

ISSN 0367-2921

Том 50, Номер 10

Октябрь 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 10, 2024

ТОКАМАКИ

- Система коллимации жесткого рентгеновского излучения на токамаке T-15МД
В. И. Тепикин, П. В. Саврухин, Е. А. Шестаков, П. Д. Лисовой, А. В. Храменков, А. И. Аристов 1145
- Диагностика плазмы в диверторе T-15МД: задачи, проблемы и возможности реализации
К. Ю. Вуколов, Е. Н. Андреев, М. Ю. Бузмаков, В. С. Неверов, И. И. Орловский, Ю. И. Толпегина, Д. А. Федоров 1156

МАГНИТНЫЕ ЛОВУШКИ

- 2D–4D-моделирование проникновения нейтральных частиц в центр плазменного шнура в стеллараторе Л-2М. Верификация результатов с использованием кода ASTRA
А. И. Мещеряков, И. А. Гришина, Н. В. Касьянова 1174

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ

- Исследования геликонной плазмы методами эмиссионной спектроскопии
И. В. Москаленко, Д. О. Шуровский, Н. Н. Нагель, Д. С. Кутузов, Е. Ю. Брагин 1182

ПУЧКИ В ПЛАЗМЕ

- Спицеобразные структуры в ионном диоде с магнитной изоляцией электронов
А. И. Пушкарев, Х. Р. Zhu, С. С. Полисадов, Р. Tang, Z. Yang, M.K. Lei 1193

КОСМИЧЕСКАЯ ПЛАЗМА

- Генерация квази-электростатических медленных необыкновенных волн каппа-распределением с конусом потерь
Д. Р. Шкляр, Н. С. Артеха 1205

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА

- Околосолнечная пылевая плазма: основные физические процессы и экспериментальные данные, полученные в рамках миссии «Луна-25»
С. И. Попель, Л. М. Зелёный, А. В. Захаров, И. А. Кузнецов, Г. Г. Дольников, А. Н. Ляш, И. А. Шашкова, А. А. Карташова, А. Е. Дубов, М. Э. Абделаал, Ю. С. Резниченко 1222
- Численное исследование структурных параметров цепочек пылевых частиц разной длины
М. В. Сальников, А. В. Федосеев, М. М. Васильев, О. Ф. Петров 1240

Нелинейные периодические волновые структуры в запыленной ионосфере Земли
Ю. Н. Извекова, С. И. Попель, Т. И. Морозова, С. И. Копнин 1249

Электростатические эффекты и формирование пылевой плазмы над поверхностью Энцелада
Д. В. Шохрин, С. И. Копнин, С. И. Попель 1258

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

Образование активных частиц в смесях метана, азота и кислорода
при одновременном воздействии электрического поля и электронного пучка
*Д. В. Терешонок, Н. Л. Александров, Н. Ю. Бабаева, В. П. Коновалов, Г. В. Найдис,
В. А. Панов, А. В. Угрюмов* 1269

CONTENTS

Volume 50, No. 10, 2024

TOKAMAKS

- Hard X-Ray Collimation System at the T-15MD Tokamak
V. I. Tepikin, P. V. Savrukhn, E. A. Shestakov, P. D. Lisovoi, A. V. Khramenkov, A. I. Aristov 1145
- Plasma Diagnostics in T-15MD Divertor: Tasks, Problems, and Implementation Possibilities
K. Yu. Vukolov, E. N. Andreenko, M. Yu. Buzmakov, V. S. Neverov, I. I. Orlovskiy, Yu. I. Tolpegina, D. A. Fedorov 1156

MAGNETIC TRAPS

- 2D–4D Simulations of Neutral Particles Penetration into Central Plasma Region in the L-2M Stellarator. Verification of Results Using ASTRA Code
A. I. Meshcheryakov, I. A. Grishina, N. V. Kasyanova 1174

PLASMA DIAGNOSTICS

- Study of a Helicon Plasma by Emission Spectroscopy Methods
I. V. Moskalenko, D. O. Shurovskiy, N. N. Nagel, D. S. Kutuzov, E. Yu. Bragin 1182

BEAMS IN PLASMA

- Spoke-Type Structures in an Ion Diode with Magnetic Insulation of Electrons
A. I. Pushkarev, X. P. Zhu, S. S. Polisadov, P. Tang, Z. Yang, M. K. Lei 1193

SPACE PLASMA

- Generation of Quasi-Electrostatic Slow Extraordinary Waves by Kappa Distribution with a Loss Cone
D. R. Shklyar, N. S. Artekha 1205

DUST PLASMA

- Circumlunar Dusty Plasma: Main Physical Processes and Experimental Data Obtained during the “Luna-25” Mission
S. I. Popel, L. M. Zelenyi, A. V. Zakharov, I. A. Kuznetsov, G. G. Dol’nikov, A. N. Lyash, I. A. Shashkova, A. A. Kartasheva, A. E. Dubov, M. E. Abdelaal, Yu. S. Reznichenko 1222
- Numerical Study of Structural Parameters of Dust Particle Chains of Different Lengths
M. V. Sal’nikov, A. V. Fedoseev, M. M. Vasil’ev, O. F. Petrov 1240

Nonlinear Periodic Wave Structures in the Dusty Earth's Ionosphere	
<i>Yu. N. Izvekova, S. I. Popel, T. I. Morozova, S. I. Kopnin</i>	1249
Electrostatic Effects and Formation of Dusty Plasma above the Surface of Enceladus	
<i>D. V. Shokhrin, S. I. Kopnin, S. I. Popel</i>	1258

LOW TEMPERATURE PLASMA

Formation of Active Particles in Methane, Nitrogen, and Oxygen Mixtures under Simultaneous Action of an Electric Field and an Electron Beam	
<i>D. V. Tereshonok, N. L. Aleksandrov, N. Yu. Babaeva, V. P. Kononov, G. V. Naidis, V. A. Panov, A. V. Ugryumov</i>	1269

УДК 533.9.08

СИСТЕМА КОЛЛИМАЦИИ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
НА ТОКАМАКЕ T-15МД© 2024 г. В. И. Тепикин^{a, b, *}, П. В. Саврухин^{a, b}, Е. А. Шестаков^a, П. Д. Лисовой^{a, b},
А. В. Храменков^a, А. И. Аристов^b^aНИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия^bНИИУ «Московский энергетический институт», Москва, Россия

*e-mail: Tepikin_VI@nrcki.ru

Поступила в редакцию 17.06.2024 г.

После доработки 24.07.2024 г.

Принята к публикации 10.08.2024 г.

Система коллимации жесткого рентгеновского излучения оборудована на токамаке T-15МД (большой радиус $R = 1.48$ м, малый радиус $a = 0.67$ м, вытянутость $k = 1.7 - 1.9$, треугольность $\delta = 0.3 - 0.4$, тороидальное магнитное поле $B_T = 2$ Тл, ток плазмы до $I_p = 2$ МА, длительность разряда до 30 с) для обеспечения измерений пространственной и временной эволюции пучков ускоренных электронов. Диагностика построена на базе сцинтилляционных $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ детекторов, обеспечивающих измерение энергетических спектров излучения в диапазоне 0.3–10 МэВ. Моделирование эффективности экранирования методом Монте-Карло в среде GEANT4 показало, что коллиматор обеспечивает поле зрения 2° . Перемещение поля зрения по сечению плазменного шнура обеспечивается в горизонтальном и вертикальном направлениях с помощью поворотного основания и винтовых опорных элементов. Для восстановления спектров используется алгоритм обработки сигналов сцинтилляционных детекторов с графическим интерфейсом управления и визуализации данных. Приводятся результаты тестирования детекторов на лабораторном стенде и в предварительных экспериментах с генерацией пучков ускоренных электронов на токамаке T-15МД.

Ключевые слова: жесткое рентгеновское излучение, ускоренные электроны, коллиматор, сцинтилляционный детектор, токамак.

DOI: 10.31857/S0367292124100013, EDN: FCYW BZ

ВВЕДЕНИЕ

Изучение процессов генерации пучков ускоренных электронов с энергиями до 30 МэВ, а также разработка методов их подавления являются актуальными задачами современных исследований на токамаках [1–3]. Образование мощных пучков ускоренных электронов на начальной стадии разряда, а также при развитии неустойчивости срыва, и их последующее взаимодействие с внутрикамерными элементами, может приводить к повреждению первой стенки и дивертора и затруднить работу будущих токамаков-реакторов [4].

Исследование ускоренных электронов в экспериментах на токамаках основано на использовании различных диагностик, измеряющих излу-

чение из плазменного объема, и на использовании зондовых методов [5–7]. Существующие диагностики позволяют проводить анализ ускоренных электронов по измерениям излучения в видимом и инфракрасном диапазонах с помощью видеокамер [8–10] и по измерению электрон-циклотронного излучения [11–14]. Однако наиболее распространенным методом является регистрация тормозного рентгеновского излучения, возникающего при кулоновских столкновениях ускоренных электронов с ионами и фоновыми электронами. Детектирование рентгеновского излучения в комбинации с модельными расчетами обеспечивает важную информацию о развитии пучков ускоренных электронов внутри плазменного шнура [15–17].

Для получения локальных распределений интенсивностей мягкого ($E < 20$ кэВ) и надтеплого ($E = 20\text{--}300$ кэВ) рентгеновского излучения широко используются томографические камеры (T-15МД [18], T-10 [19], T-11М [20], EAST [21], Alcator C-Mod [22], Tore Supra [23], TCV [24], AS-DEX Upgrade [25] и др.), расположенные в ортогональном направлении к плазменному шнуру. Характерной особенностью тормозного излучения электронов больших энергий ($E > 200\text{--}300$ кэВ) является преимущественная направленность в узком конусе в направлении движения электронов (приближенно к тороидальному направлению) [26]. Это, в совокупности с низкой эффективностью регистрации жесткого ($E > 300$ кэВ) рентгеновского излучения полупроводниковыми детекторами, ограничивает использование томографических методов для регистрации излучения ускоренных электронов. Для измерения жесткого рентгеновского излучения необходимо использовать тангенциальные коллиматоры с одной или несколькими хордами наблюдений. Дополнительной особенностью измерений жесткого рентгеновского излучения является необходимость оборудования специальных коллиматоров для обеспечения пространственного разрешения и для экранировки детекторов в условиях повышенных радиационных полей. Коллимационные системы оборудованы и используются на токамаках JET [27], EAST [28], Globus-M [16] и планируются на ITER [29, 30]. На токамаках DIII-D [31], HL-2M [32], WEST [33] созданы гамма-камеры — многохордовые коллиматоры, позволяющие получать двумерные пространственные распределения рентгеновского излучения.

Жесткое рентгеновское излучение обладает высокой проникающей способностью, поэтому, как правило, в качестве экранирующих материалов в коллиматорах используются материалы с большими зарядовыми числами, такие как свинец и вольфрам. Для защиты от нейтронов используется комбинация материалов и, в первую очередь, водородсодержащие элементы (полиэтилен), эффективно замедляющие нейтроны из-за большой массовой доли легких атомов водорода. Замедление и поглощение нейтронного излучения может сопровождаться вторичным гамма-излучением за счет реакции радиационного захвата и неупругого рассеяния. Для эффективной защиты от нейтронного излучения применяются многослойные экраны из различных материалов.

Разработка и оборудование коллиматоров рентгеновского излучения требует в этих условиях проведения подробного моделирования переноса излучения методом Монте-Карло [16, 30, 34].

Регистрация жесткого рентгеновского излучения в основном осуществляется сцинтилляционными детекторами на основе кристаллов NaI(Tl), LaBr₃(Ce), LYSO, BGO и др. Для проведения измерений на токамаке T-15МД были выбраны детекторы LaBr₃(Ce). Сцинтилляционные детекторы с кристаллами LaBr₃(Ce) характеризуются повышенным энергетическим разрешением ($FWHM \sim 3\%$) и световыходом (63 фотонов/кэВ), а также обладают высокой эффективностью регистрации гамма-квантов и коротким временем высвечивания ~ 16 нс. Это позволяет достичь высоких скоростей счета в спектрометрическом режиме измерений. Калибровка сцинтилляционных детекторов осуществляется с помощью набора радиоактивных источников и рентгеновской трубки. Спектр рентгеновского излучения получается после обработки сигнала сцинтилляционного детектора с помощью цифровых алгоритмов. Цифровые алгоритмы обработки сигналов обладают преимуществами над аналоговой обработкой, в первую очередь определяемыми высокой линейностью, стабильностью (повторяемостью) и возможностью подстройки алгоритмов. Цифровая спектрометрическая обработка требует регистрации данных с большой частотой дискретизации ($f > 50$ МГц) и необходимости записи большого объема данных (более 1 Гб/с), что оказывается затруднительным при анализе стационарных плазменных разрядов в токамаке. В этих условиях возможна обработка исходных данных диагностики с использованием программируемых логических интегральных схем (ПЛИС) [35, 36].

В настоящей работе приводятся результаты разработки и оборудования на токамаке T-15МД нового подвижного коллиматора жесткого рентгеновского излучения для анализа пространственного и энергетического распределения пучков ускоренных электронов. Использование многослойной защиты из свинцовых и полиэтиленовых блоков обеспечивает защиту от нейтронного излучения и эффективную коллимацию рентгеновского излучения с полем зрения 2° . Значительным преимуществом подвижного коллиматора T-15МД, по сравнению с оборудованными ранее на других токамаках [16, 27, 28], является возможность дистанционного изменения области регис-

трации по сечению плазменного шнура. Использование спектрометрических детекторов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и разработанной программы обработки спектров позволяет использовать коллиматор для измерения рентгеновского излучения пучков ускоренных электронов в предварительных экспериментах на токамаке Т-15МД.

В разд. 2 приводится описание коллиматора жесткого рентгеновского излучения на токамаке Т-15МД. Приводятся результаты расчетов эффективности поглощения нейтронов и гамма-квантов в конструкции коллиматора. Система детектирования и спектрометрического анализа жесткого рентгеновского излучения, а также результаты измерений рентгеновского излучения пучков ускоренных электронов в предварительных экспериментах на токамаке Т-15МД приводятся в разд. 3. В Заключение рассматриваются проблемы измерения жесткого рентгеновского излучения на установках токамак.

2. ОБОРУДОВАНИЕ КОЛЛИМАТОРА ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ТОКАМАКЕ Т-15МД

Коллимационная система, оборудованная на токамаке Т-15МД для измерения пространственного распределения тормозного рентгеновского излучения, представляет собой систему соосных каналов в блоках поглощающих материалов. Подобная схема широко используется на токамаках [27, 17]. В качестве основного материала коллиматора для защиты от излучения высоких энергий используется свинец. Благодаря большому зарядовому числу ($Z = 82$) свинца, гамма-кванты эффективно взаимодействуют с атомами во всем диапазоне энергий. Для защиты от нейтронов, образующихся в результате фотоядерных и термоядерных реакций, используется полиэтилен, эффективно замедляющий нейтроны из-за большой массовой доли легких атомов водорода. Проведенный анализ показал, что толщина слоя полиэтилена, необходимая для замедления нейтронов до тепловой энергии, составляет ~ 16 см. Нейтроны, замедляясь и поглощаясь в полиэтилене, генерируют вторичное гамма-излучение 2.2 МэВ в результате реакции радиационного захвата (n, γ) нейтрона атомом водорода и 4.4 МэВ от неупругого рассеяния нейтрона (n, n') на атоме углерода. Для защиты от вторичного гамма-излучения в коллиматоре Т-15МД используются чередующиеся слои свинца и полиэтилена.

Коллимационная система на токамаке Т-15МД состоит из детекторной камеры и двух коллимационных блоков (рис. 1). Задний коллимационный блок состоит из двух свинцовых цилиндров (диаметр 140 мм, толщина 150 мм) с отверстиями каналов $d = 30$ мм. Передний коллимационный блок состоит из набора материалов: 3 слоя свинца, каждый слой толщиной 30 мм, и 4 слоя полиэтилена марки NEUTROSTOP C0, каждый слой толщиной 80 мм. Коллимационная система обладает габаритами $2 \times 1 \times 0.8$ м и весом примерно 700 кг.

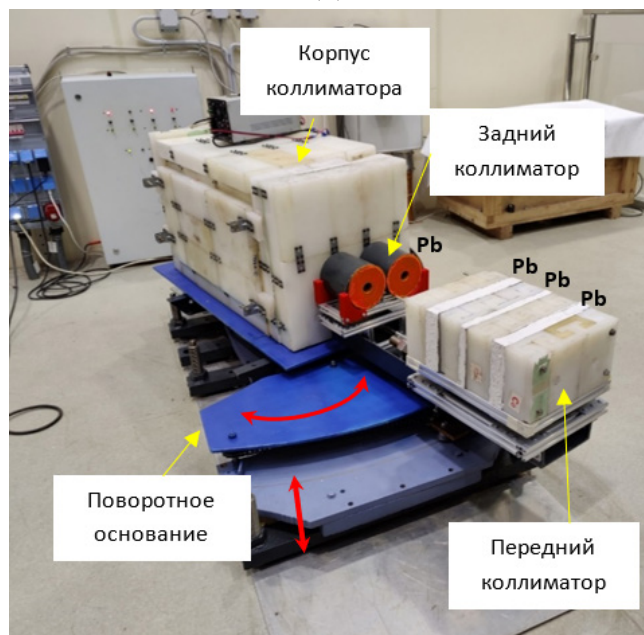
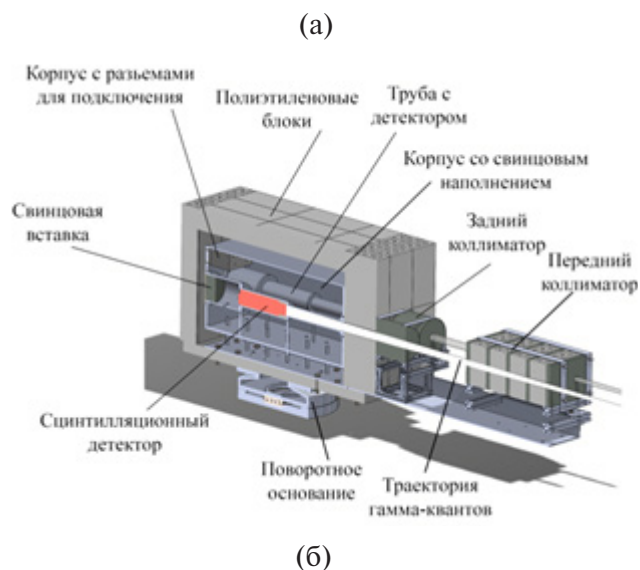


Рис. 1. Коллиматор жесткого рентгеновского излучения на токамаке Т-15МД: CAD-модель коллиматора (а); фотография коллиматора, установленного в экспериментальном зале токамака Т-15МД (б).

Каналы в переднем коллимационном блоке могут перекрываться вставкой из ${}^6\text{LiH}$ для поглощения нейтронов, движущихся вдоль оптической оси. Проведенные ранее расчеты [37] показали, что вставка ${}^6\text{LiH}$ длиной 300 мм до 10 раз ослабляет потоки фонового гамма-излучения, наводимого нейтронами. При этом вставка ${}^6\text{LiH}$ длиной 300 мм ослабляет потоки нейтронов 2.4 и 14 МэВ в ~ 900 и ~ 30 раз соответственно. Каналы в заднем коллиматоре могут перекрываться вставками из свинца.

В детекторной камере располагаются два детектора, окруженные экраном из свинца (шариковый наполнитель $d \sim 2$ мм), толщиной 70–100 мм и внешним экраном из полиэтилена (толщина 80–160 мм). Детекторы находятся внутри цилиндрических направляющих из нержавеющей стали, обеспечивающих, при необходимости, возможность оперативной замены оборудования. После установки оборудования, детекторные каналы закрываются свинцовыми заглушками толщиной 100 мм. Предусмотрена возможность использования фильтров для ограничения низкоэнергетической части спектра. В центральной части цилиндрических направляющих, в месте расположения детекторов, оборудован магнитный экран из магнитомягкого железа суммарной толщиной 6 мм для защиты ФЭУ от рассеянных магнитных полей.

Зависимость $I(\theta)$ интенсивности регистрируемого излучения пробного источника излучения, смещенного на некоторый угол θ относительно главной оптической оси, от этого угла θ , задается интегралом

$$I(\theta) = \int_{S_{det}} \int_{\Delta\Omega} I_0 F_{geom}(k, \theta) d\Omega dS. \quad (1)$$

Здесь I_0 — интенсивность пробного источника излучения, $\Delta\Omega$ — телесный угол, под которым виден элемент dS поверхности детектора из местоположения пробного источника, S_{det} — площадь поверхности детектора, $F_{geom}(k, \theta)$ — геометрический фактор, учитывающий конструкцию коллиматора и частичную прозрачность материалов коллиматора для рентгеновского излучения высоких энергий. Угол θ_{FOV} , при котором значение $10 \lg(I(\theta_{FOV}) / I(0)) = 20$ дБ, определяет поле зрения коллиматора.

Функция $F_{geom}(k, \theta)$ является нетривиальной и сложным образом зависит от конструкции и материалов коллиматора, процессов взаимодействия рентгеновского излучения с веществом и т. д. Для

оценки эффективности поглощения нейтронного и гамма-излучения и определения пространственного разрешения коллиматора был проведен расчет переноса излучения методом Монте-Карло (рис. 2) с помощью кода GEANT4 [38]. Для каждого значения угла θ производился расчет переноса рентгеновского излучения в коллиматоре с 10^8 начальных частиц. Результаты расчета интенсивности регистрируемого излучения $I(\theta)$ от пробного источника излучения, смещенного на угол θ относительно главной оптической оси показан на рис. 3.

Также проводилась оценка эффективности экранирования — отношения интенсивности излучения от пробного источника, расположенного на главной оптической оси, к интенсивности такого же источника, расположенного вне поля зрения коллиматора и имитирующего фоновое излучение (рис. 4).

