

Таблица. Параметры нижних возбужденных состояний атомов азота и кислорода. Потенциалы ионизации усреднены по суммарному моменту (тонкому состоянию атома) [15].

Атом	Состояние	Стат. вес g_k	J_k , эВ
N	4S	4	14.53
	2D	10	12.13
	2P	6	10.96
	4P	12	4.10
	2P	6	3.84
	4P	12	3.61
O	3P	9	13.60
	1D	5	11.65
	1S	1	9.43
	5S	5	4.47
	3S	3	4.10
	5P	15	2.88
	3P	9	2.63
	5S	5	1.78
	3S	3	1.68

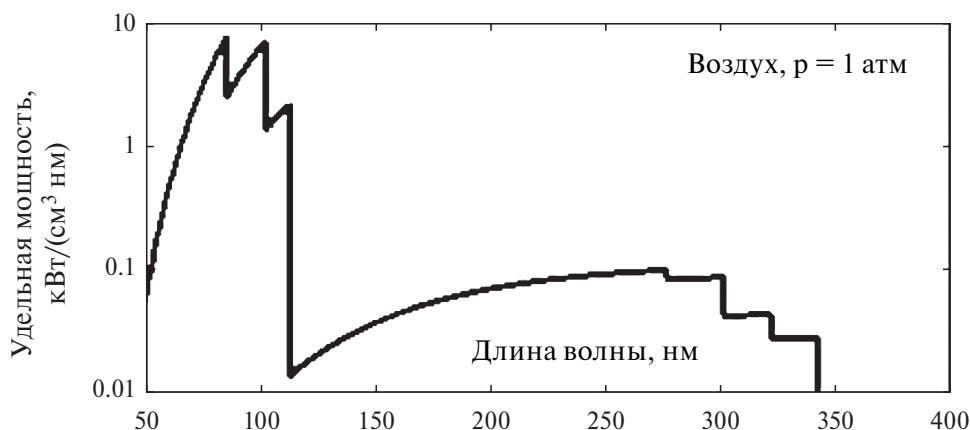


Рис. 1. Удельная мощность $dP_\lambda / d\lambda$ коротковолнового излучения равновесной плазмы воздуха при давлении 1 атм. и температуре $T = 20000$ К в соответствии с формулой (7).

$T = 20$ кК. При этом было использовано предположение об оптической прозрачности плазмы, так что интенсивность ее излучения пропорциональна объему плазмы.

В частности, при температуре $T = 20$ кК эта формула дает $P = 3.8 \cdot 10^{-20}$ а.е. = 46 кВт/см³. При этом вклад в мощность излучения за счет электронных оболочек $N(2p^3)$ и $O(2p^4)$, т.е. вклад области спектра вакуумного ультрафиолета, составляет 91%. Существенно, что этот вклад не зависит от температуры. Это важно в практическом плане. При излучении плазмы, образуемой в воздухе, в том числе в случае распространения молнии, это позволяет по интенсивности видимого излучения на больших расстояниях восстановить гораздо большую интенсивность коротковолнового излучения, которое поглощается вблизи источника.

При проведении данного анализа мы ориентировались на плазму воздуха при температуре 20 кК. Считая, что эта плазма находится в термодинамическом равновесии, имеем при давлении 1 атм для плотности ионов азота $[N^+] = 1.4 \cdot 10^{17}$ см⁻³, для плотности ионов кислорода $[O^+] = 1.4 \cdot 10^{17}$ см⁻³, для плотности электронов $[N_e] = 1.8 \cdot 10^{17}$ см⁻³, для плотности атомов азота $[N] = 1.4 \cdot 10^{17}$ см⁻³, и для плотности атомов кислорода $[O] = 7 \cdot 10^{11}$ см⁻³. Очевидно, эта плазма неустойчива и существует короткое время. Поскольку мы считаем ее равновесной, сравним времена существования этой плазмы τ , со временем установления равновесия τ_e .

Столкновения между электронами в рассматриваемой плазме ведут к установлению температуры внутри электронной подсистемы. Используя резерфордское сечение рассеяния при столкновении заряженных частиц с кулоновским взаимодействием между ними [16] и взяв значение кулоновского логарифма [17] при данных условиях $\ln \Delta = 3$, получим для времени установления электронной температуры порядка 30 пс. Время установления газовой температуры, т.е. максвелловского распределения ионов, на два порядка величины больше, а время, за которое сравниваются электронная и ионная температуры, в m/M (m — масса электрона, M — масса иона), т.е. оказывается порядка 0.3 мкс. Время жизни плазмы обычно на порядок величины превышает время разлета плазмы в вакууме, которое в свою очередь составляет R/c , где R — размер плазмы, $c \sim 10^5$ см/с — скорость звука для ионов, что порядка тепловой скорости ионов. Как видно, при

реальных условиях в атмосферном воздухе время жизни плазмы значительно больше времен установления равновесия в ней. Это подтверждает реальность рассмотренной схемы.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как следует из рисунка, плазма воздуха является эффективным источником излучения в области вакуумного ультрафиолета 60–100 нм. Мощность излучения в этой области длин волн превышает мощность излучения видимого света. Из этого анализа следует, что можно создать импульсный источник излучения в области вакуумного ультрафиолета для определенных длин волн, используя подходящие для этой цели газы или пары металлов, которые возбуждаются импульсом электрического тока. В этом случае в качестве источника энергии используется искровой разряд.

Отметим, что согласно формуле (7), распределение удельной мощности излучения по конечному состоянию атомов не зависит ни от температуры, ни от плотности заряженных частиц. В то же время зависимость суммарной удельной мощности от температуры определяется вторым сомножителем формулы (8). Соответственно полная суммарная по состояниям мощность излучения составляет $P = 0.8$ кВт/см³ при температуре $T = 10$ кК, и $P = 18$ кВт/см³ при температуре $T = 30$ кК. Рассматриваемое излучение в области вакуумного ультрафиолета представляет интерес для медицинских целей.

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (№ FSMG-2023-0013).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kadomtsev B.B., Nedospasov A.V.* // J. Nucl. Energy. 1960. V. C1. P. 230.
2. *Недоспасов А.В.* // УФН. 1975. Т. 116. С. 643.
3. *Saha M.H.* // Proc. Roy. Soc. 1921. V. 99A. P. 135.
4. *Landau L.D., Lifshitz E.M.* Statistical Physics. V. 1. Oxford: Pergamon Press, 1980.
5. *Kramers H.A.* // Phil. Mag. 1923. V. 46. V. 836.
6. *Крайнов В.П., Смирнов Б.М.* Излучательные процессы в атомной физике. М.: Высшая школа, 1981.
7. *Krainov V.P., Reiss H.R., Smirnov B.M.* Radiative Processes in Atomic Physics. N. Y.: Wiley, 1997.
8. *Bohr N.* // Zeitschrift für Physik. 1920. V. 2. P. 423.
9. *Krainov V.P., Smirnov B.M.* Atomic and Molecular Radiative Processes. Switzerland: Springer Nature, 2019.
10. *Uman M.A.* Lightning. N. Y.: McGraw Hill, 1969.

11. *Rakov V.A., Uman M.A.* Lightning, Physics and Effects. Cambridge: Cambr. Univ. Press, 2003.
12. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. Долгопрудный: Интеллект, 2009.
13. *Cooray V.* An Introduction to Lightning. Dordrecht: Springer, 2015.
14. *Rakov V.A.* Fundamental of Lightning. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2016.
15. *Radzig A.A., Smirnov B.M.* Reference Data on Atoms, Molecules, and Ions. Berlin: Springer, 1985.
16. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика. М.: Наука, 1988.
17. *Ландау Л.Д.* // ЖЭТФ. 1937. Т. 7. С. 203.

SHORT-WAVELENGTH EMISSION FROM A HOT DENSE PLASMA

V. P. Krainov^{a,*} and B. M. Smirnov^b

^a*Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudnyi, Moscow oblast, 141700 Russia*

^b*Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, Moscow, 125412 Russia*

^{*}*e-mail: vpkrainov@mail.ru*

We calculate the photorecombination emission intensity, which determines emission from a hot plasma at thermodynamic equilibrium at a noticeable degree of ionization. In the case of air, the contribution of the short-wavelength emission in the range 60–100 nm to the total emission power is about 90%. Above 10 kK, this contribution is temperature-independent.

Keywords: photorecombination, plasma instability, lightning channel, Kramers' formula

УДК 533.9, 537.525

О ПРОЦЕССАХ ЗАРЯДКИ СТЕНКИ РАЗРЯДНОЙ ТРУБКИ ПРИ ВНЕШНЕМ ОСВЕЩЕНИИ

© 2024 г. А. В. Мещанов^а, Ю. З. Ионих^{а,*}^аСанкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: y.ionikh@spbu.ru

Поступила в редакцию 14.06.2024 г.

После доработки 24.06.2024 г.

Принята к публикации 25.06.2024 г.

Проведены экспериментальные исследования пробоя и зажигания разряда в разрядных трубках диаметром порядка 1 см и длиной 80 см в инертных газах (неон, аргон, криптон, ксенон) при давлении порядка 1 Торр. Трубка освещалась излучением постоянных или импульсных источников света видимого диапазона спектра. К аноду трубки прикладывалось линейно-растущее напряжение с малой крутизной фронта (около 50 В/с). В предыдущих работах авторов было установлено, что в этих условиях внешнее освещение может в несколько раз увеличивать напряжение пробоя. Этот эффект объяснялся появлением заряда на стенке трубки в результате фотодесорбции электронов с ее внутренней поверхности. В данной работе установлено, что процесс зарядки стенки начинается только когда потенциал анода приближается к потенциалу пробоя, измеренному в отсутствие освещения. Кроме того, обнаружено, что в процессе роста напряжения на аноде и зарядки стенки потенциал анода отличается от пробивного потенциала на постоянную и небольшую величину (меньше 200 В).

Ключевые слова: пробой, разрядная трубка, волна ионизации

DOI: 10.31857/S0367292124080098, **EDN:** OALVSS

1. ВВЕДЕНИЕ

Освещение разрядной трубки излучением видимого диапазона может заметно влиять на характеристики пробоя в трубке — пробивное напряжение U_b и время запаздывания пробоя (см. [1] и приведенные там ссылки). В недавних работах [2–4] обнаружено, что, в зависимости от скорости роста приложенного напряжения dU/dt , потенциал U_b при освещении может меняться: как уменьшаться, так и увеличиваться. Первое реализуется при большой скорости роста напряжения, второе — при малой (рис. 1). Согласно [3, 4], исходной причиной в обоих случаях является вызванная освещением фотоэмиссия слабосвязанных электронов, адсорбированных на внутренней поверхности разрядной трубки. Эти электроны попадают под действие поля, существующего между стенкой и анодом. При быстром росте приложенного напряжения они с большой вероятностью оказываются в фазе сильного поля, что приводит

к их размножению и формированию электронной лавины, инициирующей волну ионизации (ВИ) и последующее развитие пробоя. В результате

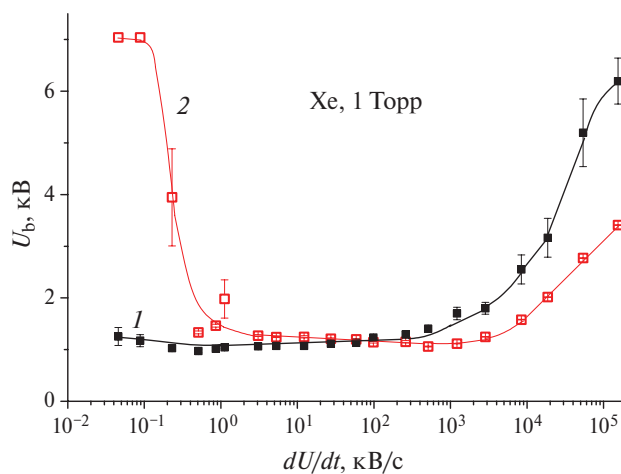


Рис. 1. Зависимость потенциала пробоя от скорости роста анодного напряжения в темноте (1) и при освещении трубки люминесцентными лампами (2) [3].

уменьшается время запаздывания пробоя, что в условиях фронта импульса конечной длительности снижает пробивной потенциал. При медленном росте напряжения десорбированные электроны большую часть времени находятся в фазе слабого поля, в котором ионизация невозможна. Однако, двигаясь в этом поле, они создают ток, заряжающий стенку области вблизи анода. Разность потенциалов между анодом и стенкой уменьшается, в результате чего для создания ВИ и пробоя требуется повышение анодного напряжения. В работе [3] это наблюдается в ксеноне, а в [4] еще и в неоне, аргоне и криптона при низких давлениях (~ 1 Торр) и $dU/dt \sim 10\text{--}100$ В/с. Результаты этих работ привели к заключению, что напряжение пробоя при освещении трубки U_b связано с напряжением пробоя без освещения U_b^0 соотношением

$$U_b = U_b^0 + U_w, \quad (1)$$

где U_w — потенциал заряженной стенки. Наличие заряда на стенке вблизи анода подтверждается поведением ВИ: при своем движении от анода к катоду она ускоряется, в противоположность тому, что наблюдается при импульсном пробое с крутым фронтом напряжения [1, 4].

За рамками обсуждения в работах [3, 4] остался вопрос о том, каким образом развивается во времени процесс зарядки стенки после начала роста потенциала анода. Эксперименты [4] с освещением трубки импульсными источниками света показали лишь, что повышение пробивного потенциала при освещении наблюдается только если световые импульсы начинаются не позднее или заканчиваются не ранее, чем анодное напряжение достигает значения U_b^0 . В данной работе проводятся исследования, которые позволяют ответить на поставленный выше вопрос, а также уточнить механизм зарядки стенки при фотодесорбции электронов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Измерения проводились на установке, описанной в работах [3, 4]. Использовались отпаянные разрядные трубки внутренним диаметром 8–13 мм и длиной 75–80 см. Трубки наполнялись инертным газом (Ne, Ar, Kr, Xe); исходная чистота газов была 99.99%, перед наполнением трубки проводилась их доочистка молекулярными ситами. К аноду трубки прикладывали линейно растущее напряжение $U_1(t)$ крутизной $dU/dt = 40\text{--}$

50 В/с (прямая CD на рис. 2). При такой крутизне, согласно данным [3, 4], наблюдается сильное увеличение напряжения пробоя при освещении трубки. Потенциал $U_1(t)$, однако, обрывали раньше, чем происходил пробой, при некотором значении U_A (точка D на рис. 2), но одновременно на анод подавали импульс длительностью 10 мс и фронтом $U_2(t)$ большой крутизны — 7×10^5 В/с (прямая DE). Этот импульс уже приводил к пробую, причем фронт такой крутизны обеспечивает наименьшее напряжение пробоя $U_b = U_b^m$ (минимум на кривой зависимости U_b от dU/dt [3, 4], рис. 1). Кроме того, при такой величине dU/dt влияние освещения трубки на потенциал пробоя тоже минимально, или отсутствует совсем [3, 4], т.е. $U_b^m = U_b^0$. Потенциал U_2 возрастал до тех пор, пока не происходил пробой (точка E), из-за чего напряжение падало до уровня FG — напряжения горения разряда. Эта процедура, таким образом, позволяла измерить напряжение пробоя в условиях, когда стенка предварительно заряжена одновременным воздействием освещения и анодного напряжения U_A .

Для облучения трубки использовались люминесцентные лампы общего лабораторного освещения плюс люминесцентная 30-ваттная лампа, установленная вдоль трубки на расстоянии 0.5 м. Применялись также импульсные источники: светодиод, излучающий в полосе 395–410 нм, и диодный лазер ($\lambda = 405$ нм). Все приведенные ниже результаты, даже если это не оговорено специально, получены в условиях освещения трубки.

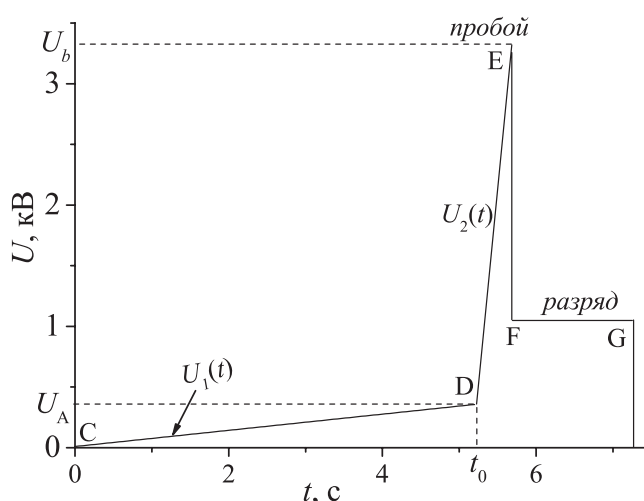


Рис. 2. Пример эпюры анодного напряжения (для наглядности промежуток DEFG растянут).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 3 представлены осциллограммы анодного напряжения для двух газов — неона и криптона. Регистрировался короткий промежуток времени вблизи момента пробоя. На таком промежутке отрезок осциллограммы, отвечающий наклонной прямой CD рисунка 2, выглядит горизонтальным. Самая нижняя траектория соответствует случаю, когда напряжение $U_1(t)$ отсутствовало, то есть при $U_A = 0$. Остальные осциллограммы отвечают разной задержке t_0 импульса U_2 относительно начала роста $U_1(t)$, от 5 до 60 с, что соответствует значениям $U_A \approx 200 \div 2500$ В. Видно, что потенциал U_1 влияет на напряжение пробоя, но только если U_A превышает некоторое критическое значение; последнее близко к потенциалу пробоя без освещения U_b^0 [4]. При меньших U_A наличие потенциала U_1 не меняет потенциал пробоя или меняет незначительно.

На рис. 4 представлены результаты обработки осциллограмм рисунка 3, а также аналогичных данных для других газов. На оси абсцисс приведены значения анодного потенциала U_A , по оси ординат отложены значения потенциала пробоя (точка E на рис. 2). Во всех случаях проявляется та же закономерность, что и на рис. 3. Для значений U_A , не превышающих некоторой величины, пробивное напряжение остается тем же, что и при $U_A = 0$. При превышении этой величины напряжение пробоя начинает расти. На рис. 4в показан также результат применения альтернативного ме-

тода измерения потенциала пробоя U_b . В этом случае в момент времени t_0 прикладывался импульс не с линейно растущим фронтом, а прямоугольный. Его амплитуда подбиралась такой, чтобы при минимальном ее значении происходил пробой. Видно, что оба метода дают близкие результаты.

При $U_b > U_b^0$ зависимость U_b от U_A линейная, причем с угловым коэффициентом, близким к единице (от 0.99 до 1.05), и может быть описана соотношением

$$U_b = U_A + u, \quad (2)$$

где константа u лежит в диапазоне 130–200 В, в зависимости от рода газа. Физический смысл величины u будет прояснен ниже.

Таким образом, наличие медленно растущего потенциала U_1 влияет на напряжение пробоя только если в момент t_0 старта пробивного импульса U_2 величина $U_1(t_0) = U_A$ превышает значение, близкое к потенциалу пробоя без освещения U_b^0 . Как указывалось во Введении, в предыдущих работах [3, 4] было предложено объяснение роста потенциала пробоя при освещении трубки в случае медленно растущего напряжения. Оно заключалось в том, что под действием освещения происходит фотоэмиссия слабосвязанных электронов, адсорбированных на внутренней поверхности трубки. Десорбированные электроны, двигаясь в поле высоковольтного анода, создают ток, заряжающий стенку и повышающий ее потенциал. Это приводит к росту по-

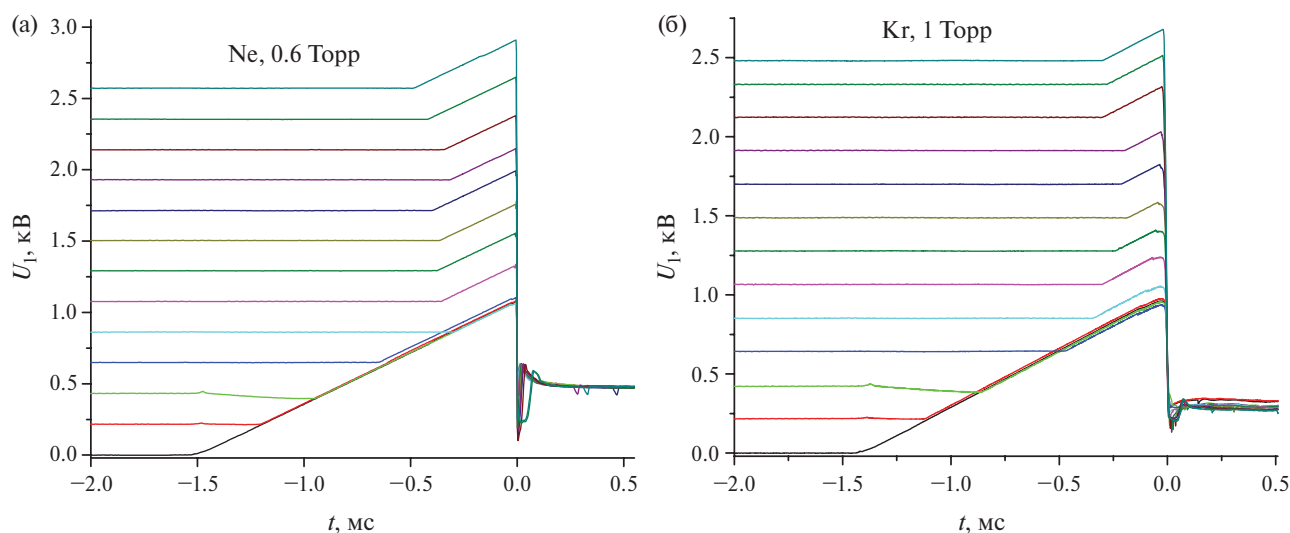


Рис. 3. Осциллограммы анодного напряжения при подаче на анод последовательно двух импульсов с линейно растущим фронтом крутизной 43.5 В/с и $7.2 \cdot 10^5$ В/с и при освещении люминесцентными лампами. Значение $t = 0$ отвечает моменту пробоя.

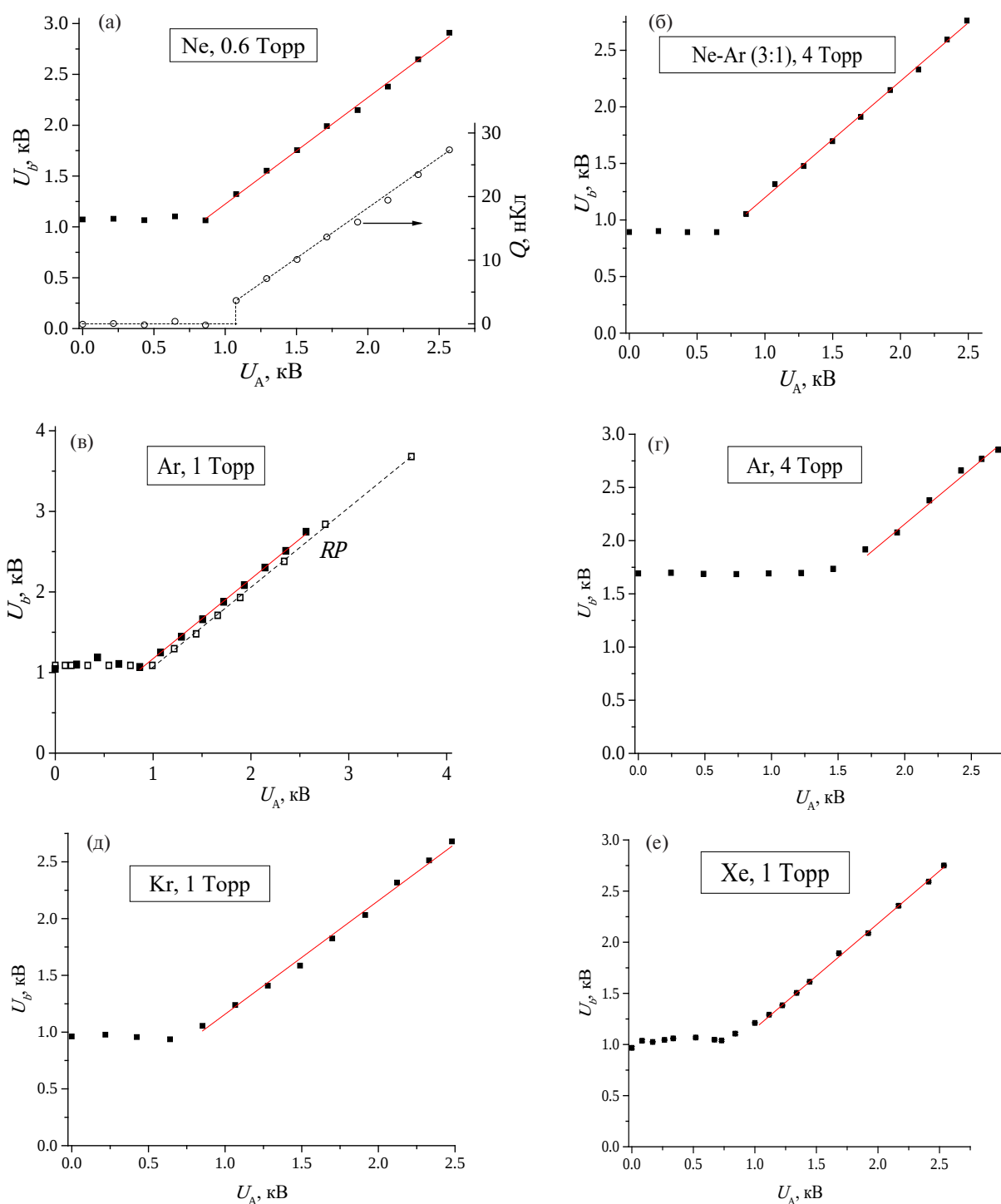


Рис. 4. Зависимость напряжения пробоя от потенциала анода в различных газах. На рис. 4а приведены также значения поверхностного заряда стенки, на рис. 4в RP — пробой прямоугольным импульсом. Скорость роста анодного напряжения $dU_A/dt = 37\text{--}48$ В/с, освещение люминесцентными лампами.