Проведенные расчеты показали, что оборудованная на токамаке Т-15МД коллимационная система обеспечивает фронтальную эффективность экранирования от гамма-излучения $k_\gamma = 4 \cdot 10^2$ для гамма-квантов 4 МэВ, от нейтронного потока — $k_n = 1 \cdot 10^3$ для нейтронов 2.5 МэВ

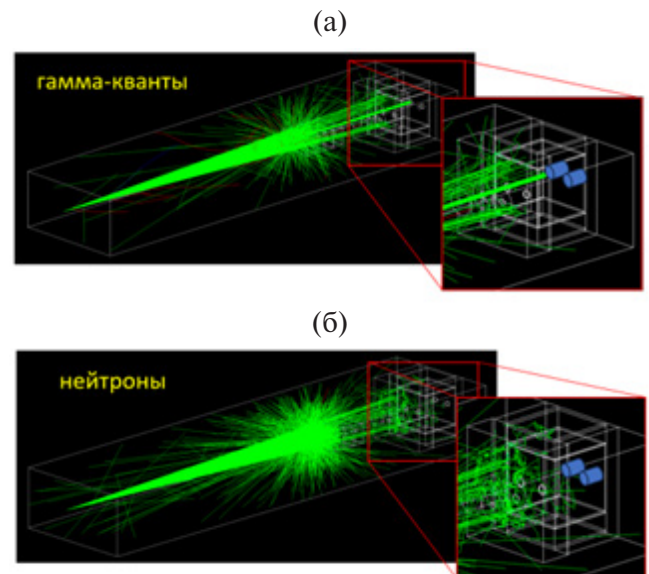


Рис. 2. Расчетный объем в среде GEANT4. Белыми линиями показаны границы элементов коллиматора, зелеными линиями — траектории гамма-квантов (а) и нейтронов (б). Синими цилиндрами показаны сцинтилляционные детекторы из $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Видно, что из общего потока гамма-квантов, до детектора доходит узкий коллимированный пучок. Нейтроны же не доходят до детектора, рассеиваясь и поглощаясь в ${}^6\text{LiH}$ -вставке в переднем коллиматоре.

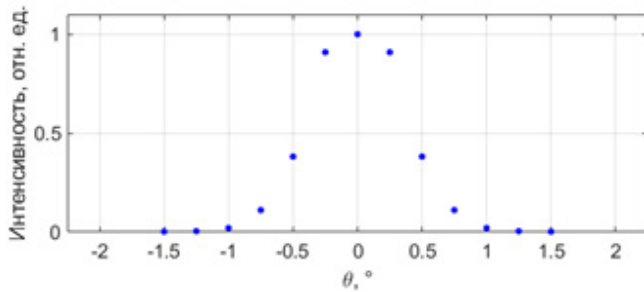


Рис. 3. Рассчитанная методом Монте-Карло зависимость относительной интенсивности $I(\theta)$ регистрируемого излучения пробного источника излучения, смещенного на угол θ относительно главной оптической оси коллиматора. Зависимость нормировалась на значение интенсивности при нулевом угле. Поле зрения коллиматора составляет 2° ($10 \lg(I(\theta_{FOV}) / I(0)) = 20$ дБ).

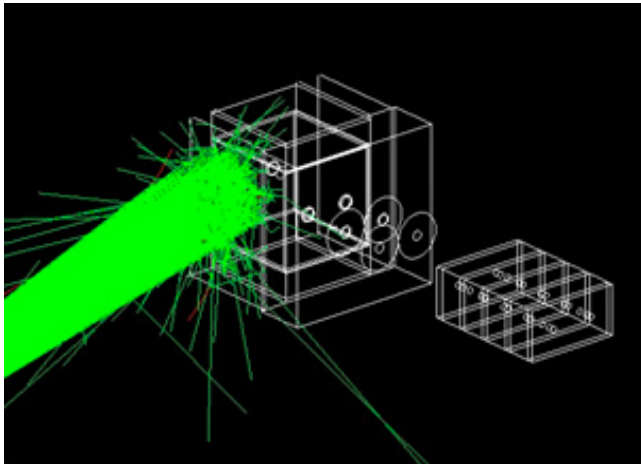


Рис. 4. Расчетный объем в среде GEANT4. Вычисление эффективности экранирования коллиматора при гамма-излучении 4 МэВ от пробного источника, расположенного вне поля зрения коллиматора и имитирующего фоновое излучение.

и $k_n = 1 \cdot 10^2$ для нейтронов 14.1 МэВ (боковая эффективность экранирования $k_\gamma = 1.5 \cdot 10^2$ (4 МэВ), $k_n = 0.45 \cdot 10^3$ (2.5 МэВ), $k_n = 0.5 \cdot 10^2$ (14.1 МэВ)). При этом угловое поле зрения составляет 2° , что соответствует пространственному разрешению порядка 20 см на расстоянии 6 м.

Угловое распределение интенсивности тормозного излучения релятивистского электрона обладает резким максимумом в области малых углов [26, 39]. Интенсивность сигнала регистрируемого тормозного излучения резко зависит от угла между вектором направления движения налетающего электрона $\mathbf{p}_0$ и единичным вектором $\hat{\mathbf{I}}$, направленным из точки рассеяния в детектор $I = f(\hat{\mathbf{I}} \cdot \mathbf{p}_0)$.

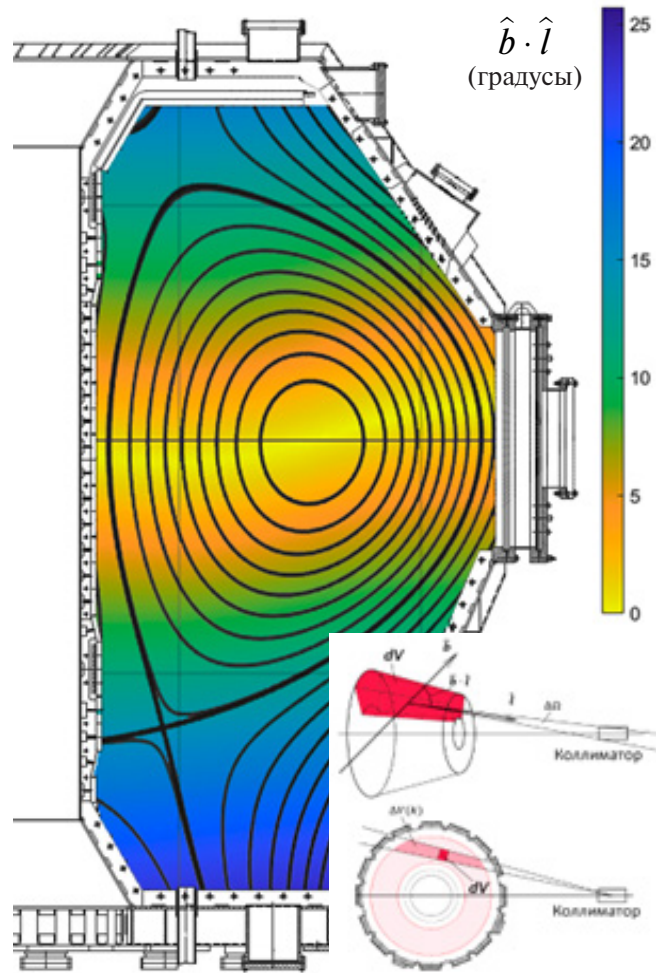


Рис. 5. Тороидальная проекция минимального значения угла $\hat{\mathbf{b}} \cdot \hat{\mathbf{I}}$ для типичного разряда токамака Т-15МД. Детектор расположен в экваториальной плоскости на расстоянии 5 м от оси токамака. Тороидальное магнитное поле — $B_T = 1$ Тл, ток плазмы — $I_p = 200$ кА.

Рассматривая движение центра ларморовского кружка электрона в магнитном поле [40] и усредняя рентгеновское излучение по периоду ларморовского вращения, можно получить зависимость $I = f(\hat{\mathbf{b}} \cdot \hat{\mathbf{I}})$, где $\hat{\mathbf{b}}$ — единичный вектор магнитного поля. На рис. 5 показано изображение пространственного распределения минимального значения угла $\hat{\mathbf{b}} \cdot \hat{\mathbf{I}}$ для разряда токамака Т-15МД (ток плазмы $I_p = 200$ кА, тороидальное магнитное поле $B_T = 1$ Тл).

Поскольку интенсивность и спектр попадающего в детектор излучения зависят от значения угла $\hat{\mathbf{b}} \cdot \hat{\mathbf{I}}$, сравнивая сигналы детекторов, наблюдающих разные участки плазменного шнура, существует возможность восстановления функции

распределения ускоренных электронов $f_{RE}(\mathbf{X}, \mathbf{p})$ по координате $\mathbf{X}$ и импульсу $\mathbf{p}$ [31, 32, 41, 42]. Перемещение поля зрения коллиматора по сечению плазменного шнура обеспечивается в горизонтальном и вертикальном направлениях с помощью поворотного основания и винтовых опорных элементов соответственно (от -17° до $+17^\circ$ по горизонтали, от -6° до $+6^\circ$ по вертикали). Поворотное основание оборудовано электрическим приводом, что позволяет оперативно перемещать поле зрения коллиматора по сечению плазменного шнура, в зависимости от задач экспериментов. Управление углом поворота коллиматора осуществляется дистанционно из пультуевой Т-15МД и, при необходимости, в ручном режиме. Положение коллиматора отслеживается с помощью датчика угла поворота и по видеоизображению с лазерным указателем.

3. СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ И ОБРАБОТКИ СПЕКТРОВ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Для регистрации жесткого рентгеновского излучения на токамаке Т-15МД используются два сцинтилляционных детектора на основе кристалла $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ размером $\varnothing 38.1 \times 38.1$ мм, расположенных в герметичном корпусе с ФЭУ и предусилителем сигнала 2007Р [43, 44]. Система сбора данных построена на базе АЦП NI PXIe-5105 с частотой дискретизации до 60 Мвыб/с. Сцинтиллятор на основе кристалла $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ имеет высокий световыход (63 фотона/кэВ) и малую постоянную времени высвечивания (16 нс), что позволяет измерять спектры в больших потоках рентгеновского излучения до $5 \cdot 10^5$ квантов/с и с высоким энергетическим разрешением $FWHM = 3\%$.

Гамма-квант, попадая в кристалл сцинтиллятора, вызывает его свечение в близком к оптическому диапазону (380 нм для $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$). Это свечение усиливается и преобразуется в электрический сигнал фотоэлектронным умножителем. Далее этот сигнал регистрируется системой сбора данных и обрабатывается на персональном компьютере. Амплитуда импульса от единичного кванта пропорциональна его энергии в пределах линейности детектора.

Алгоритм получения спектра состоит из нескольких этапов (рис. 6)

1) поиск импульсов сигналов детекторов, возникающих при поглощении квантов излучения;

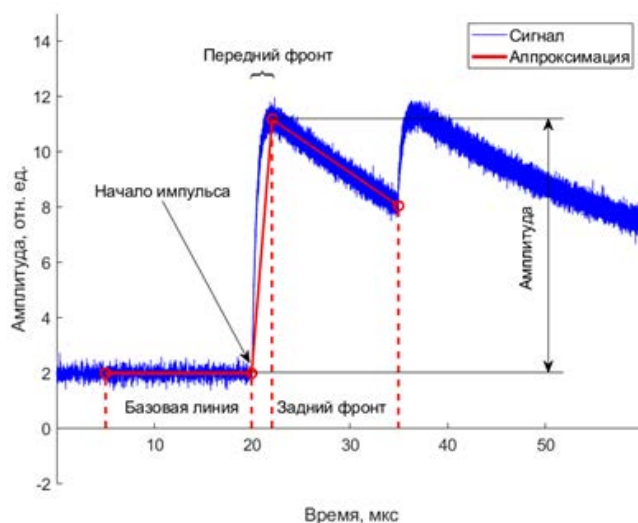


Рис. 6. Пример синтетического сигнала двух гамма-квантов, при их регистрации в рентгеновском спектрометрическом сцинтилляционном детекторе. Алгоритм получения спектра выполняет поиск импульсов, вычисление базовой линии, определение амплитуд импульсов, сортировку их по амплитудам и построение спектра. Амплитуда импульса пропорциональна энергии гамма-кванта.

- 2) вычисление базовой линии импульса, от которой будет производиться расчет амплитуды;
- 3) вычисление амплитуды импульса;
- 4) сортировка импульсов по амплитудам и построение спектра.

Момент начала импульса определяется по максимальному значению производной сигнала, взятой методом наименьших квадратов с заранее задаваемым размером основания (порядка времени нарастания переднего фронта сигнала). Амплитуда импульса вычисляется путем аппроксимации осциллограммы сигнала кусочно-заданной линейной функцией. Энергия кванта пересчитывается из амплитуды импульса по калибровочной зависимости вида $E[\text{кэВ}] = kU[\text{В}] + C$, определяемой с помощью набора радиоактивных источников.

Для калибровки спектрометров $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ использовался набор радиоактивных источников ОСГИ-3 с диапазоном энергий излучения от 5.9 кэВ до 2.6 МэВ [43]. Источники были подобраны таким образом, чтобы максимально перекрыть диапазон измерения энергии жесткого рентгеновского излучения вплоть до $E_\gamma \sim 2$ МэВ. Калибровка показала линейный характер амплитуды сигнала детектора от энергии излучения радиоактивных источников в диапазоне 59.5 кэВ (Am^{241}) до 1836.1 кэВ (Y^{88}). Типичный спектр излучения

амерция Am^{241} , зарегистрированный детектором жесткого рентгеновского излучения $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ показан на рис. 7.

Измерения рентгеновского излучения с помощью детекторов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ проводились в предварительных экспериментах на токамаке Т-15МД. Для защиты стенки вакуумной камеры со стороны сильного магнитного поля был установлен вертикальный ряд графитовых пластин, образующих лимитер на внутреннем обходе тора. Также в роли лимитеров выступали диверторные пластины и графитовая облицовка на витках пассивной стабилизации. Линии обзора каналов коллиматора жесткого рентгеновского излучения выби-
рались таким образом, чтобы они не пересекали лимитерные элементы.

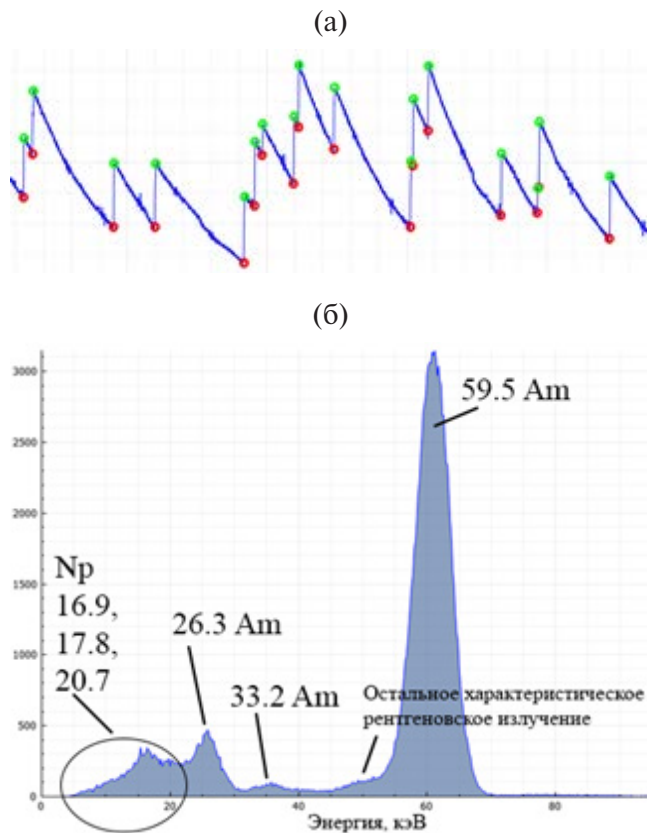


Рис. 7. Сигнал от рентгеновского излучения радиоактивного источника Am^{241} из набора гамма-источников ОСГИ-3, зарегистрированный сцинтиляционным детектором $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (а). Красными кружками отмечены найденные моменты начала импульсов, зелеными — максимумы импульсов. Спектр источника Am^{241} (б). Видны три линии с энергиями 59.5, 33.2 и 26.3 кэВ, соответствующие радиоактивному распаду Am^{241} , несколько наложенных линий от изотопов Np, а также другие неидентифицированные линии.

Пучки ускоренных электронов генерировались на начальной стадии разряда во всех режимах работы токамака: при омическом пробое, при безындукционном иницировании разряда с помощью СВЧ-волн и в комбинированном режиме. Для безындукционного иницирования разряда использовался гиротрон 82.6 ГГц с мощностью до 1 МВт (длительность импульса до 1 с).

Типичная временная эволюция параметров плазмы в предварительных экспериментах на токамаке Т-15МД при омическом пробое показана на рис. 8. При относительно невысокой мощности

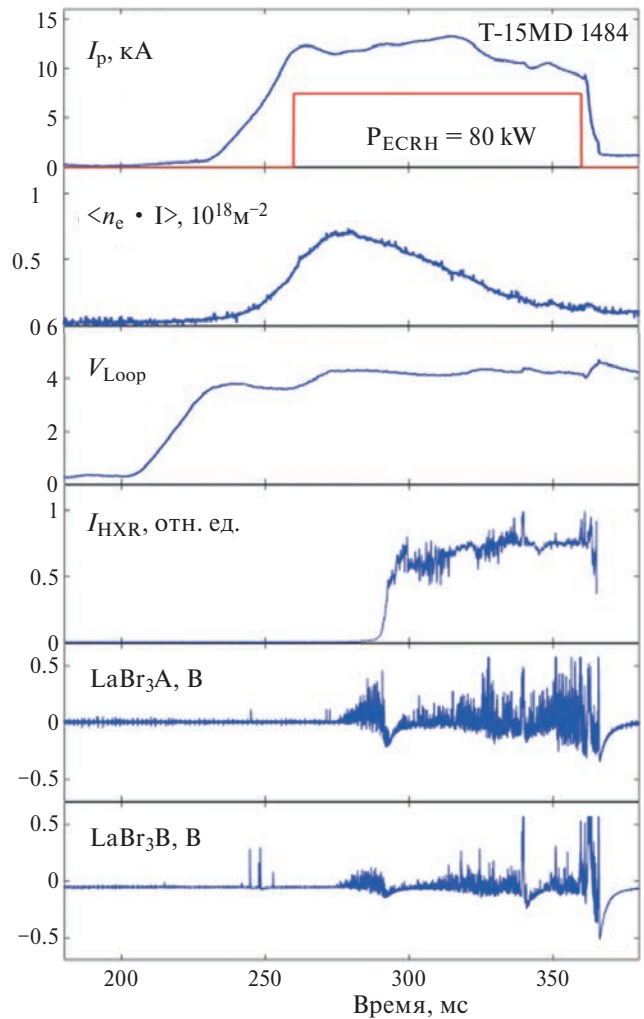


Рис. 8. Временная зависимость тока плазмы I_p , интегральной (вдоль вертикальной хорды) электронной плотности $n_e \cdot I$, сигнала датчика напряжения обхода, сигнала $\text{NaI}(\text{Tl})$ монитора жесткого рентгеновского излучения I_{HXR} , сигналы двух спектрометров LaBr_3A и LaBr_3B при развитии пучков ускоренных электронов в предварительных экспериментах на токамаке Т-15МД. Торoidalное магнитное поле $B_T = 1.5$ Тл, мощность СВЧ-нагрева $P_{\text{ECRH}} = 80 \text{ кВт}$ (с 260 по 360 мс).

СВЧ-волн ($P_{\text{ECRH}} = 80$ кВт) в рассматриваемых экспериментах, интенсивные вспышки жесткого рентгеновского излучения, связываемые с пучками ускоренных электронов, наблюдаются на сигналах детекторов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ через $Dt \sim 60\text{--}70$ мс после начала разряда (см. $t > 270$ мс на рис. 8). При этом энергия гамма-квантов достигает $E = 700\text{--}800$ кэВ (рис. 9). Интенсивное жесткое рентгеновское излучение наблюдается на сигналах детекторов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, а также на сигналах $\text{NaI}(\text{Tl})$ монитора.

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для анализа пространственного распределения пучков ускоренных электронов на токамаке Т-15МД оборудован новый коллиматор жесткого рентгеновского излучения с угловым размером поля зрения $< 2^\circ$. Регистрация жесткого рентгеновского излучения осуществляется с помощью двух сцинтилляционных спектрометрических детекторов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Обработка спектров излучения производится с помощью алгоритма селекции импульсов сигналов сцинтилляционных детекторов, реализованного в программе с графическим интерфейсом управления и визуализацией данных. Перемещение поля зрения коллиматора по сечению плазменного шнура обеспечивается в горизонтальном и вертикальном направлениях с помощью поворотного основания и винтовых опорных элементов, что позволяет оперативно перемещать поле зрения коллиматора по сечению плазменного шнура, в зависимости от задач экспериментов.

Проведенные методом Монте-Карло расчеты показали, что коллимационная система обеспечивает фронтальную эффективность экраниро-

вания от гамма-излучения $k_\gamma = 4 \cdot 10^2$ для гамма-квантов 4 МэВ, от нейтронного потока — $k_n = 1 \cdot 10^3$ для нейтронов 2.5 МэВ и $k_n = 1 \cdot 10^2$ для нейтронов 14.1 МэВ (боковая эффективность экранирования $k_\gamma = 1.5 \cdot 10^2$ (4 МэВ), $k_n = 0.45 \cdot 10^3$ (2.5 МэВ), $k_n = 0.5 \cdot 10^2$ (14.1 МэВ)). Расчеты проводились для точечного источника рентгеновского и нейтронного излучения, моделирующего узко локализованный пучок ускоренных электронов.

Результаты тестирования $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ -детекторов на лабораторном стенде с использованием радиоактивных источников показали линейный характер отклика детекторов в диапазоне энергий излучения от 5.9 кэВ до 2.6 МэВ. Тестирование $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ -детекторов в предварительных экспериментах на токамаке Т-15МД показало возможность измерения спектров рентгеновского излучения в режимах с генерацией пучков ускоренных электронов.

Для анализа пучков ускоренных электронов в плазме токамака и определения оптимальных параметров диагностики необходимо рассматривать механизмы генерации жесткого рентгеновского излучения электронов с релятивистскими энергиями до нескольких десятков МэВ. Предварительный анализ углового, пространственного и энергетического распределения рентгеновского излучения в магнитной конфигурации токамака Т-15МД, показал, что для надежной регистрации рентгеновского излучения с преимущественной направленностью в узком конусе вдоль траектории движения электронов необходимо оборудование нескольких коллиматоров, расположенных под оптимальными углами к установке токамака.

Одной из важнейших задач дальнейшей работы является определение параметров энергетического распределения убегающих электронов в плазме токамака по измеренным спектрам жесткого рентгеновского излучения. Для реконструкции энергетического распределения убегающих электронов возможно использование алгоритма деконволюции измеренных спектров излучения на основе расчетов методом Монте-Карло функции генерации тормозного излучения, вызванного взаимодействием ускоренных электронов с компонентами плазмы и материалами конструкции токамака, а также функции отклика детектора на моноэнергетическое гамма-излучение [16].

Авторы выражают благодарность Д. С. Сергееву за предоставленные результаты измерения электронной плотности плазмы, а также Н. А. Кирневой

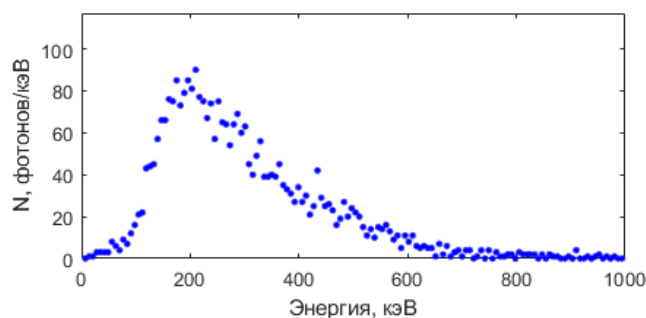


Рис. 9. Спектр рентгеновского излучения, измеренный с помощью детекторов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, при развитии пучков ускоренных электронов в предварительных экспериментах на токамаке Т-15МД, усредненный по временному интервалу $t = 260\text{--}360$ мс, см. рис. 8.

и коллективу отдела Т-10 и Т-15 Курчатовского комплекса термоядерной энергетики и плазменных технологий НИЦ «Курчатовский институт» за стимулирующие обсуждения и помощь в проведении экспериментов.

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mailloux J. // Nuclear Fusion. 2022. V. 62. P. 042025. Doi: 10.1088/1741-4326/ac47b4.
2. Reux C. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2022. V. 64. P. 034002. Doi: 10.1088/1361-6587/ac48bc.
3. Martín-Solis J.R., Loarte A., Lehnen M. // Nuclear Fusion. 2022. V. 62. P. 076013. Doi: 10.1088/1741-4326/ac637b.
4. De Vries P.C., Lee Y., Gribov Y., Mineev A.B., Na Y.S., Granetz R., Stein-Lubrano B., Reux C., Moreau Ph., Kiptily V., Esposito B., Battaglia D.J., Martin-Solis J.R. // Nuclear Fusion. 2023. V. 63. P. 086016. Doi: 10.1088/1741-4326/acdd11.
5. Kudyakov T., Finken K.H., Jakubowski M.W., Lehnen M., Xu Y., Schweer B., Toncian T., Van Wassenhove G., Willi O. // Nuclear Fusion. 2008. V. 48. P. 122002. Doi: 10.1088/0029-5515/48/12/122002.
6. Jakubowski L., Sadowski M.J., Zebrowski J., Rabinski M., Jakubowski M.J., Malinowski K., Mirowski R., Lotte Ph., Goniche M., Gunn J., Colledani G., Pascal J.-Y., Basiuk V. // Rev. Sci. Instrum. 2013. V. 84. P. 016107. Doi: 10.1063/1.4776190.
7. Forster M., Finken K. H., Lehnen M., Willi O., Xu Y. // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. P. 052506. Doi: 10.1063/1.4717759.
8. Finken K. H., Watkins J. G., Rusbüldt D., Corbett W. J., Dippel K. H., Goebel D. M., Moyer R. A. // Nuclear Fusion. 1990. V. 30. P. 859. Doi: 10.1088/0029-5515/30/5/005.
9. Yu J.H., Hollmann E.M., Commaux N., Eidietis N.W., Humphreys D.A., James A.N., Jernigan T.C., Moyer R.A. // Phys. Plasmas. 2013. V. 20. P. 042113. Doi: 10.1063/1.4801738.
10. Hoppe M., Embréus O., Paz-Soldan C., Moyer R. A., Fülöp T. // Nuclear Fusion. 2018. V. 58. P. 082001. Doi: 10.1088/1741-4326/aaae15.
11. Blanchard P., Alberti S., Coda S., Weisen H., Nikkola P., Klimanov I. // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2002. V. 44. P. 2231. Doi: 10.1088/0741-3335/44/10/310.
12. Kato K., Hutchinson I.H. // Rev. Sci. Instrum. 1986. V. 57. P. 1959. Doi: 10.1063/1.1138806.
13. Eshetua W. W., Porte L., Fasoli A., Sauter O., Coda S., Goodman T. P. // EPJ Web of Conferences. 2012. V. 32. P. 03011. Doi: 10.1051/epjconf/20123203011.
14. Preische S., Efthimion P.C., Kaye S.M. // Rev. Sci. Instrum. 1997. V. 68. P. 409. Doi: 10.1063/1.1147841.
15. Choi D., Merle A., Coda S., Decker J., Graves J.P., Tema Biwole A.S., Porte L., Peysson Y. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62. P. 025006. Doi: 10.1088/1361-6587/ab5147.
16. Shevelev A.E. Dissert. ... Candidate of Phys. Mathemat. Sci. St. Petersburg: A.F. Ioffe Institute of Physics and Technology of the Russian Academy of Sciences, 2019. 158 p.
17. Zhou R.J., Zhong G.Q., Hu L.Q., Tardocchi M., Rigamonti D., Giacomelli L., Nocente M., Gorini G., Fan T.S., Zhang Y.M., Hu Z.M., Xiao M., Li K., Zhang Y.K., Hong B., Zhang Y., Lin S.Y., Zhang J.Z. // Rev. Sci. Instrum. 2019. V. 90. P. 123510. Doi: 10.1063/1.5120843.
18. Savrukhnin P.V., Shestakov E.A., Lisivoy P.D., Tepikin V.I., Khramenkov A.V. // Problems Atomic Sci. Technology, Series Thermonuclear Fusion. 2023. V. 46. P. 33. Doi: 10.21517/0202-3822-2023-46-4-33-45.
19. Savrukhnin P. V., Shestakov E. A., Khramenkov A.V. // Plasma Phys. Repts. 2018. V. 44. P. 1085. Doi: 10.1134/S1063780X1812005X.
20. Kuznetsov V.V., Amosov A.V., Amosov V.N., Krasil'nikov A.V., Skopintsev D.A., Khovanskii A.V., Marchenko N.P., Peshkov A.N. // Instrum. Experim. Techniques. 2004. V. 47. P. 240. Doi: 10.1023/B:INET.0000025209.30942.dc.
21. Xi Y., Lin S., Hu L., Xu L., Zhang J. // Nuclear Techniques. 2013. V. 36. P.020203. Doi: 10.11889/j.0253-3219.2013.hjs.36.020203.
22. Liptac J., Parker R., Tang V., Peysson Y., Decker J. // Rev. Sci. Instrum. 2006. V. 77. P. 103504. Doi: 10.1063/1.2214695.
23. Peysson Y. // Nuclear Fusion. 2001. V. 41. P. 1703. Doi: 10.1088/0029-5515/41/11/320.
24. Gnesin S., Coda S., Decker J., Peysson Y. // Rev. Sci. Instrum. 2008. V. 79. P. 10F504. Doi: 10.1063/1.2957843.
25. Shevelev A., Khilkevitch E., Iliasova M., Nocente M., Pautasso G., Papp G., Molin A.D., Pandya S.P., Plyusnin V., Giacomelli L. // Nuclear Fusion. 2021. V. 61. P. 116024. Doi: 10.1088/1741-4326/ac2638.
26. Goeler S., Stevens J., Bernabei Silvia, Bitter M., Chu Tsu-Kai, Efthimion Ph., Fisch N., Hooke W., Hill K., Hosea J., Jobes F., Karney C., Mervine J., Meservey E., Motley R., Roney P., Sesnic S., Silber K., Taylor G. // Nuclear Fusion. 1985. V. 25. P. 1515. Doi: 10.2172/5642336.

27. Soarea S., Balshaw N., Blanchard P., Craciunescu T., Croft D., Curuiac M., Edlington T., Kiptily V., Murari A., Prior Ph., Sanders S., Syme B., Zoita V. // Fusion Engineering Design. 2011. V. 86. P. 1359.
Doi: 10.1016/j.fusengdes.2010.12.073.
28. Zhou R.J., Zhong G.Q., Hu L.Q., Tardocchi M., Rigamonti D., Giacomelli L., Nocente M., Gorini G., Fan T.S., Zhang Y.M., Hu Z.M., Xiao Z.M., Li K., Zhang Y.K., Hong B., Zhang Y., Lin S.Y., Zhang J.Z. // Rev. Sci. Instrum. 2019. V. 90. P. 123510.
Doi: 10.1063/1.5120843.
29. Afanasyev V. Chernyshev F., Kozlovsky S.S., Melnik A.D., Marinin G.V., Mironov M., Navolotsky A., Nesenevich V., Petrov M.P., Petrov S.Ya., Yatsenko A.V., Chugunov I.N., Doinikov D.N., Iliasova M., Gin, D., Khilkevitch E.M., Polunovsky I.A., Shevelev A., Artemev K., Turnyanskiy M. // J. Instrumentation. 2022. V. 17. P. C07001.
Doi: 10.1088/1748-0221/17/07/C07001.
30. Rebai M., Bertalot L., Brichard B., Brolatti G., Croci G., Esposito B., Fernandes A., Giacomelli L., Gorini G., Krasilnikov V., Lengar I., Marocco D., Muraro A., Nocente M., Pereira R.C., Perelli Cippo E., Rigamonti D., Rzedkiewicz J., Sousa J., Tardocchi M. // Rev. Sci. Instrum, 2018. V. 89. P. 101126.
Doi: 10.1063/1.5038963.
31. Cooper C. M., Pace D. C., Paz-Soldan C., Commaux N., Eidietis N. W., Hollmann E. M., Shiraki D. // Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87. P. 11E602.
Doi: 10.1063/1.4961288.
32. Chen H., Zhao C., Wang Z., Li L., Zhou Y., Zhang J., Xu H., Cheng S., Zhu Y. Zhang Y. // J. Instrumentation. 2023. V. 18. P. T05007.
Doi: 10.1088/1748-0221/18/05/T05007.
33. Barbui T., Chellai O., Delgado-Aparicio L., Peysson Y., Stratton B., Dumont R., Hill K., Pablant N. // Rev. Sci. Instrum. 2022. V. 93. P. 103508.
Doi: 10.1063/5.0101794.
34. Zoita V., Soare S., Craciunescu T., Curuiac M., Kiptily V., Balshaw N., Blanchard P., Croft D., Murari A., Syme B. // Fusion Engineer. Design. 2013. V. 88. P. 1366.
Doi: 10.1016/j.fusengdes.2013.01.083.
35. Zhuravlev M., Nemtcev G., Nagornyi N., Meshchaninov S., Rodionov R., Mironov A., Zvonareva A., Mironova E., Portone S. // EPJ Web of Conferen. 2021. V. 253. P. 03002.
Doi: 10.1051/epjconf/202125303002.
36. Wojenski A., Pozniak K., Mazon D., Chernyshova M. // Internat. J. Electronics Telecommunications. 2018. V. 64. P. 473.
Doi: 10.24425/123548.
37. Kiptily V. // Gamma Ray Spectrometry in ITER: Conceptual Design, 1998.
Doi: 10.1007/978-1-4615-5353-3_62.
38. GEANT4 The Geant4 Software, Copyright (c) Copyright Holders of the Geant4 Collaboration, 1994–2006. <http://cern.ch/geant4/license>.
39. Stevens J., Goeler S., Bernabei S., Bitter M., Chu T.K., Eftimion P., Fisch N., Hooke W., Hosea J., Jobes F., Karney C., Meservey E., Motley R., Taylor G. // Nuclear Fusion. 1985. V. 25. P. 1529.
Doi: 10.1088/0029-5515/25/11/002.
40. Abdullaev S.S. // Theoretical and experimental studies of runaway electrons in the TEXTOR tokamak. Technical report. Forschungszentrum Jülich GmbH Institute of Energy and Climate Research Plasma Physics IEK-4, 2016.
41. Paz-Soldan C., Cooper C.M., Aleynikov P., Eidietis N.W., Lvovskiy A., Pace D.C., Brennan D.P., Hollmann E.M., Liu C., Moyer R.A., Shiraki D. // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 056105.
Doi: 10.1063/1.5024223.
42. Paz-Soldan C., Cooper C.M., Aleynikov P., Pace D.C., Eidietis N.W., Brennan D.P., Granetz R.S., Hollman E.M., Liu C., Lvovskiy A., Moyer R.A., Shiraki D. // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 118. P. 255002.
Doi: 10.1103/PhysRevLett.118.255002.
43. Shestakov E.A. Dissertation ... Candidate of Physical and Mathematical Sciences. M.: NRC “Kurchatov Institute”, 2019. 150 p.
44. Shestakov E.A., Savrukhin P. Ershova M., Khramenkov A. // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 094. P. 012004.
Doi: 10.1088/1742-6596/1094/1/012004.

HARD X-RAY COLLIMATION SYSTEM AT THE T-15MD TOKAMAK

V. I. Tepikin^{a,b,*}, P. V. Savrukhnin^{a,b}, E. A. Shestakov^a, P. D. Lisovoi^{a,b},
A. V. Khramenkov^a, and A. I. Aristov^b

^aNational Research Centre “Kurchatov Institute,” Moscow, 123098 Russia

^bNational Research University “Moscow Power Engineering Institute,” Moscow, 111250 Russia

*e-mail: Tepikin_VI@nrcki.ru

The Hard X-Ray collimation system was installed at the T-15MD tokamak (major radius of $R = 1.48$ m, minor radius of $a = 0.67$ m, elongation of $k = 1.7\text{--}1.9$, triangularity of $\delta = 0.3\text{--}0.4$, toroidal magnetic field of $B_T = 2$ T, plasma current of up to $I_p = 2$ MA, and discharge duration of up to 30 s) to provide the possibility of measuring the spatial and temporal evolution of runaway electron beams. The diagnostic is based on $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ scintillation detectors, which provides energy spectrum measurements for energies from 0.3 to 10 MeV. Monte Carlo simulation of the shielding efficiency in the GEANT4 environment showed that the collimator provides 2° field of view (FOV). Horizontal and vertical FOV movement along the plasma cross-section is arranged by a rotating base and screw support elements. An algorithm for processing the signals from the scintillation detectors with a graphical user interface and data visualization is used for reconstruction of the spectra. The results of testing the detector in a laboratory setup and in preliminary experiments carried out with the T-15MD tokamak in which runaway electron beams were generated are presented.

Keywords: hard X-ray radiation, accelerated electrons, collimator, scintillation detector, tokamak

УДК 533.9.07

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ В ДИВЕРТОРЕ T-15МД: ЗАДАЧИ, ПРОБЛЕМЫ И ВОЗМОЖНОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ

© 2024 г. К. Ю. Вуколов^{a, b, *}, Е. Н. Андреев^a, М. Ю. Бузмаков^{a, b},
В. С. Неверов^a, И. И. Орловский^a, Ю. И. Толпегина^a, Д. А. Федоров^a

^aНИИ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

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

*e-mail: vukolov_ky@nrcki.ru

Поступила в редакцию 10.07.2024 г.

После доработки 11.08.2024 г.

Принята к публикации 15.08.2024 г.

Рассматриваются различные методы диагностики диверторной плазмы, планируемые к применению на токамаке T-15МД. Обсуждаются технические проблемы, возникающие при эксплуатации оптических систем в диверторной зоне, в том числе деградация внутрикамерных оптических элементов. Основное внимание уделено концептуальному проекту диагностической системы “пассивная спектроскопия в диверторе”. Подробно описаны оптическая система, включающая внутривакуумные зеркала, и способы защиты ее компонентов от негативного воздействия плазмы. С помощью методов синтетической диагностики и численного моделирования показана возможность решения задачи томографического восстановления двумерного профиля излучения плазмы в диверторе T-15МД. На основе представленных результатов сделано заключение о возможности применения пассивной спектроскопии для получения данных о параметрах плазмы в диверторе с хорошим пространственным разрешением, что позволит исследовать физику процессов и контролировать работу дивертора T-15МД, включая режим детачмента.

Ключевые слова: токамак, дивертор, синтетическая диагностика плазмы, спектроскопия

DOI: 10.31857/S0367292124100027, EDN: FCUMJI

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение диверторной плазмы является важной задачей экспериментальной программы токамака T-15МД [1]. Для ее решения необходимо разработать и создать диагностические системы для исследования плазмы в диверторной зоне. Основными задачами диагностики диверторной плазмы являются измерения концентрации и температуры плазмы во всем диверторном объеме, концентрации (потоков) примесей и атомов водорода, а на стадии получения режимов с высоким уровнем дополнительного нагрева необходим контроль перехода в режим детачмента и определение положения ионизационного фронта.

Для диагностики диверторной плазмы традиционно используются зондовые [2–4],

болометрические [5] и лазерные методы [6, 7]. Широкое применение находят и различные спектроскопические методы [8, 9], которые могут быть активными (при воздействии на плазму пучком частиц или лазером) или пассивными (когда просто регистрируется излучение плазмы). Диагностический комплекс должен обеспечивать измерения с хорошим пространственным и временным разрешением с момента формирования диверторной конфигурации (появление X-точки и сепаратрисы) и до конца разряда. Указанный набор диагностик и применение численного моделирования на основе плазменных кодов и методов синтетической диагностики позволит получить информацию о параметрах диверторной плазмы и исследовать физику процессов [10].

В статье рассматриваются возможности измерения параметров диверторной плазмы токамака T-15МД с помощью спектроскопии, включая лазерные методы диагностики. Рассмотрены основные задачи по исследованию плазмы в диверторной зоне. Проанализированы инженерно-физические проблемы, касающиеся диагностических систем в диверторе, в том числе: проблема первого зеркала, подвижки камеры относительно фундамента здания и вибрация установки, наличие магнитных полей рассеяния, нагрев внутрикамерных элементов. Особое внимание уделено концептуальному проекту диагностической системы “пассивная спектроскопия в диверторе” (ПСД) на основе тангенциального обзора диверторной зоны T-15МД с использованием внутрикамерных оптических элементов. Методами синтетической диагностики для ПСД получены изображения диверторной зоны в линиях атомарного водорода H_{α} , H_{γ} , H_{ϵ} и ионов углерода C III (465 нм), и показана возможность решения задачи томографического восстановления двумерного (осесимметричного) профиля излучения.

2. СПЕЦИФИКА ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ В ДИВЕРТОРЕ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

В диверторе имеются два значительно различающихся объекта диагностики: 1) так называемые «ноги» дивертора, т. е. тонкие слои плазмы, примыкающие к сепаратрисе, вдоль которых в дивертор поступают потоки частиц из основной плазмы; 2) плазма с пониженной относительно основной плазмы температурой и плотностью, занимающая практически весь остальной объем дивертора. Диверторная плазма неоднородна, ее параметры имеют большой разброс и могут значительно изменяться на протяжении разряда.

Как известно, работа дивертора может протекать в различных режимах [11], которые в основном определяются мощностью, сбрасываемой плазмой через сепаратрису. При достаточно высокой мощности может происходить переход в режим детачмента, когда между стенкой и плазмой образуется газовая подушка, переизлучающая поступающую с ионами из основной плазмы энергию. Это позволяет значительно сократить нагрузку на диверторные пластины, поэтому такой режим является предпочтительным для термоядерного реактора.

Переход к режиму детачмента характеризуется снижением ионного тока, приходящего на пластины дивертора, и резким уменьшением скорости ионизации около ударной точки. Ударными точками называют места выхода сепаратрисы на стенку или диверторную пластину (см. рис. 1а, где на эти точки опираются внешняя и внутренняя ноги дивертора в полоидальном сечении камеры

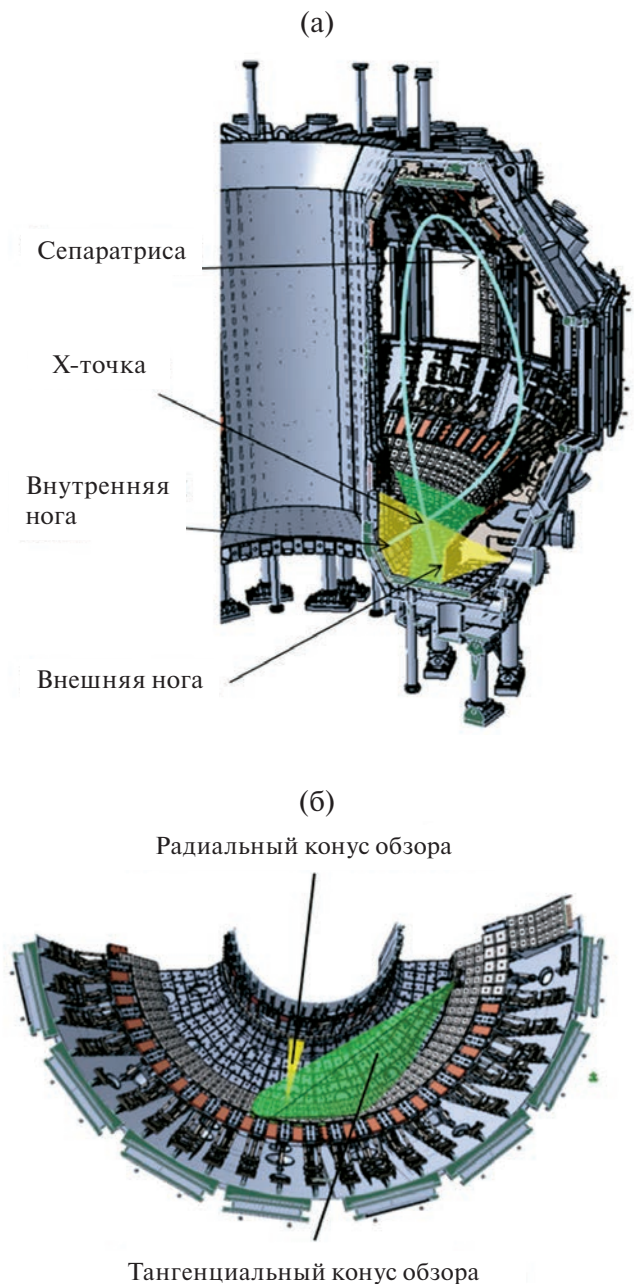


Рис. 1. Конфигурация диверторной плазмы T-15МД и планируемые обзоры диверторной зоны: а) варианты обзора дивертора в изометрии; б) вид на горизонтальное сечение камеры T-15МД в плоскости диверторных патрубков.

токамака). Режим, в котором только часть плазменного потока достигает мишени, называют частичным детачментом; это понятие довольно расплывчатое и не имеет четких границ. Например, в [12] при спаде ионного тока на 80% пикового значения уже говорят о переходе к полному детачменту. Переход в режим детачмента происходит при значительном снижении плотности электронов и почти неизменной температуре вдоль ног дивертора по направлению к ударной точке. При полном детачменте ионный ток на диверторные пластины стремится к нулю, то есть поток плазмы вдоль сепаратрисы становится практически полностью экранирован нейтральной по составу газовой мишенью.