тенциала анода, необходимого для генерации ВИ, которая обеспечивает дальнейшее развитие пробоя, то есть к увеличению напряжения пробоя. Из результатов измерений, проведенных в данной работе, следует, что процесс зарядки освещенной

стенки происходит не в течение всего времени, когда потенциал приложен к аноду; он начинается только после того, как этот потенциал достигает определенного критического значения, близкого к U_b^0 . При этом из равенства (2) следует, что после

того, как потенциал анода превысил U_b^0 , он поддерживается на уровне, меньшем U_b на сравнительно небольшую величину $u < 200$ В.

Это подтверждают дополнительные эксперименты, результаты которых представлены на рис. 5 и 6. Они иллюстрируют влияние на напряжение пробоя импульсного освещения. На первом из них световой импульс варьируемой длительности τ начинается в момент начала роста анодного напряжения. Видно, что U_b остается неизменным и близким к U_b^0 вплоть до значения $\tau = \tau_c \approx 13$ с. Осциллограмма анодного напряжения $U(t)$, изображенная на врезке, показывает, что при $t = \tau_c$ напряжение становится равным или близким к U_b^0 . И только с этого момента начинается рост пробивного напряжения. Применительно к концепции зарядки стенки это означает, что при $U(t) < U_b^0$ зарядка не происходит, несмотря на наличие освещения и электрического поля между анодом и стенкой. На рис. 6 варьируется запаздывание Δt переднего фронта светового импульса по отношению к началу роста анодного напряжения. Импульс заканчивается значительно позже, уже после того, как произошел пробой. Видно, что пробивное напряжение значительно превышает U_b^0 во всем интервале изменения Δt и падает до U_b^0 при значении $\Delta t > \Delta t_c \approx 25$ с. Осциллограмма анодного напряжения на врезке показывает, что при $t = \Delta t_c$ значение $U(t) \approx U_b^0$. Таким образом, если световой импульс начинается позднее, чем анодное напряжение достигло

U_b^0 — пробивного значения в отсутствие освещения, то пробой произойдет именно при U_b^0 , и освещение не играет роли. Такой результат кажется вполне очевидным безотносительно к механизму влияния облучения. Интереснее другая закономерность — то, что U_b остается постоянным на всем промежутке Δt от 0 до Δt_c . Другими словами, воздействие освещения не зависит от длительности такого воздействия. Это, как и в предыдущем случае, согласуется с предположением о том, что зарядка стенки происходит в самом конце светового импульса, когда анодное напряжение достигает значения, близкого к U_b^0 . При меньшем напряжении зарядка не происходит, несмотря на наличие освещения и электрического поля между анодом и стенкой.

С другой стороны, очевидно, что процесс зарядки стенки занимает какое-то конечное время. Для оценки этого времени был проведен следующий эксперимент. Линейно растущее анодное напряжение начиналось не с нулевого, а некоторого конечного значения U_0 . На рис. 7 показаны осциллограммы этого напряжения с различными U_0 для пробоя в аргоне. Для других газов картина аналогична. Точка $t = 0$ («аппаратный нуль») отвечает моменту запуска схемы формирования линейного напряжения. Осциллограммы с $U_0 > 0$ сдвинуты по горизонтали таким образом, чтобы совместить моменты пробоя. При этом оказывается, как видно из рисунка, что напряжение пробоя для всех значений U_0

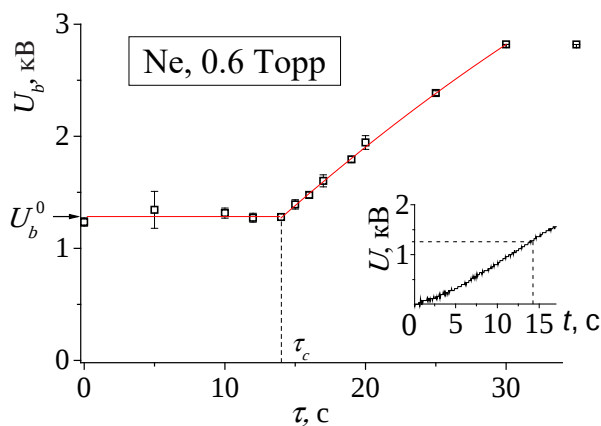


Рис. 5. Зависимость пробивного напряжения от длительности светового импульса. Передний фронт импульса совпадает с моментом начала роста анодного напряжения. На врезке — зависимость анодного напряжения от времени. Источник освещения — диодный лазер.

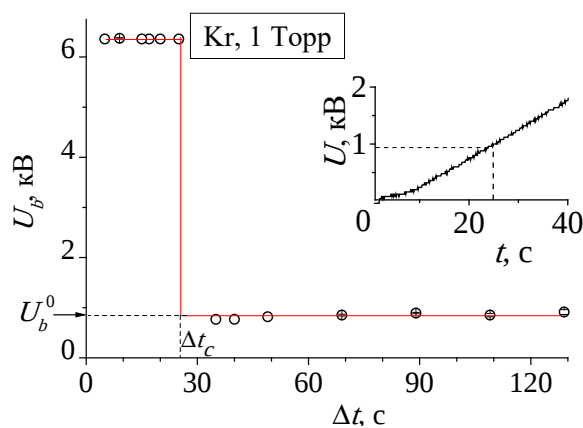


Рис. 6. Зависимость напряжения пробоя от длительности задержки переднего фронта светового импульса относительно начала роста анодного напряжения. Импульс заканчивается позднее пробоя и зажигания разряда. На врезке показана зависимость анодного напряжения от времени. Освещение светодиодом

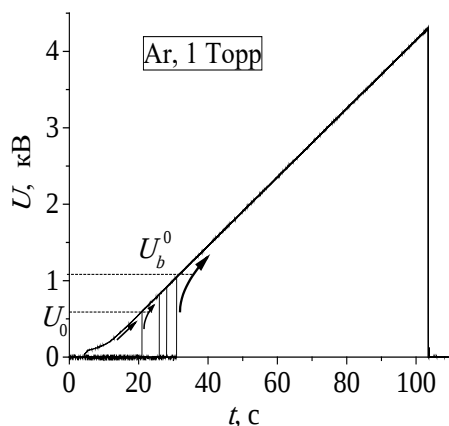


Рис. 7. Временная зависимость потенциала анода при наличии начального скачка.

одинаковое, несмотря на то, что длительность процесса зарядки стенки до момента, когда $U = U_b^0$, для них разная. Это опять согласуется с тем, что зарядка происходит тогда, когда анодное напряжение достигает значения, близкого к U_b^0 . Отметим, что для всех приведенных осциллограмм $U_0 < U_b^0$. Рисунки 8а,б показывают область, где $U_0 \approx U_b^0$, более детально. На обоих графиках две первые осциллограммы смещены для наглядности вверх. Для них, аналогично рис. 7, $U_0 < U_b^0$. Их верхние, почти горизонтальные, отрезки есть, очевидно, начальные участки наклонных прямых рис. 7. Таким образом, они соответствуют ситуации, когда стенка заряжается и поэтому пробой при $U = U_b^0$ не происходит. Две другие осциллограммы соответствуют обратному неравенству, $U_0 > U_b^0$, в этом случае стенка в момент скачка потенциала не заряжена, и тогда пробой происходит на его переднем фронте. Короткий

зашумленный отрезок отвечает протеканию разрядного тока (длительность разрядного импульса 10 мс). Переход от одной картины к другой происходит за время, не превышающее 0.1 с. Таким образом, этого интервала достаточно, чтобы стенка зарядилась до потенциала, при котором пробой при $U = U_b^0$ произойти не может.

Рассмотрим подробнее случай, когда $U_0 < U_b^0$. Можно предложить следующий сценарий происходящего в этом случае. Поскольку время зарядки стенки не превышает 0.1 с, в масштабе времени рис. 7 она происходит мгновенно, и в точке, где $U = U_b^0$, потенциал стенки U_w меняется скачком на некоторую величину u (рис. 9). Так как стенка становится заряженной, пробой в этот момент не происходит, потенциал U продолжает расти, что приводит к дальнейшему заряду стенки, поддерживающему постоянную разность между ее потенциалом и потенциалом анода:

$$U - U_w = U_b^0 - u. \quad (3)$$

Этот процесс происходит до тех пор, пока заряд стенки не достигнет насыщения [3, 4]. После этого потенциал анода возрастает еще немного, до уровня, когда $U - U_w = U_b^0$, и в этот момент, согласно (1), происходит пробой.

Если пробой, на фоне медленного роста анодного напряжения, в точке, где $U = U_A$, инициируется скачком напряжения, как это описано в начале раздела (рис. 2, 3), то из (1) и (3) получается

$$U_b = U_A + u,$$

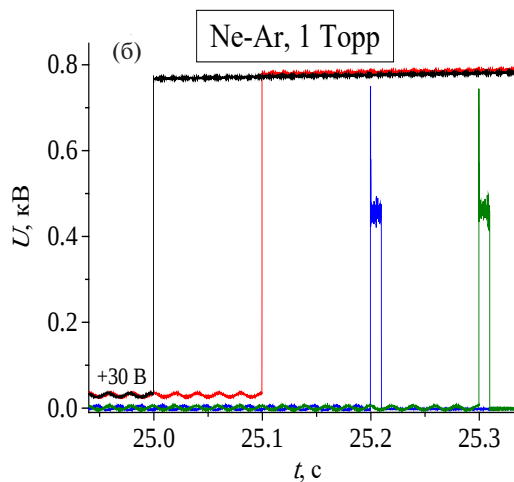
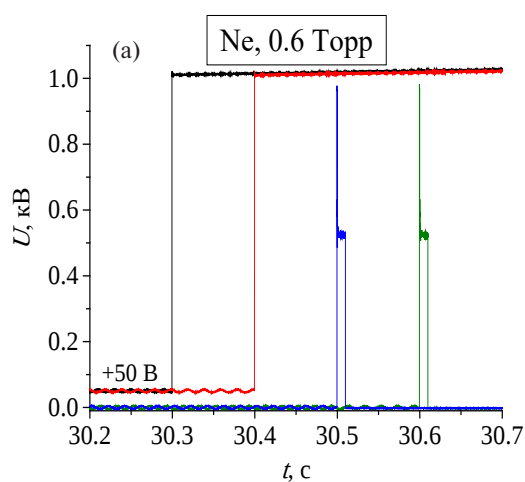


Рис. 8. Временная зависимость потенциала анода при наличии начального скачка в укрупненном масштабе.

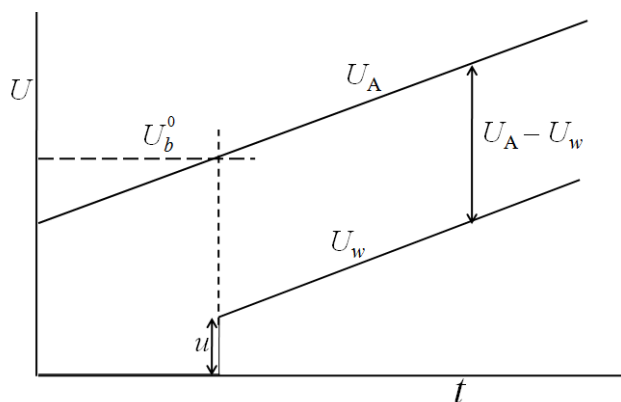


Рис. 9. Эпюры анодного потенциала и (предположительно) потенциала стенки.

то есть соотношение (2). Тем самым проясняется физический смысл величины u , полученной ранее при обработке результатов рис. 4: u — это скачок потенциала стенки, возникающий при приближении потенциала анода к значению U_b^0 .

Поверхностный заряд стенки может влиять на прохождение предпробойной волны ионизации (ВИ). Согласно модели Недоспасова [5], движение волны контролируется локальным пробоем между фронтом волны и стенкой. Наличие заряда на стенке меняет разность потенциалов между ними. Если она уменьшается при движении волны, то волна замедляется и ослабевает, вплоть до полного затухания. Это наблюдалось в работах [3, 4], где к аноду трубки было приложено линейно растущее напряжение, а когда потенциал анода достигал некоторого значения (ниже пробивной величины U_b^0), на

катод подавался положительный импульс прямоугольной формы. Этот импульс генерировал положительную волну ионизации, двигавшуюся к аноду. Волна при приближении к аноду попадала в область одноименно заряженной стенки, из-за чего при своем движении теряла скорость и тем сильнее, чем выше был потенциал анода U . Начиная с некоторых значений U , волна затухала, не достигнув анода. Это подтверждало существование стеночного заряда

В данной работе был проведен подобный эксперимент, только на катод трубки подавался отрицательный прямоугольный импульс длительностью 10 мс. Этот импульс также генерировал волну ионизации, двигавшуюся к аноду. Волна регистрировалась с помощью емкостного зонда, перемещавшегося вдоль трубки [4]. Рис. 10а иллюстрирует ее движение в ситуации, когда потенциал анода равен нулю ($U = 0$). Выходной сигнал зонда ослабевает по мере удаления от катода, как это обычно и происходит [1]. В момент прихода ВИ на анод происходит пробой. На рис. 10б потенциал анода отличен от нуля. Видно сильное изменение характера движения волны: она заметно ускоряется (время пробега длины трубки уменьшается), а изменение амплитуды сигнала становится немонотонным.

На рис. 11 представлены результаты обработки данных рисунков 10 и подобных графиков — зависимость длины пробега ВИ от времени (xt -диаграммы) для различных значений U . Обращает на себя внимание то, что эти кривые заметно меняются только начиная с достаточно больших

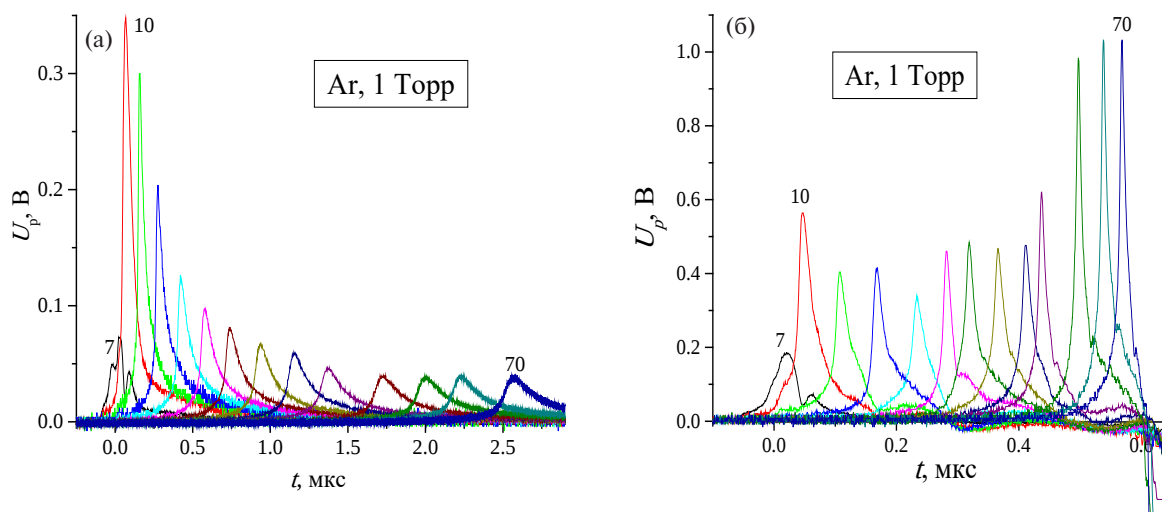


Рис. 10. Сигналы емкостного зонда при регистрации волны ионизации, инициированной приложенным к катоду импульсом отрицательной полярности амплитудой -1.5 кВ. Потенциал анода равен 0 (а) и $+3.5$ кВ (б). Цифры у кривых — расстояние от катода в сантиметрах.

значений U , а именно с таких, которые близки к потенциалу U_b^0 . Причина искажения xt -диаграмм при подаче потенциала на анод может быть объяснена следующим. Здесь, в отличие от предыдущего случая, от катода движется отрицательная ВИ, и, оказываясь в области положительно заряженной стенки, она усиливается и ускоряется. Эффект проявляется тем сильнее, чем выше потенциал анода, так как при этом увеличивается заряд стенки. А тот факт, что это наблюдается только для $U > U_b^0$, подтверждает, что при более низком анодном потенциале зарядки стенки не происходит.

Если исходить из того, что рост напряжения пробоя при потенциалах анода, превышающих U_b^0 , связан с зарядом стенки, можно оценить среднюю по длине трубки величину этого заряда, накопленную к моменту пробоя

$$\begin{aligned} \text{при } U < U_b^0 \quad Q &= 0, \\ \text{при } U \geq U_b^0 \quad Q &= C \times U_w = C \times (U_b - U_b^0), \end{aligned}$$

где C — емкость трубки. Согласно измерениям и оценкам [6, 7], у разрядных трубок, аналогичных использованному в данной работе, $C \approx 15$ пФ. Полученные значения Q для одной из них показаны на графике рис. 4а. Близкие величины получатся, очевидно, и для других трубок. Уточним, что речь идет об усредненном по длине трубки значении. На самом деле плотность заряда, очевидно, максимальна вблизи анода и спадает при удалении от него.

Полученные в данной работе результаты, таким образом, свидетельствуют о том, что механизм

зарядки освещенной стенки, описанный в [3, 4], должен быть уточнен. А именно, заметная зарядка начинается не сразу с момента приложения потенциала к аноду, а только при достижении анодом достаточно высокого потенциала, близкого к U_b^0 . Для объяснения этого факта можно предположить, что квантовый выход фотодесорбции электронов γ_{des} настолько мал, что сам по себе фотоэмиссионный ток не приводит к заметной зарядке стенки. В [3] приводится оценка величины γ_{des} , необходимой для того, чтобы в условиях, аналогичных условиям данной работы, освещение увеличивало напряжение пробоя на 1 кВ: $\gamma_{\text{des}} \approx 10^{-6}$. Но эта оценка получена в предположении, что зарядка стенки происходит в течение всего интервала роста потенциала анода, то есть является средней по этому интервалу. Если значение γ_{des} на самом деле хотя бы на 1–2 порядка меньше, то заряд стенки оказывается слишком мал, чтобы вызвать заметный рост пробивного напряжения. Однако при этом с ростом потенциала анода становится заметной ионизация в промежутке между стенкой и анодом (ионизационное усиление). Эффективность этого процесса зависит от приведенной напряженности электрического поля E/p . При зазоре между анодом и стенкой 1 см, давлении 1 Торр и напряжении 1 кВ получается $E/p = 10^3$ В/(см·Торр). Ионизационный коэффициент Таунсенда η для инертных газов в этом случае $\approx 10^{-2}$ В $^{-1}$ (см. [8], табл. 2.1), что дает увеличение фотоэмиссионного тока на три порядка. Поскольку зависимость η от E/p очень резкая, максимальный ток на анод получается при

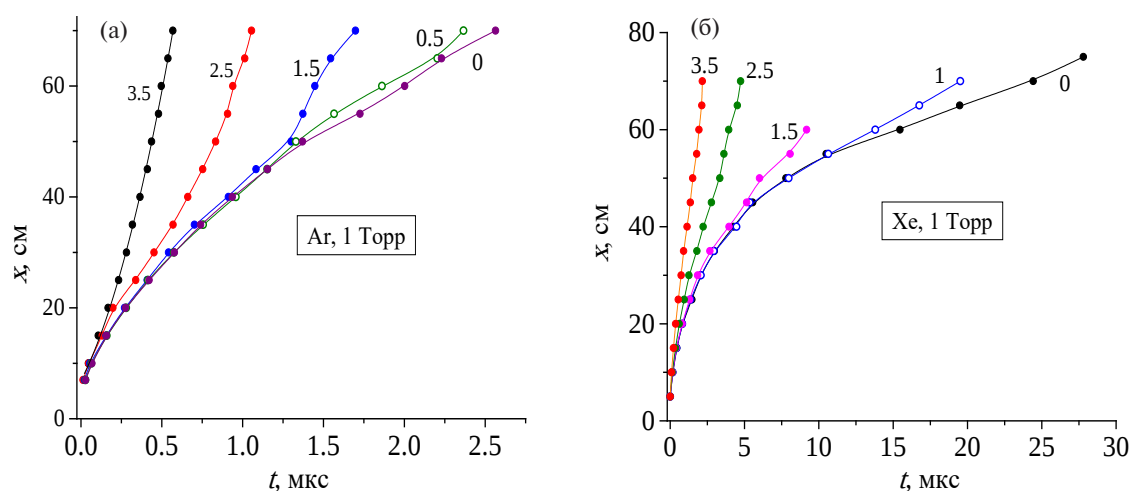


Рис. 11. xt -диаграммы волны ионизации, инициированной приложенным к катоду импульсом отрицательной полярности амплитудой -1.5 кВ, при различных значениях потенциала анода (указаны цифрами у кривых).

наибольшем напряжении $U \approx U_b^0$. Стенка при таком сценарии заряжается в основном в результате дрейфа на нее ионов из области вблизи анода. Очевидно, что приведенное объяснение является чисто качественным и лишь одним из возможных.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В предыдущих работах авторов [3, 4] было обнаружено, что при достаточно медленном росте потенциала анода разрядной трубки ($\sim 10\text{--}100$ В/с) напряжение пробоя U_b в инертных газах может существенно возрасти, если прианодная область трубки освещается излучением видимого диапазона.

В качестве механизма этого эффекта предлагается вызванная освещением фотоэмиссия слабосвязанных электронов, адсорбированных на внутренней поверхности разрядной трубки. Эти электроны под действием электрического поля между стенкой и анодом создают ток, заряжающий стенку вблизи анода. Разность потенциалов между анодом и стенкой уменьшается, в результате чего для создания предпробойной волны ионизации и пробоя требуется более высокое анодное напряжение. В данной работе этот эффект изучается в тех же газах — Ne, Ar, Kr, Xe и смеси Ne-Ar.

Схема питания разряда позволяла измерять напряжение пробоя в условиях, когда стенка предварительно заряжена до определенного потенциала.

Проведенные исследования уточняют описанный выше механизм. Выяснено, что зарядка стенки трубки начинается не от момента начала роста анодного напряжения, а только когда оно приближается к напряжению пробоя, измеренному в отсутствие освещения (U_b^0). При этом

внутренняя поверхность стенки за время, не превышающее 0.1 с, приобретает потенциал 130–200 В. В результате в момент, когда потенциал анода становится равным U_b^0 , пробой освещаемой трубки не происходит. При дальнейшем росте напряжения разность потенциалов между анодом и стенкой сохраняется вплоть до достижения анодом потенциала пробоя, существенно превышающего U_b^0 . Вывод о том, что зарядка стенки трубки начинается только когда потенциал анода приближается к U_b^0 , подтверждается экспериментами с импульсным освещением трубки, а также наблюдением движения волны ионизации, инициируемой дополнительным импульсом, подаваемым на катод до пробоя при заданном анодном напряжении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ионих Ю.З. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 928.
2. Meshchanov A.V., Shishpanov A.I., Bazhin P.S., Ionikh Y.Z. // Plasma Sources Sci. Technol. 2022. V. 31.114010.
3. Мещанов А.В., Дьячков С.А., Ионих Ю.З. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 924.
4. Meshchanov A.V., Shishpanov A.I., Ionikh Y.Z. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2024. V. 57.015204.
5. Недоспасов А.В., Новик А.Е. // ЖТФ. 1960. Т. 30. С. 1329.
6. Калинин С.А., Капитонова М.А., Матвеев Р.М. и др. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 870.
7. Мещанов А.В., Ионих Ю.З., Акишев Ю.С. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 1043.
8. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившейся ток. М.: Наука, 1971.

ON THE PROCESSES OF CHARGING THE WALL OF A DISCHARGE TUBE UNDER EXTERNAL ILLUMINATION

A. V. Meshchanov^a, Yu. Z. Ionikh^{a,*}

^a *St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia*

^{*}*e-mail: y.ionikh@spbu.ru*

The breakdown and discharge ignition in discharge tubes with a diameter of about 1 cm and a length of 80 cm in inert gases (neon, argon, krypton, and xenon) at a pressure of about 1 Torr are studied experimentally. The tube is illuminated by radiation from continuous or pulsed light sources in the visible spectrum range. A ramp voltage with a small slope steepness (of about 50 V/s) is applied to the anode of the tube. Previously, the authors established that under these conditions external illumination can increase the breakdown voltage in several times. This effect was explained by the appearance of a charge on the tube wall as a result of photodesorption of electrons from its inner surface. In this work, it is found that charging the wall begins only when the anode potential approaches the breakdown potential measured without illumination. In addition, it is found that during the increase in the voltage on the anode and charging the wall, the anode potential differs from the breakdown potential by a constant and small value (less than 200 V).

Keywords: breakdown, discharge tube, ionization wave

УДК 537.924

НУЛЬМЕРНАЯ МОДЕЛЬ СВЧ-РАЗРЯДА В ВОДЕ ПРИ БАРБОТИРОВАНИИ МЕТАНА ЧЕРЕЗ РАЗРЯДНУЮ ЗОНУ

© 2024 г. Ю. А. Лебедев^{а,*}, Т. С. Батукаев^а, И. В. Билера^а,
А. В. Татаринов^а, А. Ю. Титов^а, И. Л. Эпштейн^а

^аИнститут нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева РАН, Москва, Россия

*e-mail: lebedev@ips.ac.ru

Поступила в редакцию 31.05.2024 г.

После доработки 20.06.2024 г.

Принята к публикации 22.06.2024 г.

В нульмерном приближении проведено моделирование СВЧ-разряда внутри пузырька с метаном в кипящей воде с учетом изменения размера плазменного пузыря. Также проведено моделирование процесса заделки продуктов реакций после отрыва пузыря от поверхности электрода. Рабочее давление — одна атмосфера. Показано, что основными продуктами являются H_2 , CO_2 и CO . Отношение концентраций CO_2 и CO зависит от отношения начальных потоков паров воды и метана. Рассчитанные концентрации основных продуктов разложения метана и воды хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Ключевые слова: СВЧ-разряд в воде, получение водорода из метана, паровой риформинг, моделирование

DOI: 10.31857/S0367292124080108, **EDN:** NZRWWM

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время растет интерес к получению водорода и водородсодержащих газов. Ожидается, что водородное топливо станет безопасным и доступным источником энергии для устойчивого развития с точки зрения загрязнения воздуха, энергетической безопасности и изменения климата.

В настоящее время ведутся обширные исследования по использованию водорода в качестве замены традиционных источников энергии. Водород удовлетворяет главному условию — экологичности и при этом обладает самой высокой теплотворной способностью по сравнению с другими видами топлива (тепло, выделяемое при сгорании водорода, составляет $142 \text{ кДж} \cdot \text{г}^{-1}$ по сравнению с $47 \text{ кДж} \cdot \text{г}^{-1}$ для бензина, $29.7 \text{ кДж} \cdot \text{г}^{-1}$ для этанола, $15 \text{ кДж} \cdot \text{г}^{-1}$ для древесины, $27 \text{ кДж} \cdot \text{г}^{-1}$ для угля и $54 \text{ кДж} \cdot \text{г}^{-1}$ для природного газа [1]).

Ответ на вопрос, сможет ли водород удовлетворить мировые потребности в качестве энергоносителя, не столь очевиден. Эта проблема подробно рассмотрена в [2] и обоснован вывод о том, что на начальном этапе развития водород-

ной энергетики наиболее реальным способом преодоления сложных проблем транспортировки и хранения водорода является его рассредоточенное малотоннажное производство непосредственно в местах потребления.

Основными рассматриваемыми методами получения водорода из углеводородов (чаще всего используется метан) являются паровой риформинг, углекислотный риформинг, парциальное окисление и пиролиз [3–5]. При этом основным промышленным методом получения водорода является паровой риформинг в присутствии катализатора, но ведутся широкие исследования по поиску альтернативных путей получения водорода.

В последнее время большое внимание уделяется проблеме получения водорода с использованием низкотемпературной плазмы [6–23]. Для этого используются различные типы электрических разрядов. Это барьерные, высокочастотные, СВЧ, дуговые разряды в газовых средах, содержащих углеводороды или пары спирта.

Одним из новых типов разряда, изучаемых для решения различных прикладных задач и, в част-

ности, для получения водорода, является СВЧ-разряд в жидких углеводородах и водных растворах спиртов [24–41]. Разряд является нестационарным, и плазмохимические процессы протекают в газовом пузыре, расположенном внутри жидкости на конце СВЧ-антенны. По истечении определенного времени, необходимого для увеличения размеров пузыря до значений, которое обеспечивает равенство нулю результирующих сил гравитации, поверхностного натяжения и возникающей разности давлений, пузырь отрывается от антенны, и плазма в нем исчезает. При этом за счет испарения жидкости в объем пузыря происходит естественная закалка продуктов реакций.

В настоящей работе представлена нестационарная нульмерная модель процессов в СВЧ-разряд в воде при атмосферном давлении при барботировании метана через область разряда с учетом закалки продуктов после прекращения разряда. Результаты моделирования сопоставлены с результатами экспериментов. Эксперименты проводились на установке, предназначенной для получения и исследования СВЧ-разряда в жидкостях при атмосферном давлении и подробно описанной в [40, 41]. В качестве жидкости использовалась вода, измерения проводились при падающей СВЧ-мощности 600 Вт и расходах метана 25–75 мл/мин.

Заметим, что известны результаты экспериментов по проведению парового риформинга метана в СВЧ-разряде в воде при давлении около 10 кПа [42–44].

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Разряд представляет собой последовательность растущих на торце электрода-антенны пузырей, которые, достигнув определенного размера, отрываются от электрода, всплывают и схлопываются на поверхности воды. После отрыва от электрода разряд в пузыре прекращается, газовая температура внутри пузыря резко падает до температуры кипения воды и пузырь с продуктами, образовавшимися в результате плазмохимических процессов и последующей закалки, поднимается вверх (рис. 1, 2).

В работе описана нестационарная нульмерная модель при условии постоянства давления, равного 1 атмосфере. Через внешние стенки пузыря задается поток паров испаряющейся воды, а также вводится газ метан. Поток вводимого пара соот-

ветствует испарению кипящей воды внутри пузыря (рис. 2).

Модель включает в себя уравнения неразрывности для всех нейтральных и заряженных компонент плазмы вида

$$\frac{d(V_r c_i)}{dt} = V_r R_i + a F_{\text{CH}_4} c_{\text{CH}_4} + b F_{\text{H}_2\text{O}} c_{\text{H}_2\text{O}}. \quad (1)$$

Здесь c_i — мольные концентрации компонент, моль/м³; $a = 1$ при $c_i = c_{\text{CH}_4}$ и $b = 1$ при $c_i = c_{\text{H}_2\text{O}}$ соответственно, в остальных случаях: $a = b = 0$.

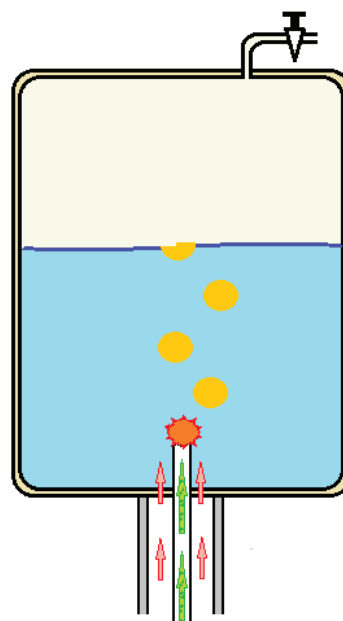


Рис. 1. Схема образования плазменных пузырей в воде. Стрелками внутри центральной трубки-антенны показана подача метана. Стрелки вне трубки-антенны — СВЧ-волны. На торце центральной электрода-антенны расположен пузырь с плазмой. Всплывающие пузыри находятся вне зоны разряда, они содержат продукты химических реакций, происходящих в процессе закалки.

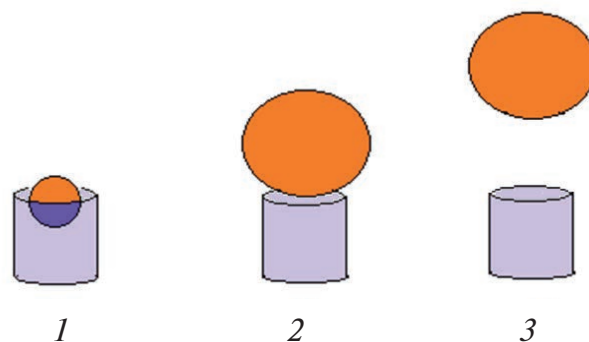


Рис. 2. Эволюция пузыря в нульмерной модели: 1 — пузырь в начальный момент, 2 — пузырь в момент отрыва, 3 — всплытие пузыря.

V_r — текущий объем пузыря, м^3 ; R_i — суммарная скорость реакции i -й компоненты, $\text{моль} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$; F_{CH_4} — объемная скорость поступления метана в плазменный пузырь, $\text{м}^3/\text{с}$, $F_{\text{H}_2\text{O}} = \bar{F}_{\text{H}_2\text{O}}(T - T_0) / T_0$ — объемная скорость поступления испаряемого водяного пара в плазменный пузырь в момент времени t , $\bar{F}_{\text{H}_2\text{O}}$ — константа, величина которой примерно равна потоку водяного пара внутрь пузыря при обычном кипении на ранней стадии [45], $\text{м}^3/\text{с}$. Ее значение в расчетах являлось варьируемым параметром. T — текущая газовая температура внутри пузыря, $T_0 = 373 \text{ К}$ — температура кипения воды. Константы скоростей реакций электронных процессов рассчитывались как функции значений приведенного поля E_{mw}/N с помощью программы BOLSIG+ [46]. Здесь E_{mw} — некоторое однородное по пространству пузыря поле внутри плазмы, $\text{В} \cdot \text{м}^{-1}$, N — концентрация тяжелых частиц, м^{-3} . Ссылки на используемые сечения взаимодействия электронов с нейтральными частицами приведены в табл. 1 [47–56].

Расширение пузыря с плазмой при условии постоянного давления происходит за счет следующих процессов: 1) изменения суммарного числа частиц за счет химических процессов, 2) постоянного потока метана через подводящую трубку, 3) испарения окружающей воды внутрь пузыря с плазмой, 4) изменение температуры плазмы за счет химических реакций и омического нагрева:

$$\frac{dV_r}{dt} = V_p + F_{\text{CH}_4} + F_{\text{H}_2\text{O}} + \frac{V_r}{T} \frac{dT}{dt}, \quad (2)$$

где $V_p = (V_r RT / p) \sum r_i$, r_i — скорость тех реакций, в которых происходит изменение числа частиц, $\text{моль} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, p — давление, Па.

Для вычисления температуры использовалось уравнение теплопроводности, записанное в виде

$$\begin{aligned} V_r \sum c_i C_{p_i} \frac{dT}{dt} = & \alpha P_{in} + P_{vap} + V_r \sum Q_i \\ & + F_{\text{CH}_4} c_{\text{CH}_4} (h_{\text{CH}_4}^0 - h_{\text{CH}_4}) + \\ & + F_{\text{H}_2\text{O}} c_{\text{H}_2\text{O}} (h_{\text{H}_2\text{O}}^0 - h_{\text{H}_2\text{O}}) - \\ & - 8\sqrt{V_r} \lambda_{\text{H}_2} (T - T_0). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь C_{p_i} — теплоемкость при постоянном давлении i -й компоненты, $\text{Дж} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$; P_{in} — мощность, поглощенная разрядом от СВЧ источника ($f = 2.45 \text{ ГГц}$), являющаяся заданным параметром, которая по оценке из данных экспери-

ментов составляет 200–300 Вт; α — доля СВЧ энергии, идущая в разогрев газа; P_{vap} — мощность, затрачиваемая на испарение поступающего пара в пузырь, $P_{vap} = -L\rho_{vap}F_{\text{H}_2\text{O}}$, где L — удельная теплота парообразования воды, $\text{Дж}/\text{кг}$; ρ_{vap} — плотность водяного пара при температуре кипения, $\text{кг}/\text{м}^3$; Q_i — тепловые эффекты реакций, $\text{Вт}/\text{м}^3$; λ_{H_2} — коэффициент теплопроводности водорода, $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$; $h_{\text{CH}_4}^0$, $h_{\text{H}_2\text{O}}^0$ — энтальпии метана и воды, поступающих в пузырь, $\text{Дж}/\text{моль}$; h_{CH_4} , $h_{\text{H}_2\text{O}}$ — энтальпии метана и воды при температуре T . Для простоты считалось, что коэффициенты теплопроводности всех компонент газовой смеси одинаковы и равны коэффициенту теплопроводности для молекулярного водорода. Такое допущение соответствует максимальному отводу тепла.

Удельная мощность $P = P_{in}/V_r$ связана с электронной проводимостью σ ($\text{Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$) следующим выражением:

$$P = \sigma E_{mw}^2. \quad (4)$$

Отсюда определяется СВЧ-поле в плазме $E_{mw} = \sqrt{P / \sigma}$.

Проводимость плазмы [57]

$$\sigma = \epsilon_0 \nu n_e / \bar{n} \quad (5)$$

определяется электронной плотностью $n_e = c_e N_A$, м^{-3} , с нормировкой $\bar{n} = (\epsilon_0 m_e / e^2)(\omega^2 + \nu^2)$, м^{-3} , и частотой столкновений ν электронов с тяжелыми нейтральными частицами плазмы, с^{-1} . Здесь m_e и e масса и заряд электрона, N_A — число Авогадро, моль^{-1} .

Для описания термических процессов используется набор реакций GRI-Mech Version 3.0 [58], дополненный реакциями для C, C₂ и для заряженных частиц (табл. 1). Список нейтральных компонент, учитываемый при моделировании процессов в плазме следующий O, O¹(D), O₂, H, OH, H₂, HO₂, H₂O₂, CH, CO, CH₂, HCO, CH₃, CH₂O, CH₄, CO₂, CH₂OH, CH₃O, CH₃OH, C₂H, C₂H₂, HCCO, C₂H₃, CH₂CO, C₂H₄, C₂H₅, C₂H₆, H₂O, C, HCCOH, CH₂CHO, CH₃CHO, C₃H₈, C₃H₇, C₂, C₂O.

Список учитываемых заряженных частиц: H₂O⁺, H₃O⁺, H₅O₂⁺, CO⁺, CH₄⁺, C₂H₂⁺, C₂H₄⁺, C₂H₆⁺, H₂⁺, H₃⁺, O₂⁺, e, H⁺, O⁺, OH⁺.

3. ПРОЦЕДУРА РАСЧЕТА

Заданными параметрами расчета являлись поглощенная мощность P , начальный объем пузыря V_0 , начальная температура T_0 , значение объ-

Таблица 1. Схема плазмохимических процессов для заряженных частиц, дополненная реакциями для $O^1(D)$, C, C_2 в смеси паров воды и метана.

№	Реакции	Константы скоростей реакций $m^{3(n-1)} \text{ моль}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, n – порядок реакции. Энергия активации – Дж/моль. T (К), T_e (эВ)	Лит-ра
Диссоциация электронным ударом			
1	$CH_4 + e \rightarrow CH_3 + H + e$	$k(E/N)$	[47, 48]
2	$CH_4 + e \rightarrow CH_2 + H_2 + e$	$k(E/N)$	[47, 48]
3	$CH_4 + e \rightarrow CH + H_2 + H + e$	$k(E/N)$	[47, 48]
4	$C_2H_2 + e \rightarrow C_2H + H + e$	$k(E/N)$	[49, 50]
5	$C_2H_4 + e \rightarrow C_2H_3 + H + e$	$k(E/N)$	[49, 50]
6	$C_2H_4 + e \rightarrow C_2H_2 + H_2 + e$	$k(E/N)$	[49, 50]
7	$C_2H_6 + e \rightarrow C_2H_5 + H + e$	$k(E/N)$	[49, 50]
8	$C_2H_6 + e \rightarrow C_2H_2 + 2H_2 + e$	$k(E/N)$	[49, 50]
9	$C_2H_6 + e \rightarrow C_2H_2 + H_2 + e$	$k(E/N)$	[49, 50]
10	$e + H_2O \rightarrow H + OH + e$	$k(E/N)$	[51]
Ионизация прямым электронным ударом			
11	$CH_4 + e \rightarrow CH_4^+ + 2e$	$k(E/N)$	[47]
12	$C_2H_2 + e \rightarrow C_2H_2^+ + 2e$	$k(E/N)$	[49]
13	$C_2H_4 + e \rightarrow C_2H_4^+ + 2e$	$k(E/N)$	[49]
14	$C_2H_6 + e \rightarrow C_2H_6^+ + 2e$	$k(E/N)$	[49]
15	$CO + e \rightarrow CO^+ + 2e$	$k(E/N)$	[47]
16	$H_2 + e \rightarrow H_2^+ + 2e$	$k(E/N)$	[47]
17	$CO_2 + e \rightarrow CO_2^+ + 2e$	$k(E/N)$	[47]
18	$H_2O + e \rightarrow H_2O^+ + 2e$	$k(E/N)$	[51]
Реакции возбуждения			
19	$e + O \rightarrow e + O^1(D)$	$k(E/N)$	[49]
Прилипание			
20	$e + H_2O \rightarrow H^- + OH$	$k(E/N)$	[51]
21	$e + H_2O \rightarrow O^- + H_2$	$k(E/N)$	[51]
22	$e + H_2O \rightarrow OH^- + H$	$k(E/N)$	[51]
23	$e + CO_2 \rightarrow CO + O^-$	$k(E/N)$	[47]
24	$e + CO \rightarrow C + O^-$	$k(E/N)$	[47]
25	$e + O_2 \rightarrow O^- + O$	$6.452 \cdot 10^8$	[52]
Отлипание			
26	$e + OH^- \rightarrow OH + 2e$	$k(E/N)$	[53]
27	$e + H^- \rightarrow H + 2e$	$6.02 \cdot 10^{11}$	[54]
28	$e + O^- \rightarrow O + 2e$	$2.4 \cdot 10^{10}$	[54]
29	$O^- + O \rightarrow O_2 + e$	$9.03 \cdot 10^7$	[55]
30	$H^- + O_2 \rightarrow HO_2 + e$	$7.26 \cdot 10^8$	[55]

Таблица 1. Продолжение

№	Реакции	Константы скоростей реакций $\text{м}^{3(n-1)} \text{моль}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, n – порядок реакции. Энергия активации – Дж/моль. T (К), T_e (эВ)	Лит-ра
31	$\text{OH}^- + \text{H} \rightarrow \text{H}_2\text{O} + e$	$6.02 \cdot 10^9$	[55]
32	$\text{O}^- + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + e$	$3.614 \cdot 10^8$	[55]
33	$\text{OH}^- + \text{HO}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{O}_2 + e$	$6.023 \cdot 10^8$	[55]
34	$\text{O}^- + \text{CO} \rightarrow \text{CO}_2 + e$	$3.9 \cdot 10^8$	[55]
Ион-молекулярные реакции			
35	$\text{H}_2\text{O} + \text{H}_2\text{O}^+ \rightarrow \text{OH} + \text{H}_3\text{O}^+$	$3.01 \cdot 10^8$	[55]
36	$\text{H}_2 + \text{H}_2\text{O}^+ \rightarrow \text{H} + \text{H}_3\text{O}^+$	$8.431 \cdot 10^8$	[55]
37	$\text{H}^- + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{OH}^- + \text{H}_2$	$2.288 \cdot 10^9$	[55]
38	$\text{O}_2 + \text{H}_2\text{O}^+ \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{O}_2^+$	$9.033 \cdot 10^7$	[55]
39	$\text{CH}_4 + \text{CO}_2^+ \rightarrow \text{CO}_2 + \text{CH}_4^+$	$3.32 \cdot 10^8$	[55]
40	$\text{H}_2\text{O} + \text{CO}_2^+ \rightarrow \text{CO}_2 + \text{H}_2\text{O}^+$	$1.23 \cdot 10^9$	[55]
41	$\text{H}_2 + \text{H}_2^+ \rightarrow \text{H} + \text{H}_3^+$	$1.2 \cdot 10^9$	[55]
Реакции с участием C, C ₂ и O ¹ (D)			
42	$\text{C}_2\text{H} + \text{OH} \leftrightarrow \text{C}_2 + \text{H}_2\text{O}$	$3 \cdot 10^7$	[56]
43	$\text{C}_2 + \text{H}_2 \leftrightarrow \text{C}_2\text{H} + \text{H}$	$6.62 \cdot 10^7 \exp(-33256.62 / (RgT))$	[56]
44	$\text{C}_2 + \text{O} \leftrightarrow \text{C} + \text{CO}$	$3.6 \cdot 10^8$	[56]
45	$\text{C}_2 + \text{O}_2 \rightarrow 2\text{CO}$	$8.97 \cdot 10^6 \exp(-4096.83 / (RgT))$	[56]
46	$\text{C}_2 + \text{OH} \leftrightarrow \text{C}_2\text{O} + \text{H}$	$5 \cdot 10^7$	[56]
47	$\text{H}_2\text{O} + \text{C} \leftrightarrow \text{CH} + \text{OH}$	$7.826 \cdot 10^5 T^{0.67} \exp(-164413.35 / (RgT))$	[56]
48	$\text{CH} + \text{CH} \leftrightarrow \text{C}_2 + \text{H}_2$	$5 \cdot 10^6$	[56]
49	$\text{CH}_2 + \text{M} \leftrightarrow \text{C} + \text{H}_2 + \text{M}$	$1.7 \cdot 10^8 \exp(-267748.2 / (RgT))$	[56]
50	$\text{CH} + \text{O} \leftrightarrow \text{C} + \text{OH}$	$1.517 \cdot 10^7 \exp(-19786.11 / (RgT))$	[56]
51	$\text{C} + \text{C} + \text{M} \leftrightarrow \text{C}_2 + \text{M}$	$299.71 \exp(-4179.93 / (RgT))$	[56]
52	$\text{C} + \text{CH} \leftrightarrow \text{C}_2 + \text{H}$	$5 \cdot 10^7$	[56]
53	$\text{O}^1(\text{D}) + \text{CO} \rightarrow \text{CO}_2$	$4.8 \cdot 10^7$	[55]
54	$\text{O}^1(\text{D}) + \text{CH}_4 \rightarrow \text{CO}_3 + \text{OH}$	$1.8 \cdot 10^8$	[55]
55	$\text{O}^1(\text{D}) + \text{H}_2\text{O} \rightarrow 2\text{OH}$	$1.33 \cdot 10^8$	[55]
Ион-ионная рекомбинация			
56	$\text{O}^- + \text{H}_2\text{O}^+ \rightarrow \text{O} + \text{H}_2\text{O}$	$6.203 \cdot 10^{10}$	[55]

Таблица 1. Окончание

№	Реакции	Константы скоростей реакций $\text{м}^{3(n-1)} \text{моль}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, n – порядок реакции. Энергия активации – Дж/моль. T (К), T_e (эВ)	Лит-ра
57	$\text{OH}^- + \text{H}_2\text{O}^+ \rightarrow \text{OH} + \text{H}_2\text{O}$	$6.323 \cdot 10^{10}$	[55]
58	$\text{H}^- + \text{H}_2\text{O}^+ \rightarrow \text{H} + \text{H}_2\text{O}$	$1.855 \cdot 10^{11}$	[55]
59	$\text{OH}^- + \text{H}_2^+ \rightarrow \text{H}_2 + \text{OH}$	$1.158 \cdot 10^{11}$	[55]
60	$\text{H}^- + \text{H}_2^+ \rightarrow \text{H}_2 + \text{H}$	$1.38 \cdot 10^{11}$	[55]
61	$\text{H}^- + \text{H}_3^+ \rightarrow \text{H}_2 + \text{H}_2$	$1.38 \cdot 10^{11}$	[55]
Электрон-ионная рекомбинация			
62	$e + \text{CH}_4^+ \rightarrow \text{CH}_3 + \text{H}$	$3 \cdot 10^{10} (T_e \times 38.69)^{-0.5}$	[55]
63	$e + \text{C}_2\text{H}_2^+ \rightarrow \text{C}_2\text{H} + \text{H}$	$3.5 \cdot 10^{10} (T_e \times 38.68)^{-0.71}$	[55]
64	$e + \text{C}_2\text{H}_4^+ \rightarrow \text{C}_2\text{H}_3 + \text{H}$	$2.88 \cdot 10^{10} (T_e \times 38.68)^{-0.71}$	[55]
65	$e + \text{C}_2\text{H}_6^+ \rightarrow \text{C}_2\text{H}_5 + \text{CH}$	$3.33 \cdot 10^{10} (T_e \times 38.68)^{-0.71}$	[55]
66	$e + \text{CO}^+ \rightarrow \text{C} + \text{O}$	$3.81 \cdot 10^{12} T_e^{-0.55}$	[55]
67	$e + \text{O}_2^+ \rightarrow \text{O} + \text{O}^1(\text{D})$	$6.5 \cdot 10^{10} (T_e \times 11610 / 300)^{0.7}$	[55]
68	$e + \text{H}_5\text{O}_2^+ \rightarrow \text{H} + 2\text{H}_2\text{O}$	$1.444 \cdot 10^{12} (0.026 / T_e)^{0.08}$	[55]
69	$e + \text{H}_3\text{O}^+ \rightarrow \text{H} + \text{H}_2\text{O}$	$6 \cdot 10^{10} / T_e^{0.7}$	[55]
70	$e + \text{O}_2^+ \rightarrow 2\text{O}$	$2 \cdot 10^{-14} N_A (0.026 / T_e)^{0.5}$	[55]
71	$e + \text{H}_3^+ \rightarrow \text{H}_2 + \text{H}$	$6 \cdot 10^{10}$	[51]
72	$e + \text{H}_2^+ \rightarrow \text{H} + \text{H}$	$6 \cdot 10^{10}$	[51]

емной скорости поступления метана F_{CH_4} , начальная объемная скорость поступления испаряемого водяного пара $\bar{F}_{\text{H}_2\text{O}}$. Скорость поступления метана бралась из эксперимента, $\bar{F}_{\text{H}_2\text{O}}$ варьировалась в интервале $(0.5-5) F_{\text{CH}_4}$.