Для контроля перехода к детачменту и управления установкой в этом режиме широко используются спектроскопические диагностики, которые позволяют осуществлять визуализацию плазмы и контролировать положение ионизационного фронта, а также измерять параметры диверторной плазмы. Например, в диверторе JET [12] с помощью пассивной спектроскопии были получены профили электронной температуры T_e и концентрации электронов n_e . Более того, по линиям бальмеровской серии восстанавливали профили плотности не только атомарного, но и молекулярного водорода [13]. Успешные исследования режима детачмента выполнены на токамаке TCV, где для этого были созданы многоканальные спектральные системы [14–16] для осуществления тангенциального обзора диверторной области с захватом ударных точек, а также X-точки — так называемого “магнитного ноля” или точки пересечения ветвей сепаратрисы в полоидальном сечении, см. рис. 1а). С помощью таких систем удалось получить 2D-распределения интенсивности линий бальмеровской серии атомов дейтерия, ионов углерода C III (465 нм), а также линий атомов гелия (667, 706, 728 нм) [15]. Кроме того, в [16] показана возможность использования этих систем для обратной связи в системе управления установкой.

На основании анализа возможностей пассивной спектроскопии предлагается ее использование для исследований диверторной плазмы на T-15МД. Кроме этого, в области дивертора будут применяться и другие диагностики. Для получения данных о мощности, выносимой плазмой в дивертор, используются болометры [5, 17]. Широко применяются активные диагностики:

спектроскопия на гелиевом пучке [18], лазерные методы, диагностика томсоновского рассеяния (ТР) и лазерного индуцированного тушения (ЛИТ) [19], магнитные и ленгмюровские зонды. Магнитные катушки (зонды) дают информацию о магнитной конфигурации, а ленгмюровские зонды позволяют проводить измерения n_e и T_e вблизи стенки, а также контролировать ионный ток на зонд в ударных точках.

Большим преимуществом активных методов диагностики является получение локализованных данных о параметрах плазмы, однако область измерений ограничена траекторией зондирующего пучка или местом расположения зонда. В связи с этим применение лазерных диагностик у внутренней стенки камеры в диверторной зоне крайне затруднено. Эта область доступна для измерений методами пассивной спектроскопии. Возможные ракурсы наблюдений для пассивной спектроскопии диверторной зоны в T-15МД с использованием горизонтальных диверторных патрубков показаны на рис. 1.

Проект диагностики ТР [20] для измерения локальных значений электронной температуры T_e и концентрации n_e в диверторе T-15МД предполагает зондирование плазмы через нижний вертикальный патрубок. Сбор рассеянного лазерного излучения из нижней части дивертора осуществляется внутривакуумной оптикой, а в верхней части до X-точки — атмосферным объективом (рис. 2).

Существенным конструктивным ограничением, обусловленным расположением патрубков и геометрией установки, является возможность зондирования лазером только небольшого участка внешней ноги дивертора. При этом луч попадает на внутреннюю стенку камеры, вызывая интенсивное рассеяние лазерного излучения, на фоне которого сложно измерить полезный сигнал. Решить эту проблему можно, выбирая угол ввода луча таким образом, чтобы точка падения луча на камеру была максимально удалена от области сбора излучения, увеличивая тем самым задержку по времени между полезным сигналом и паразитным сигналом от рассеянного стенкой излучения. Сокращая при этом длительность импульса лазера, можно полностью отстроиться от паразитного сигнала. Пространственное разрешение системы, по предварительным оценкам, составит несколько миллиметров. Диагностика ТР во внутренней ноге возможна только при вводе

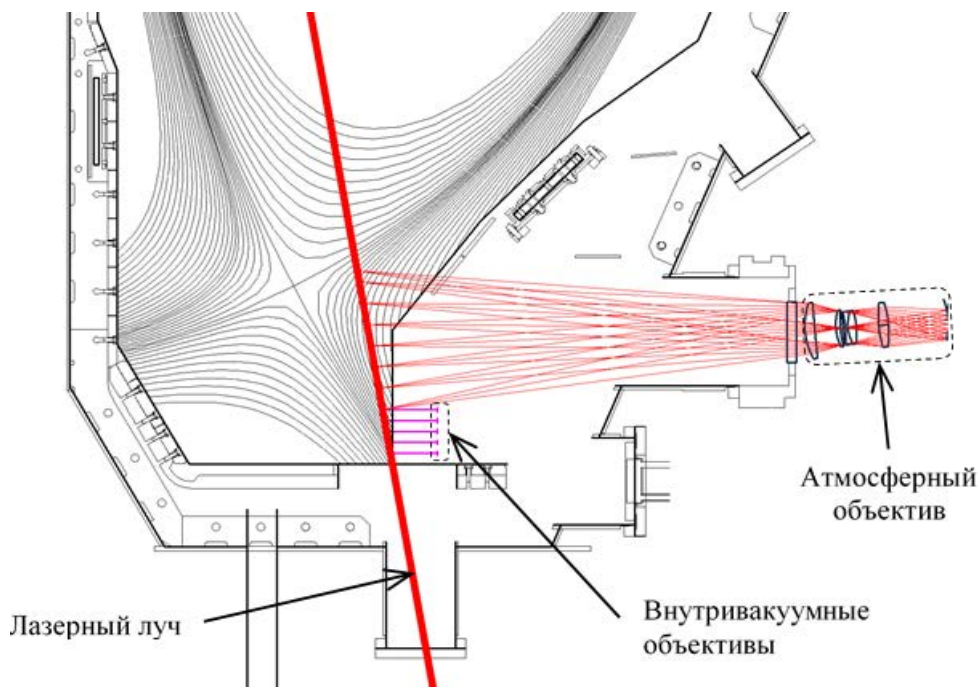


Рис. 2. Схема предполагаемого лазерного зондирования плазмы и сбора излучения в диверторе T-15МД.

лазера через верхние патрубки и на данном этапе не предусматривается.

Еще одна активная диагностика, используемая для измерений T_e и n_e в пристеночной и диверторной плазме — это метод теплового гелиевого пучка (ТГП). Метод измерений основан на одновременном наблюдении синглетных и триплетных линий атомарного гелия, дополнительно инжектируемого в исследуемый объем плазмы. Отношение интенсивностей линий, соответствующих переходам между синглетными уровнями, имеет сильную зависимость от n_e , а отношение интенсивностей триплетных линий к синглетным — от T_e . Сделав расчеты отношений интенсивности выбранных линий в столкновительно-излучательной модели (СИМ) плазмы и экспериментально измерив эти интенсивности, можно получить значения n_e и T_e на основании сравнения результатов эксперимента с данными моделирования [18].

В T-15МД гелиевый пучок планируется инжектировать в дивертор со стороны слабого магнитного поля. Такая схема инжекции позволит измерять n_e и T_e в области вблизи стенки и примерно до 10 см вглубь плазмы, вплоть до внешней границы сепаратрисы, где инжектируемый атомарный пучок гелия полностью ионизируется.

Из-за быстрой ионизации атомов может возникать необходимость в многократной импульсной инжекции гелия или постоянного напуска в процессе разряда токамака для сбора информации о параметрах плазмы. Метод ТГП относительно прост в техническом исполнении, для его применения отсутствует необходимость в абсолютной калибровке системы, так как достаточно знать лишь относительные интенсивности линий гелия. Метод обеспечивает пространственное (≈ 5 мм) и временное (≈ 1 мс) разрешения, позволяющие исследовать взаимодействие плазма-стенка [18]. Для сбора излучения ТГП диагностики можно будет использовать тангенциальный обзор, показанный на рис. 1.

3. ПРОБЛЕМЫ ЭКСПЛУАТАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ

В ходе эксплуатации токамака различные компоненты диагностической системы испытывают негативное воздействие окружающей среды. Характер и степень этого воздействия зависит от расположения диагностического компонента, что необходимо учитывать при проектировании системы. Диагностическую систему можно разделить на вакуумную часть, включающую вакуумное окно и компоненты, расположенные

внутри вакуумной камеры, и атмосферную часть, элементы которой расположены как в непосредственной близости от установки, так и в удаленной пультовой.

Внутривакуумные компоненты оптических диагностик, как правило, включают в себя одно или несколько зеркал и/или объективов, позволяющих организовать сбор излучения из заданного поля зрения и передачу его через вакуумное окно. Для упрощения монтажа и юстировки оптические элементы целесообразно объединять в единый оптический узел. Этот оптический узел находится вблизи плазмы и может испытывать существенные радиационные, электромагнитные (ЭМ) и вибрационные нагрузки. Для снижения ЭМ-нагрузок при изготовлении корпуса узла следует по возможности избегать материалов с высокой электропроводностью, а также электрически изолировать отдельные компоненты. Радиационные нагрузки могут приводить к неравномерному нагреву узла, что вместе с вибрационными нагрузками способно вызвать рассогласование оптической системы. Все это необходимо учитывать при проектировании.

Наиболее уязвимым внутривакуумным компонентом является первый оптический элемент, обращенный к плазме. Часто таким элементом является зеркало, которое в таком случае называют “первым зеркалом”. На его поверхности протекают одновременно несколько процессов. Во-первых, происходит физическое распыление поверхности потоком атомов перезарядки из плазмы (H, D). Интенсивность этого процесса определяется величиной потока и коэффициентом распыления материала зеркала, зависящим от энергии и массы распыляющих частиц, а также структуры материала [21]. Распыление поверхности на значительную глубину (> 100 нм) у поликристаллических материалов часто приводит к росту шероховатости поверхности и, следовательно, к росту коэффициента диффузного рассеяния [22, 23], что может негативно сказываться на разрешающей способности оптической системы. Во-вторых, на поверхность зеркала могут переосаждаться распыленные материалы первой стенки, в случае Т-15МД, — это, в основном, углерод. Особенно интенсивно этот процесс протекает в режиме кондиционирования камеры, т. е. при обработке стенки камеры в газовых разрядах. В результате на зеркале образуются углеводородные пленки [24], приво-

дящие к падению коэффициента зеркального отражения [23, 25, 26]. В-третьих, происходит имплантация в материал зеркала атомов легких элементов (водорода, гелия) с последующей их диффузией вглубь материала и накоплении в подповерхностном слое. При повышении температуры в вакуумных условиях легкие атомы постепенно выходят на поверхность и при наличии на поверхности осажденной пленки или специально нанесенного покрытия могут образовывать газовые пузыри, приводящие впоследствии к отслаиванию и растрескиванию покрытия (т. н. эффект блистеринга) [27, 28]. Примечательно, что иногда блистеринг наблюдался у металлических зеркал без какого-либо покрытия: его роль играл аморфно-дефектный поверхностный слой, образующийся при полировке зеркала [29].

Важно заметить, что интенсивность этих процессов зависит от множества факторов: расположения диагностического порта, параметров плазменного разряда, локального газового давления и температуры зеркала. Например, на первом зеркале спектральной диагностики в экваториальном порту установки Т-10 за год работы образовывалось небольшое пятно из углеводородов толщиной ≈ 100 нм [30], а тестовые зеркала в диверторе установки JET за то же время полностью покрылись металлосодержащей пленкой толщиной ≈ 200 нм [31] (рис. 3).

Перечисленные проблемы первого зеркала могут приводить к значительному ухудшению работоспособности диагностики, что требует предусмотреть возможность оперативной замены зеркал. Если зеркало имеет высокую стоимость или процедура замены слишком сложна, то на этапе разработки в конструкцию системы следует заложить элементы защиты зеркала. Например, в узле внутривакуумных зеркал (УВЗ) диагностики “Спектроскопия водородных линий” (СВЛ) [32, 33] для установки ИТЭР защита зеркал обеспечивается несколькими способами (рис. 4). Свет поступает в УВЗ через узкий входной зрачок ($\varnothing 10$ мм), что на несколько порядков снижает потоки частиц на первое зеркало. Зрачок перекрывается подвижной шторкой, которая позволяет избежать загрязнения оптики во время режима кондиционирования камеры. Также в УВЗ установлена система очистки зеркал, основанная на ионном распылении поверхности зеркал в сеточном полом катоде в разряде постоянного

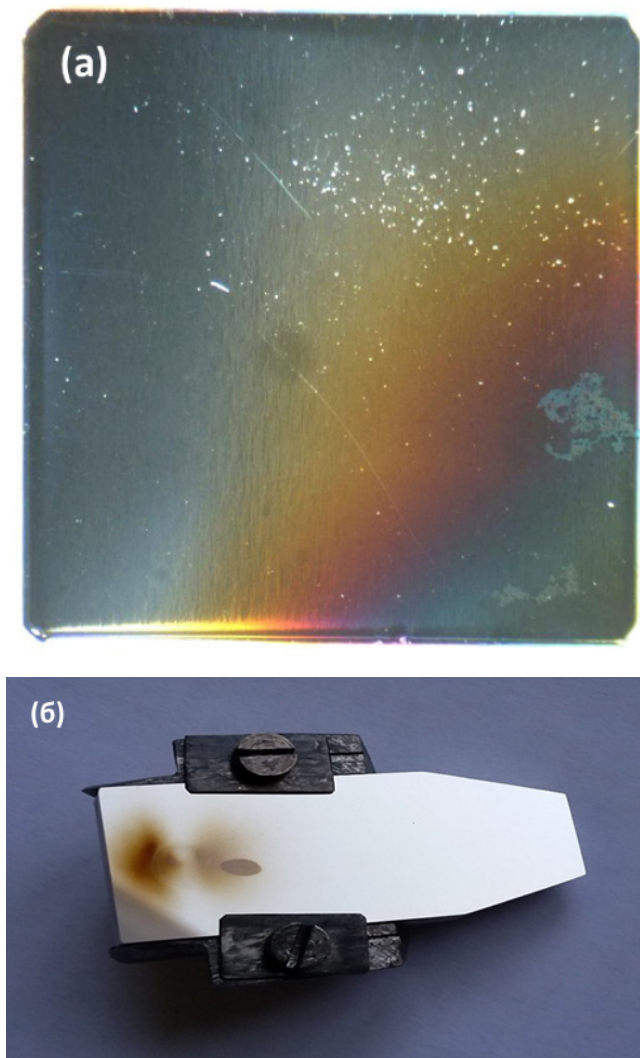


Рис. 3. Зеркала после года эксплуатации: а) в диверторе токамака JET [31]; б) в экваториальном порту токамака T-10 [30].

тока с D, He, Ne или Ar в качестве рабочего газа [34]. Зеркала изготовлены из монокристаллического молибдена, поэтому их оптические характеристики не ухудшаются при физическом распылении (вплоть до нескольких микрон) [35], а их конструкция с развитой поверхностью с тыльной стороны позволяет улучшить отвод тепла [36].

В установках с углеродной первой стенкой для борьбы с высокой скоростью осаждения углеводородных пленок на первом зеркале может также применяться дополнительный нагрев зеркал с целью стимулирования химической эрозии [25, 37]. Также, при наличии свободного места в патрубке можно рассмотреть возможность применения револьверного или кассетного механизма с дешевыми прозрачными защитными окнами,

защищающими дорогостоящий первый оптический элемент диагностики.

Описанные выше проблемы первого зеркала в равной степени относятся и к внутривакуумным объективам. В частности, их применение в составе диагностик ТР и ЛИТ для токамака T-15MD в обязательном порядке потребует использования защитной шторки при кондиционировании камеры. Следует учесть, что скорость осаждения пленок в стационарном режиме в диверторной зоне значительно выше, чем в горизонтальных патрубках, и может привести к существенному падению пропускания оптической системы в течение экспериментальной кампании. Для диагностики ТР это будет означать невозможность измерения n_e из-за потери актуальности абсолютной калибровки, проведенной до начала кампании. По этой причине использование внутривакуумных объективов в диагностике ТР предполагается совместно с объективами, расположенными в атмосферной части. Для диагностик ЛИТ и ТГП абсолютные калибровки не требуются, поэтому их работоспособность будет ограничиваться только минимально допустимым уровнем соотношения сигнал/шум.

Для атмосферной части диагностики условия значительно менее строгие, но и здесь существуют по крайней мере три проблемы: смещение установки относительно здания, рассеянное магнитное поле и рентгеновское излучение из плазмы. Смещение установки связано с кратковременной деформацией ее конструкции под воздействием сильного импульсного магнитного поля. В результате может происходить виньетирование светового пучка и общая расфокусировка оптической системы. Самым простым решением является крепление атмосферного оптического узла непосредственно к установке (например, к фланцу диагностического патрубка). В случае, если это невозможно, может потребоваться разработка специального согласующего оптического узла. В диагностике СВЛ ИТЭР для этой цели используется длиннофокусный телескоп с двумя эллиптическими зеркалами и системой электрических приводов для дистанционной юстировки системы [38].

Наличие магнитного поля и рентгеновского излучения в атмосферной зоне может негативно влиять как на функционирование электроники (в частности, детекторов), так и наводить шумы в сигналах, передаваемых по электрическим

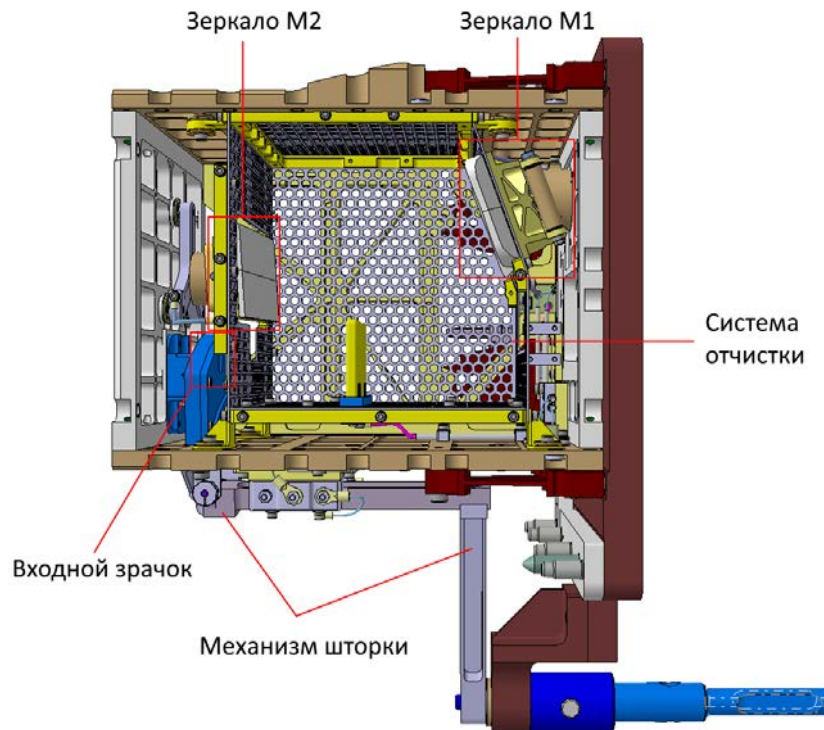


Рис. 4. UV3-диагностики СВЛ в установке ИТЭР [33].

кабелям. Для решения этой проблемы необходима экранировка кабелей и электронных компонент. Альтернативным решением является перенос всей электроники в пульговую и передача экспериментального сигнала в нее с помощью оптоволоконных коллекторов.

4. ПАССИВНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ В ДИВЕРТОРЕ

Использование пассивной спектроскопии (ПСД) для диагностики плазмы в диверторе позволяет получать данные из всего объема диверторной области, что важно, так как плазма здесь неоднородна. К основным задачам ПСД относятся: 1) визуализация положения плазмы в диверторе, 2) определение режима работы дивертора, включая возможность контроля перехода к детачменту, 3) определение положения ионизационного фронта, 5) измерения T_e и n_e , а также контроль уровня рециклинга. Требования к измерениям будут сформулированы на следующем этапе работы.

Развитие этой диагностики на Т-15МД предлагается начать с тангенциального обзора в торoidalном направлении с захватом всей диверторной области, включая Х-точку и возможные

положения ударных точек. Для вывода излучения из вакуумной камеры будет использован узел внутривакуумных зеркал. На первом этапе предполагается возможность измерения во времени линий атомарного водорода H_α , H_γ , H_ϵ и линии углерода С III (465 нм). Измерение отношений плотности мощности излучения в линиях водорода в диверторе позволит определять температуру и плотность электронов [12], а линия С III удобна для определения положения ионизационного фронта и контроля за переходом в режим детачмента [14, 15]. Кроме того, наблюдение этих линий водорода в пространстве и времени позволяет судить о влиянии процессов рекомбинации и рециклинга на режим работы дивертора, что полезно для его оптимизации.

В дальнейшем планируется добавление других линий примесей атомарного азота и гелия (N II, He I, He II). Целью диагностики ПСД является определение положения плазменного шнура (сепаратриса, Х-точка, ударные точки), исследование режима работы дивертора (определение электронной температуры и плотности), оценка уровня рециклинга и контроль перехода в режим детачмента [10]. Ниже представлен концептуальный проект диагностики ПСД и расчеты,

выполненные для его обоснования. Схема диагностики ПСД на T-15МД показана на рис. 5.

Для сбора излучения применяются три внутривакуумных зеркала, смонтированные внутри УВЗ. Регистрация изображения осуществляется при помощи видеокамер с интерференционными фильтрами (ИФ). Для крепления составляющих элементов диагностики в атмосферной части использована легкая несущая рама из стержней и колец (см. рис. 5).