Оценка времени роста пузыря до момента его отрыва от поверхности антенны из результатов экспериментов дает значение порядка 10^{-3} с. При моделировании процессов после отрыва пузыря от антенны считалось, что СВЧ-поле внутри пузыря становится равным нулю и, следовательно, процессы при электронном ударе (диссоциации, ионизации) не происходят. Поступление метана в пузырь прекращается. За счет интенсивного испарения воды происходит быстрое снижение газовой температуры, что соответствует интенсивному процессу закалки.

Расчет проводился до времени 0.1 с, что примерно соответствует времени всплытия пузырька на поверхность.

Моделирование проводилось при помощи программы Comsol 3.5a [59], использующей метод конечных элементов.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Для проведения расчетов необходимо задать поток водяного пара, поступающего в пузырь за счет испарения. Проанализируем влияние величины $M = \bar{F}_{\text{H}_2\text{O}} / F_{\text{CH}_4}$ на полученные в расчете величины. Рассмотрим три значения величины $M = 5, 3, 0.5$. На рис. 3 показаны рассчитанные значения газовой температуры для этих случаев.

Нагрев газа осуществлялся в основном за счет омического нагрева электронной компоненты.

Суммарный тепловой эффект за счет всех химических процессов приводит к падению температуры.

На ранних временах порядка 10^{-7} – 10^{-5} с рост диаметра пузыря связан с ростом газовой температуры. На временах, превышающих 10^{-4} с, рост пузыря осуществляется в основном за счет потока испаряющейся воды, и поэтому при больших M диаметр пузыря больше (рис. 4). Величина приведенного поля зависит как от СВЧ поля, так и от температуры. На участке от 10^{-8} до 10^{-7} с изменение величины приведенного поля связано только с изменением концентрации электронов, так как газовая температура на этих временах постоянна.

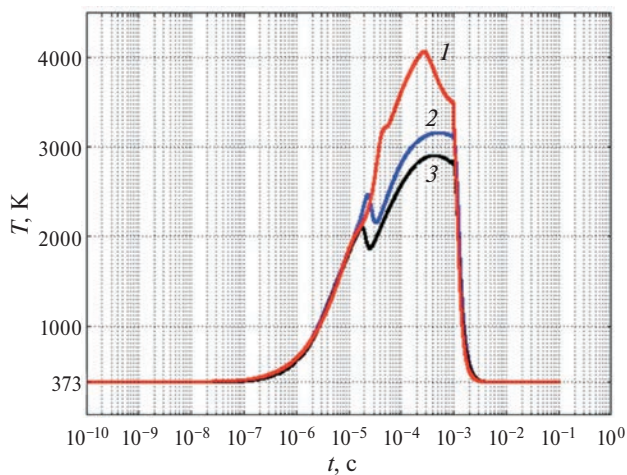


Рис. 3. Зависимость газовой температуры в пузыре от времени для разных значений величины M при значении $P = 200$ Вт, $F_{\text{CH}_4} = 50$ мл/мин: 1 – $M = 0.5$; 2 – $M = 3$, 3 – $M = 5$.

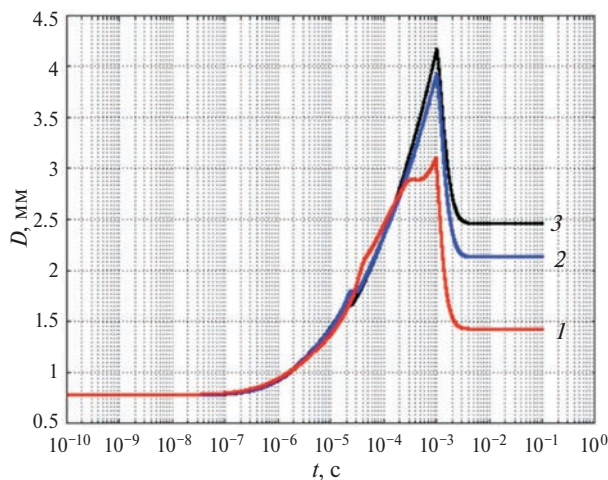


Рис. 4. Эволюция размера плазменного пузыря: 1 – $M = 0.5$; 2 – $M = 3$, 3 – $M = 5$. $P = 200$ Вт, $F_{\text{CH}_4} = 50$ мл/мин.

На этих временах концентрация электронов падает с ростом потока водяного пара, так как с ростом водяного пара увеличивается гибель электронов за счет процесса прилипания. На временах 10^{-5} – 10^{-4} с приведенное поле увеличивается в связи с резким ростом газовой температуры, величина приведенного поля больше для меньшего значения потока водяного пара, так как для этого случая газовая температура больше (рис. 5).

На рис. 6 показаны временные зависимости концентраций заряженных компонент для начального отношения потоков $M = 3$.

Для всех рассчитанных нами случаев при временах более 10^{-5} с концентрация электронов

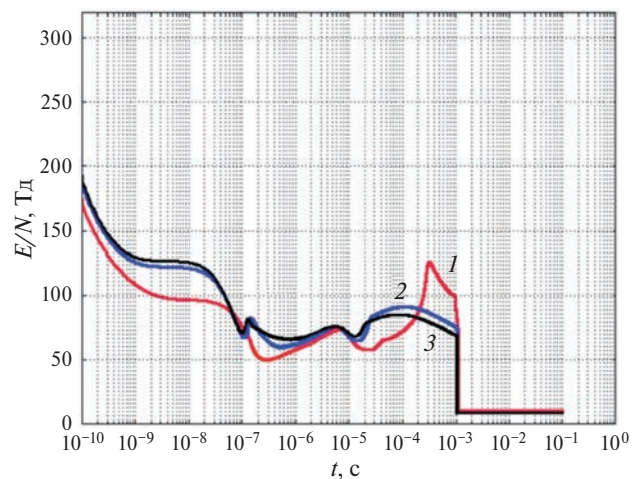


Рис. 5. Эволюция среднего приведенного поля: 1 – $M = 0.5$; 2 – $M = 3$, 3 – $M = 5$. $P = 200$ Вт, $F_{\text{CH}_4} = 50$ мл/мин.

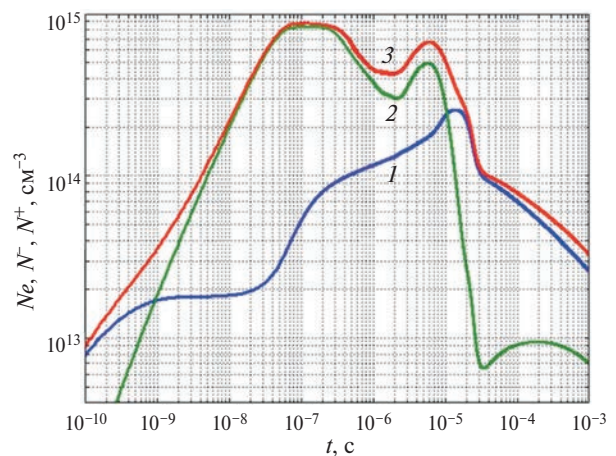


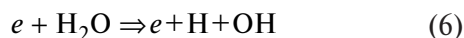
Рис. 6. Концентрации основных заряженных частиц до отрыва пузыря от антенны: 1 – электроны; 2 – сумма концентраций отрицательных ионов, 3 – сумма концентраций положительных ионов. $M = 3$, $P = 200$ Вт, $F_{\text{CH}_4} = 50$ мл/мин.

больше суммарной концентрации отрицательных ионов. На меньших временах — наоборот. Основными отрицательно заряженными частицами являются ионы OH^- и O^- (рис. 6).

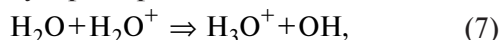
Концентрация электронов меняется в диапазоне $10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Основным положительным ионом является ион H_3O^+ . При уменьшении потока водяного пара на временах $10^{-6} - 10^{-4} \text{ с}$ существенными становятся углеводородные ионы (C_2H_2^+ , C_2H_4^+ , CH_4^+).

На рис. 7 показаны временные зависимости концентраций основных компонент для разных значений M . Основными полученными компонентами являются молекулярный водород, окись углерода и диоксид углерода.

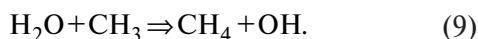
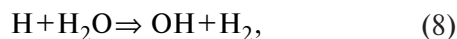
Первоначальными процессами разложения водяного пара для всех значений величины M являются диссоциация электронным ударом



и ион-молекулярная реакция

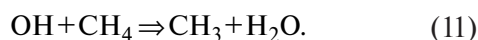
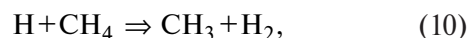


приводящие к образованию радикала OH и атома H . Основное разложение водяного пара проходит на временах $10^{-5} - 10^{-4} \text{ с}$ (рис. 7) в реакциях



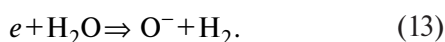
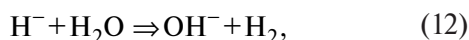
С ростом пузыря основное влияние на концентрацию водяного пара в пузыре оказывает испарение воды, так как количество поступающего в пузырь водяного пара растет с ростом температуры (рис. 7).

Основные процессы гибели метана — это реакции



Во всех случаях характерное время этих процессов порядка 10^{-4} с . Поэтому в пузыре во время его отрыва метана уже нет.

Наработка водорода проходит в несколько этапов по времени. На ранней стадии $10^{-10} - 10^{-6} \text{ с}$ водород образуется за счет процессов прилипания



На более поздних стадиях включаются химические реакции с участием молекул и радикалов.

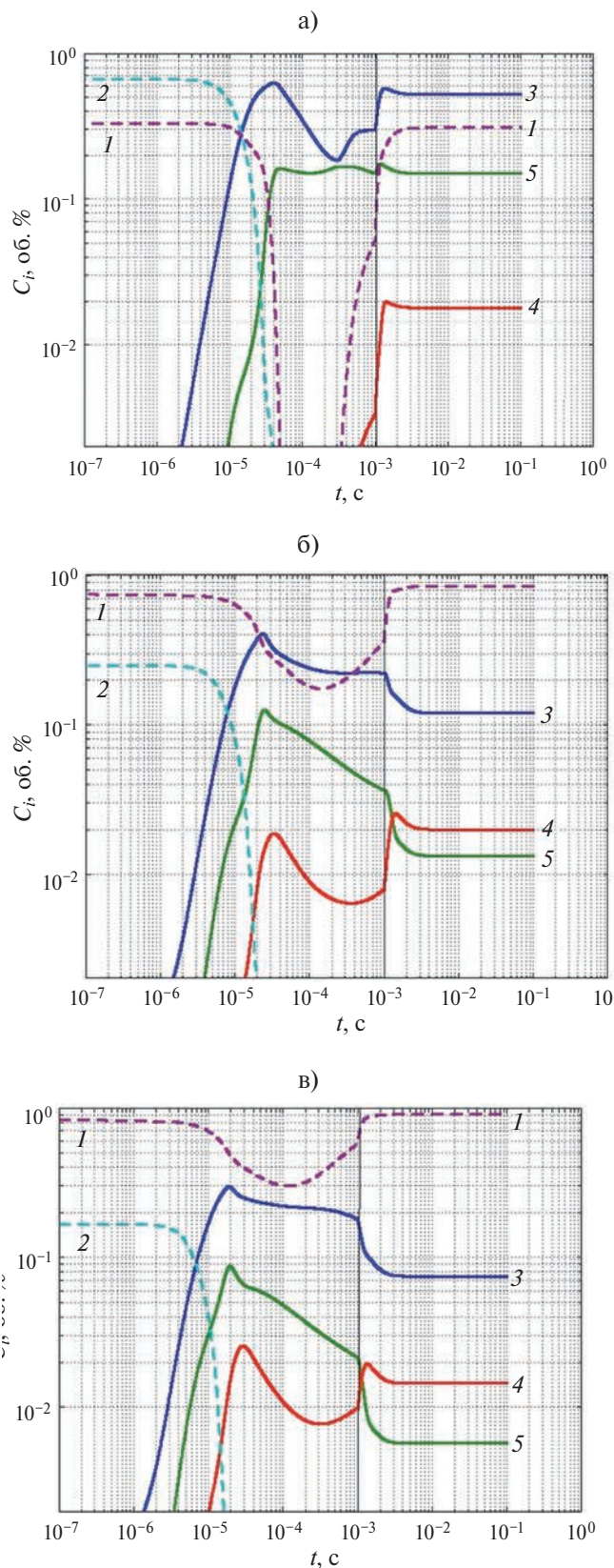
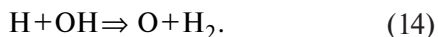


Рис. 7. Концентрации основных нейтральных частиц до отрыва пузыря от антенны для разных величин M : $M = 0.5$ (а); $M = 3$ (б), $M = 5$ (с); 1 — H_2O , 2 — CH_4 , 3 — H_2 , 4 — CO_2 , 5 — CO . $P = 200 \text{ Вт}$, $F_{\text{CH}_4} = 50 \text{ мл/мин}$.

На стадии 10^{-6} – 10^{-5} с основной вклад в образование H_2 дает реакция (10). При отношении входных потоков водяного пара и метана $M = 3$ и $M = 5$ доля водорода убывает на поздних стадиях вплоть до момента отрыва пузыря. Особенно это заметно при соотношении $M = 5$. Такое уменьшение водорода объясняется увеличением потока F_{H_2O} водяного пара внутрь пузыря за счет роста его температуры. Таким образом доля водорода уменьшается за счет увеличения доли водяного пара. Небольшой рост концентрации водорода при $M = 0.5$ на временах, превышающих 10^{-4} с, объясняется большим влиянием процесса

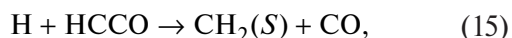


Влияние этого процесса сказывается при малом значении величины M , так как в этом случае увеличивается доля атома H , а доля водяного пара уменьшается.

Из рис. 7 видно, что соотношение выхода диоксида углерода и окиси углерода зависит от отношения потоков водяного пара и метана M . С увеличением величины M выход CO_2 увеличивается, а выход CO уменьшается.

Основные пути конверсии метана и воды в окись углерода показаны на рис. 8.

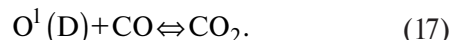
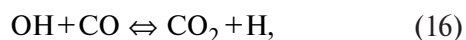
Диссоциация метана и водяного пара при электронном ударе приводит к образованию в начальный момент атома H и радикалов CH_3 и OH . В дальнейшем возможны два пути образования окиси углерода. Первый путь — образование метанола при рекомбинации CH_3 и OH . Метанол переходит в радикалы состава CH_3O ($CH_3O\cdot$ и $\cdot CH_2OH$) и формальдегид. Потом образующийся формальдегид конвертируется в CO через CHO . Второй путь — образование радикала $HCCO$ в реакции ацетилена и атома O и последующего процесса



где $CH_2(S)$ — синглетное состояние радикала CH_2 .

Первый путь преобладает для больших значений M , а второй для маленьких M (рис. 9).

Диоксид углерода образуется из окиси углерода в реакциях



Во всех случаях образование CO_2 связано с гибелью CO . Основным процессом образования CO_2 в случае больших потоков водяного пара (рис. 7б, 8) является реакция (16). Отметим, что реакция (16) идет в сторону образования CO для не слишком больших температур. Поэтому для $M = 5$ и 3 для времен больше 10^{-5} с и газовой температуры больше 2000 К реакция (16) идет в обратную сторону и приводит к гибели CO_2 . Для случая $M = 0.5$ скорость реакции (16) очень мала. Это связано с тем, что количество гидроксильного радикала OH мало (Основной канал образования OH — диссоциация водяного пара под действием электронного удара). В случае $M = 0.5$ образование CO_2 происходит в процессе (17), скорость которого мала по сравнению со скоростью процесса (16) в случаях $M = 3$ и $M = 5$ (рис. 10). Поэтому в этом случае концентрация CO_2 мала по сравнению с концентрацией CO .

После отрыва пузыря от поверхности СВЧ электрода ($t \geq 10^{-3}$ с) омический нагрев газа резко прекращается и за счет испарения жидкости в объем пузыря происходит естественная закалка продуктов реакций. Получены скорости закалки ($-dT/dt$) порядка 10^7 К/с для всех M (рис. 11). Это значение соответствует одному из наибольших значений известных способов закалки [60]. Заметим, что закалка изменяет отношение CO_2/CO .

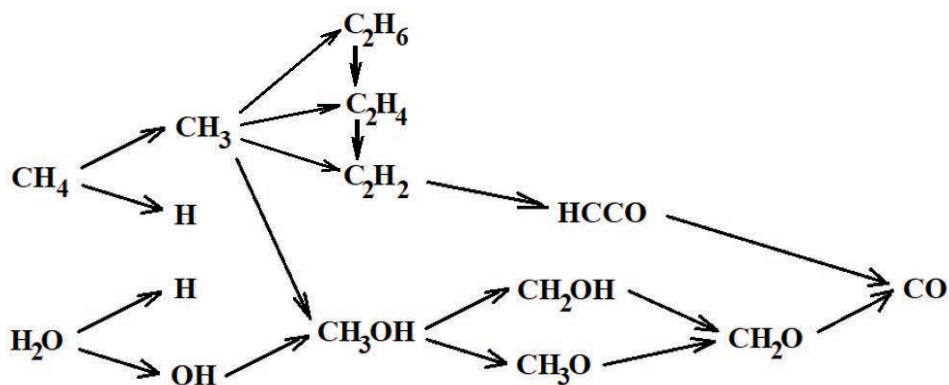


Рис. 8. Схема образования CO из метана и паров воды.

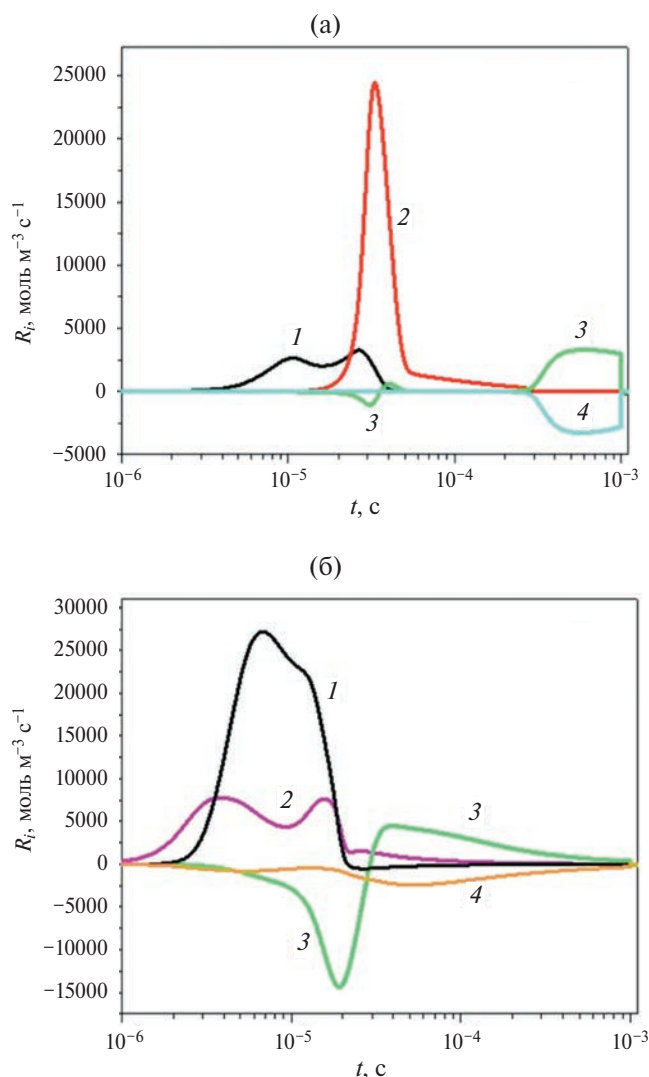
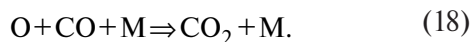


Рис. 9. Скорость основных процессов образования и гибели CO: $M = 0.5$ (а); 1 – $\text{HCO} + \text{H}_2\text{O} = \text{H} + \text{H}_2 + \text{CO}$; 2 – $\text{H} + \text{HCCO} = \text{CH}_2 + \text{CO}$; 3 – $\text{CO} + \text{OH} = \text{CO}_2 + \text{H}$; 4 – $\text{O}^1(\text{D}) + \text{CO} \rightarrow \text{CO}_2$; $M = 5$ (б); 1 – $\text{HCO} + \text{H}_2\text{O} = \text{H} + \text{H}_2 + \text{CO}$; 2 – $\text{H} + \text{HCO} = \text{H}_2 + \text{CO}$; 3 – $\text{CO} + \text{OH} = \text{CO}_2 + \text{H}$; 4 – $\text{O}^- + \text{CO} \rightarrow \text{CO}_2 + e$; $P = 200$ Вт.

Временные зависимости концентраций основных продуктов в процессе закалки приводятся на рис. 7. Видно, что в процессе закалки в случае $M = 3$ и 5 меняется соотношение концентраций CO_2 и CO (рис. 7б), концентрация CO_2 становится больше концентрации CO. Во всех трех случаях образование CO_2 происходит в основном за счет реакции (16) и частично в реакции



Суммарная скорость образования диоксида углерода на временах, превышающих 10^{-7} с совпадает с суммой скоростей реакций (16), (18).

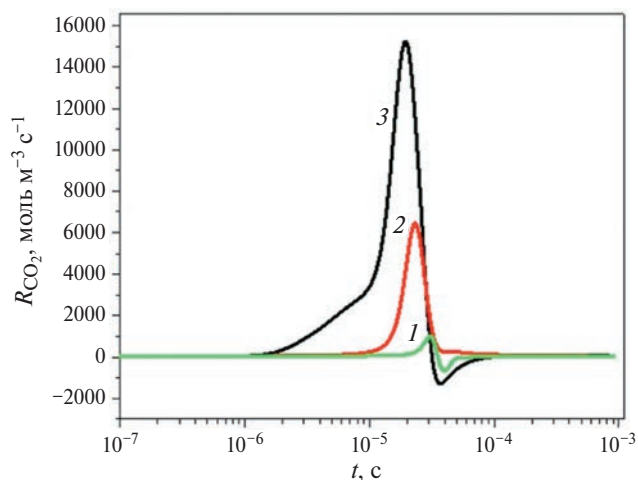


Рис. 10. Суммарная скорость образования и распада CO_2 : 1 – $M = 0.5$; 2 – $M = 3$, 3 – $M = 5$. $P = 200$ Вт, $F_{\text{CH}_4} = 50$ мл/мин.

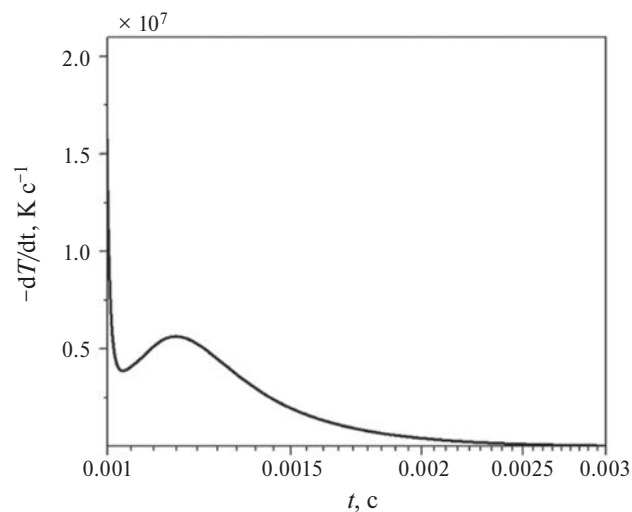
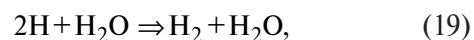


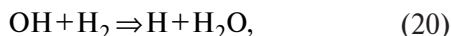
Рис. 11. Скорость закалки в зависимости от времени; $M = 3$; $P = 200$ Вт, $F_{\text{CH}_4} = 50$ мл/мин.

Изменение концентрации окиси углерода также обусловлено только этими реакциями. Таким образом в процессе закалки во всех случаях происходит переход CO в CO_2 . Но в случае $M = 0.5$ концентрация окиси углерода остается больше концентрации диоксида углерода, так как в пузыре газа в начальный момент его отрыва отношение концентрации CO к концентрации CO_2 намного больше, чем в остальных случаях (рис. 7а).

После отрыва пузыря от поверхности электрода происходит резкое снижение температуры газовой смеси. Атомарный водород рекомбинирует



а молекулярный водород гибнет, взаимодействуя с радикалами O и OH



При отношении входных потоков метана и водяного пара $M = 0.5$ процесс рождения (19) преобладает. Доля водорода растет. При отношении входных потоков метана и водяного пара $M = 3$ и $M = 5$ процесс гибели водорода (20) преобладает над рождением (19), и доля водорода уменьшается.

Для проверки справедливости модели были проведены первые эксперименты на установке [40, 41]. Эксперименты проводились для падающей мощности 600 Вт, 70% из которых расходуется на нагрев воды.

Поскольку в экспериментах на выходе реактора использовался холодильник для удаления паров воды, то для сравнения расчетных значений с результатами хроматографического анализа продуктов плазменного разложения смеси метана и паров воды, мольные доли получившихся продуктов пересчитывались без учета воды согласно формуле

$$x_{C_i} = \frac{c_i}{(\sum c_i - c_{\text{H}_2\text{O}})}.$$

На рис. 12 показано сопоставление расчетных и экспериментальных значений мольных долей основных продуктов разложения метана и водяного пара в зависимости от потока метана. Отметим неплохое согласие расчетных и экспериментальных значений. Мольная доля водорода составляет около 80% и слабо зависит от потока

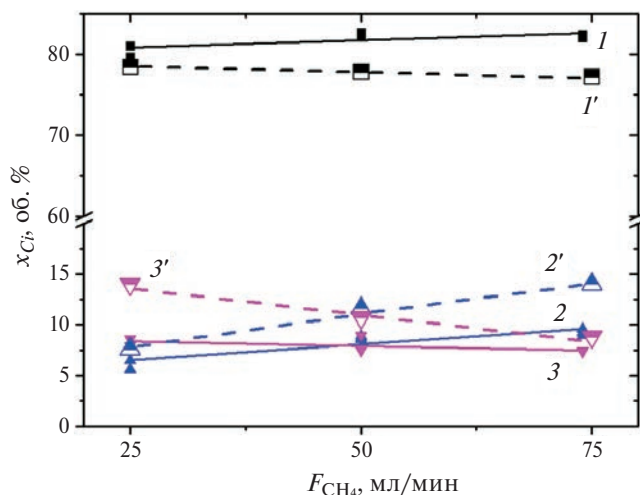


Рис. 12. Продукты разложения метана и водяного пара в зависимости от потока метана. 1, 2, 3 — мольные доли H_2 , CO и CO_2 соответственно, эксперимент; 1', 2', 3' — мольные доли H_2 , CO и CO_2 , расчет ($\bar{F}_{\text{H}_2\text{O}} = 100$ мл/мин, $P = 200$ Вт).

метана. Видно, что при увеличении потока метана F_{CH_4} отношение CO_2/CO уменьшается. Это подтверждает сделанный выше вывод, что соотношение выхода диоксида углерода к выходу окиси углерода уменьшается с уменьшением величины M .

Представленная модель процессов в СВЧ-разряде в воде с барботированием метана позволяет оценить такую важную характеристику процесса получения водорода, как его энергетическую эффективность при известной поглощенной плазмой мощности. Расчет дает размер газового пузыря с момент его отрыва от антенны, время которого определяется 10^{-3} с, а также содержание водорода в нем. Использование этих данных дает величину энергетической эффективности 51 л/кВт·ч при расчете по поглощенной мощности и 18 л/кВт·ч при расчете по падающей мощности. Значение энергетической эффективности, рассчитанной по падающей мощности, в экспериментах (рис. 12) было 23.5 л/кВт·ч. Видно хорошее согласие рассчитанного и определенного экспериментально значений энергетической эффективности. Это подтверждает эффективность разработанной модели.

5. ВЫВОДЫ

Разработана нульмерная нестационарная модель СВЧ-разряда метана в воде с учетом изменения размера плазменного пузыря. Модель также включает закалку продуктов реакций за счет испарения жидкости в объем пузыря после его отрыва от поверхности электрода. Получены концентрации основных продуктов разложения в разряде метана в зависимости от отношения потоков метана и паров воды, испаряемых в пузырь. Проведено сравнение полученных результатов с результатами экспериментальной работы. Показано, что основными продуктами являются H_2 (до 80 об. %), CO_2 и CO . Отношение концентраций CO_2 и CO зависит от отношения начальных потоков паров воды и метана. При увеличении начального отношения $\text{H}_2\text{O}/\text{CH}_4$ отношение CO_2/CO растет. Основными ионами являются отрицательные ионы OH^- и O^- , и положительные ионы H_3O^+ .

Работа выполнена в рамках Государственного задания ИНХС РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Arutyunov V.S.* // Combust. Plasma Chem. 2021. V. 19. P. 245.
2. *Holladay J.D., Hu J., King D.L., Wang Y.* // Catal. Today. 2009. V. 139. P. 244.
3. *Abbas H.F., Daud W.M.A.W.* // Int. J. Hydrogen Energy. 2010. V. 35. P. 1160.
<https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2009.11.036>
4. *Dincer I., Acar C.* // Int. J. Hydrogen Energy. 2015. V. 40. P. 11094.
<https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2014.12.035>
5. *Nikolaidis P., Poullikkas A.* // Renew. and Sustain. Energy Rev. 2017. V. 67. P. 597.
<https://doi.org/10.1016/j.rser.2016.09.044>
6. *Slovetskii D. I.* // High Energy Chem. 2006. V. 40. P. 86.
<https://doi.org/10.1134/S0018143906020044>
7. *Burlica R., Shih K. Y., Hnatiuc B., Locke B. R.* // Indust. Engin. Chem. Res. 2011. V. 50. P. 9466.
<https://doi.org/10.1021/ie101920n>
8. *Mizeraczyk J., Urashima K., Jasiński M., Dors M.* // Int. J. Plasma Environ. Sci. Technol. 2014. V. 8. P. 89.
9. *Mizeraczyk J., Jasiński M.* // The European Phys. J. Appl. Phys. 2016. V. 75. P. 24702.
<https://doi.org/10.1051/epjap/2016150561>
10. *Nedybaliuk O.A., Chernyak V.Y., Fedirchuk I.I., Demchina V.P., Bortyshevsky V.A., Korzh R.V.* // Quest. Atomic Sci. Technol. 2016. V. 6. P. 276.
11. *Lian H.Y., Liu J.L., Li X.S., Zhu X., Weber A.Z., Zhu A.M.* // Chem. Engineer. J. 2019. V. 369. P. 245.
<https://doi.org/10.1016/j.cej.2019.03.069>
12. *Wang B., Lü Y., Zhang X., Hu S.* // J. Natural Gas Chem. 2011. V. 20. P. 151.
[https://doi.org/10.1016/S1003-9953\(10\)60160-0](https://doi.org/10.1016/S1003-9953(10)60160-0)
13. *Henriques J., Bundaleska N., Tatarova E., Dias F.M., Ferreira C.M.* // Int. J. Hydrogen Energy. 2011. V. 36. P. 345.
<https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2010.09.101>
14. *Bundaleska N., Tsyganov D., Saavedra R., Tatarova E., Dias F.M., Ferreira C.M.* // Int. J. Hydrogen Energy. 2013. V. 38. P. 9145.
<https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2013.05.016>
15. *Wang Y.F., You Y.S., Tsai C.H., Wang L.C.* // Int. J. Hydrogen Energy. 2010. V. 35. P. 9637.
<https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2010.06.104>
16. *Hrycak B., Czyłkowski D., Miotk R., Dors M., Jasiński M., Mizeraczyk J.* // Open Chem. 2015. V. 13. P. 317.
<https://doi.org/10.1515/chem-2015-0039>
17. *Miotk R., Hrycak B., Czyłkowski D., Dors M., Jasiński M., Mizeraczyk J.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2016. V. 25. P. 035022.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/25/3/035022>
18. *Bardos L., Baránková H., Bardos A.* // Plasma Chem. Plasma Process. 2017. V. 37. P. 115.
<https://doi.org/10.1007/s11090-016-9766-6>
19. *Yan J., Du C.* Hydrogen Generation from Ethanol Using Plasma Reforming Technology. Hangzhou: Springer, Zhejiang University Press, 2017.
20. *Bundaleska N., Tsyganov D., Tatarova E., Dias F.M., Ferreira C.M.* // Int. J. Hydrogen Energy. 2014. V. 39. P. 5663.
<https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2014.01.194>
21. *Levko D.S., Tsybalyuk A.N., Shchedrin A.I.* // Plasma Phys. Rep. 2012. V. 38. P. 913.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X1210008X>
22. *Shchedrin A.I., Levko D.S., Chernyak V.Y., Yukhimenko V.V., Naumov V.V.* // JETP Lett. 2008. V. 88. P. 99.
<https://doi.org/10.1134/S0021364008140063>
23. *Wang W., Zhu C., Cao Y.* // Int. J. Hydrogen Energy. 2010. V. 35. P. 1951.
<https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2009.12.170>
24. *Adamovich I., Agarwal S., Ahedo E., Alves L.L., Baalrud S., Babaeva N., Bogaerts A., Bourdon A., Bruggeman P.J., Canal C., Choi E.H., Coulombe S., Zoltan Donkó Z., Graves D.B., Hamaguchi S., Hegemann D., Hori M., Kim H.-H., Kroesen G.M.W., Kushner M.J., Laricchiuta A., Li X., Magin T.E., Mededovic Thagard S., Miller V., Murphy A.B., Oehrlein G.S., Puac N., Sankaran R.M., Samukawa S., Shiratani M., Šimek M., Tarasenko N., Terashima K., Thomas Jr.E., Trieschmann J., Tsikata S., Turner M.M., Van Der Walt I.J., Van De Sanden M.C.M., von Woedtk T.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2022. V. 55. P. 373001.
<https://doi.org/10.1088/1361-6463/ac5e1c>
25. *Malik M.A., Ghaffar A., Malik S.A.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2001. V. 10. P. 82.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/10/1/311>
26. *Foster J.E.* // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 055501.
<https://doi.org/10.1063/1.4977921>
27. *Rezaei F., Vanraes P., Nikiforov A., Morent R., Geyter N.* // Materials. 2019. V. 12. P. 2751.
<https://doi.org/10.3390/ma12172751>
28. *Locke B.R.* // Int. J. Plasma Environ. Sci. Technol. 2012. V. 6. P. 194.
29. *Rybkin V.V., Shutov D.A.* // Plasma Phys. Rep. 2017. V. 43. P. 1089.
30. *Vanraes P., Bogaerts A.* // Appl. Phys. Rev. 2018. V. 5. P. 031103.
<https://doi.org/10.1063/1.5020511>
31. *Lebedev Yu.A.* // Plasma Phys. Rep. 2017. V. 43. P. 676.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X17060101>
32. *Horikoshi S., Serpone N.* // RSC Adv. 2017. V. 7. P. 47196.
33. *Lebedev Yu.A.* // High Temp. 2018. V. 56. P. 811.
<https://doi.org/10.1134/S0018151X18050280>
34. *Lebedev Yu.A.* // Polymers. 2021. V. 13. P. 1678.
<https://doi.org/10.3390/polym13111678>

35. Nomura S., Toyota H., Mukasa S., Yamashita H., Maehara T., Kawashima A. J. // J. Appl. Phys. 2009. V. 106. P. 073306.
<https://doi.org/10.1063/1.3236575>
36. Nomura S., Toyota H., Tawara M., Yamashita H. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. P. 231502.
<https://doi.org/10.1063/1.2210448>
37. Liu J.L., Zhu T.H., Sun B. // Int. J. Hydrogen Energy. 2022. V. 47. P. 12841.
<https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2022.02.041>
38. Sun B., Zhao X., Xin Y., Zhu X. // Int. J. Hydrogen Energy. 2017. V. 42. P. 24047.
<https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2017.08.052>
39. Lebedev Yu.A., Tatarinov A.V., Epshtein I.L., Titov A.Y. // High Energy Chem. 2022. V. 56. P. 448.
<https://doi.org/10.1134/S001814392206011X>
40. Batukaev T.S., Bilera I.V., Krashevskaya G.V., Lebedev Yu.A., Epstein I.L. // Plasma Proc. Polym. 2023. V. 20. P. e2300015.
<https://doi.org/10.1002/ppap.202300015>
41. Batukaev T.S., Bilera I.V., Krashevskaya G.V., Lebedev Yu.A. // Processes. 2023. V. 11. P. 2292.
<https://doi.org/10.3390/pr11082292>
42. Wang Q., Wang J., Zhu T., Zhu X., B. Sun B. // Int. J. Hydrogen Energy. 2021. V. 46. P. 34105.
43. Wang Q., Wang J., Sun J., Sun S., Zhu X., Sun B. // Chemical Engineer. J. 2023. V. 465. P. 142872.
44. Wang Q., Sun S., Yang Y., Zhu X., Sun B. // Energy. 2024. V. 289. P. 130023.
45. Сердюков В.С. Экспериментальное исследование микрохарактеристик и теплообмена при кипении жидкостей в условиях различных давлений: Дис. ... канд. физ.-матем. наук. Новосибирск, 2020.
46. Hagelaar G., Pitchford L. // Plasma Sources Sci. Technol. 2005. V. 14. P. 722.
47. Trinit Database. www.lxcat.net. Retrieved on May, 2024.
48. Janev R.K., Reiter D. // Phys. Plasmas. 2002. V. 9. P. 4071.
49. Morgan Database. www.lxcat.net. Retrieved on May, 30, 2024.
50. Janev R.K., Reiter D. // Phys. Plasmas. 2004. V. 11. P. 780.
51. Avtaeva S., General A., Kel'man V. // J. Phys. D: Applied Phys. 2010. V. 43. P. 315201.
52. Aoki H., Kitano K., Hamaguchi S. // Plasma Sources Sci. Technol. 2008. V. 17. P. 025006.
53. Pancheshnyi S., Biagi S., Bordage M., Hagelaar G., Morgan W., Phelps A., Pitchford L. // Chem. Phys. 2012. V. 398. P. 148.
54. Rehman F., Lozano-Parada J.H., Zimmerman W.B. // Int. J. Hydrogen Energy. 2012. V. 37. P. 17678.
55. Wang W., Snoeckx R., Zhang X., Cha M., Bogaerts A.J. // Phys. Chem. C. 2018. V. 122. P. 8704
56. Tsyganov D., Bundaleska N., Tatarova E., Dias A., Henriques J., Rego A., Ferraria A., Abrashev M.V., Dias F.M.M., Luhrs C.C., Phillips J. // Plasma Sources Sci. Technol. 2016. V.2 5. P. 015013.
57. Раўзер Ю.П. Физика газового разряда, М.: Наука, 1992.
58. GRI-Mech 3.0 <http://combustion.berkeley.edu/gri-mech/>
59. COMSOL Multiphysics. <https://comsol.com/chemicalreactionengineering>
60. Пархоменко В.Д., Полак Л.С., Сорока П.И., Цыбулев П.Н., Мельников Б.И., Гуськов А.Ф. Процессы и аппараты плазмохимической технологии. Киев: Вища школа, 1979.

0D MODEL OF MICROWAVE DISCHARGE IN WATER WITH BARBOTAGE OF METHANE THROUGH THE DISCHARGE ZONE

Yu. A. Lebedev^{a,*}, T. S. Batukaev^a, I. V. Bilera^a, A. V. Tatarinov^a, A. Yu. Titov^a, and I. L. Epstein^a

^a*Topchiev Institute of Petrochemical Synthesis, Russian Academy of Sciences,
Moscow, Russia*

^{*}*e-mail: lebedev@ips.ac.ru*

A microwave discharge inside of a methane bubble in boiling water is modeled in a 0D approximation taking into account the change in the size of the plasma bubble. The process of quenching the reaction products after the bubble detaches from the electrode surface is also simulated. The working pressure is 1 atm. It is shown that the main reaction products are H₂, CO₂, and CO. The ratio of CO₂ and CO concentrations depends on the ratio of the initial flows of water vapor and methane. The calculated concentrations of the main decomposition products of methane and water are in good agreement with experimental data.

Keywords: microwave discharge in water, hydrogen production from methane, steam reforming, modeling

УДК 533.9

СТАТУС ИССЛЕДОВАНИЙ В ОБЛАСТИ ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ И ПЛАЗМЕННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ В РОССИИ В 2023 ГОДУ

© 2024 г. И. А. Гришина^{a,*}, В. А. Иванов^{a,b}

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

^bНациональный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия

*e-mail: grishina@fpl.gpi.ru

Поступила в редакцию 07.06.2024 г.

После доработки 20.06.2024 г.

Принята к публикации 20.06.2024 г.

Дан обзор новых наиболее интересных результатов, представленных на LI Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, состоявшейся с 18 по 22 марта 2024 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, плазменные и лучевые технологии, международный проект ITER, конференция, результаты

DOI: 10.31857/S0367292124080113, **EDN:** NZPVZX

1. ВВЕДЕНИЕ

LI Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу (УТС) состоялась в г. Звенигород Московской области с 18 по 22 марта 2024 г. На конференции было представлено 256 научных докладов из 58 российских и 6 иностранных научных центров, ведущих исследования по физике плазмы, управляемому термоядерному синтезу, плазменным и лучевым технологиям. Общее количество авторов докладов составило 1245 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 ИТЭР: шаг в энергетику будущего.

На конференции состоялось четыре пленарных заседания, на которых было заслушано 17 обзор-

ных докладов о результатах отечественных и мировых исследований по актуальным направлениям физики плазмы, термоядерного синтеза, плазменным и лучевым технологиям, и по международному проекту ИТЭР (ITER – International Thermonuclear Experimental Reactor). Этим же направлениям исследований была посвящена работа соответствующих секций конференции, на которых обсуждались 92 устных 164 стендовых доклада. Были также представлены доклады по смежным с физикой плазмы научно-техническим проблемам. В этом году конференция состоялась в пятьдесят первый раз.

2. ПЛЕНАРНЫЕ ЗАСЕДАНИЯ

На открытии конференции выступил президент НИЦ “Курчатовский институт” М. В. Ковальчук с обзорным докладом, освещавшим основные направления деятельности подразделений Курчатовского института. Упоминалось об экспериментах на ускорительном комплексе У-70 по поиску гипотетической элементарной частицы “аксион”. Нейтринные исследования, проводимые в институте, позволили, помимо фундаментальных исследований свойств нейтрино, перейти

к созданию новых технологий для создания систем дистанционного контроля ядерных реакторов. НИЦ Курчатовский институт осуществляет научное руководство энергоблоками атомных электростанций, расположенных в нашей стране и за рубежом. Рассказывалось о создании атомного ледокольного флота России, научное руководство которым осуществлял А. П. Александров. В институте также ведутся работы по созданию учебно-тренировочных средств ВМФ на основе технологии “цифровой двойник”. В подразделениях НИЦ “Курчатовский институт” также ведутся работы по проектированию необитаемых подводных аппаратов, которые могут работать на глубинах до 2250 м, а также строительство обитаемых подводных аппаратов. Налажено мелкосерийное производство сверхбольших интегральных схем, и создается производство дискретных транзисторов и монолитных интегральных схем. Ведутся работы по созданию термоядерного источника нейтронов, который ляжет в основу концепции ядерной энергетики с замкнутым топливным циклом. Энергетический пуск токамака Т15-МД явился важным шагом в этом направлении. Начато строительство инновационного реактора на быстрых нейтронах БРЕСТ-ОД-300 со свинцовым теплоносителем и смешанным нитридным уран-плутониевым топливом. В Центре также ведутся работы по созданию безэлектродного плазменного ракетного двигателя. Создается научно-образовательный центр ядерной медицины, включающий в себя различные комплексы лучевой терапии, созданные на базе отечественного оборудования. В биологическом подразделении Курчатовского института проводятся работы по радиобиологии, генетике и селекции промышленных микроорганизмов, а также расшифровке полного генома человека и созданию национальной базы генетической информации.

Обзор результатов исследований по нагреву и термоизоляции плазмы в условиях инжекции высокоэнергетичных атомных пучков в плазму сферического токамака Глобус-М2 был представлен Г. С. Курскиевым (ФТИ им. А. Ф. Иоффе). Ввод в эксплуатацию второго инжектора на токамаке Глобус-М2 и нового комплекса диагностики томсоновского рассеяния лазерного излучения позволил существенно расширить область исследований по нагреву плазмы атомными пучками. При тороидальном магнитном поле 0,8–0,9 Тл и токе плазмы 0,35–0,4 МА при инжекции ней-

тральных частиц с энергией до 45 кэВ при мощности пучка 0,75 МВт получен двукратный по сравнению с омическим режимом нагрев электронов плазмы. Дополнительное включение второго пучка с энергией частиц до 30 кэВ мощностью 0.5 МВт позволило получить режим с горячими ионами в диапазоне значений средней плотности плазмы $(1,6 \div 10) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. По данным активной спектроскопии и корпускулярной диагностики температура ионов достигала величины 4 кэВ при плотности плазмы $8 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ в горячей зоне, превысив температуру электронов более чем в 2,5 раза. Эксперименты и проведенные расчеты показали, что скейлинги, полученные ранее на установках Глобус-М, MAST и NSTX и предполагающие сильную зависимость времени удержания энергии от магнитного поля и умеренную от тока плазмы ($\tau_E^{\text{GLB}} \sim I_p^{0.43} B_T^{1.19}$), выполняются для сферического токамака и в области более высоких значений магнитного поля B_T — до 0.8 Тл.

Большой интерес вызвал доклад Y. Kamada, который является заместителем генерального директора по науке и технологиям компании ITER Organization. Доклад был посвящен современному состоянию работ по сооружению токамака ITER и некоторым концептуальным изменениям плана работ. Состояние завершенности работ по сборке деталей конструкции токамака было оценено около 80%. Однако в части элементов тепловой защиты была обнаружена механическая коррозия. Часть этих повреждений будет устранена на месте, а часть элементов будет изготовлена заново. При сборке элементов вакуумной камеры обнаружилось, что точность изготовления некоторых элементов ниже допустимой. Монтаж системы электропитания установки в значительной степени завершен. Система отвода тепла также практически готова к вводу в эксплуатацию. Она сможет отводить от реактора тепловую мощность порядка 1.2 ГВт. Криогенное оборудование также практически готово к вводу в эксплуатацию. На сроки пуска реактора повлияет принятое командой ITER решение о замене материала первой стенки с бериллия на вольфрам. Основанием для принятия такого решения послужили опасения о возможном плавлении бериллия из-за особенностей конструкции первой стенки и более короткий срок службы бериллиевой стенки по сравнению с вольфрамовой. Кроме того, в будущем реакторе DEMO планируется использование вольфрама в качестве материала первой стенки. Поэтому

использование вольфрама на ITER может дать новые результаты, важные для строительства реактора следующего поколения.