Конструкцию диагностики ПСД можно разделить на две части: внутривакуумную и атмосферную. Главным элементом внутривакуумной

части является УВЗ (рис. 6). УВЗ включает корпус с крышкой, входной зрачок, держатели для крепления и юстировки зеркал; алюминиевые зеркала с защитным покрытием. Зрачок прикрывается шторкой в процессе кондиционирования вакуумной камеры, которая будет защищать зеркала от загрязнения. УВЗ располагается на жесткой опоре (балке), крепление к которой осуществляется с помощью винтов. Сама балка закрепляется с помощью болтов на ребра жесткости камеры T-15МД вдоль радиуса тора, а с противоположной от УВЗ стороны она опирается на фланец и фиксируется на нем штифтом. Для сбора

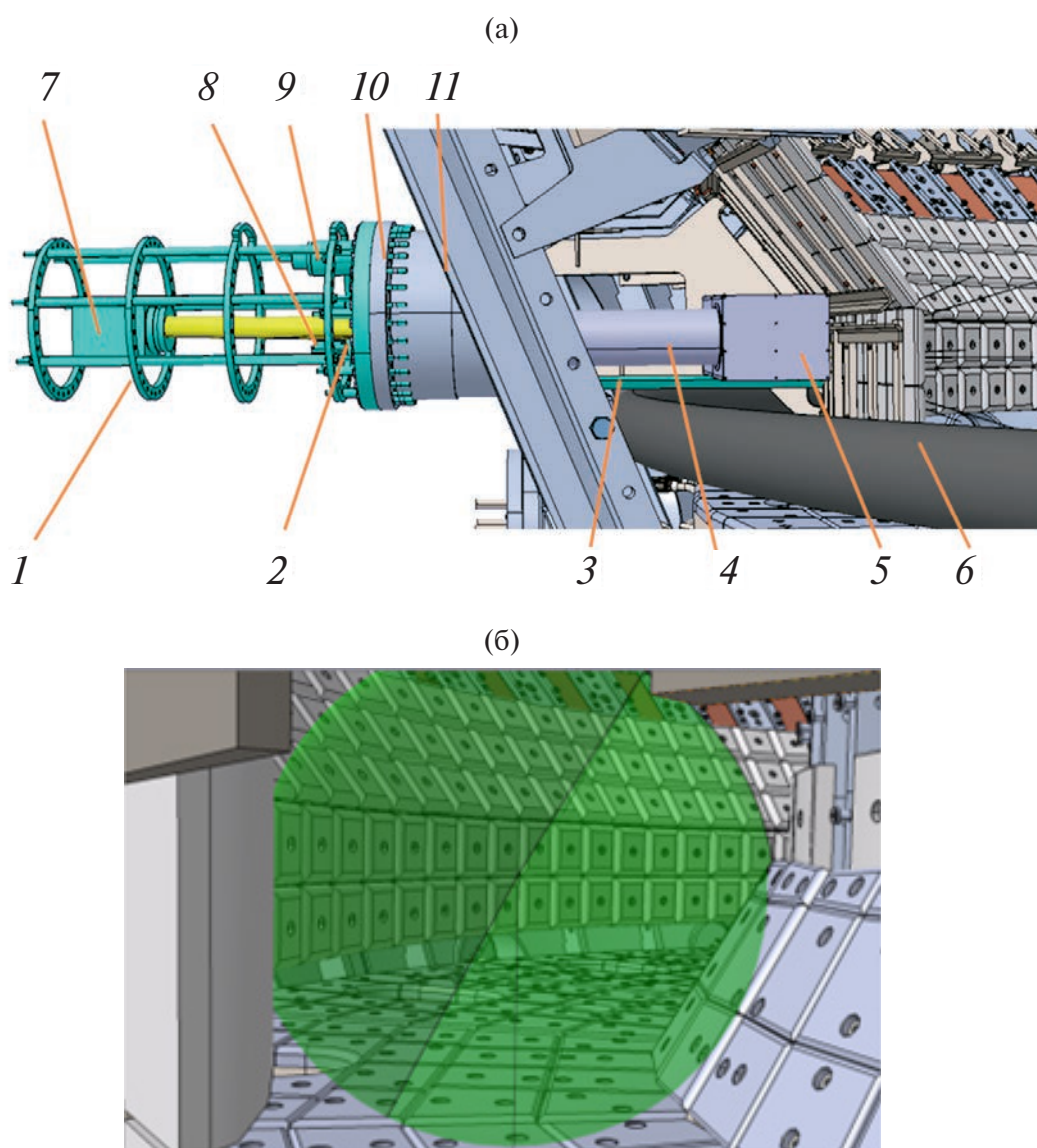


Рис. 5. Пассивная спектроскопия в диверторе: а) элементы диагностики: 1 – несущая рама, 2 – вакуумное окно, 3 – балка, 4 – защитный кожух, 5 – УВЗ, 6 – криогенный насос, 7 – видеокамера, 8 – объектив и ИФ, 9 – узел привода защитной шторки, 10 – фланецпереходник, 11 – горизонтальный диверторный патрубок T-15МД; б) 40° конус обзора диверторной плазмы (вид из зрачка).

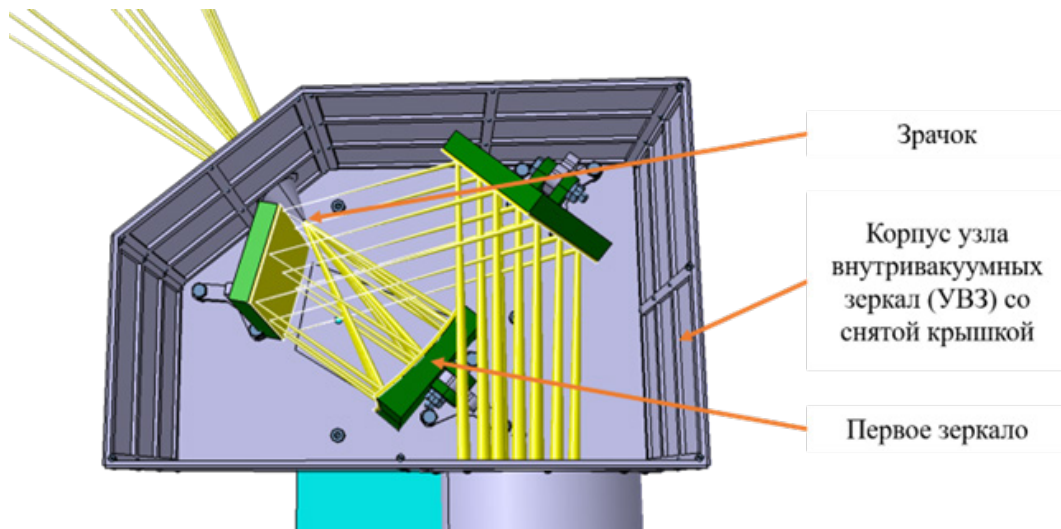


Рис. 6. Размещение зеркал внутри УВЗ (желтые пучки — ход световых лучей).

света из плазмы с первой стенки снимаются несколько графитовых плиток и рейка для их крепления (рис. 7).

Атмосферная часть представляет собой несущую раму, на которой размещены детектор и оптические элементы. Рама присоединяется к фланцу и закреплена на горизонтальном диверторном патрубке Т-15МД (см. рис. 5а). Для регулировки расстояния между поддерживающими кольцами использованы вставные трубки необходимых размеров, что обеспечивает дополнительную жесткость конструкции. Оптические элементы закрепляются на специальных базах, которые располагаются между кольцами.

Оптическая схема ПСД была рассчитана в специализированном программном пакете Ze-

max OpticStudio. Общий вид оптической схемы представлен на рис. 8. Для защиты зеркала от запыления использован малый входной зрачок диаметром 3 мм. Расстояние от первой стенки до зрачка 110 мм, а расстояние между зрачком и первым зеркалом 90 мм. Данная схема похожа на описанную выше схему УВЗ СВЛ в ИТЭР, эффективность защиты которой была продемонстрирована в работе [27]. По предварительной оценке, такая схема в предложенной для Т-15МД геометрии обеспечивает снижение прямого потока частиц из плазмы на первое зеркало на четыре порядка по сравнению с потоком на первую стенку токамака.

На представленной схеме для сбора излучения и вывода его из вакуумной камеры использован УВЗ, включающий три оптических элемента — внеосевое параболическое первое зеркало с радиусом кривизны поверхности 170 мм (М1) и два плоских зеркала (М2 и М3). Система из трех зеркал позволяет развернуть пучок света вдоль оси патрубка на 40° и отрегулировать его положение по высоте, а также минимизировать угол наклона первого зеркала относительно оптической оси для снижения аберраций. В данной схеме угол наклона первого зеркала составляет 9° . Все три зеркала УВЗ имеют квадратную апертуру с размерами 60×60 мм. Размер зеркал ограничивается наличием свободного места для УВЗ, который можно разместить в пространстве в районе диверторного патрубка Т-15МД. Размер зеркал влияет на минимально возможный размер вакуумного окна и оптических элементов в атмосферной части диагностики.

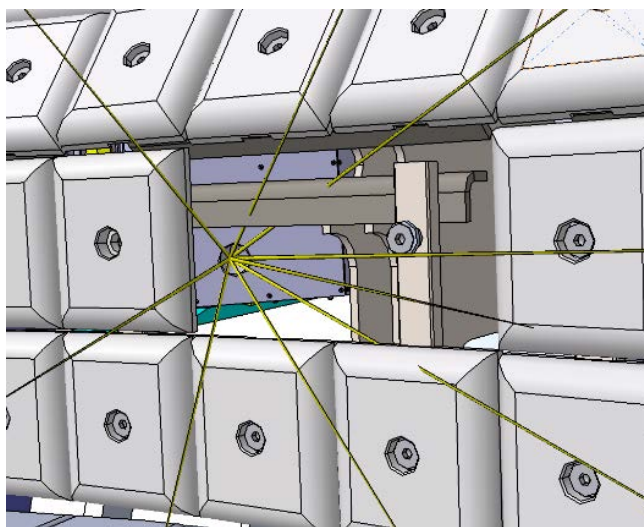


Рис. 7. Вид на входной зрачок УВЗ из камеры Т-15МД.

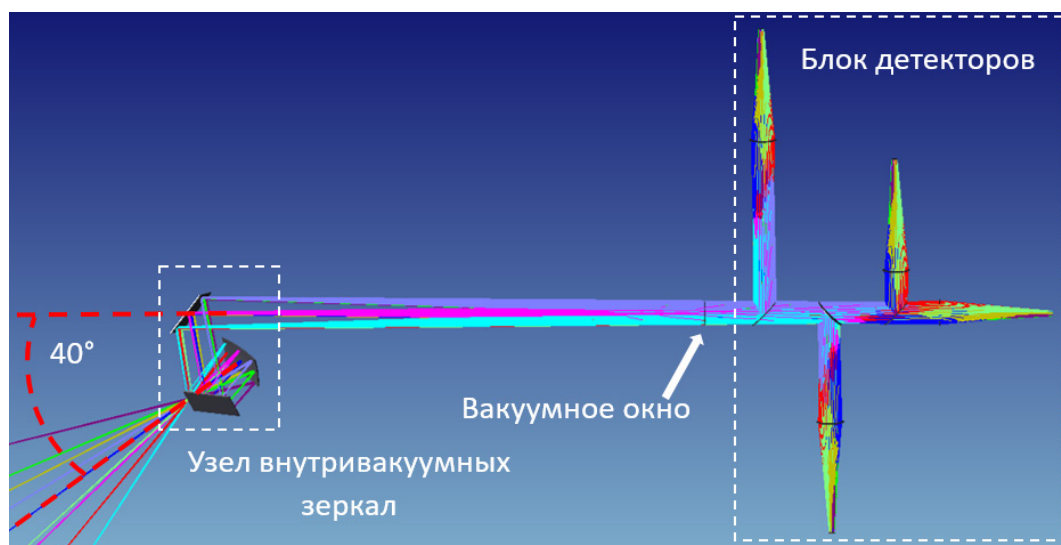


Рис. 8. Оптическая схема ПСД на T-15МД с 4-мя каналами регистрации.

Описанный узел входных зеркал обеспечивает угол визирования и по вертикали, и по горизонтали — 30° (40° по диагонали), такие углы обзора обеспечивают наблюдение ударных точек и X-точки. На рис. 9 показана схема размещения зеркал внутри УВЗ вместе с ходом световых лучей.

В качестве альтернативы был рассмотрен вариант с использованием сферического первого зеркала (без изменения остальных элементов). Было показано, что параболическое зеркало позволяет лучше собрать пучки света из разных углов наблюдаемой области на входной линзе объектива (рис. 10) и, соответственно, значительно снизить требования к диаметру объектива. На рис. 10 цветами показаны лучи из разных областей объекта наблюдения с указанием полярного и азимутального углов в наблюдаемой области.

За вакуумным окном последовательно установлены 3 делительные пластины, направляющие часть света на 4 канала регистрации (см. рис. 8). Оптическая длина пути равна для всех каналов, что позволяет использовать одинаковые объективы с фокусным расстоянием 135 мм и получать изображение в одном и том же масштабе на всех детекторах. Детекторы снабжены интерференционными фильтрами для регистрации излучения на выбранной длине волны (фильтры не показаны на схеме рис. 10). При необходимости, без изменения оптической схемы может быть добавлен еще один детектор.

Спот-диаграммы для оптической системы с параболическим и со сферическим первым зер-

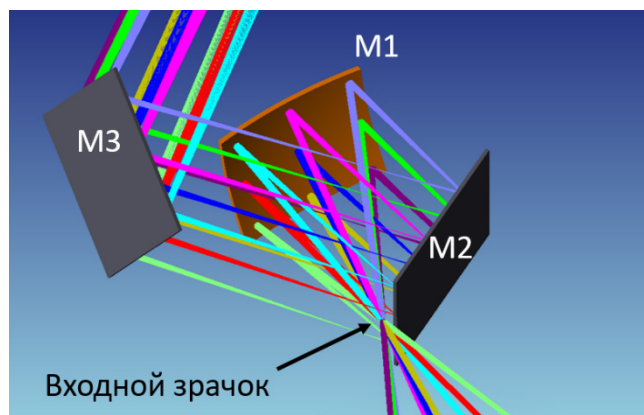


Рис. 9. Схема размещения зеркал внутри УВЗ.

калом представлены на рис. 11. Спот-диаграмма наглядно демонстрирует распределение лучей от точки объекта наблюдения в виде пятна на плоскости изображения. Для оценки количества разрешаемых точек на изображении нужно размер изображения разделить на характерный размер пятна на спот-диаграмме. Оптическое разрешение системы при этом равно отношению размера объекта к полученному количеству разрешаемых точек в плоскости изображения. Ожидаемое оптическое разрешение одинаково при использовании как сферического, так и параболического зеркала и составляет $0,5\text{--}2\text{ см}$ в зависимости от расстояния до наблюдаемого объекта.

На этапе концептуальной разработки спектроскопической диагностики важно определить условия измерений параметров плазмы и достижимую точность. Подобная работа для T-15МД началась с разработки синтетической диагностики для

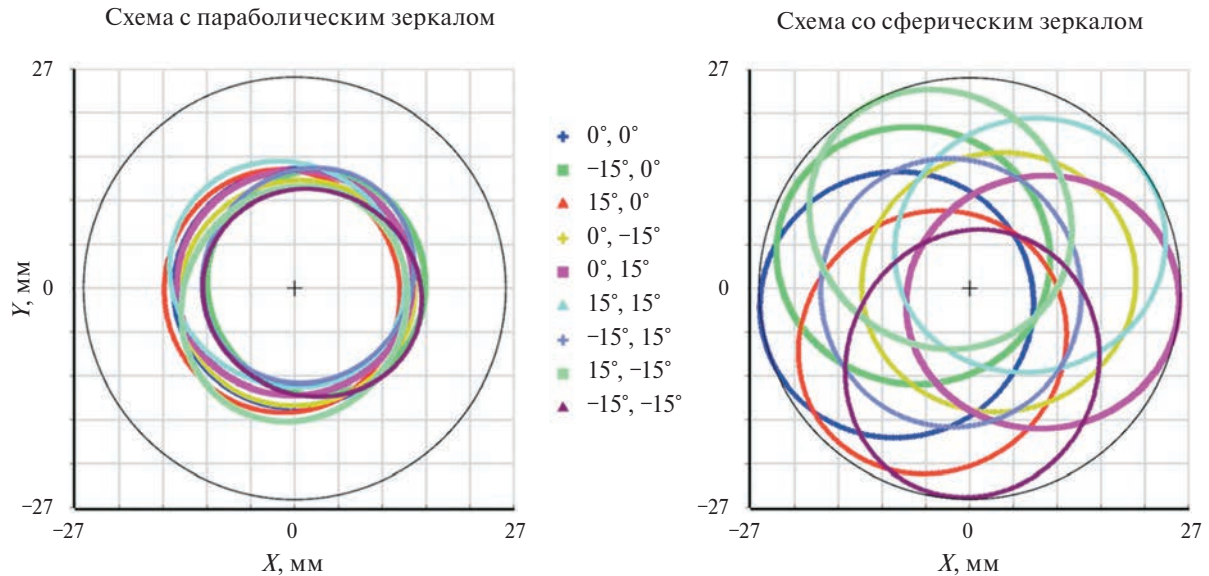


Рис. 10. Положение оптических пучков на входной апертуре объектива.

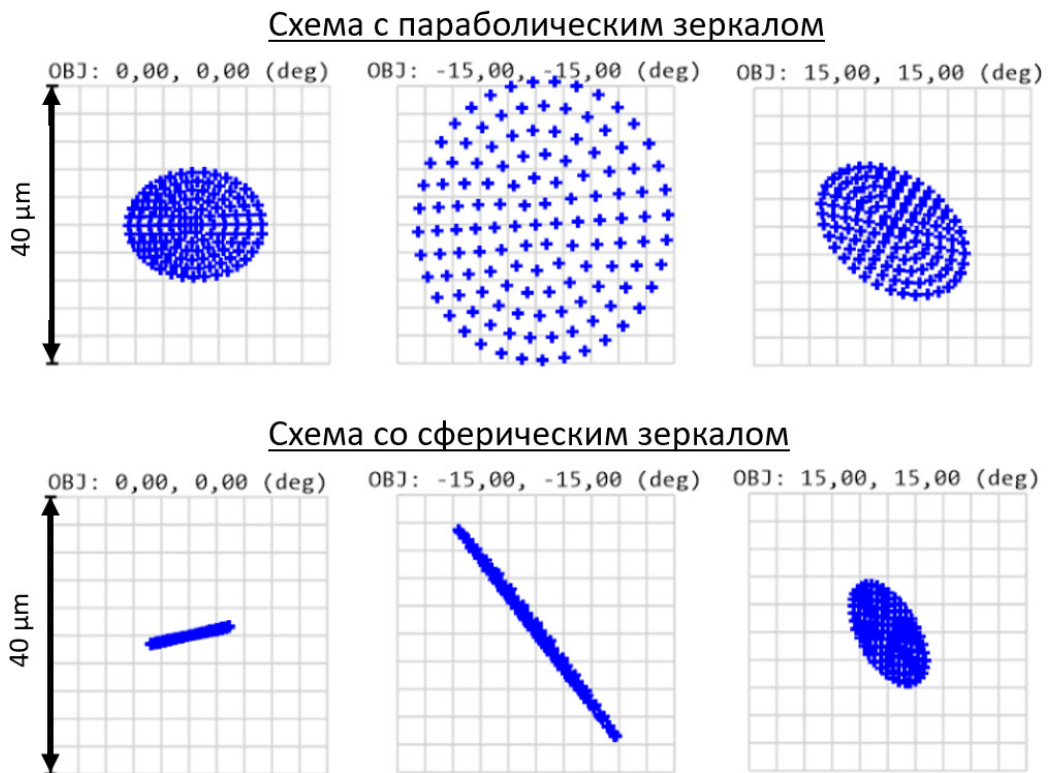


Рис. 11. Спот-диаграммы для оптической системы с параболическим и со сферическим первым зеркалом.

пассивной спектроскопии плазмы [39] и созданием модуля библиотеки Cherab [40] для Т-15МД. Для сценариев с мощностью дополнительного нагрева более 10 МВт и при значениях плотности электронов на сепаратрисе $(2,5 \div 3,8) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$

показано, что интенсивность излучения на линии H_{α} , приходящая из диверторной области, на 2–3 порядка величины выше интенсивности излучения на этой линии, приходящего из пристеночного слоя плазмы в основной камере.

Для анализа эффективности предлагаемого концептуального дизайна ПСД в модуле Cherab для T-15МД была создана синтетическая диагностика, включающая вышеописанные модели УВЗ и оптической схемы со сферическим первым зеркалом. По сравнению с [39] была использована обновленная модель первой стенки T-15МД.

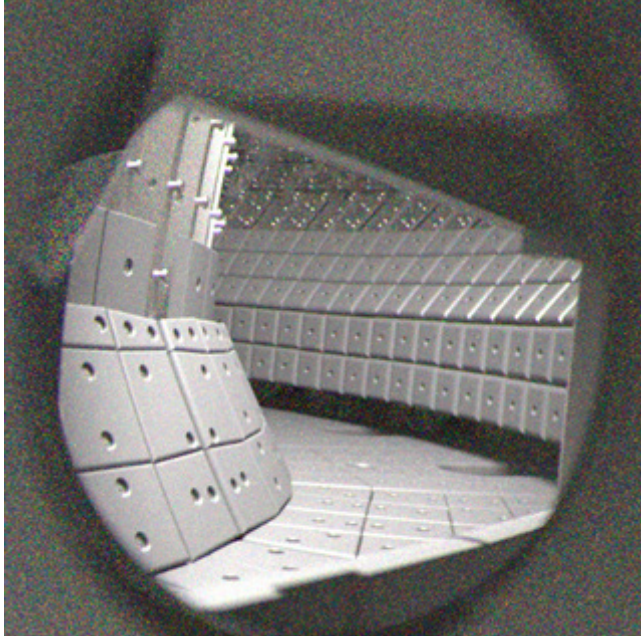


Рис. 12. Тестовое изображение на матрице детектора диагностики ПСД для T-15МД, рассчитанное методом трассировки лучей.

Рассчитанное методом трассировки лучей с помощью библиотек Raysect [41] и Cherab изображение на матрице детектора показано на рис. 12. Из-за отражения от зеркал внутренний обвод камеры токамака оказывается слева на изображении. Сферический источник белого света с радиусом 30 см расположен внутри вакуумной камеры токамака выше поля обзора диагностики.