В докладе, представленном П. П. Хвостенко от имени большого коллектива авторов (НИЦ “Курчатовский институт”, МФТИ (НИУ), НИЯУ МИФИ, АО “НИИЭФА им. Д.В. Ефремова”, АО ГНЦ РФ ТРИНИТИ, НИУ МЭИ, МГУ им. М.В. Ломоносова) были представлены результаты первых двух экспериментальных компаний, проведенных в 2023 году на недавно вступившем в строй токамаке T-15MD. Установка T-15MD — токамак с низким аспектным отношением ($A = 2,2$, $R = 1,48$ м, $a = 0,67$ м), тороидальным магнитным полем до $B_t = 2,0$ Тл, D-образным сечением плазменного шнура с эллиптичностью до 1,8 и треугольностью до 0,4. Эксперименты были проведены с лимитерной конфигурацией плазмы (графитовый лимитер, $a = 0,67$ м) и тороидальным магнитным полем $B_t = 1–1,2$ Тл. Для пробоя газа и оптимизации стадии подъема тока использовался гиротрон предыонизации с частотой СВЧ излучения 82,6 ГГц и мощностью 1 МВт. В ходе экспериментов были получены плазменные разряды с током до 260 кА, электронной температурой $T_e = 3–3,5$ кэВ и среднечордовой плотностью $n_e = 6 \times 10^{18}$ м⁻³. При токе плазмы 190 кА достигнута рекордная для отечественных токамаков длительность импульса 2 с. В дальнейшем планируется ввод в работу систем дополнительного нагрева плазмы и поддержания тока, дооснащение токамака диагностикой, установка дивертора и облицовка камеры графитом.

Возможный эффективный путь к созданию термоядерного реактора в России обсуждался в докладе А. В. Красильникова (Проектный центр ИТЭР). В докладе подчеркивалось, что в настоящий момент на пути к созданию термоядерного токамака – реактора остаются неразрешенными ряд фундаментальных проблем, прежде всего, таких как экспериментальная демонстрация квазистационарного термоядерного горения; генерация неиндуктивного квазистационарного тока, разработка плазменных технологий материалов первой стенки и дивертора. Для их решения создается Международный экспериментальный термоядерный реактор ITER, разрабатываются проекты демонстрационных реакторов DEMO, в России разрабатывается Токамак с Реакторными Технологиями (TRT), а в Китае начато сооружение токамака BEST. Технологические платформы

ITER, TRT и BEST вместе содержат полный, по современным представлениям, набор технологий и производств, требуемых для реализации будущего термоядерного реактора. Создание и экспериментальная эксплуатация технологических платформ ITER, TRT и BEST, с учетом опыта реализации других крупных термоядерных экспериментов партнеров по ITER, позволит на следующем шаге успешно реализовать сооружение как чистого термоядерного, так и гибридного (синтез-деление) реактора в нашей стране.

С докладом, посвященным наиболее интересным результатам, доложенным на 29 конференции МАГАТЭ FEC-2023, выступил С. В. Лебедев (ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН). На конференции докладывались результаты исследований, полученные в течение последних двух лет по наиболее актуальным вопросам термоядерного синтеза. Среди наиболее интересных были отмечены результаты DT компании на токамаке JET. В экспериментах получена рекордная термоядерная энергия — 59 МДж в течение 5 с в обогащенной тритием плазме (отношение n_T/n_D составило 85/15). На конференции также обсуждался запуск токамака JT-60SA, построенного в рамках Европейско-Японского сотрудничества. Его размеры превышают JET, но магнитное поле $B_T = 2,25$ Тл почти вдвое ниже, чем у JET, и невозможна работа с тритием. Наиболее амбициозным проектом, представленным на конференции, явился проект токамака SPARC на основе высокотемпературного сверхпроводника с магнитной индукцией $B_T = 12,2$ Тл, в котором планируется достигнуть выхода термоядерной энергии, превышающей вложенную в плазму энергию нагрева ($Q > 1$). Частная компания CFS совместно с Массачусетским технологическим институтом намерены в 2025 г. запустить новый токамак, а в 30-е годы построить коммерческий реактор ARC, производящий 400 МВт электрической мощности. Среди достижений было отмечено получение квазистационарных разрядов с полным замещением тока в течение 1000 с и с 400-секундным H-режимом на китайском токамаке EAST, а также с 400-секундным разрядом с улучшенным удержанием на корейском токамаке KSTAR. Большой интерес аудитории вызвали результаты, полученные на сферических токамаках Глобус-M2 и ST40, в которых была продемонстрирована возможность достижения субтермоядерных температур в компактных установках.

В докладе И. Ю. Родина (АО “НИИЭФА им. Д.В. Ефремова”) был дан обзор опыта использования высокотемпературных сверхпроводников при разработке проектов электромагнитных систем (ЭМС) перспективных установок УТС, таких как SPARK, TRT, ST-HTC и др. В докладе отмечалось, что в электромагнитной системе установки ITER будут использованы низкотемпературные сверхпроводники. Однако, в последние годы в мире ясно прослеживается увеличение интереса к компактным установкам УТС со сверхпроводниковыми ЭМС, работающими на более высоких уровнях магнитных полей. Прогресс в разработке высокотемпературных сверхпроводников второго поколения (ВТСП-2), подтвержденный изготовлением сверхпроводниковых магнитов с рабочими значениями магнитной индукции до 30 Тл, дает основание говорить о технической реализуемости амбициозных проектов, целевыми параметрами которых являются: конструктивная плотность тока в сверхпроводниковых обмотках 70–100 А/мм²; магнитная индукция на обмотке 18–22 Тл; рабочая температура сверхпроводника 10–25 К. Преимущества ВТСП-2 уже реализуются в проектах по созданию ряда современных установок, таких как SPARK, TRT, ST-HTS.

Доклад Л. Н. Химченко и А. В. Красильникова (Проектный центр ИТЭР) был посвящен подробному анализу проблем, возникших перед международным и, в частности, российским термоядерным сообществом, в связи с обнаружением серьезных технических неисправностей, выявленных при сборке установки ITER в 2022 году после изготовления тепловой защиты и секторов вакуумной камеры. В проект были заложены инновационные технические решения. Это было необходимо при строительстве установки, которая далеко оторвалась по параметрам скейлингов от действующих современных токамаков. Поэтому трудности и неудачи являются неотъемлемой частью первых этапов сооружения такой установки. Так как ITER во Франции проходит как ядерный объект, то у ядерного регулятора Франции также вызвало большие сомнения использование бериллия в качестве материала первой стенки. Поэтому (и по ряду других причин) было принято решение об отказе от бериллия, материала с низким Z , и о его замене на вольфрам. Это потребовало некоторого пересмотра всего проекта, и в частности, сроков получения первой

плазмы. Использование вольфрама создает проблему переизлучения энергии из центральной области плазменного шнура. Поэтому для дальнейшего продвижения проекта требуется, например, изменение структуры дополнительного нагрева плазмы. Россия будет принимать активное участие в решении возникших проблем. Одним из аспектов этого участия может стать строительство в России термоядерной установки, где можно было бы осуществлять проверку технологий для термоядерного реактора.

Статус работ по развитию проекта ГДМЛ был представлен в докладе П. А. Багрянского (ИЯФ СО РАН). Отмечалось, что в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера в течение многих лет проводятся исследования, направленные на развитие технологий, необходимых для реализации приложений термоядерного синтеза на основе магнитных ловушек открытого типа с линейной осесимметричной конфигурацией. В ближайшей перспективе в качестве таких приложений видятся мощные источники нейтронов DT-синтеза, а при успешном дальнейшем развитии и относительно компактные энергетические реакторы. Газодинамическая многопробочная ловушка (ГДМЛ) должна продемонстрировать успешность развиваемых технологий. В настоящее время завершены работы по созданию эскизного проекта ГДМЛ, одной из отличительных особенностей которого являются магнитные пробки на основе ВТСП второго поколения с магнитной индукцией до 20 Тл. Миссией ГДМЛ является экспериментальная демонстрация в стационарных условиях кардинального улучшения удержания плазмы по сравнению с классическим пробкотроном Будкера-Поста. Такого результата планируется достичь за счет использования торцевых многопробочных или винтовых секций, способных ограничить уход частиц и энергии плазмы вдоль оси установки, а также за счет перехода в режим диамагнитного удержания, когда относительное давление плазмы $\beta \rightarrow 1$. В поддержку проекта ГДМЛ в ИЯФ созданы и успешно работают четыре экспериментальные установки, где решаются ключевые проблемы проекта, связанные с продольным удержанием и удержанием при $\beta \rightarrow 1$.

В. П. Пастухов, Д. В. Смирнов и Н. В. Чудин (НИЦ Курчатовский институт) представили эффективную динамическую модель плазменной турбулентности и результирующих процессов переноса в плазме центральной области токамака.

Модель основана на специальной системе нелинейных слабо диссипативных адиабатически редуцированных уравнений МГД-типа, которые самосогласованно описывают как турбулентные флуктуации плазмы, так и результирующий не-диффузионный перенос тепловой энергии, тороидального момента и плотности плазмы. Одной из наиболее важных особенностей модели, выявленной в ходе расчетов, является тенденция поддержания плазмы вблизи турбулентно-релаксированных состояний с профилями давления, близкими к “каноническим” профилям давления, наблюдаемым во многих экспериментах на токамаках. Результаты расчетов с использованием этой модели демонстрируют быструю нелокальную реакцию результирующих транспортных процессов на быстрые изменения вводимой внешней мощности и находятся в разумном согласии с экспериментами, выполненными на различных токамаках.

Фундаментальная проблема равновесия плазмы в осесимметричной магнитной конфигурации обсуждалась в докладе Е. А. Сорокиной (НИЦ “Курчатовский институт”). Известно, что для идеализированного случая осевой симметрии, описываемого каноническим уравнением Грэда-Шафранова, имеются различные типы решений, в том числе аналитические и численные примеры равновесных систем с тороидально вложенными магнитными поверхностями. В отсутствие симметрии существование таких систем не только не является очевидным, но и подвергается постоянным сомнениям на протяжении уже более 60 лет развития теории равновесия плазмы. В реальности идеально симметричных магнитных систем нет. В токамаках неизбежна асимметрия из-за дискретности магнитных катушек, наличия нагревных и диагностических портов, присутствия внешних полей. В рамках компьютерного моделирования до сих пор не удавалось получить наглядных гладких решений, не обладающих пространственной симметрией, что в течение многих лет служило аргументом в поддержку гипотезы Грэда о несуществовании невырожденных трехмерных равновесий плазмы со вложенными магнитными поверхностями. В докладе был представлен класс аналитических решений уравнений равновесия с истинными магнитными поверхностями, удовлетворяющими условию замыкания токов. Развитый формализм доказывает ошибочность гипотезы Грэда и открывает возможности

для адекватного моделирования трехмерных равновесных осесимметричных плазменных конфигураций.

Теоретическое обоснование эффекта аномального излучения и поглощения СВЧ-волн в экспериментах по электронному циклотронному резонансному нагреву (ЭЦРН) плазмы, наблюдаемого на многих тороидальных установках, было представлено в докладе Е. З. Гусакова и А. Ю. Попова (ФТИ им. А.Ф. Иоффе). В докладе был дан обзор экспериментальных наблюдений аномальных явлений в экспериментах по ЭЦРН. Была также представлена теоретическая модель, принимающая во внимание возможность локализации дочерних волн и низкопорогового возбуждения параметрической распадной неустойчивости (ПРН) в следующих случаях: при наличии немоногоного профиля плотности в центральной части разряда, в магнитном острове, в плазменном филаменте или за счет эффекта “density pump out”. Эта модель позволяет объяснить низкопороговое возбуждение ПРН. Аномальное излучение плазмы и нагрев ионов в этой модели объясняются, как результат вторичных нелинейных волновых процессов, сопровождающих первичную низкопороговую ПРН, ведущую к возбуждению запертых в плазме волн. Первичная ПРН в этой модели насыщается как в результате каскада вторичных распадов, так и вследствие истощения волны накачки. При этом аномальное излучение плазмы генерируется при слиянии параметрически возбужденных плазменных волн и волны накачки. Этот механизм позволяет детально объяснить структуру спектра аномального излучения и его высокий уровень, который может мешать работе микроволновых диагностик. В то же время он предсказывает аномальное поглощение накачки на уровне 10–70% от вводимой в плазму СВЧ мощности и объясняет передачу энергии ионной компоненте плазмы как результат поглощения ионных мод, возбужденных в ходе насыщения параметрической распадной неустойчивости.

Большой интерес вызвал доклад коллектива авторов из ИПФ РАН, посвященный вопросам двухчастотного ЭЦР нагрева в компактных плазменных системах. Доклад представлял В. А. Скалыга. В докладе отмечалось, что нагрев высокотемпературной плазмы в лабораторных магнитных ловушках в условиях электронного циклотронного резонанса (ЭЦР) в бихроматическом поле пред-

ставляет значительный интерес как для фундаментальных исследований физики взаимодействия электромагнитных волн с плазмой, так и для практических приложений. Наличие двух пространственно разнесенных зон ЭЦР, отвечающих разным СВЧ частотам, может быть использовано для управления профилем энерговклада и стабилизации плазмы в тороидальных системах. С другой стороны, перекрытие зон ЭЦР, наиболее естественно реализующееся в открытых магнитных ловушках, обеспечивает эффективную стохастизацию и уширение области циклотронного взаимодействия в фазовом пространстве. При этом, например, за счет перекрытия близких циклотронных гармоник появляется возможность подавить ограничение максимальной энергии ускоряемых электронов, связанное с уходом из резонанса за счет релятивистских эффектов. Был сделан акцент на относительно новом явлении, обнаруженном в экспериментах с двухчастотным ЭЦР нагревом в компактных технологических магнитных ловушках, используемых в качестве ЭЦР источников многозарядных ионов. Эффект проявляется в виде существенного увеличения эффективности работы такого источника в условиях подавления кинетических неустойчивостей, обусловленных мощным СВЧ нагревом плазмы.

Результаты первых экспериментов на многофункциональном исследовательском комплексе мегаджоульной лазерной установки были представлены коллективом авторов из РФЯЦ-ВНИИЭФ. Доклад представил В. Н. Деркач. Установки мегаджоульного класса позволяют получать уникальные экспериментальные данные по поведению вещества в экстремальных состояниях, проводить в лабораторных условиях уточнение и калибровку расчетных моделей, реализовывать программы работ по инерциальному термоядерному синтезу. В конце прошлого года был завершен первый этап создания российской установки такого класса. На сегодня завершен монтаж 32 каналов, создана инфраструктура, обеспечивающая работу установки в целом, и введен в эксплуатацию многоцелевой исследовательский комплекс МИК, на котором начаты эксперименты по физике высоких плотностей лазерной энергии. На настоящий момент на МИК проведено более ста экспериментов по нескольким экспериментальным программам, включающим в себя отработку энергетических характеристик лазерной системы и проведение первых экспериментальных

кампаний по облучению мишеней разного типа. Создание установки МИК в Институте лазерно-физических исследований РФЯЦ-ВНИИЭФ является важным этапом развития исследований в области инерциального термоядерного синтеза в нашей стране, который открывает возможности проведения экспериментов по взаимодействию лазерного излучения с энергией в несколько десятков килоджоулей с мишенями различного типа.

В докладе В. М. Асташинского и О. Г. Пенязькова (ИТМО им. А.В. Лыкова НАН Беларуси) были представлены результаты исследований квазистационарных газоразрядных и эрозионных плазмодинамических систем, перекрывающих широкий диапазон запаасаемой в накопителях энергии (от 1 до 215 кДж). Такие системы предназначены для решения ряда научных и технологических задач, таких как заполнение плазмой магнитных ловушек различного типа, моделирование условий на первой стенке термоядерного реактора, создание плазменных двигателей космического назначения, а также для эффективной модификации поверхностных свойств материалов. В ИТМО созданы сильноточные плазменные ускорители, в которых реализуется ионно-дрейфовое ускорение замагниченной плазмы. Ускорители генерируют компрессионные плазменные потоки заданного состава, по совокупности параметров превосходящие все существующие плазмодинамические системы. При встречном столкновении таких потоков открывается возможность получения плазменных образований с экстремально высоким энергосодержанием. За счет процессов вязкой диссипации (термализации) обеспечивается переход кинетической энергии сталкивающихся потоков во внутреннюю энергию формирующегося сферического плазменного образования, удерживаемого собственным магнитным полем без “щелей” и устойчиво существующим около 100 мкс. Также были рассмотрены вопросы плазменной модификации поверхностей с помощью компрессионных потоков. Получаемые поверхности могут найти свое применение, например, при создании противометеорной защиты или в области поверхностной плазменной металлургии.

Пленарный доклад Н. А. Булычева (МАИ) был посвящен вопросам получения наноразмерных функциональных материалов в плазменных разрядах в жидкости под действием интенсивного

ультразвука. Были приведены исследования плазмохимических процессов, которые определяются сочетанием воздействия на жидкофазные среды термически неравновесной низкотемпературной плазмы и интенсивных ультразвуковых колебаний в режиме развитой кавитации. Разработанный метод реализации плазмохимических превращений представляет значительный интерес для создания новых наноразмерных (2–50 нм) материалов с особыми свойствами, т.к. позволяет направленно варьировать электрофизические и акустические характеристики процесса при осуществлении плазмохимических реакций. Практическим следствием решения данной проблемы является создание метода направленного синтеза технологически значимых материалов. Было показано, что в таком акустоплазменном разряде можно синтезировать наночастицы металлов и их оксидов различного состава, в том числе наночастицы полиметаллических оксидов. Синтезированные в таких условиях наночастицы различного состава обладают активированной поверхностью с большим количеством нескомпенсированных связей и дефектов, образующихся в результате действия на них интенсивного ультразвука. Тем самым образовавшиеся наночастицы способны к эффективному взаимодействию с органическими и неорганическими соединениями, матрицами и веществами, что дает возможность создавать на их основе новые гибридные органо-неорганические композиционные материалы.

Результаты исследований процессов электронно-ионно-плазменной модификации поверхности материалов и изделий были представлены в докладе Н. Н. Коваля (ИСЭ СО РАН). Поверхности подвергались воздействию объемной однородной плазмы, создаваемой самостоятельными и несамостоятельными дуговыми и тлеющими разрядами при давлениях 0,01–1 Па с токами от единиц до сотен ампер, обеспечивая концентрацию заряженных частиц 10^9 – 10^{11} см⁻³ в объемах до долей кубического метра. Помещенные в плазму материалы и изделия подвергались бомбардировке ионами, извлеченными из плазмы и ускоренными в пристеночном слое пространственного заряда. Это приводило к модификации поверхности, улучшая ее физико-химические и функциональные свойства. В качестве примера оборудования, созданного с использованием данной технологии, были приведены описание и основные характеристики комплексной электронно-

ионно-плазменной установки “КОМПЛЕКС”. Она сочетает в едином вакуумном цикле электродуговые устройства для очистки, активации поверхности материалов и плазменно-ассистированного напыления функционального слоя толщиной до нескольких микрон с дальнейшим электронно-пучковым миксингом покрытия для получения высокоадгезионного упрочненного слоя с улучшенными характеристиками. Реализованная технология позволяет в разы увеличить износостойкость поверхности материалов и изделий.

Доклад Н. Н. Скворцовой (ИОФ РАН) был посвящен вопросам определения цитотоксичности микродисперсных материалов, синтезированных в цепных реакциях, инициируемых микроволновым излучением мощного гиротрона в смеси порошков металлов и диэлектриков. В ИОФ РАН разработана плазмохимическая установка на основе гиротронного комплекса МИГ-3 стелларатора Л-2М, на которой был экспериментально осуществлен синтез материалов для формирования микро- и наноструктурных керамик. Полученные структуры обладают повторяемыми характеристиками, привлекательными для многочисленных применений: от создания новых типов гетерогенных катализаторов и люминесцентных материалов до биомедицинских материалов. В докладе была представлена разработанная методика анализа получаемых мелкодисперсных материалов на цитотоксичность. Она была применена для анализа микро- и наноматериалов, синтезированных в разных смесях порошков металлов и диэлектриков (Pt/Al₂O₃, Ag/Al₂O₃ и др.). Была выявлена низкая токсичность на клеточном уровне, что указывает на потенциал безопасного использования предлагаемых микроструктур, но для возможного дальнейшего применения требуется дальнейшее тестирование безопасности на биологических организмах.

3. СЕКЦИЯ МАГНИТНОГО УДЕРЖАНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

На секции “Магнитное удержание высокотемпературной плазмы” (председатель секции — А.И. Мещеряков) было представлено 88 докладов. Это ощутимо больше, чем число докладов, представленных в прошлом 2023 году. Тематика докладов связана, прежде всего, с исследованиями, проводимыми на действующих установках

с магнитным удержанием плазмы, таких как токамаки Т-15МД, Глобус-М2, ТУМАН-3М, Т-11М, стелларатор Л-2М, открытые ловушки ГДЛ, ГОЛ-3, и открытая ловушка с винтовыми пробками СМОЛА. Кроме того, на секции был представлен ряд работ по результатам обработки экспериментальных данных на закрывшемся в 2018 году токамаке Т-10. Почти четверть работ, представленных на секции, было посвящено моделированию и вводу в строй систем и диагностик токамака Т-15МД, а также первым результатам, полученным в 2023 году в двух первых экспериментальных компаниях этой установки.

В рамках работы секции был заслушан интересный доклад об успехах Программы термоядерных исследований в КНР, целью которой является промышленное получение термоядерной энергии. Реализацией этой программы занимается Институт физики плазмы Академии наук КНР. От имени генерального директора Института физики плазмы Yuntao Song, доклад представила В. Саклакова. В докладе была представлена стратегия и конкретный план развития исследований по термоядерному синтезу с магнитным удержанием. Эта стратегия стартовала с токамака EAST (токамака с полностью сверхпроводящей электромагнитной системой и некруглым поперечным сечением), на котором получен режим с самым длительным в мире удержанием плазмы (на сегодняшний день, 403 с). Научными целями токамака EAST являются получение плазменного тока 1 МА, температуры 100 миллионов градусов и длительности разряда 1000 секунд. Дальнейшая стратегия включает в себя строительство целого ряда установок, каждая из которых является значимым шагом в достижении цели — строительства промышленного термоядерного реактора. Параллельно со строительством международного токамака-реактора ITER, было решено построить в КНР свою установку CRAFT, строительство которой началось в 2019 году и которую планируется запустить к 2025 году. При строительстве этой установки ученые Института физики плазмы используют двадцатилетний опыт своего активного участия в исследованиях и разработках по проекту ITER. С учетом некоторых неудач, выявленных при сборке ITER, возможно, пуск установки CRAFT состоится даже раньше, чем установки ITER. Основная цель установки — тестирование основных систем и диагностик для токамаков следующего поколения (BEST и CFETR).

В 2027 году планируется запуск токамака BEST, который будет работать на смеси DT, и сможет проводить эксперименты в поддержку проекта ITER. На BEST ожидается получение термоядерной мощности 20–200 МВт, коэффициент превышения термоядерной мощности над мощностью нагрева плазмы $Q = 1–5$, а также предполагается осуществить длительное импульсное устойчивое безопасное управление горячей плазмой. В начале 2030-х годов планируется запуск CFETR, инженерный и концептуальный проекты которого уже завершены. Научной миссией проекта является получение термоядерной мощности 2 ГВт и коэффициента размножения трития превышающего 1. В 2050-х годах планируется запуск термоядерной электростанции мощностью 1 ГВт.

Энергетический пуск токамака Т-15МД, состоявшийся в 2023 году, явился важным событием для российского научного сообщества, выполняющего исследования в области удержания высокотемпературной плазмы в тороидальных магнитных ловушках. В первых экспериментах на токамаке Т-15 МД на стадии энергетического пуска были измерены спектры мягкого рентгеновского излучения. Из анализа полученных спектров следует, что в плазменных разрядах функция распределения электронов плазмы по скоростям не может быть описана только максвелловской функцией распределения. В разрядах, где тепловая компонента спектра может быть надежно отделена от надтепловой спектра, электронная температура плазмы составляет 1.5–3.5 кэВ в зависимости от условий и стадии разряда. Анализ надтепловой части излучения говорит о развитии пучков ускоренных электронов, что дополнительно подтверждается измерениями надтепловой и жесткого рентгеновского излучения в диапазоне энергий 30 кэВ — 10 МэВ. Были представлены первые результаты измерений электронной температуры и плотности с помощью диагностики Томсоновского рассеяния. Профили температуры и плотности зарегистрированы по шести пространственным каналам в диапазоне большого радиуса плазмы от $R = 0,81$ м до $R = 2$ м. В области $R > 2$ м, вероятно, параметры плазмы находились за пределами измеряемого диагностикой диапазона. В импульсе с рекордной длительностью 2 с диагностика обеспечивала измерения в течение всего разряда. Показано, что в этом импульсе при токе плазмы в 190 кА и мощности дополнительного СВЧ на-

грева в 1 МВт на квазистационарной стадии разряда температура плазмы достигала 2,5 кэВ. Основной задачей осенней кампании было получение разряда с током плазмы в диапазоне сотен килоампер. Для этого предварительно был проведен численный анализ разрядов весенней пусконаладочной кампании. На основании моделирования разрядов с неустойчивым равновесием плазмы по вертикали была отработана методология формирования устойчивого по вертикали плазменного шнура, сценария роста тока плазмы, контроля расстояния между шнуром и стенками вакуумной камеры и управления его перемещениями. Для получения требуемых конфигураций плазмы в заданном месте необходимо было с хорошей точностью уметь определять границу плазменного шнура. С использованием измеренных экспериментальных данных (датчики напряжения на обходе, токи в полоидальных обмотках и плазменный ток) была разработана методика восстановления границ плазменного шнура. Восстановленные из эксперимента равновесные конфигурации были в хорошем согласии с данными моделирования с использованием кода ТОКАМЕQ.

На токамаке Глобус-М2 за прошедший год были запущены второй инжектор и новый комплекс Томсоновского рассеяния. Профили электронной температуры T_e и плотности плазмы n_e , измеренные новой диагностикой, позволили провести моделирование процессов переноса тепла на токамаке Глобус-М2. Прямое сравнение профилей T_e и n_e дает качественное представление о термоизоляции электронов в конкретных разрядах токамака. Для более общего анализа термоизоляции был проведен совместный анализ баланса энергии, частиц и полоидального магнитного потока. Решение обратной транспортной задачи с помощью кода ASTRA позволило оценить коэффициенты температуропроводности, диффузии, а также время удержания энергии. Запуск второго инжектора позволил получить режим с горячими ионами в диапазоне значений средней плотности плазмы $(1,6 \div 10) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. По данным активной спектроскопии и корпускулярной диагностики температура ионов достигала величины 4 кэВ при плотности плазмы $8 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ в горячей зоне, превысив температуру электронов более чем в 2,5 раза. В экспериментах по нагреву плазмы методом нейтральной инжекции при высоком тороидальном магнитном поле был обнаружен изотопный эффект. Он состоит в том, что инжек-

ция пучка дейтерия в дейтериевую плазму позволяет получить существенно большие значения температуры ионов, чем при нагреве дейтериевой плазмы водородным пучком, причем в обоих случаях ионная температура существенно превышает электронную, и плазма находится в режиме с горячими ионами. Время удержания энергии плазмы при нагреве дейтериевым пучком в два раза выше, чем при инжекции водорода, вследствие более высокой эффективности термоизоляции ионного компонента плазмы, в то время как перенос тепла по электронному каналу находится на одном и том же уровне. При инжекции водородного пучка нагрев ионов оказался значительно менее эффективным из-за более высоких потерь тепла по ионному каналу.

Интересные результаты, полученные на открытых ловушках, были представлены участниками конференции из ИЯФ СО РАН. Магнитные ловушки открытого типа с улучшенным продольным удержанием частиц, могут быть основой для создания реакторов ядерного синтеза с коэффициентом усиления мощности $Q \gg 1$. Такие реакторы способны работать с альтернативными видами топлива, не содержащими радиоактивный тритий. Проект прототипа такого реактора разрабатывается в настоящее время в Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера РАН. Ключевым параметром является энергетическая эффективность системы, а значит, изучение возможных каналов потерь энергии из системы критически важно для проектирования будущих термоядерных установок на базе открытой магнитной ловушки. Такие исследования ранее проводились на установке ГДЛ в конфигурации с длительностью атомарной инжекции 1 мс. Современная установка ГДЛ оснащена инжекторами длительностью 5 мс, сценарий создания и поддержания разряда также претерпел изменения, полученные параметры приблизились к термоядерным величинам, поэтому задача изучения энергобаланса в настоящее время особенно актуальна. Для решения этой задачи на ГДЛ разработан ряд диагностических систем, которые позволили выполнить измерения потоков энергии в область магнитных пробок установки, на радиальные лимитеры, а также на стенку вакуумной камеры. Получены значения полных энергетических потерь плазмы, создаваемой в установке ГДЛ в разных режимах ее работы.

На установке СМОЛА в ИЯФ СО РАН проводятся эксперименты по проверке концепции вин-

тового удержания. Ранее была показана принципиальная возможность подавления потока плазмы винтовой магнитной пробкой и соответствие экспериментальных скейлингов теоретическим оценкам, наблюдалось повышение плотности плазмы в области удержания в 1,6 раза. В настоящее время здесь проводятся исследования эффективности удержания плазмы в пробкотроне с использованием многопробочной секции и винтового поля, и сравнение их эффективности. Оказалось, что при равной длине и глубине гофрировки винтовая пробка эффективнее осесимметричной. Если винтовую пробку скомбинировать с обычной пробкой с пробочным отношением $R = 6$, то можно получить эффективное пробочное отношение $R_{eff} = 34.7 \pm 9.4$.

Вызвал интерес доклад, представленный по результатам экспериментов на стеллараторе Л-2М (ИОФ РАН). В докладе обсуждались результаты экспериментов на токамаке Т-10 в режимах с дополнительным ЭЦР нагревом, в которых при напуске в плазму примесей (гелий, неон) наблюдалось улучшение удержания плазмы (рост ее энергосодержания), несмотря на значительное увеличение радиационных потерь. На Л-2М были проведены эксперименты в режиме ЭЦР нагрева, в которых были получены экспериментальные зависимости времени удержания энергии плазмы от мощности радиационных потерь. Полученные зависимости свидетельствуют о том, что увеличение радиационных потерь из краевой плазмы на стеллараторе Л-2М не приводит к ухудшению удержания плазмы, равно как и к его улучшению. То есть удержание плазмы в Л-2М не зависит от величины радиационных потерь. На основании проведенных экспериментов было предложено объяснение эффекта увеличения энергосодержания плазмы, наблюдаемого при дополнительном напуске примесей в токамаках (режим линейного омического удержания, LOC). В режиме LOC рост энергосодержания наступает в результате конкурирующего действия двух процессов. С одной стороны в самоорганизованной плазме токамака суммарные потоки тепла из плазмы не зависят от величины радиационных потерь (возрастут радиационные потери, уменьшатся потери в других каналах потерь). С другой стороны, напуск примесей приводит к некоторому охлаждению периферии плазмы, сопровождающемуся уменьшением ее проводимости. Это увеличивает отношение коэф-

фициентов запаса устойчивости на периферии и в центре, что ведет к увеличению энергосодержания плазмы за счет подавления турбулентных потерь (эксперименты на токамаке Туман-3). Чем выше радиационные потери, тем лучше происходит подавление турбулентности. При некотором уровне радиационных потерь турбулентные потери оказываются полностью подавленными, и энергосодержание плазмы выходит на некоторое плато (режим насыщенного омического удержания, SOC). А в стеллараторах угол вращательного преобразования задается магнитной системой установки и не меняется при изменении радиационных потерь. Поэтому удержание самоорганизованной плазмы в них не зависит от величины радиационных потерь.

Продолжается работа по исследованию возможности создания квази-изодинамического стелларатора с малым аспектным отношением. В квази-изодинамических стеллараторах топология линий магнитной индукции $B = \text{const}$ на магнитных поверхностях определяется наличием гофрировки продольного поля. В сечениях с экстремумами продольного поля кривизна магнитной оси конфигурации обращается в ноль. Период конфигурации между сечениями с максимумами магнитного поля является криволинейным равновесным элементом, что уже приводит к существенному уменьшению вторичных токов. Дальнейшего уменьшения вторичного тока можно добиться, усложняя структуру периода таким образом, чтобы вторичный ток был знакопеременным и на внутреннем, и на внешнем обходе тора. Ранее возможность существования таких конфигураций была показана для шестипериодной конфигурации с большим аспектным отношением $A \approx 30$. В настоящее время исследуются возможности выполнения условия квази-изодинамичности в двух типах конфигураций со сложной структурой периода для меньшего числа периодов, и, соответственно, меньшего аспектного отношения. Найдены конфигурации, которые оказываются устойчивыми относительно локальных мод. Данные приводятся для пятипериодной конфигурации с аспектным отношением $A \sim 20$ и средним отношением газокINETического давления к магнитному $\langle \beta \rangle \sim 0.2$.

По результатам работы секции можно отметить 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. Важным событием стал энергетический пуск нового российского токамака 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.

4. ИНЕРЦИАЛЬНЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

По тематике секции “Инерциальный термоядерный синтез” (председатель секции Г. А. Вергунова) на конференции было представлено 26 докладов (13 устных и 13 стендовых). К основным направлениям исследований по инерциальному термоядерному синтезу относятся лазерный термоядерный синтез, мощные сверхкороткие импульсные 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.

В ФИАН завершено создание установки “лазерная ударная труба” (ЛУТ) для генерации мощных ударных волн и высокоскоростных гидродинамических течений. Принцип действия ЛУТ основан на ускорении тонкой пленки при воздействии мощного импульса ультрафиолетового KrF лазера ГАРПУН с энергией около 100 Дж при длительности импульса около 100 нс.

На конференции были представлены расчетно-теоретические работы по исследованию взаимодействия лазерного излучения с веществом, лазерного термоядерного синтеза, физики высоких плотностей энергии. Были представлены результаты численного моделирования термоядерного выхода одно- и двухкаскадной оболочечных мишеней прямого облучения для мегаджоульных лазерных установок в условиях несимметрии сжатия мишеней (РФЯЦ-ВНИИТФ). Моделирование было выполнено с помощью двумерных программных комплексов ТИГР-3Т и ОМЕГА-3Т. Было показано, что развитие длинноволновых газодинамических возмущений при асимметрии облучения мишени

≈1% и шероховатости поверхностей оболочек ≈10 нм может привести к значительному снижению выхода термоядерной энергии из этих мишеней, в частности, за счет перемешивания вещества внешнего слоя оболочек (аблятора) с ДТ-топливом.

Коллективом авторов из ФИАН было предложено уравнение состояния плазмы пористого вещества в виде уравнения состояния сплошной среды, содержащего в качестве регулирующего параметра давления степень гомогенизации (выравнивания плотности) плазмы, которая является функцией параметров структуры пористого вещества, а также текущих значений плотности и температуры. Обсуждались возможности использования пористых сред в мишенях, предназначенных для исследований уравнения состояния вещества и инициирования термоядерной реакции в схемах прямого облучения в лазерном термоядерном синтезе.

В докладе коллектива авторов из ФИАН и ИПМ РАН сообщалось, что в ходе расчетно-теоретических исследований были обнаружены эффект каналирования распространения волны ионизации в центральной приосевой области плазмы и эффект рефракционной самофокусировки лазерного пучка за счет направления градиента плотности, обусловленного гидродинамическим движением плазмы. Было показано, что продольная скорость волны ионизации в области каналирования превышает скорость волны в периферийной области плазмы, расположенной на расстояниях, сравнимых с радиусом лазерного пучка, за счет нагрева плазмы в приосевой области рефрагирующим излучением пучка. Для исследования задач взаимодействия пучков лазерного излучения с веществом и лазерного термоядерного синтеза в ИПМ РАН развиты и совершенствуются новые численные методики с применением адаптивных разностных сеток в трехмерной геометрии.

В ФИАН было теоретически исследовано возбуждение терагерцовой поверхностной моды при воздействии двух волн р-поляризованного лазерного излучения с близкими частотами на слой плазмы в случае, когда вдоль его границы лазерные поля распространяются навстречу друг другу. Показано, что при совпадении разности частот лазерных волн с собственной частотой симметричной моды плазменного слоя происходит ее резонансное возбуждение и, как

следствие, значительное увеличение электромагнитного поля терагерцовой моды.

Совершенствуются технологии изготовления, доставки и контроля качества мишеней для экспериментов в области лазерного термоядерного синтеза (ФИАН). Разработан комплексный прецизионный мониторинг низкоплотных композитных материалов с включением наночастиц серебра Ag (8–20 % по массе). Калибровочные методы контроля плотности и толщины, а также флуктуаций плотности мишеней, развиты с применением методов электронной микроскопии, спектроскопии оптического и лазерного излучения, микрорадиографии в широком диапазоне рентгеновской области спектра. Создан прототип элементарного блока ускорения высокотемпературного сверхпроводникового носителя, доставляющего мишень в камеру для взаимодействия с лазерным излучением. Исследуются процессы управления его движением.

Развиваются и совершенствуются диагностические методы для исследования параметров лазерной плазмы. В докладе авторов из НИЦ “Курчатовский институт” были представлены результаты исследования характеристик вогнутого монохроматора из слюды, применяемого для регистрации рентгеновского излучения высокотемпературной плазмы. Поскольку энергии диагностических рентгеновских линий близки друг другу, то обычно предполагается равенство их коэффициентов отражения. Экспериментальные исследования однородности отражения от двух образцов слюды размерами $25 \times 70 \text{ мм}^2$ и толщиной 110 мкм, наклеенных на сферические поверхности радиусом 250 мм, показали, что расстояние между областями кристалла, отражающими соседние линии, может составлять 2–3 мм, а локальные коэффициенты отражения могут отличаться на 20%, что сравнимо с точностью аналитических методов рентгеновской спектроскопии.

В ФИАН проводятся комплексные исследования мягкого рентгеновского и экстремального ультрафиолетового излучения лазерной плазмы сплошных мишеней из меди. Разработана математическая процедура восстановления истинного изображения плазмы по излучению, прошедшему сквозь кодирующую аппаратуру, которая представляет собой структуру пересекающихся взаимно-перпендикулярных прозрачных и непрозрачных полос.

Из экспериментальных работ, проводимых в ФИАН, можно выделить следующие. Была предложена оригинальная схема Z-пинча, позволяющая эффективно передавать энергию электрического накопителя в плазму в заданной точке пространства и получать вещество с экстремальными параметрами в заданный момент времени. В частности, были проведены уникальные исследования наносекундного взрыва проволочек и проволочных сборок, которые позволили получить достоверную и недоступную ранее информацию о процессах во время и после взрыва. Кроме того, была представлена новая малогабаритная установка КИНГ для генерации X-пинчей, в которой сплошной токопровод был заменен отдельными стержневыми токопроводами, что позволило менять катод-анодный промежуток в широких пределах. Проведены эксперименты с алюминиевыми (Al), медными (Cu) и молибденовыми (Mo) проволочками, в которых было показано улучшение работы X-пинчей и проанализирована природа источников излучения.

В области физики электрического взрыва тонких проволочек в ФИАН продолжают исследования по усовершенствованию теоретических моделей с целью их согласования с экспериментальными данными. Эти работы касаются влияния особенностей фазовых преобразований ряда металлов в различных условиях экспериментов на процесс испарения тонких проволочек, распределение термодинамических величин в центральной области (керне) проволочек, стратификацию областей повышенной плотности и другие явления.

На заседаниях секции обсуждалось теоретическое описание свойств Z-пинчей. В докладе коллектива авторов из МГТУ им. Н.Э. Баумана и НИЦ “Курчатовский институт” был представлен теоретический анализ нагрева плазмы до киловольтных температур в Z-пинче за счет быстрого роста магнитного поля. В результате в плазме пинча происходит увеличение энергии ионов пропорционально уже имеющейся у них энергии. Это приводит к генерации надтепловых ионов. Результаты исследования демонстрируют наличие в Z-пинчах двух взаимодополняющих механизмов, отвечающих за формирование надтеплого распределения ионов. Первый механизм — запаздывание релаксации плазмы относительно набора ионами энергии. Второй механизм связан с набором ионами энергии в изменяющемся магнит-

ном поле. По-видимому, с наличием надтеплого распределения ионов связаны анизотропия нейтронного выхода, генерация джетов и другие особенности пинчевых разрядов.

В целом, работа секции “Инерциальный термоядерный синтез” была успешной и прошла на высоком научном уровне. Практически все представленные доклады относились к поисковым направлениям, связанным с исследованиями на мощных электроразрядных установках и лазерным термоядерным синтезом.

5. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ

На конференции в рамках работы секции “Физические процессы в низкотемпературной плазме” (председатель секции — Ю. А. Лебедев) было представлено 42 доклада, 23 из которых были устными. Заседания проводились в смешанном очно-заочном режиме. Число участников секции было примерно таким же, как и в 2023 году. При этом большинство участников секции 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-, ЭЦР-разряды, разряды постоянного тока, дуги, разряды в жидкостях и др.), различные применения низкотемпературной плазмы, исследование плазмы, возникающей в импульсных процессах, физика атмосферных явлений. При этом можно отметить, что ряд докладов был посвящен прикладным аспектам 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 численными расчетами процессов в плазме и моделированием плазменных систем. Для примера рассмотрим некоторые из представленных направлений исследований. В ИОФ РАН проводятся лабораторные исследования, которые позволяют понять физику высокоскоростных потоков плазмы и явления в токовых слоях. Такие процессы 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. Важный эффект, связанный с генерацией обратных токов, состоит в появлении токов, направленных навстречу тем, которые создавали ускоренные потоки плазмы. В результате высокоскоростные потоки оказываются ограниченными, как во времени, так и в пространстве.

Ряд интересных результатов был представлен сотрудниками ИПФ РАН. В частности, рассказывалось о результатах исследования контракции СВЧ-разряда в плазмохимическом реакторе в водород-метановой смеси при давлениях 250–500 Торр. Такой разряд используется для осаждения алмазов из паровой фазы; этот диапазон давлений исследован слабо. Показано, что радиальный размер контрагированного разряда (филамента) соответствует толщине скин-слоя. В другом докладе из ИПФ РАН были рассмотрены распространение лазерного разряда в потоке тяжелого газа за счет экстремального УФ-излучения многозарядных ионов. Также исследована структура фронта разряда высокого давления, распространяющегося за счет фотоионизации собственным экстремальным УФ-излучением. Построена модель распространения разряда, найдены режимы, соответствующие наиболее эффективной генерации экстремального ультрафиолета.

В докладе из ИНХС РАН и НИЯУ МИФИ сообщалось о результатах экспериментов по получению водорода в СВЧ-разряде в жидких углеводородах при атмосферном давлении при барботировании различных газов. Этот тип разряда наименее исследован, и в России такие работы ведутся только в ИНХС РАН. Исследовались как физические, так и химические характеристики такого СВЧ-разряда. Полученные результаты могут оказаться полезными при определении перспектив прикладного использования СВЧ-разряда в жидкостях. Были также приведены результаты исследования разложения метана в СВЧ-разряда в воде на основе модели, разработанной с учетом роста размеров плаз-

менного пузыря. Также выполнено моделирование процесса получения водорода и ацетилена в плазмоструйном реакторе.

В докладе из ИСЭ СО РАН сообщалось о лабораторных экспериментах, направленных на изучение плазмы атмосферных разрядов на высотах 20–100 км от уровня моря. Эти разряды были названы транзиентными световыми явлениям, к которым были отнесены красные спрайты, голубые струи, эльфы, гало и другие. Были приведены результаты исследования столкновения плазменных диффузных струй с различной и одинаковой полярностью при импульсном разряде в воздухе и азоте.

В СПбГУ в течение многих лет проводится изучение явлений, наблюдающихся в пылевой плазме, в частности, изучается вращение плазменно-пылевых структур в магнитном поле в различных газах и, в частности, отбору полидисперсных пылевых частиц в ВЧИ-разряде.

Ряд докладов был представлен сотрудниками ОИВТ РАН. В одном из них был рассмотрен расчет теплофизических свойств плазмы индия, экспериментальные данные о которых практически отсутствуют. В работе использовалась модифицированная модель, которая ранее применялась для моделирования свойств других металлов и полупроводников и которая докладывалась на предыдущих конференциях по физике плазмы и УТС. В другом докладе было рассмотрено моделирование давления асимметричной комплексной плазмы в приближении средней ячейки Вигнера-Зейтца с учетом нелинейного экранирования. Также был представлен доклад, посвященный численному моделированию влияния искровых разрядов на процесс смещения потоков воздуха с дозвуковой и сверхзвуковой струями. Условия моделирования были представлены на стенде ОИВТ РАН. Показано, что возможно создавать такие условия, при которых эффективность смещения увеличивается на 15%.

В докладе из ИПМ им. М. В. Келдыша РАН был проведен квазиклассический анализ экспериментальных и расчетных данных о потенциалах ионизации из основного состояния многозарядных ионов средних, тяжелых и сверхтяжелых элементов. Эти данные, рассмотренные в специальных координатах, выявляют закономерности в зависимости от атомного номера элемента Z и числа электронов в ионе N . Обнаруженные за-

кономерности позволяют аппроксимировать большое количество табличных значений простыми полиномами. Показано, что с ростом Z улучшаются условия применения квазиклассического приближения.

В ряде работ из ИФ НАН Беларуси и ИОФ РАН были представлены результаты исследования возможностей применения протяженных разрядов в качестве излучающего тела вибраторной антенны.

В докладе коллектива авторов из АО “ГНЦ РФ ТРИНИТИ” были представлены результаты, которые открывают возможности оптимизации характеристик квазистационарного сильно-точного плазменного ускорителя, одним из перспективных направлений использования которого является разработка мощных электро-реактивных плазменных ракетных двигателей.

Ряд докладов, посвященных плазменным ракетным двигателям, был представлен сотрудниками НИЦ “Курчатовский институт”.

В докладе из КФУ сообщалось о разработке самосогласованной математической модели, позволяющей рассчитывать основные характеристики струйного ВЧ разряда, а также определять параметры формирующегося слоя положительного заряда. Плазма такого разряда при давлениях $p = 13.3\text{--}133$ Па применяется для модификации поверхностей различных материалов, таких как сталь, титан, полиэтилен, кожа, мех и др.

В целом, работа секции “Физические процессы в низкотемпературной плазме” была успешной, вполне удобной оказалась и очно-заочная форма проведения заседаний секции. 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 21 устный и 18 стендовых докладов. Обсуждались результаты исследований, проводимых в институтах РАН, вузах СНГ и других ведущих научных центрах России. По тематике наибольшее количество докладов относилось к исследованиям газовых

разрядов (18, в том числе к исследованию процессов в прототипах электроракетных двигателей — 4, к проблеме инициации горения топливной смеси в сверхзвуковом потоке — 2). Также были представлены тематики, охватывающие генерацию электромагнитного излучения (6, в том числе терагерцового — 4, сверхвысокочастотного — 2), различные разделы плазменной медицины — 8, плазменные технологии модификации твердых тел и их поверхности — 7, и диагностику плазмы — 5.

Наибольшее число докладов было посвящено экспериментальным исследованиям (22), численному моделированию (4) и теоретическим исследованиям (4), еще два доклада были посвящены изложению как теоретических, так и экспериментальных исследований; в ряде докладов обсуждались принципы построения новых установок.

Среди устных докладов наибольший интерес вызвали две тематики, — исследование прототипов ЭРД и их свойств и генерация электромагнитного излучения. В работе из МГУ изучались возможности оптимизации работы ВЧ источников ионов на азоте, кислороде и их смеси, имитирующей газовую среду на орбите. В качестве модели высокочастотного источника ионов использовался индуктивный источник ионов диаметром 10 см. Для улучшения рабочих показателей двигателя на разряд накладывалось внешнее магнитное поле и варьировалась рабочая частота генератора. Результаты эксперимента сопоставлены с расчетами. Коллективом авторов из НИЦ “Курчатовский институт”, ИОФ РАН и ИПФ РАН, был представлен доклад, в которой на основе полноволнового моделирования возбуждения в плазме волн ионно-циклотронного диапазона частот, учитывающего пространственную дисперсию диэлектрического отклика как электронов, так и ионов, было проведено сравнение нескольких основных типов антенн с точки зрения эффективности энерговклада в ионы плазмы. Найдены оптимальные размеры для каждого из рассматриваемых типов антенн, применительно к лабораторным макетам безэлектродного плазменного ракетного двигателя, установкам Е-1 и ПС-1. Коллективом авторов из НИУ МЭИ, НИЦ “Курчатовский институт” и ОИВТ РАН в ходе экспериментов с геликоновой антенной с помощью зондовой диагностики были определены основные

параметры плазмы в установке ПЛМ-М: плотность плазмы составила $(1-10) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$; температура плазмы — более 10 эВ; диаметр плазменного шнура — 3,5 см. Также были определены статистические и спектральные характеристики плазмы по сечению плазменного разряда, проведено их сравнение с данными, полученными в отсутствие дополнительного нагрева плазмы. В ФТИ имени А.Ф. Иоффе проводятся работы по моделированию емкостного ВЧ-разряда низкого давления в сложных геометриях. На секции были представлены результаты моделирования разряда кодом КИТе на модельных геометриях, таких как вложенные сферы, плоскопараллельные пластины, выполнен расчет изолированной системы заряженных частиц. Было проведено сравнение со стандартной моделью. Была исследована сходимость и устойчивость модели при вариации геометрий и расчетных сеток.

В работе из ОИВТ РАН была установлена зависимость между воспламенением активированной разрядом зоны и самовоспламенением газа перед фронтом волны горения. На ее основе предложен новый способ управления горением обедненной топливно-воздушной смеси в камере сгорания компрессионного двигателя при помощи высокочастотного коронного разряда. За счет изменения параметров разряда в широком диапазоне можно обеспечить самовоспламенение в узком диапазоне углов поворота коленвала вблизи верхней мертвой точки. Влияние разряда снижается с увеличением степени обедненности смеси.