В качестве исходных данных для расчета синтетических изображений были использованы результаты моделирования пристеночной плазмы с помощью кода SOLPS 4.3 [42] для режимов с мощностью P_{SOL} 2 и 10 МВт теплового потока, выносимого из основной плазмы в пристеночный слой, что соответствует мощности дополнительного нагрева плазмы 2,9 и 14,3 МВт. Для режима с $P_{SOL} = 2$ МВт средняя плотность электронов на сепаратрисе составляет $5.3 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$, а для режима с $P_{SOL} = 10$ МВт она составляет $2.6 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

На рис. 13 показаны результаты расчета двумерных профилей плотности мощности излучения в спектральных линиях H_α , H_γ , H_ϵ и С III (465 нм) в диверторе T-15МД для двух указанных режимов. Учтено испускание излучения вследствие возбуждения атомов водорода электронным ударом и рекомбинации ионов водорода, а необходимые атомные данные (т. н. коэффициенты излучения фотонов), рассчитываемые с по-

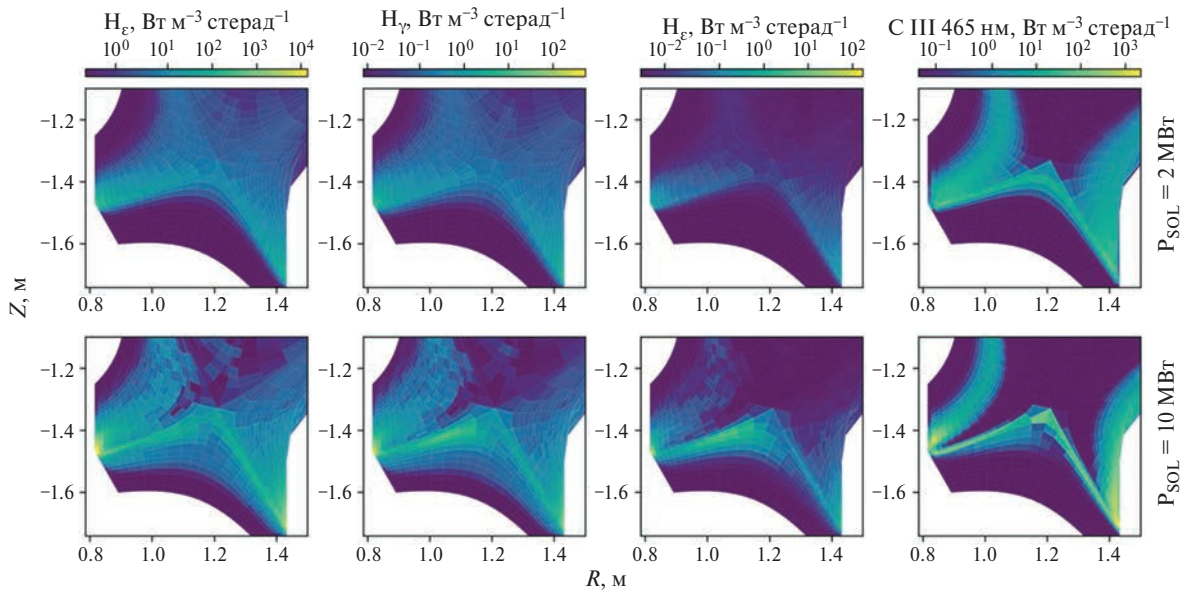


Рис. 13. Плотность мощности излучения в линиях H_α , H_γ , H_ϵ и С III (465 нм) для двух режимов с $P_{SOL} = 2$ МВт (верхний ряд) и $P_{SOL} = 10$ МВт (нижний ряд) рассчитанные по результатам моделирования пристеночной плазмы кодом SOLPS 4.3.

мощью СИМ, были взяты из базы данных OpenADAS [43].

Интенсивность излучения на матрице детектора ПСД, отвечающая профилям рис. 13, рассчитанная в коде Cherab методом трассировки лучей, приведена на рис. 14. Использовались те же модели двулучевых функций отражательной способности графитовых и стальных элементов стенки Т-15МД, что и в [39], с параметрами, соответствующими новой стенке (см. табл. 2 в [39]). Из рис. 14 видно, что в рассмотренной магнитной конфигурации X-точка находится практически на границе наблюдаемой области камеры ПСД. Для расширения области обзора необходимо убрать, или модифицировать верхнюю рейку для крепления графитовых плиток (см. рис. 7).

Так как на первом этапе не планируется установка отдельного интерференционного фильтра для измерения фонового излучения, для оценки соотношения сигнал/фон был выполнен расчет интенсивности тормозного излучения на длине волны линии H_ϵ , как наиболее слабой из измеряемых линий. На рис. 15 показано сравнение плотности мощности излучения в линии H_ϵ и тормозного излучения, а также их отношение. Ширина пропускания интерференционного фильтра принималась равной 2 нм. Отметим, что линия H_ϵ подвержена сильному штарковскому

уширению. В сценарии с $P_{SOL} = 2$ МВт везде в диверторной области в диапазон фильтра 2 нм попадает более 99.95% излучения в линии H_ϵ . В сценарии с $P_{SOL} = 10$ МВт, в районе внутренней ударной точки, где плотность электронов достигает значения 10^{21} м^{-3} , в диапазон фильтра попадет около 93% излучения в линии H_ϵ , а интегрально по объему дивертора в фильтр попадет около 98.5% излучения. Расчеты штарковского уширения линии H_ϵ были выполнены с помощью параметрической модели [44]. Из рисунка видно, что практически во всей области обзора интенсивность излучения в линии H_ϵ превосходит интенсивность тормозного излучения более чем в 8 раз в сценарии с $P_{SOL} = 10$ МВт и более чем в 100 раз в сценарии с $P_{SOL} = 2$ МВт.

Для демонстрации возможности восстановления профилей плотности мощности излучения для четырех рассматриваемых спектральных линий по изображениям с камеры ПСД, была решена томографическая задача, аналогичная таковой в [45]. Сетка осесимметричных источников излучения, тороидальных колец с квадратным поперечным сечением 1 см^2 , светимость которых требуется восстановить по изображениям с камеры, насчитывала 3562 источника. Разрешение изображения составляло 512×512 пикселя, а количество полезных (наблюдающих плазму) пик-

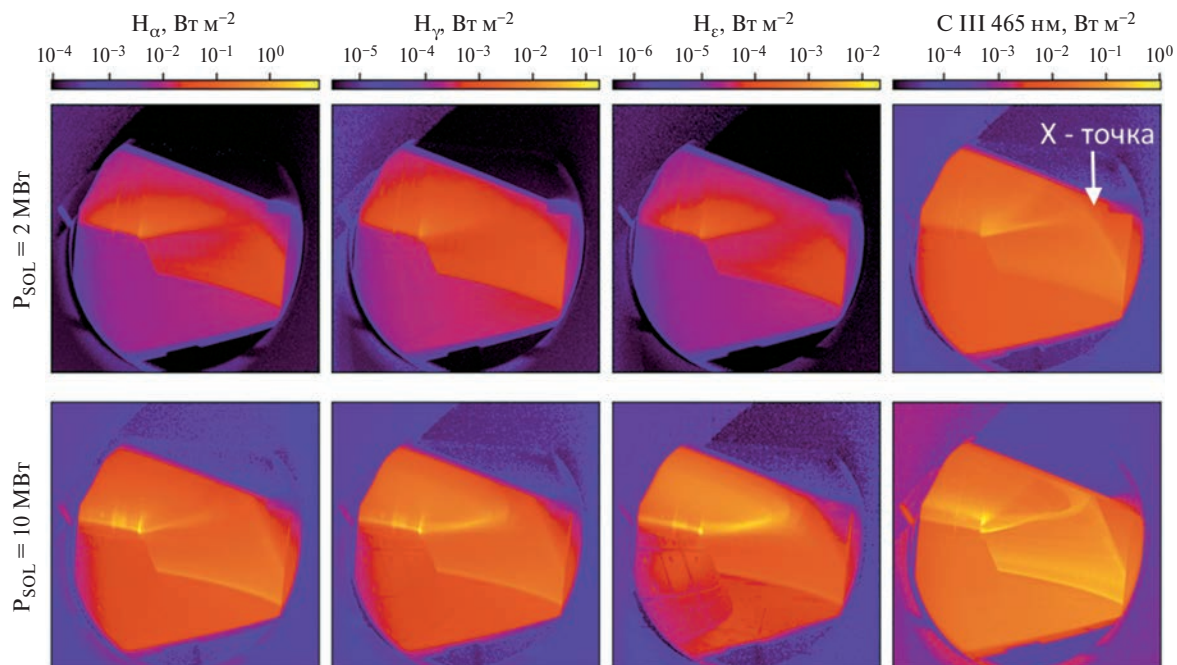


Рис. 14. Интенсивность излучения в линиях H_α , H_γ , H_ϵ и $C \text{ III}$ (465 нм) на матрице детектора ПСД для двух режимов с $P_{SOL} = 2$ МВт (верхний ряд) и $P_{SOL} = 10$ МВт (нижний ряд), соответствующая профилям на рис. 13. Стрелкой отмечено положение X-точки.

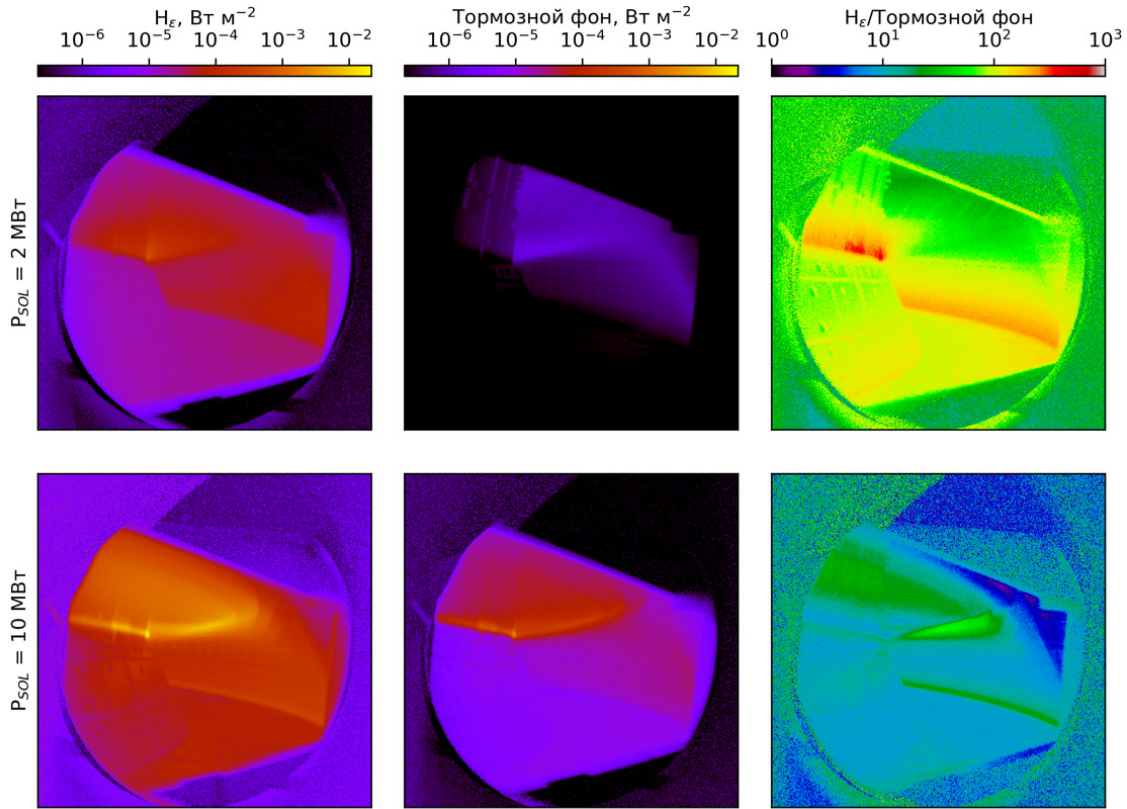


Рис. 15. Сравнение плотности мощности излучения в линии $H\epsilon$ и тормозного излучения, а также их отношение при ширине пропускания интерференционного фильтра, равной 2 нм, для двух режимов с $P_{SOL} = 2$ МВт (верхний ряд) и $P_{SOL} = 10$ МВт (нижний ряд).

селей составило 119 847. Геометрическая матрица (матрица переноса лучей) была рассчитана с учетом отражения излучения от стенок камеры токамака. Томографическая задача решалась методом SART [46] без регуляризации. Результаты ее решения, а именно сравнение истинных и восстановленных по изображениям профилей светимости, даны на рис. 16 и 17 для значений P_{SOL} 2 и 10 МВт, соответственно.

Из рис. 16 и 17 видно, что профили плотности мощности излучения в диверторе могут быть восстановлены с удовлетворительной точностью, но не выше уровня $Z = -1.3$ м. Восстановленный профиль светимости вблизи внешней ударной точки оказывается немного размытым. Так происходит потому, что эта область наблюдается под относительно большими углами к нормали к полоидальной плоскости, а для успешного восстановления осесимметричного профиля эти углы должны быть малы. Отметим, что дополнительная информация, учтенная в операторе регуляризации (результаты измерений n_e и T_e с помощью ТР и ТПГ, данные магнитных и ленгмюровских зондов), а также методы машин-

ного обучения для распознавания изображений должны улучшить точность решения обратной задачи.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Перечислены и кратко обсуждены основные задачи исследования диверторной плазмы токамака T-15МД и методы ее диагностики, включая ТР — томсоновское рассеяние, ЛИТ — лазерное индуцированное тушение, ТПП — тепловой гелиевый пучок, ПСД — пассивная спектроскопия в диверторе. Описаны проблемы эксплуатации оптических систем в диверторе, наиболее критическими из которых является проблема первого зеркала для пассивной спектроскопии дивертора (ПСД) и деградация внутривакуумного объектива для ТР/ЛИТ.

Представлена концепция диагностической системы для измерения параметров диверторной плазмы с помощью ПСД. Для ее реализации рассчитана оптическая система с использованием внутрикамерных зеркал для наблюдения диверторной зоны токамака T-15МД в тангенци-

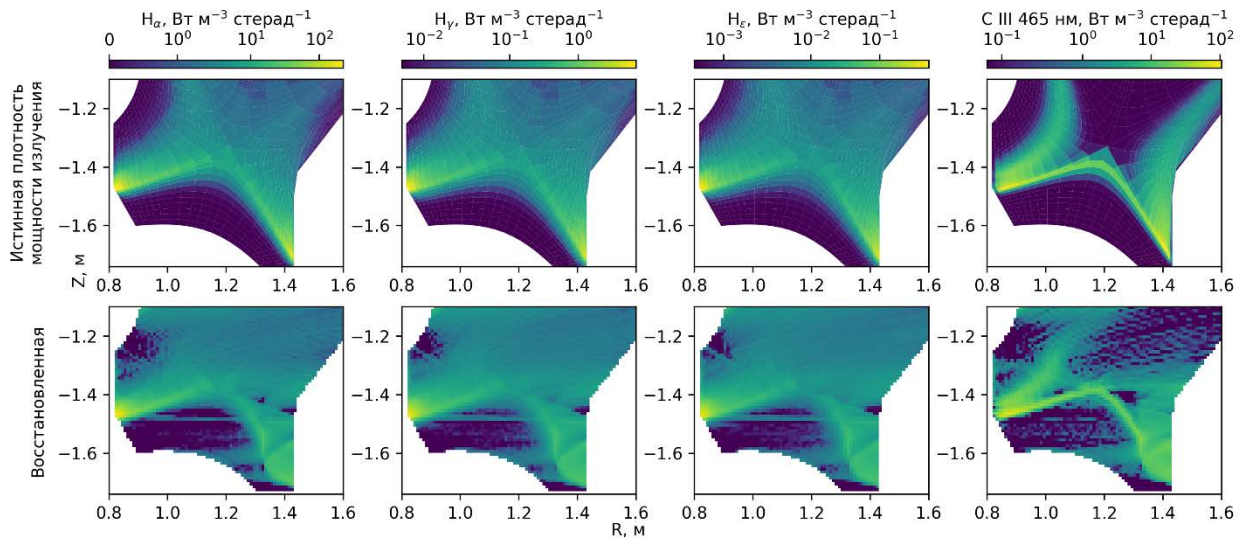


Рис. 16. Профили истинной (верхний ряд) и восстановленной по изображению с камеры (нижний ряд) светимости в спектральных линиях для режима с $P_{\text{SOL}} = 2$ МВт.

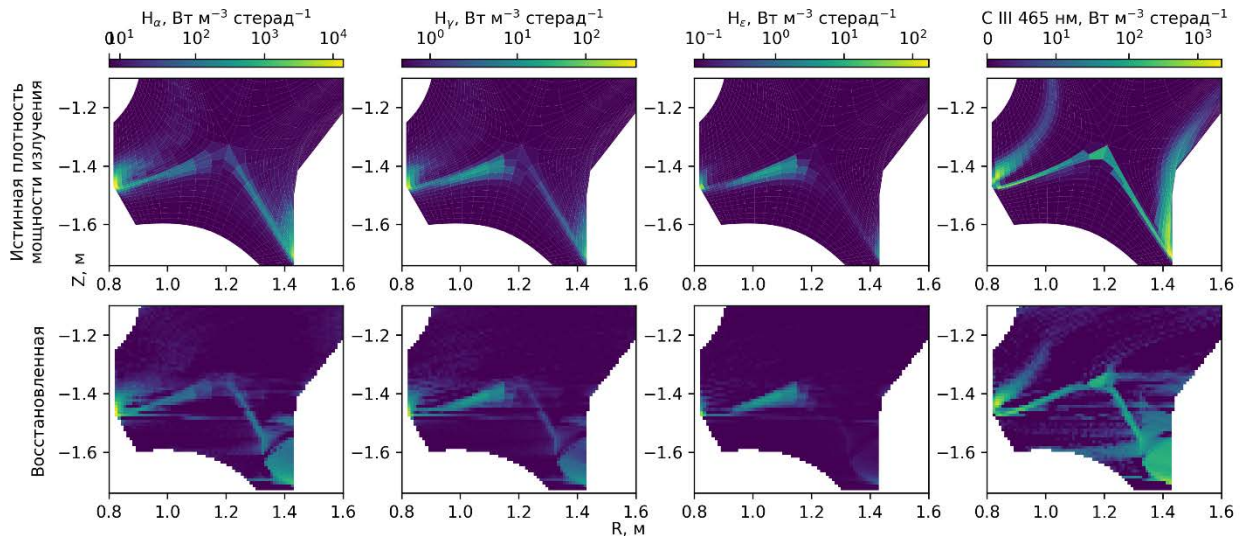


Рис. 17. То же, что и на рис. 16, но для режима с $P_{\text{SOL}} = 10$ МВт.

альном ракурсе. Рассмотрены варианты конструкции оптической системы и разработан концептуальный дизайн с использованием параболического первого зеркала, предусматривающий меры защиты оптики от негативных воздействий. Оптическая схема с малым входным зрачком значительно снижает поток частиц из плазмы на первое зеркало. Применение шторки защищает внутривакuumную оптику от загрязнения в режиме кондиционирования вакуумной камеры. Крепление атмосферной части системы к фланцу токамака позволит избежать рассогласования оптики при вибрационных нагрузках.

С помощью кодов Cherab и Raysect получено ожидаемое изображение наблюдаемой дивер-

торной зоны. На основе синтетической спектроскопической диагностики для конфигураций плазмы в двух реперных режимах работы дивертора T-15MD, рассчитанных кодом SOLPS 4.3, рассчитаны возможные двумерные распределения плотности мощности излучения в плазме и интенсивности свечения в линиях бальмеровской серии водорода и линии углерода на матрице детектора. Показано, что диагностику ПСД можно использовать для томографического восстановления профилей плотности мощности излучения в указанных спектральных линиях.

В ходе следующего этапа разработки эскизного проекта диагностики ПСД на токамаке T-15MD будет оптимизирована оптическая схема и более

подробно проработана атмосферная часть диагностики. В дальнейшем будет проработано размещение в другой патрубке системы с радиальным обзором для определения электронной температуры и плотности плазмы, а также для более детального наблюдения за эрозией и нагревом внутренней стенки камеры.

Авторы выражают благодарность А.В. Горбунову за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения, А.В. Горшкову за ценные советы при проведении оптических расчетов в программном пакете Zemax, С.А. Грашину за материалы по ленгмюровским зондам в диверторе T-15МД и А.А. Пшенову за консультации по физике диверторного режима.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хвостенко П.П., Анашкин И.О., Бондарчук Э.Н., Инютин Н.В., Крылов В.А., Левин И.В., Минеев А.Б., Соколов М.М. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2019. Т. 42. Вып. 1. С. 15.
<https://doi.org/10.21517/0202-3822-2019-42-1-15-38>.
2. Theiler C., Lipschultz B., Harrison J., Labit B., Reimerdes H., Tsui C., Vijvers W.A.J., Boedo J.A., Duval B.P., Elmore S., Innocente P., Kruezi U., Lunt T., Maurizio R., Nespoli F., Sheikh U., Thornton A.J., van Limpt S.H.M., Verhaegh K., Vianello N., TCV team and the EUROfusion MST1 team // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. P. 072008.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa5fb7>.
3. De Oliveira H., Theiler C., Elaian H., TCV Team // Rev. Sci. Instrum. 2021. V. 92. P. 043547.
<https://doi.org/10.1063/5.0043523>.
4. Хромов Н.А., Векшина Е.О., Гусев В.К., Литуновский Н.В., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В. // ЖТФ. 2021. Т. 91. № 3. С. 421.
<https://doi.org/10.21883/JTF.2021.03.50518.227-20>.
5. Сарычев Д.В., Соловьев Н.А., Диас-Михайлова Д.Е., Плоскирев Е.Г., Орловский Д.А., Сергеев Д.С. // 51-я Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, 2024, г. Звенигород: Сб. тез. докл. М.: АО НТЦ “ПЛАЗМАИОФАН”, 2024. С. 292.
doi: 10.34854/ISPAF.51.2024.1.1.241.
6. Mukhin E.E., Kurskiev G.S., Gorbunov A.V., Samsonov D.S., Tolstyakov S.Yu., Razdobarin A.G., Babinov N.A., Bazhenov A.N., Bukreev I.M., Dmitriev A.M., Elets D.I., Koval A.N., Litvinov A.E., Masyukevich S.V., Senitchenkov V.A., Solovoi V.A., Tereschenko I.B., Varshavchik L.A., Kukushkin A.S., Khodunov I.A., Levashova M.G., Lisitsa V.S., Vukolov K.Yu., Berik E.B., Chernakov P.V., Chernakov A.I.P., Chernakov An.P., Zaitilkin P.A., Zhiltsov N.S., Krivoruchko D.D., Skrylev A.V., Mokeev A.N., Andrew P., Kempenaars M., Vayakis G., Walsh M.J. // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. P. 086052.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab1cd5>.
7. Arnichand H., Andrebe Y., Blanchard P., Antonioni S., Couturier S., Decker J., Duval B.P., Felici F., Galperti C., Isoz P.-F., Lavanchy P., Llobet X., Marletaz B., Marmillod P., Masur J. // Journal of Instrumentation. 2019. V. 14. P. C09013.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/09/C09013>.
8. Ravensbergen T., van Berkel M., Silburn S.A., Harrison J.R., Perek A., Verhaegh K., Vijvers W.A.J., Theiler C., Kirk A., de Baar M.R. and the EUROfusion MST1 team // Nucl. Fusion. 2020. V. 60. P. 066017.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab8183>.
9. Harrison J.R., Vijvers W.A.J., Theiler C., Duval B.P., Elmore S., Labit B., Lipschultz B., van Limpt S.H.M., Lisgo S.W., Tsui C.K., Reimerdes H., Sheikh U., Verhaegh K.H.A., Wischmeier M., the MST1 and TCV Teams // Nuclear Materials and Energy. 2017. V. 12. P. 1071.
<https://doi.org/10.1016/j.nme.2016.10.020>.
10. Verhaegh K., Lipschultz B., Duval B.P., Harrison J.R., Reimerdes H., Theiler C., Labit B., Maurizio R., Marini C., Nespoli F., Sheikh U., Tsui C.K., Vianello N., Vijvers W.A.J., TCV team and the EUROfusion team // Nuclear Materials and Energy. 2017. V. 12. P. 1112.
<https://doi.org/10.1016/j.nme.2017.01.004>.
11. Krashenninnikov S.I., Kukushkin A.S., Pshenov A.A. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 055602.
<https://doi.org/10.1063/1.4948273>.
12. Karhunen J., Lomanowski B., Solokha V., Aleiferis S., Carvalho P., Groth M., Lawson K.D., Meigs A.G., Shaw A. and JET Contributors // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. P. 085018.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac0b9e>.
13. Karhunen J., Holm A., Lomanowski B., Solokha V., Aleiferis S., Carvalho P., Groth M., Lawson K.D., Meigs A.G., Shaw A. and JET Contributors // Plasma Phys. Control. Fusion. 2022. V. 64. P. 075001.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac6ae3>.
14. Linehan B.L., Mumgaard R.T., Wensing M., Verhaegh K., Andrebe Y., Harrison J.R., Duval B.P., Theiler C., TCV team // Rev. Sci. Instrum. 2018. V. 89. P. 103503.
<https://doi.org/10.1063/1.5058224>.
15. Perek A., Vijvers W.A.J., Andrebe Y., Classen I.G.J., Duval B.P., Galperti C., Harrison J.R., Linehan B.L., Ravensbergen T., Verhaegh K., de Baar M.R., EUROfusion MST1 Teams // Rev. Sci. Instrum. 2019. V. 90. P. 123514.
<https://doi.org/10.1063/1.5115569>.

16. *Vijvers W.A.J., Mumgaard R.T., Andrebe Y., Classen I.G.J., Duval B.P., Lipschultz B.* // Journal of Instrumentation. 2017. V. 12. P. C12058. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/12/C12058>.
17. *Алексеев А.Г., Забродский В.В., Сарычев Д.В., Соловьев Н.А., Сушков А.В.* // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 1206. <https://doi.org/10.31857/S0367292122601035>.
18. *Толпегина Ю.И., Горбунов А.В., Ялынская Н.Д., Тимохин В.М., Сергеев В.Ю., Горшков А.В.* // 50-я Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, 2023, г. Звенигород: Сб. тез. докл. М.: АО НТЦ "ПЛАЗМАИОФАН", 2023. С. 101. doi: 10.34854/ICPAF.2023.50.2023.1.1.057.
19. *Криворучко Д.Д., Горбунов А.В., Пшенов А.А., Панфилов Д.С.* // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 545. <https://doi.org/10.31857/S0367292123600152>.
20. *Толпегина Ю.И., Горшков А.В., Асадулин Г.М., Бельбас И.С., Горбунов А.В., Криворучко Д.Д., Пшенов А.А.* // 19-я Всероссийская конференция "Диагностика высокотемпературной плазмы", 2021, г. Сочи: Сб. тезисов докладов. С. 142.
21. *Eckstein W.* // Sputtering by Particle Bombardment, Topics Appl. Physics. 2007. V. 110. P. 33. https://doi.org/10.1007/978-3-540-44502-9_3.
22. *Wisse M., Eren B., Marot L., Steiner R., Meyer E.* // Rev. Sci. Instrum. 2012. V. 83. P. 013509. <https://doi.org/10.1063/1.3678640>.
23. *Litnovsky A., Wienhold P., Philipps V., Sergienko G., Schmitz O., Kirschner A., Kreter A., Droste S., Samm U., Mertens Ph., Donné A.H., TEXTOR Team, Rudakov D., Allen S., Boivin R., McLean A., Stangeby P., West W., Wong C., DIII-D Team, Lipa M., Schunke B., Tore-Supra Team, De Temmerman G., Pitts R., TCV Team, Costley A., Voitsenya V., Vukolov K., Oelhafen P., Rubel M., Romanyuk A.* // J. Nuclear Materials. 2007. V. 363. P. 1395. <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2007.01.281>.
24. *Vukolov K.Yu., Guseva M.I., Evstigneev S.A., Medvedev A.A., Zvonkov S.N.* // Plasma Devices and Operations. 2004. V. 12. №. 3. P. 193. <https://doi.org/10.1080/1051999042000238040>.
25. *Litnovsky A., Rudakov D.L., De Temmerman G., Wienhold P., Philipps V., Samm U., McLean A.G., West W.P., Wong C.P.C., Brooks N.H., Watkins J.G., Wampler W.R., Stangeby P.C., Boedo J.A., Moyer R.A., Allen S.L., Fenstermacher M.E., Groth M., Lasnier C.J., Boivin R.L., Leonard A.W., Romanyuk A., Hirai T., Pintsuk G., Breuer U., Scholl A.* // Fusion Eng. Des. 2008. V. 83. P. 79. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2007.06.042>.
26. *Garcia-Carrasco A., Petersson P., Rubel M., Widdowson A., Fortuna-Zalesna E., Jachmich S., Brix M., Marot L.* // Nuclear Materials and Energy. 2017. V. 12. P. 506. <https://doi.org/10.1016/j.nme.2016.12.032>.
27. *Bardamid A.F., Vukolov K.Yu., Kononov V.G., Naidenkova D.I., Rogov A.V., Ryzhkov I.V., Shapoval A.N., Shtan A.F., Solodovchenko S.I., Voitsenya V.S., Yakimov K.I.* // Plasma Devices and Operations. 2006. V. 14. P. 159. <https://doi.org/10.1080/10519990600673821>.
28. *Soni K., Moser L., Steiner R., Mathys D., Le Guern F., Piqueras J., Marot L., Meyer E.* // Nuclear Materials and Energy. 2019. V. 21. P. 100702. <https://doi.org/10.1016/j.nme.2019.100702>.
29. *Рогов А.В., Капустин Ю.В., Мартыненко Ю.В.* // ЖТФ. 2021. Т. 91. Вып. 9. С. 1369. <http://dx.doi.org/10.21883/JTF.2021.09.51216.37-21>.
30. *Vukolov K.Yu., Mukhammedzyanov T.R., Andreenko E.N., Arkhipov I.I., Orlovskiy I.I., Tobengauz A.M., Vukolov D.K.* // Fusion Eng. Des. 2013. V. 88. P. 1280. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2013.03.015>.
31. *Moon S., Petersson P., Rubel M., Fortuna-Zalesna E., Widdowson A., Jachmich S., Litnovsky A., Alves E.* // Nuclear Materials and Energy. 2019. V. 19. P. 59. <https://doi.org/10.1016/j.nme.2019.02.009>.
32. *Андреев Е.Н., Орловский И.И., Алексеев А.Г., Морозов А.А.* // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2019. Т. 42. Вып. 3. С. 13. <https://doi.org/10.21517/0202-3822-2019-42-3-13-24>.
33. *Орловский И.И., Вуколов К.Ю., Андреев Е.Н., Алексеев А.Г.* // 50-я Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, 2023, г. Звенигород: Сб. тез. докл. М.: АО НТЦ "ПЛАЗМАИОФАН", 2023. С. 294. doi: 10.34854/ICPAF.2023.50.2023.1.1.238.
34. *Рогов А.В., Капустин Ю.В.* // Успехи прикладной физики. 2016. Т. 4. №3. С. 240.
35. *Litnovsky A., De Temmerman G., Vukolov K., Wienhold P., Philipps V., Schmitz O., Samm U., Sergienko G., Oelhafen P., Büttner M., Orlovskiy I., Yastrebkov A., Breuer U., Scholl A.* // Fusion Eng. Des. 2007. V. 82. P. 123. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2006.07.095>.
36. *Alekseev A., Andreenko E., Orlovskiy I., Gorshkov A., Akhtyrsky S., Kozlov A., Smekalin V., Ulyanitskiy V., Khmelniitskiy R., Evlashin S., Eberle S.* // Fusion Eng. Des. 2019. V. 146. P. 144. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2018.12.002>.
37. *Вуколов К.Ю., Мухаммедзянов Т.Р., Звонков С.Н., Свечников Н.Ю., Станкевич В.Г., Архипов И.И., Раджагатнам Д.* // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2010. Т. 33. Вып. 4. С. 13. <http://dx.doi.org/10.21517/0202-3822-2010-33-4-13-20>.

38. Gorshkov A.V., Alekseev A.G., Andreenko E.N., Asadulin G.M., Ageorges N., Kampf D., Naumenko N.N. // *Fusion Eng. Des.* 2019. V. 146. P. 329. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2018.12.061>.
39. Неверов В.С., Андреев Е.Н., Ахтырский С.В., Земцов И.А., Крупин В.А., Кукушкин А.Б., Немец А.Р., Нургалеев М.Р., Пшенов А.А. // *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез.* 2023. Т. 46. Вып.2. С. 23. doi: 10.21517/0202-3822-2023-46-2-23-37.
40. Carr M., Meakins A., Bernert M., David P., Giroud C., Harrison J., Henderson S., Lipschultz B., Reimold F., *EUROfusion MST1 Team and ASDEX Upgrade Team* // *Rev. Sci. Instrum.* 2018. V. 89. P. 083506. <https://doi.org/10.1063/1.5031087>; <https://cherab.info>.
41. Meakins A., Carr M. // *Raysect/source: v0.7.0 Release.* Version v0.7.0. Zenodo. 2020. <https://doi.org/10.5281/zenodo.1341346>; <https://raysect.org>.
42. Kukushkin A.S., Pacher H.D., Kotov V., Pacher G.W., Reiter D. // *Fusion Eng. Des.* 2011. V. 86. P. 2865. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2011.06.009>.
43. Summers H.P. *The ADAS User Manual.* 2004. Version 2.6. <http://www.adas.ac.uk>; <https://open.adas.ac.uk/>.
44. Lomanowski B.A., Meigs A.G., Sharples R.M., Stamp M., Guillemaut C. and *JET Contributors* // *Nucl. Fusion* 55 (2015) 123028, <http://dx.doi.org/10.1088/0029-5515/55/12/123028>.
45. Neverov V.S., Khusnutdinov R.I., Alekseev A.G., Carr M., De Bock M., Kukushkin A.B., Lovell J., Meakins A., Pitts R., Polevoi A.R., Veshchev E // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2020. V. 62. P. 115014. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/abb53b>.
46. Andersen A.H., Kak A.C. // *Ultrasonic Imaging.* 1984. V. 6. P. 81. <https://doi.org/10.1177/016173468400600107>.

PLASMA DIAGNOSTICS IN T-15MD DIVERTOR: TASKS, PROBLEMS, AND IMPLEMENTATION POSSIBILITIES

K. Yu. Vukolov^{a,b,*}, E. N. Andreenko^a, M. Yu. Buzmakov^{a,b}, V. S. Neverov^a,
I. I. Orlovskiy^a, Yu. I. Tolpegina^a, and D. A. Fedorov^a

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

^b*Bauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005, Russia*

*e-mail: vukolov_ky@nrcki.ru

The article considers different methods of divertor plasma diagnostics planned for using in the T-15MD tokamak. Technical problems arising during operation of optical systems in the divertor zone are discussed, including degradation of in-vessel optical elements. The main attention is paid to the conceptual design of the “Passive Spectroscopy in Divertor” diagnostic system. The optical system, including in-vessel mirrors, and methods for protecting its components from the negative effects of plasma are described in detail. Using synthetic diagnostics and numerical simulation methods, the possibility of solving the problem of tomographic reconstruction of the two-dimensional profile of plasma radiation in the T-15MD divertor is demonstrated. Based on the results presented, it was concluded that passive spectroscopy can be used for obtaining data on plasma parameters in the divertor with good spatial resolution, which will make it possible to study the physics of processes and monitor the operation of the T-15MD divertor, including the operation in detachment regime.

Keywords: tokamak, divertor, synthetic diagnostics of plasma, spectroscopy

УДК 533.9.02, 533.9.082

2D–4D-МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОНИКНОВЕНИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ЦЕНТР ПЛАЗМЕННОГО ШНУРА В СТЕЛЛАТОРЕ Л-2М. ВЕРИФИКАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КОДА ASTRA

© 2024 г. А. И. Мещеряков^{a, *}, И. А. Гришина^a, Н. В. Касьянова^{b, c}

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

^bНИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия

^cМосковский физико-технический институт (НИУ), Долгопрудный, Россия

*e-mail: meshch@fpl.gpi.ru

Поступила в редакцию 01.07.2024 г.

После доработки 02.08.2024 г.

Принята к публикации 10.08.2024 г.

Проведена верификация разработанного авторами 2D-кода для расчета проникновения нейтральных частиц со стенки камеры в центр плазмы, создаваемой и удерживаемой в стеллараторе Л-2М. В диапазоне рабочих плотностей плазмы ($1 \times 10^{19} \text{ м}^{-3} < n_e < 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$) получено хорошее совпадение с результатами расчетов, выполненных с использованием кода ASTRA. Проведено 3D- и 4D-моделирование проникновения нейтральных частиц со стенки камеры в центр плазменного шнура. Показано, что 2D-моделирование дает завышенное значение концентрации нейтральных частиц в центре плазмы, по сравнению с 3D- и 4D-моделями, более приближенными к реальным распределениям ионов по скоростям.

Ключевые слова: тороидальная магнитная ловушка, проникновение нейтральных частиц в плазму, анализатор потока нейтральных частиц из плазмы, моделирование, перезарядка, рекомбинация, ионизация.

DOI: 10.31857/S0367292124100032, EDN: FCSPZQ

1. ВВЕДЕНИЕ

На многих тороидальных установках по удержанию высокотемпературной плазмы для определения температуры ионов используются анализаторы нейтральных частиц (Neutral Particle Analyzer, NPA), которые регистрируют спектр потока нейтральных частиц, вылетающих из плазмы. При наличии пучка инжектируемых в плазму атомов, NPA диагностика может работать в активном режиме [1–4]. В этом случае диагностика измеряет локальные энергетические спектры атомов. В пассивном режиме анализатор нейтральных частиц собирает данные, усредненные по хордам наблюдения [5–7, 8]. Поэтому при работе NPA диагностики в пассивном режиме усложняется интерпретация измеренных спектров атомов. На стеллараторе Л-2М диагностика NPA работает в пассивном режиме.

Эффектом, усложняющим процесс интерпретации данных NPA-диагностики, является так

называемая экранировка. С ростом плотности плазмы уменьшается число атомов перезарядки, которые могут достичь детекторов анализатора нейтральных частиц, не вступив во взаимодействие с нейтральными и заряженными частицами плазмы. Этот эффект становится особенно существенным в условиях высокой плотности плазмы ($\sim 5 \times 10^{19} - 1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$). Кроме того, в плазме с высокой плотностью процессы рекомбинации начинают оказывать влияние на количество нейтральных атомов в центральных областях плазменного шнура. Этот эффект также необходимо учитывать при интерпретации данных NPA-диагностики. В таких условиях на современных тороидальных магнитных ловушках необходимо проводить моделирование потоков нейтральных частиц из плазмы.

Существуют транспортные коды, которые успешно используются для моделирования переноса частиц в тороидальных магнитных

ловушках. Эти коды можно использовать, в том числе, для расчета потока атомов, вылетающих из плазмы, и энергии, выносимой этими атомами [9]. Такие расчеты требуют большого времени вычислений и, как правило, не дают информации о спектре вылетающих из плазмы нейтральных частиц, поскольку изначально нацелены на расчет глобального баланса и переноса энергии и частиц в плазме. Поэтому для интерпретации экспериментальных данных NRA-диагностики зачастую приходится разрабатывать собственные компьютерные программы. Одним из таких кодов является код DOUBLE-МС, разработанный в ФТИ им. А. Ф. Иоффе [10]. Особенностью этого кода является возможность трехмерной постановки задачи и учет большого числа процессов взаимодействия между частицами плазмы. Код Double-МС успешно используется на многих экспериментальных установках [11–13].

Стелларатор Л-2М является тороидальной установкой с небольшим поперечным размером плазменного шнура (средний радиус плазмы 0.115 м), при этом рабочий диапазон плотностей плазмы n_e составляет $1 \times 10^{19} \text{ м}^{-3} < n_e < 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ [14]. В этом диапазоне плотностей эффект экранировки потока нейтральных частиц из центральных областей плазменного шнура, формируемый в результате взаимодействия с частицами плазмы выражен слабо, и его можно не учитывать. Измеряемые NRA диагностикой энергетические спектры атомов отклоняются от максвелловских из-за наличия ионов с низкими энергиями, сосредоточенных, в основном, на периферии плазмы. Однако по этим спектрам можно оценить температуру ионов в центральных областях плазмы, исключая низкие энергии из рассмотрения при анализе энергетических спектров атомов [15]. Кроме того, в результате проведения процедуры боронизации стенок вакуумной камеры стелларатора Л-2М удалось получить эффективный заряд плазмы около 1.2–1.5, и основной примесью, регистрируемой спектральными диагностиками, являются атомы и ионы бора. По мнению авторов, для стелларатора Л-2М при интерпретации спектров NRA диагностики нет необходимости учитывать такое большое число атомных процессов с участием разнообразных примесей, как это делается в расчетах с использованием кода DOUBLE-МС. Поэтому для моделирования проникновения частиц в центральные области плазмы, а также потоков частиц

наружу из плазмы, можно ограничиться более простой программой, не требующей мощных вычислительных ресурсов.

В работе [16] с использованием двух простых моделей было проведено упрощенное моделирование процесса проникновения ионов в центральные области плазмы с параметрами, соответствующими режиму омического нагрева в стеллараторе Л-2М. Были получены радиальные распределения нейтральных частиц в плазме и модельные энергетические спектры нейтральных частиц, вылетающих из плазмы. Сравнение модельных спектров с экспериментальными показало, что в стеллараторе Л-2М наличие холодных ионов на периферии плазмы заметно (~20%) занижает температуру ионов в центральной области плазменного шнура, измеренную NRA диагностикой, и это нужно учитывать при интерпретации энергетических спектров атомов.

Для верификации правильности работы программы 2D-расчета проникновения нейтральных частиц в центральные области плазмы в разд. 2 данной статьи проведено сравнение полученных с помощью данной программы результатов с расчетами по коду ASTRA [17]. В разд. 3 обсуждается 3D- и 4D-моделирование проникновения нейтральных частиц в центр плазменного шнура.

2. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ 2D-МОДЕЛИРОВАНИЯ И РАСЧЕТОВ ПО КОДУ ASTRA

Плотность нейтралов, проникающих в плазму, можно найти, решая следующее кинетическое уравнение, учитывающее взаимные превращения нейтралов и ионов в результате перезарядки, ионизации и рекомбинации [18]

$$\mathbf{v} \frac{\partial f_N}{\partial \mathbf{r}} + s f_N = (s_1 N + s_2 n_e) f_i, \quad (1)$$

где $\mathbf{v}$ – скорость нейтралов, N – плотность нейтралов, n_i – плотность ионов, f_N – функция распределения нейтралов по скоростям, f_i – нормализованное на единицу максвелловское распределение ионов по скоростям, $s_1 = \langle \sigma_{cx} u \rangle n_i$ – скорость процесса перезарядки, $s_2 = \langle \sigma_r u \rangle n_i$ – скорость процесса рекомбинации, $s_3 = (\langle \sigma_i u \rangle n_i + \langle \sigma_e u \rangle n_e)$ – скорость ионизации нейтралов ионным и электронным ударом, n_e – плотность электронов плазмы, $s = s_1 + s_3$, u – относительная скорость частиц, σ_{cx} – сечение

перезарядки, σ_r — сечение рекомбинации, σ_i и σ_e — сечения ионизации ионным и электронным ударом, а угловые скобки означают усреднение по максвелловскому распределению ионов или электронов плазмы. Интегрируя это уравнение вдоль прямых траекторий нейтралов и по скоростям, можно получить следующее интегральное уравнение второго рода относительно плотности нейтралов

$$N(\rho) = \int_0^a K(\rho, \xi) s_1(\xi) N(\xi) d\xi + N_0(\rho) \quad (2)$$

где $K(\rho, \xi)$ — ядро уравнения (2), которое определяется формулами (4.101) и (4.102) из [18], которые мы не будем приводить по причине их громоздкости. Здесь введены цилиндрические координаты ρ , ϕ , и z , а ξ — переменная интегрирования, которая изменяется от 0 до малого радиуса плазмы a . В формуле (2) $N_0(\rho) = N_1(\rho) + N_2(\rho)$, где $N_1(\rho)$ — плотность первичных нейтралов, которые поступают через границу плазмы и достигают слоя плазмы с координатой ρ без актов ионизации и перезарядки, а $N_2(\rho)$ — плотность нейтралов, образующихся в результате рекомбинации, которую можно рассчитать по следующей формуле:

$$N_2(\rho) = \int_0^a K(\rho, \xi) s_2(\xi) n(\xi) d\xi \quad (3)$$

При 2D-моделировании использовалась плоскостная модель, предполагающая движение ионов и нейтралов, имеющих одномерное распределение в пространстве скоростей ($v = v_x$), вдоль одной пространственной координаты x . При моделировании были использованы следующие упрощения. Функция распределения ионов плазмы по скоростям задавалась в виде

$$f_i = \frac{1}{2} \delta(v \pm v_i), \quad (4)$$

где $v_i = \sqrt{\frac{2T_i}{m_i}}$, T_i и m_i — температура и масса ионов.

Кроме того, считалось, что все нейтралы, поступающие в плазму со стенки, имеют одинаковую энергию 2 эВ [19, 20]. Профили атомов, возникших в результате рекомбинации, вычислялись по формуле (3). Детальное описание проведенного 2D-моделирования можно найти в [16].

В коде ASTRA также использована плоскостная модель, т. е. ионы и нейтралы описываются функциями распределения, которые являются

одномерными как по координате, так и в пространстве скоростей. При моделировании решается следующее кинетическое уравнение [17]:

$$v \frac{\partial f_N}{\partial r} + s f_N = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{1}{v} (s_1 N + s_2 n_e) \delta\left(v \pm \frac{v_i}{\sqrt{3}}\right) \quad (5)$$

Это уравнение аналогично уравнению (1), но в нем для упрощения вычислений функция распределения ионов по скоростям берется в виде $f_i = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{1}{v} \delta\left(v \pm \frac{v_i}{\sqrt{3}}\right)$. В отличие от функции распределения ионов, использованной авторами при 2D-моделировании, в этой функции распределения вместо тепловой скорости v_i , используется скорость $\frac{v_i}{\sqrt{3}}$. С помощью этого множителя ($1/\sqrt{3}$) авторы кода ASTRA предполагали учесть трехмерный характер распределения ионов по скоростям.