Члены коллектива из МГУ исследовали разряд в высокоскоростных газовых потоках, иницируемый полуволновой СВЧ антенной. Экспериментально установлено, что структура (длина светящегося канала, его толщина, интенсивность свечения) СВЧ разряда зависит от параметров потока: давления газа в потоке и его скорости. Была определена концентрация электронов n_e порядка 10^{15} см^{-3} , а также установлено, что плазма находится в состоянии, близком к равновесному со значениями электронной и газовой температур около 5500 К. В еще одной работе из МГУ были исследованы токовые и излучательные характеристики наносекундного поверхностного скользящего разряда в сверхзвуковых потоках воздуха в канале.

Выделим еще одну работу по газоразрядной тематике из НИИЯФ МГУ, посвященную контракции импульсных наносекундных разрядов в азоте и воздухе атмосферного давления. В ней была представлена 1D модель с заданной временной динамикой импульса тока разряда, описывающая механизм контракции наносекундных разрядов для условий экспериментов. Отличительной особенностью разработанной модели является учет реакций диссоциации возбужденных молекул азота $N_2(A, B, C)$ в результате электронного удара, а также включение ступенчатой ионизации образующихся возбужденных атомов азота $N(^2D)$, $N(^2P)$.

Вызвала интерес работа из ФИАН, в которой были проведены измерения эмиссии мощного СВЧ излучения на частотах 1–6 ГГц во время развития лабораторного высоковольтного разряда в воздушных промежутках шириной 50 см при напряжениях порядка 1 МВ (при отрицательной и положительной полярности). С высокой точностью локализованы области генерации данного излучения при помощи разработанной сверхширокополосной системы радиорегистрации. Установлены пространственные области генерации СВЧ излучения и проведен их анализ на предмет корреляции с развитием в разряде плазменных структур. Изучена также корреляция СВЧ эмиссии с генерацией в разряде жесткого рентгеновского излучения. Показано, что генерация СВЧ излучения в разряде не может быть однозначно объяснена в терминах общепринятых концепций развивающихся или соударяющихся стримеров. Высказано предположение о том, что появление радиоизлучения на частотах выше 1 ГГц в разряде может быть связано с локальным развитием черенковских пучковых неустойчивостей в плазме.

Среди работ по тематике генерации электромагнитного излучения также можно выделить ряд интересных работ. Была представлена работа из МГУ, посвященная созданию компактного лазерно-плазменного ускорителя электронов и его применению для генерации терагерцового излучения и решению задач ядерной фотоники. Были представлены результаты расчетно-экспериментальных исследований нескольких схем ускорения электронов фемтосекундным лазерным импульсом с пиковой мощностью 1–2 ТВт, рассмотрены возможности масштабирования развитых подходов на большие мощности (десятки

ТВт и ПВт), а также применения таких лазерных пучков для генерации вторичного излучения в широком электромагнитном диапазоне — от терагерцового до гамма.

В двух докладах из ИЯФ СО РАН и РФЯЦ-ВНИИТФ были представлены результаты исследования динамики потока ТГц излучения и его корреляции с эволюцией плотности плазмы в экспериментах по взаимодействию релятивистского электронного пучка с плазмой на установке ГОЛ-ПЭТ. С учетом результатов экспериментов был сформирован проект установки ЛИУ-ПЭТ, предназначенной для генерации направленного потока ТГц излучения.

В двух докладах из АО “ГНЦ РФ ТРИНИТИ” были представлены исследования работы плазменного мазера, в котором в качестве генераторной секции используется двойной коаксиальный волновод, внешний и внутренний электроды которого металлические, а роль среднего электрода играет трубчатая плазма. Во втором из докладов было показано, что ширина спектра излучения в значительной степени зависит от азимутальной однородности концентрации плазмы. При однородной по азимуту плазме изменение ее концентрации позволяло изменять центральную частоту излучения в диапазоне от 4 до 13 ГГц при сохранении ширины спектра 3–4 ГГц. Было продемонстрировано электронное управление шириной спектра излучения, основанное на применении секционированного термокатода прямого накала. В зависимости от степени шунтирования накала одной из секций менялось азимутальное распределение концентрации плазмы и ширина спектра излучения мазера.

В работе коллектива авторов из НИУ “МЭИ” и НИЦ “Курчатовский институт” было представлено описание работы плазменной установки ПЛМ-М (плазменный линейный мультикаскад модернизированный) для испытаний теплозащитной облицовки гибридного термоядерного реактора. Установка предназначена также для испытаний тугоплавких материалов при стационарных плазменных нагрузках с плотностью мощности 1–5 МВт/м². Такие плотности мощности позволяют моделировать тепловую нагрузку на пластины дивертора гибридного термоядерного реактора.

Среди докладов, посвященных плазменным технологиям, отметим работу из СПбПУ и ФТИ

им. А. Ф. Иоффе, где авторы предложили использовать в качестве мишени эшелон пеллет из твердого ксенона Хе. Это устраняет проблему сопла, расположенного в нескольких миллиметрах от лазерной плазмы. Струя жидкого ксенона в генераторе пеллет-мишеней распадается на капли в результате развития поверхностной неустойчивости Плато-Рэлея. Охлаждение образованных капель ксенона в результате испарения материала с их поверхности приводит к их переходу в твердое состояние. Таким образом, формируется поток твердых частиц, движущихся друг за другом.

В НИЦ “Курчатовский институт” на установке “Кремень-2” проводятся работы по осаждению покрытий на режущий инструмент и штамповую оснастку, которые используются при изготовлении деталей и узлов энергетических машин.

Было представлено несколько докладов по плазменной медицине. Сотрудники НИЦ “Курчатовский институт” представили технологическую установку “Микромед”, предназначенную для обработки в вакууме групп деталей с целью нанесения на их рабочие поверхности биосовместимых покрытий, обладающих специальными функциональными свойствами, достаточными для надежной работы этих деталей в составе имплантируемых в сердце человека эндокардиальных электродов электрокардиостимуляторов. Работа выполнялась в рамках совместного проекта с НМИЦ сердечно-сосудистой хирургии им. А.Н. Бакулева. Во втором докладе рассказывалось о получении и исследовании развитого рельефа поверхности пленок, осаждаемых плазменными методами. Развитый рельеф осаждаемых пленок в термоядерных установках является отрицательным фактором, в то же время для многих приложений развитый рельеф необходим для функциональных свойств таких устройств как суперконденсаторы, катализаторы, а также электроды кардиостимуляторов, для которых нужна большая удельная емкость их контакта с тканью миокарда. Участники конференции из КНИТУ рассказали о нанесении бактерицидных покрытий на медицинские инструменты с помощью низкотемпературной плазмы. Для снижения числа осложнений при установке имплантатов суставов рассмотрено применение титано-гафниевого нитридных покрытий металлических конструкций. Покрытие обладает бактерицидными свойствами и совместимо с тканями живого организма. В работе участников конференции из

НИИЯФ МГУ, УрФУ, Нижнетагильского технологического института и ННГУ были исследованы УФ спектры поглощения и спектры флуоресценции для альбумина, тирозина и триптофана после действия импульсного излучения горячей плазмы. Основными компонентами клеток являются белки, поэтому повреждение структуры белков может быть критичным фактором, ответственным за гибель микроорганизмов.

Несколько докладов были представлены совместно коллективами из ИОФ РАН и РУДН. В одном из докладов рассказывалось о получении наночастиц оксидов металлов в многоискровом разряде с инъекцией газа в межэлектродное пространство. В другом докладе исследовалась генерация активных соединений кислорода и азота в жидкости при воздействии микроволнового импульсного капиллярного разряда. В третьем докладе был представлен модульный масштабируемый плазменный источник для деконтаминации поверхностей различной природы. Была исследована эффективность воздействия на бактерии *E. coli* BL21 (DE3) модуля с прямым пьезоразрядом в воздухе и модуля с плазменной струей в потоке аргона. Этот же коллектив авторов представил доклад о динамике образования активных форм кислорода и азота в жидкости при воздействии многоискрового разряда с инъекцией газа в зависимости от материала электродной системы. Кроме того, был представлен доклад о плазменной активации питательной среды при микроклональном размножении.

Работа секции в целом показала, что в области плазменных и пучковых технологий ведется активная исследовательская работа, причем число работ, имеющих явную 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. Заметна активность по модернизации больших экспериментальных установок и появлению новых диагностик. Анализ докладов показывает, что экспериментальные установки становятся сложнее, увеличивается их размер.

7. ПРОЕКТ ИТЭР.

ШАГ В ЭНЕРГЕТИКУ БУДУЩЕГО

В секции “Проект ИТЭР. Шаг в энергетику будущего” (председатель секции А. В. Кrasilъ-

ников) в этом году было представлено 45 докладов. Доклады были посвящены состоянию работ по созданию систем ITER, разрабатываемых и изготавливаемых в России, и связанным с этим задачам. Ряд докладов были посвящены работам по проектированию токамака с реакторными технологиями TRT.

В НИИЭФА им. Д. В. Ефремова проводились работы по первой стенке ITER, по изготовлению катушки полоидального поля и верхних патрубков вакуумной камеры. Разработана и обоснована конструкция разборного соединения каналов охлаждения первой стенки и трубопроводов стенда вакуумных испытаний с системой уплотнительных колец. Проведены испытания разборного соединения с уплотнениями двух производителей, обоснована целесообразность и работоспособность данного метода. В НИИЭФА также ведутся научно-исследовательские и опытно-конструкторские работы, необходимые для поставки верхних патрубков вакуумной камеры ITER. Верхние патрубки классифицируются как оборудование, важное для безопасности, и оборудование, работающее под давлением. Контроль соответствия требованиям безопасности осуществляется на всех этапах изготовления. К настоящему времени завершено изготовление всех патрубков, продолжаются работы по изготовлению уплотнительных фланцев. Комплекс работ по изготовлению и испытаниям катушки полоидального поля в НИИЭФА был завершен в 2023 году поставкой катушки на площадку ITER.

В НИКИЭТ ведутся работы, связанные с созданием бланкета установки ITER. Специалисты НИКИЭТ успешно провели квалификационные испытания электрического соединителя модуля бланкета. В результате квалификации подтверждена как возможность изготовления электрического соединителя, так и его работоспособность при нагрузках, соответствующих режимам работы ITER. Также было проведено расчетное исследование работоспособности сборки гибкой опоры бланкета в различных режимах работы токамака ITER. Была проведена квалификация технологии нанесения двух видов покрытий на внутрикамерные компоненты бланкета ITER: электроизоляционного покрытия и антифрикционного покрытия. Представлены предложения по даль-

нейшей оптимизации технологии и адаптации ее для серийного производства.

ГНЦ РФ ТРИНИТИ представил на конференции систему измерения плотности на основе дифференциальных рефрактометров с зондированием на обыкновенной волне, реализованную на токамаке T-11M. Были рассчитаны калибровочные кривые рефрактометра (зависимость задержки фазового набега от среднехордовой плотности), приведены первые результаты измерений средней плотности на токамаке T-11M в литиевых экспериментах. Также ГНЦ РФ ТРИНИТИ представил результаты исследования влияния неоновой газовой завесы на экранировку вольфрамовой мишени при воздействии на нее мощного потока водородной плазмы, а также сравнение эффективности азотной и неоновой газовой защиты.

Проектный центр ИТЭР представил ряд работ по диагностическим системам токамака ITER. Был представлен обзор текущего этапа проектирования и обоснования технических решений, принятых для диагностики “Диверторный монитор нейтронного потока”. Проект диагностики приближается к стадии изготовления, в обзоре обобщаются основные вызовы и предложенные пути их преодоления для обеспечения устойчивой работы диагностики по определению термоядерной мощности токамака ITER. Был также представлен обзор диагностической системы “Вертикальная нейтронная камера”, предназначенной для измерения пространственного распределения интенсивности нейтронного источника. Разработка находится на завершающей стадии, начало изготовления начнется уже в этом году. Изготовлены и испытаны макеты критических элементов диагностической системы, включая алмазные детекторы и ионизационные камеры деления.

Были представлены основные результаты работ по проектированию, изготовлению и испытаниям компонент диагностики “Спектроскопия водородных линий”, входящей в группу базовых диагностик, требуемых для запуска установки на этапе первой плазмы. Определены дальнейшие планы по разработке этой диагностики. Обсуждалась методика абсолютной калибровки нейтронного спектрометра на основе кристалла треххлористого лантана LaCl_3 , используемого в качестве монитора нейтронного потока D-D генератора нейтронов для in-situ калибровки нейтронных диагностик ITER. Сообщалось

о результатах детального моделирования функции отклика ионизационных камер деления, использующихся в диагностической системе ITER “Диверторный монитор нейтронного потока”: построена модель с учетом реалистичной геометрии электродов и плотности нанесения материала, оценка корректности разработанной численной модели на эксперименте, построение амплитудного спектра, определение порога дискриминации, анализ калибровочного коэффициента диагностики. Экспериментальная проверка модели проводилась по результатам облучения камер деления быстрыми нейтронами источника на основе Am-Be.

Было проведено моделирование отклика нейтронного спектрометра в составе диагностики “Анализаторы атомов перезарядки ITER”. Проверен алгоритм восстановления ионной температуры по данным спектрометра. Результаты показывают, что для D сценариев поток недостаточен для точной работы алмазного детектора, но достаточен для D-T сценариев. Стилбенный детектор может быть перегружен в D-T сценариях. Для диагностической системы “Активная спектроскопия” с помощью моделирования изучено влияние эффекта гало и зависимости скоростного коэффициента возбуждения перехода от энергии взаимодействия атома пучка и иона плазмы на профиль спектральной линии активной перезарядки. Показано, что эти явления в некоторых случаях могут заметно влиять на точность измерения скорости вращения плазмы и температуры ионов.

Был представлен обзор результатов работ по системам сбора и обработки данных диагностических систем ITER, разрабатываемых в России. В проектной документации ITER определены требования к коэффициентам готовности (вероятность того, что система может выполнять свои функции в данный момент времени) лишь для групп параметров, для которых требования к отдельным диагностическим системам не определены. Между тем параметр может измеряться несколькими системами. Была разработана математическая модель и вычислительный алгоритм на ее основе. В результате расчетов оказалось возможным определить требования к конкретной диагностической системе.

НИЦ “Курчатовский институт” представил результаты верификации кода BTR, активно используемого для проектирования и инженерно-

физического анализа систем нейтральной инжекции, в том числе для проекта ITER. Верификация потребовалась после ряда обновлений и расширений функциональности кода. Были проведены тесты двух видов: проверка корректности работы и исследование чувствительности моделей к входным данным. Также было проведено сравнение результатов работы кода с аналитическими решениями. Верификация показала, что при корректном использовании код BTR служит надежным инструментом детального анализа и оптимизации систем инжекции.

В НИЦ “Курчатовский институт” предложен алгоритм восстановления среднехордовой электронной плотности для рефрактометрической диагностики ITER с использованием нейронных сетей. Для обучения нейронной сети использовались результаты расчетов измеряемых параметров с помощью синтетической диагностики в ожидаемых сценариях ITER. Показано, что для целевых разрядов максимальная среднеквадратичная ошибка не превышает 1%, а время работы алгоритма составляет 150 нс, что меньше требуемого времени измерения 1 мс.

ИЯФ СО РАН ведет проектирование и интеграцию верхних диагностических портов № 02, № 08, № 07, экваториального диагностического порта № 11, а также проектные работы и изготовление части диагностик: “Вертикальная нейтронная камера”, “Диверторный монитор нейтронного потока”, “Анализатор атомов перезарядки”. Большая часть работ к настоящему времени вышла на стадии подготовки к изготовлению и изготовления. Идет изготовление и сборка диагностических защитных модулей порта № 11, подготовка к изготовлению защитного модуля порта № 07. Начало изготовления элементов верхней “Вертикальной нейтронной камеры” запланировано в текущем году. Компоненты “Диверторного монитора нейтронного потока” также вышли на стадию изготовления.

Для обеспечения эффективной нейтронной защиты в портах ITER было предложено использовать керамику карбида бора B_4C . В ИЯФ СО РАН проведены тесты свойств серийно поставляемой для порта № 11 и порта № 07 спеченной керамики карбида бора. Результаты показали соответствие материала B_4C предъявляемым требованиям.

Разработана финальная конструкция опорных рам портов № 02 и № 08: доработаны трехмерные

модели рам, проведены нейтронные расчеты для оценки остаточной дозы наведенной радиации, проведены расчеты напряжений в конструкции под действием механических и сейсмических нагрузок, подготовлен пакет документов для защиты финального проекта.

На установке БЭТА в ИЯФ СО РАН проведено исследование эрозии при импульсном нагреве керамик, считающихся перспективными для применения в качестве материала для изготовления защиты обращенных к плазме компонентов термоядерных установок: B_4C в виде монолитного образца и покрытий, нанесенных на вольфрам, SiC , ZrB_2 , а также ZrB_2-SiC в пропорциях 70:30 и 80:20.

В ИЯФ СО РАН продолжают работы по инжекторам нейтральных атомов. Проведены работы по модернизации многоапертурного источника отрицательных ионов с генерацией плазмы с помощью ВЧ-разряда и поверхностно-плазменной генерацией отрицательных ионов водорода. Проведены испытания различных защитных экранов ВЧ-источника, исследованы тепловые режимы и условия стабильной работы ВЧ-разряда.

Был представлен доклад о статусе электронно-циклотронной системы ITER, в том числе гиротронов, разработанных и изготовленных в ИПФ РАН и НПП ГИКОМ.

В ФТИ РАН ведутся работы по диагностическим системам “Анализаторы атомов перезарядки” и «Томсоновское рассеяние в диверторе», а также по проектированию и интеграции нижнего порта № 08. По диагностике “Анализаторы атомов перезарядки” были представлены результаты, полученные в ходе разработки и испытаний системы визуального контроля качества обдирочных мишеней. Рассмотрена конструкция системы, продемонстрирована возможность визуального определения дефектов обдирочной мишени.

Несколько докладов были посвящены разным аспектам разработки диагностики Томсоновского рассеяния в диверторе. Был сделан общий обзор состояния работ по разработке диагностики, а также обзор состояния разработки крупногабаритных собирающих зеркал. Также было проведено моделирование транспорта примесных частей бериллия и бора в диагностическом канале для оценки степени загрязнения первого зеркала, исследована также скорость загрязнения первого

зеркала. В еще одном докладе были представлены два типа актуаторов, разработанных для диагностики томсоновского рассеяния и предназначенных для функционирования внутри вакуумного объема: пьезодвигатель и биметаллический актуатор. Проведены расчеты устройства согласования мощности чистящего ВЧ разряда, размещаемого в вакуумном объеме, оптимизирована трехмерная структура согласующего устройства.

Разработаны несущие конструкции для размещения оборудования диагностической системы “Томсоновское рассеяние” и «Монитор эрозии дивертора», их установки и фиксации в нижнем порту № 08. Разработаны макеты элементов фиксации передней рамы, испытан макет передней рамы для подтверждения технических решений по установке и фиксации ее на диверторных рельсах.

НИУ МЭИ представил несколько докладов, посвященных взаимодействию плазма-стенка. На созданной в НИУ МЭИ установке ПЛМ проводятся испытания материалов, перспективных для использования в качестве первой стенки. Установка оснащена оптической и зондовой системами диагностики плазмы. Были приведены результаты оптических и зондовых измерений. Был представлен метод исследования структуры покрытий, содержащих бор и другие легкие включения, на микронных глубинах с помощью спектроскопии отраженных электронов. Методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии было исследовано изменение плазменных возбуждений в углероде и вольфраме в результате воздействия плазмы на поверхность. Была построена аналитическая модель процесса взаимодействия легких ионов со слоисто-неоднородными поверхностями. Теория используется для интерпретации экспериментов по отражению ионов от слоисто-неоднородных мишеней, выполненных на большом масс-монохроматоре МИФИ.

Участниками конференции из НИИЭФА было предложено использовать опыт разработки и изготовления сильноточной коммутирующей аппаратуры для ITER при проектировании токамака с реакторными технологиями (TRT): аппаратов оперативной коммутации тока и быстрого вывода энергии, систем контроля и измерения токов и напряжений, шинопроводов, заземления, системы управления. В частности, было

предложено разработать универсальный коммутационный комплекс системы питания электромагнитной системы ТРТ.

В докладе из ИПМ РАН был рассмотрен процесс потери сверхпроводимости и перехода в нормальную фазу на участке высокотемпературного сверхпроводящего кабеля. Предложена численная модель процесса, проведено численное моделирование.

В Проектном центре ИТЭР были выполнены работы для проекта ТРТ. Проведены расчеты ядерно-радиационных нагрузок на конструктивные элементы ТРТ, а также нейтронных полей в местах расположения диагностик для модели токамака ТРТ. Расчеты проведены с использованием кода OpenMC. Там же проведена разработка системы диагностики высокоэнергичных атомов перезарядки на основе алмазных спектрометрических детекторов. Определено размещение этой системы в камере ТРТ, проведены оценки ожидаемых спектров.

Рассмотрены подходы к проектированию автоматизированных информационно-управляющих систем ТРТ на основе опыта разработки и внедрения на передовых установках типа токамак.

Рассмотрены требования к управлению документацией при проектировании и строительстве больших термоядерных установок. Высказано мнение, что для обеспечения управления проектом в полном объеме нужно уже на начальной стадии проекта внедрить систему управления жизненным циклом продукта и всей документацией (PLM). Определены требования к единой системе PLM, проанализированы доступные отечественные PLM-решения.

Работа сессии была успешной. Она показала существенный прогресс в научно-исследовательских и конструкторских работах в поддержку проектов ITER и ТРТ.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. LI 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 51-й раз и собрала на свои заседания 1245 участников из научных центров России и других стран. Среди участ-

ников были представители 58 российских организаций и 6 иностранных научных центров.

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.

3. Ежегодно происходящий обмен информацией и опытом между учеными России, стран дальнего и ближнего зарубежья способствует установлению и поддержанию научных контактов между научными центрами, занимающимися близкими проблемами. Это подтверждается работами, совместно выполненными сотрудниками российских и некоторых зарубежных научных центров.

4. Уровень экспериментальных исследований, выполненных российскими учеными на крупных российских установках в области магнитного удержания горячей плазмы, заметно повысился в результате ввода новых и модернизации действующих установок.

5. Важную роль в развитии исследований по физике плазмы в России играет комплексная программа 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 и физике плазмы подпрограмма “Разработка технологий управляемого термоядерного синтеза и инновационных плазменных технологий”. Эта программа разработана в ГК РОСАТОМ при участии ведущих российских научных центров, финансируется как государственной корпорацией, так и государственным бюджетом РФ. Программа в значительной части стимулирует развитие ядерной энергетики и ядерных технологий и их применение в экономике России.

6. В результате реализации программы международного проекта ITER, 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, включающую программу подготовки научных и инженерных кадров.

7. Современный мировой уровень лазерно-плазменных исследований требует создания нескольких крупных лазерных центров России с мультипетаваттными лазерными системами для решения проблемы ЛТС и смежных задач. Также целесообразно создать в крупных университетах России сеть лазерных установок с субпетаваттной мощностью, на которых было бы возможно проверять новые идеи и экспериментальные схемы, проводить отработку новых диагностик, вести эффективную подготовку научных кадров. Так эффективно работают научные программы технологически развитых стран Европы, Японии, Китая и США.

Оргкомитетом конференции издана книга “LI Международная Звенигородская конференция по

физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу” Сборник тезисов докладов. М.: ЗАО НТЦ ПЛАЗМАИОФАН. 316 с. ISBN 978-5-6042115-1-9. Материалы конференции также размещены на сайте конференции http://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/LI/Zven_LI.html.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. «LI Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу” 18–22 марта 2024 г., г. Звенигород. Сборник тезисов докладов. — М.: ЗАО НТЦ ПЛАЗМАИОФАН. — 316 с. ISBN 978-5-6042115-1-9.
2. http://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/LI/Zven_LI.html

STATUS OF RESEARCH IN THE FIELD OF PLASMA PHYSICS AND PLASMA TECHNOLOGIES IN RUSSIA IN 2023

I. A. Grishina^{a,*} and V. A. Ivanov^{a,b}

^a*Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^b*National Research Nuclear University “MEPhI,” Moscow, Russia*

**e-mail: grishina@fpl.gpi.ru*

The most interesting new results are discussed that were presented at the LI International Zvenigorod Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, held from March 18 to 22, 2024 in Zvenigorod, Moscow region. The achievements in the main fields of research in plasma physics in Russia were analyzed and compared with those obtained abroad.

Keywords: plasma physics, thermonuclear fusion, plasma and beam technologies, international project ITER, conference, results