При проведении моделирования с помощью 2D-кода и кода ASTRA профили электронной и ионной температуры, а также плотности плазмы, задавались в виде, близком к экспериментально измеренным профилям в режиме омического нагрева на стеллараторе Л-2М (рис. 1). Заметим, что в стеллараторе Л-2М рабочим газом в режиме омического нагрева является водород, поэтому моделирование проводилось для водородной плазмы.

На рис. 2 показаны профили концентрации атомов водорода, полученные при моделировании с использованием 2D-кода и кода ASTRA. Кри-

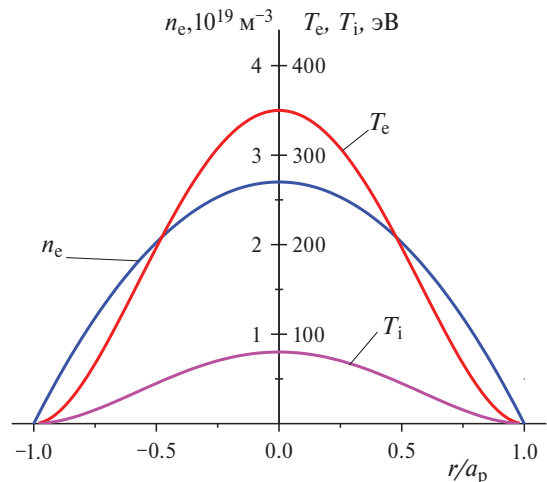


Рис. 1. Профили плотности плазмы, а также электронной и ионной температуры, использованные при моделировании.

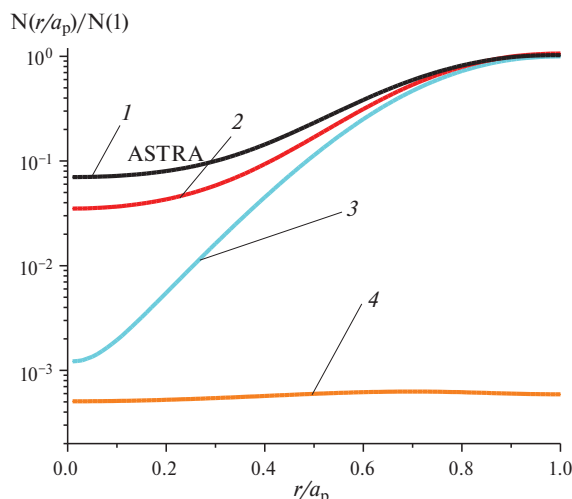


Рис. 2. Профили концентрации атомов водорода, полученные при моделировании с использованием 2D-кода и кода ASTRA. Кривая 1 – профиль плотности нейтралов, рассчитанный с помощью кода ASTRA. Кривая 2 – профиль плотности нейтралов, полученный при 2D-моделировании. Кривая 3 – результаты 2D-моделирования профиля плотности нейтралов, поступающих со стенки вакуумной камеры и не испытавших ни одного акта ионизации или перезарядки. Кривая 4 – результаты 2D-моделирования профиля нейтралов, возникших в результате рекомбинации.

вая 1 показывает профиль плотности нейтралов, рассчитанный с помощью кода ASTRA. Кривая 2 показывает профиль плотности нейтралов, полученный при 2D-моделировании. Кривая 3 соответствует результатам 2D-моделирования профиля плотности нейтралов, поступающих со стенки вакуумной камеры и не испытавших ни одного акта ионизации или перезарядки. Кривая 3 соответствует результатам 2D-моделирования профиля нейтралов, возникших в результате рекомбинации. Рисунок показывает, что результаты моделирования с использованием 2D-кода и кода ASTRA находятся в хорошем согласии. Наблюдается лишь небольшое отличие концентраций нейтралов в центральной области плазмы.

Чтобы провести верификацию 2D-кода в более широком диапазоне плотностей плазмы, было проведено сравнение плотностей нейтралов, рассчитанных с использованием двух кодов, для центральной области, где наблюдается наибольшее отличие результатов моделирования с использованием двух кодов. На рис. 3 показаны концентрации нейтралов в центральных областях плазмы с учетом процессов их проникновения со

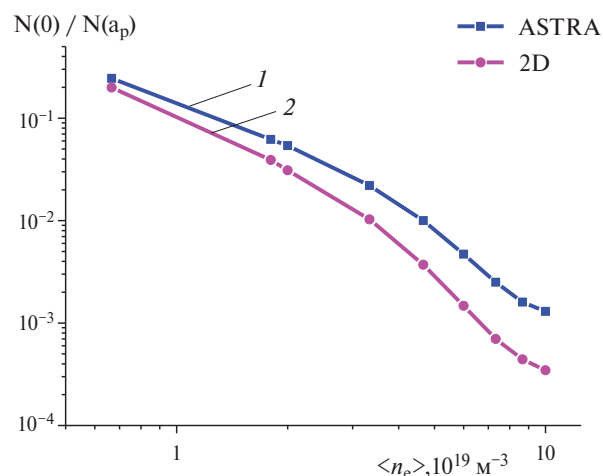


Рис. 3. Концентрации нейтралов в центральных областях плазмы с учетом процессов проникновения со стенки и рекомбинации, рассчитанные с помощью кода ASTRA (кривая 1) и 2D-моделирования (кривая 2).

стенки и рекомбинации, рассчитанные с помощью кода ASTRA (кривая 1) и 2D-моделирования (кривая 2). При получении этих кривых считалось, что профили электронной и ионной температур оставались неизменными, а концентрация в центре плазмы изменялась при сохранении формы профиля плотности. Рисунок показывает, что с ростом плотности плазмы различие в результатах моделирования возрастает. Наблюдаемое небольшое различие в результатах моделирования связано, в частности, с различными значениями сечений перезарядки, ионизации и рекомбинации, использованными в расчетах. В обоих кодах использовались одинаковые источники экспериментальных данных для сечений рекомбинации, перезарядки и ионизации электронным ударом [21–23]. Но при этом использовались незначительно отличающиеся аппроксимации зависимостей сечений ионизации электронным ударом и перезарядки от температуры. Для 2D-кода были проведены тестовые расчеты с подстановкой аппроксимации, используемой в коде ASTRA, в диапазоне плотностей $1 \times 10^{19} \text{ м}^{-3} < n_e < 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. В результате было получено лучшее совпадение результатов расчетов.

Таким образом, хорошее соответствие результатов моделирования с использованием 2D-кода и кода ASTRA является подтверждением достоверности результатов, полученных с использованием разработанного авторами 2D-кода.

Авторами было выполнено сравнение энергетических спектров нейтральных частиц, полученных по результатам 2D-моделирования и измеренных при помощи диагностики анализатора потока нейтральных частиц на стеллараторе Л-2М. При моделировании энергетический спектр потока нейтралов, вылетающих из плазмы вычислялся по формуле

$$\frac{dN}{dE} = \int_0^a K(a_p, \xi) s_1(\xi) N(\xi) f_i(\xi, E) d\xi \quad (6)$$

где $f_i(\xi, E)$ — функция распределения ионов по энергии, ξ — текущий радиус плазмы, $K(a_p, \xi)$ — ядро интегрального уравнения для $x = a_p$ (2D), a_p — малый радиус плазмы, $s_1(\xi)$ — скорость перезарядки, $N(\xi)$ — плотность нейтралов. Измерение потока нейтральных частиц проводилось в режиме омического нагрева плазмы в стеллараторе Л-2М при $\langle n_e \rangle = 1.2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и $T_e = 350 \text{ эВ}$. Результаты сравнения приведены на рис. 4, где показаны результаты 2D-моделирования (кривая 1) и экспериментальные измерения, выполненные при помощи диагностики анализатора потока нейтральных частиц (точки). Прямая 2 показывает максвелловскую аппроксимацию, проведенную по экспериментальным точкам. Наклон прямой соответствует ионной температуре $T_i = 95 \text{ эВ}$. В модельных расчетах использовались профили, изображенные на рис. 1, при этом наилучшее согласие расчетов с экспериментом наблюдается,

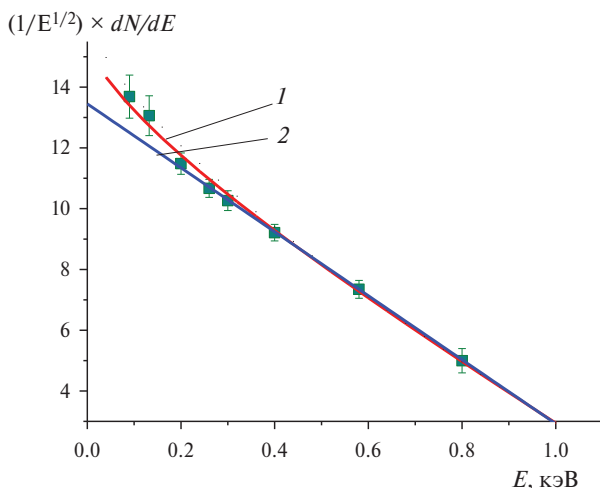


Рис. 4. Сравнение результатов 2D-моделирования (кривая 1) и измерений (точки), выполненных при помощи диагностики анализатора потока нейтральных частиц в режиме омического нагрева плазмы в стеллараторе Л-2М при $\langle n_e \rangle = 1.2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и $T_e = 350 \text{ эВ}$. Прямая 2 — максвелловская аппроксимация экспериментальных точек. Наклон прямой соответствует ионной температуре $T_i = 95 \text{ эВ}$.

когда центральная ионная температура равна 120 эВ. Отклонение спектра от максвелловского, наблюдаемое при малых энергиях, связано с вкладом более холодных периферийных областей плазменного шнура. Как видно из рисунка, наблюдается довольно хорошее согласие форм экспериментального и расчетного спектров, что также является дополнительной верификацией созданного кода.

3. 3D- И 4D-МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОНИКНОВЕНИЯ НЕЙТРАЛОВ В ЦЕНТР ПЛАЗМЕННОГО ШНУРА

Как отмечалось выше, в коде ASTRA в функции распределения ионов по скоростям вместо тепловой скорости v_i , используется скорость $\frac{v_i}{\sqrt{3}}$.

В описании кода ASTRA указано, что это сделано для того, чтобы приблизить результаты моделирования с использованием плоско-слоистой модели к результатам моделирования при трехмерной функции распределения ионов по скоростям. В этом разделе будет вычислено проникновение нейтралов в центральные области плазмы с помощью кодов 3D и 4D, где используется плоско-слоистая геометрическая модель, но функции распределения по скоростям будут двумерной и трехмерной. Будет проведено сравнение результатов моделирования с использованием 2D-, 3D-, и 4D-кодов. Кроме того, будет проведено моделирование с использованием 2D-кода, в котором вместо тепловой скорости будет использована величина $\frac{v_i}{\sqrt{3}}$, как в коде

ASTRA. Таким образом, мы проверим, действительно ли такая замена приближает результаты 2D-моделирования к результатам моделирования при трехмерной функции распределения ионов по скоростям.

При 3D- и 4D-моделировании в программу закладывались двумерная и трехмерная функции распределения ионов по скоростям. По-прежнему считалось, что геометрическая модель является одномерной: параметры плазмы менялись вдоль одной координаты x . Для двумерной функции распределения электронов по скоростям в расчетах использовались полярные координаты: $f_i(\mathbf{v}) = f_i(v_r, v_\phi)$. Для трехмерной функции распределения электронов по скоростям использовались сферические координаты: $f_i(\mathbf{v}) = f_i(v_r, v_\phi, v_\theta)$. Использование полярных и сферических координат

нат позволило упростить алгоритм вычислений. По-прежнему считалось, что функция распределения ионов по скоростям имеет вид (4), а все нейтралы, поступающие в плазму со стенки, имеют одинаковую энергию 2 эВ. При моделировании использовались профили электронной и ионной температур, а также плотности, показанные на рис. 1.

На рис. 5 показано сравнение результатов 2D- (кривая 1), 3D- (кривая 3), и 4D-моделирования (кривая 4) проникновения нейтральных частиц в центр плазменного шнура. Кривая 2 показывает результаты 2D-моделирования в случае, когда вместо тепловой скорости ионов v_i , в расчетах использовалась скорость $\frac{v_i}{\sqrt{3}}$ (псевдотрехмерное в пространстве скоростей моделирование). Рисунок показывает, что учет двумерности и трехмерности распределения ионов в пространстве скоростей, а также замена тепловой скорости ионов v_i на $\frac{v_i}{\sqrt{3}}$, приводят в расчетах к ухудшению проникновения нейтралов в центр плазмы. Это является следствием независимого действия двух факторов. С одной стороны, при 2D-моделировании при уменьшении тепловой скорости ионов в $\sqrt{3}$ раз проникновение ионов, образующихся в результате ионизации медленных нейтралов, в центр плазмы естественным образом умень-

шается, поскольку с уменьшением скорости ионов вероятность ионизации и перезарядки нейтралов по пути к центру возрастает. С другой стороны, учет двумерности и трехмерности распределения ионов в пространстве скоростей сам по себе приводит к уменьшению проникновения ионов в центр плазмы, поскольку в этом случае после перезарядки скорости нейтралов имеют некоторое угловое распределение, и не все из них летят строго к центру плазмы. На рисунке видно, что кривая 2 лучше всего согласуется с кривой 3, соответствующей 3D-моделированию в предположении двумерного распределения ионов в пространстве скоростей, а не с кривой 4, как ожидалось в [17]. По мнению авторов, совпадение кривых 2 и 3 является случайным. Введение множителя $\frac{1}{\sqrt{3}}$ при тепловой скорости ионов для учета трехмерности распределения ионов по скоростям не дает желаемого результата. Например, было проверено, что совпадение результатов 2D-моделирования с кривой 4 при заданных профилях параметров плазмы наилучшим образом достигается при замене v_i на $\frac{v_i}{\sqrt{7}}$.

Таким образом, 2D-моделирование дает завышенное значение концентрации нейтральных частиц в центре плазмы, по сравнению с 3D- и 4D-моделями, более приближенными к реальным распределениям ионов по скоростям.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведена верификация функционирования, разработанного авторами 2D-кода для расчета проникновения нейтральных частиц со стенки камеры в центр плазменного шнура и энергетических спектров нейтралов перезарядки, покидающих плазму. В диапазоне рабочих плотностей стелларатора Л-2М ($1 \times 10^{19} \text{ м}^{-3} < n_e < 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$) получено хорошее совпадение с результатами расчетов проникновения нейтральных частиц, проведенных с использованием кода ASTRA.

Проведено 3D- (одна пространственная координата и двумерное распределение в пространстве скоростей) и 4D-моделирование (одна пространственная координата и трехмерное распределение в пространстве скоростей) проникновения нейтральных частиц со стенки камеры в центр плазменного шнура. Показано, что 2D-моделирование дает завышенное значение

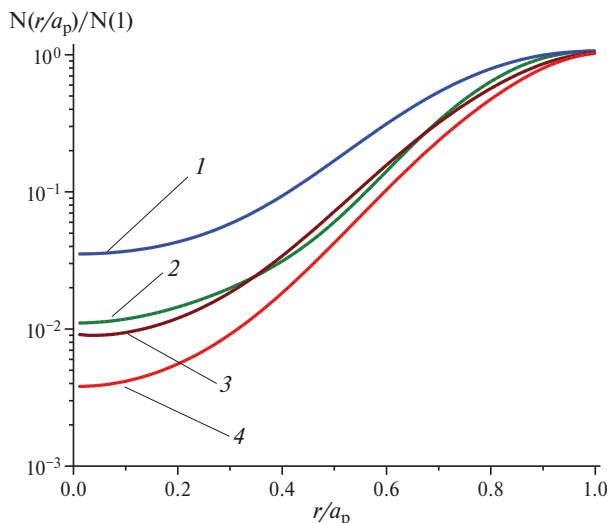


Рис. 5. Сравнение результатов 2D- (кривая 1), 3D- (кривая 3), и 4D- (кривая 4) моделирования проникновения нейтральных частиц в центр плазменного шнура. Кривая 2 показывает результаты 2D-моделирования в случае, когда вместо тепловой скорости ионов v_i , в расчетах использовалась скорость $\frac{v_i}{\sqrt{3}}$.

концентрации нейтральных частиц в центре плазмы по сравнению с 3D- и 4D-моделями, более приближенными к реальным распределениям ионов по скоростям.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в Институте общей физики им. А.М. Прохорова РАН в рамках государственного задания.

Моделирование с помощью кода ASTRA, проведенное Касьяновой Н.В., поддержано Российским научным фондом (проект № 23-72-00042).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что не имеют конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Du X.D., Van Zeeland M.A., Heidbrink W.W., and Su D. // Nucl. Fusion. 2018. V. 58. 082006. doi 10.1088/1741-4326/aac3a2
2. Medley S.S. and Roquemore A.L. // Rev. Sci. Instrum. 2004. V. 75/ P. 3625. <https://doi.org/10.1063/1.1788859>.
3. Tournianski M.R., Akers R.J., Carolan P.G., and Keeling D.L. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. V. 47. P. 671. doi 10.1088/0741-3335/47/5/001
4. Schneider P.A., Blank H., Geiger B., Mank K., Martinov S., Ryter F., Weiland M., Weller A., and the ASDEX Upgrade Team // Rev. Sci. Instrum. 2015. V. 86. 073508. <https://doi.org/10.1063/1.4926886>.
5. Karpushov A.N., Duval B.P., Schlatter C., Afanasyev V.I., and Chernyshev F.V. // Rev. Sci. Instrum. 2006. V. 77. 033504. <https://doi.org/10.1063/1.2185151>.
6. Tang V., Liptac J., Parker R.R., Bonoli P.T., Fiore C.L., Granetz R.S., Irby J.H., Lin Y., Wukitch S.J., the Alcator C-Mod Team, Frenje J.A., Leiter R., McDuffee S., and Petrasso R.D. // Rev. Sci. Instrum. 2006. V. 77. 083501. <https://doi.org/10.1063/1.2238519>.
7. Fontdecaba J.M., Petrov S.Y., Nesenevich V.G., Ros A., Chernyshev F.V., McCarthy K.J., and Barcala J.M. // Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85. 11E803. <https://doi.org/10.1063/1.4886434>.
8. Bakharev N.N., Melnik A.D., and Chernyshev F.V. // Atoms. 2023. V. 11, 53. doi 10.3390/atoms11030053
9. Ongena J.P.H.E., Voitsekhoivitch I., Edvard M., and McCune D. // Fusion Sci. Technol. 2012. V. 61. P. 180. <https://doi.org/10.13182/FST12-A13505>.
10. Миронов М.И., Чернышев Ф.В., Афанасьев В.И., Мельник А.Д., Наволоцкий А.С., Несенеvич В.Г., Петров М.П., Петров С.Я. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 29. doi: 10.31857/S0367292121010108 [Mironov M.I., Chernyshev F.V., Afanasyev V.I., Melnik A.D., Navolotsky A.S., Nesenevich V.G., Petrov M.P., and Petrov S.Ya. // Plasma Phys. Rep. 47, 18 (2021). <https://doi.org/10.1134/S1063780X21010104>.]
11. Mironov M.I., Afanasyev V.I., Murari A., Santala M., Beaumont P., and JET-EFDA contributors // Plasma Phys. Control. Fusion 52, 105008 (2010). doi 10.1088/0741-3335/52/10/105008
12. Mitosinkova K., Melnik A., Tomes M., Stockel J., Janky F., Komm M., Imrisek M., Hacek P., Varju J., and Weinzettl V. // Proc. of the 1st EPS Conference on Plasma Diagnostics, Frascati. 2015. P. 074. <https://doi.org/10.22323/1.240.0074>.
13. Balbin R., Tabares F., Tribaldos V., Petrov S., and TJ-II Team // Proc. 30th EPS Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics, St. Petersburg, 2003, ECA. 27A, P-1.23.
14. Abrakov V.V., Akulina D.K., Andryukhina E.D., Batanov G.M., Berezhetskij M.S., Danilkin I.S., Donkaya N.P., Fedyanin O.I., Gladkov G.A., Grebenshchikov S.E., Harris J.H., Kharchev N.K., Kholnov Yu.V., Kolik L.V., Kovrizhnykh L.M., et al. // Nucl. Fusion. 1997. V. 37. P. 233. doi 10.1088/0029-5515/37/2/I08
15. Петров М.П. // Физика плазмы. 1976. Т. 2. С. 371. [Petrov M.P. // Sov. J. Plasma Phys. 2, 201 (1976).]
16. Мещеряков А.И., Вафин И.Ю., Гребенчиков С.Е., Гришина И.А. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 1070. [Meshcheryakov A.I., Vafin I.Yu., Grebenshchikov S.E., and Grishina I.A. // Plasma Phys. Rep. 49, 1162 (2023)]
17. Pereverzev G.V. and Yushmanov P.N. // Preprint IPP 5/98 (Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, 2002).
18. Днестровский Ю.Н., Костомаров Д. П. Математическое моделирование плазмы. М.: Наука, 1993. [Dnestrovskij Y.N. and Kostomarov D.P. Numerical Simulation of Plasmas. Berlin: Springer-Verlag, 1985; М.: Наука, 1993.]
19. Извозчиков А.Б., Петров М.П. // Физика плазмы. 1976. Т. 2. С. 212. [Izvozchikov A.B. and Petrov M.P. // Sov. J. Plasma Phys. 2, 117 (1976).]
20. Мирнов С.В., Семенов И.Б. // Атомная энергия. 1970. Т. 28. С. 129. [Mirnov S.V. and Semenov I.B. // Sov. At. Energy 28, 160 (1970). <https://doi.org/10.1007/BF01162614>.]
21. Гордеев Ю.С., Зиновьев А.Н., Петров М.П. // Письма в ЖЭТФ. 1977. Т. 25. Вып. 4. С. 223. [Gordeev Yu.S., Zinov'ev A.N., and Petrov M.P. // JETP Lett. 25, 204 (1977).]
22. Freeman R.L. and Jones E.M. // Report CLM-R-137 (Culham Center for Fusion Energy, Oxford, 1974).

23. Абрамов В.А., Вухрев В.В., Погуце О.П. // Физика плазмы. 1977. Т. 3. № 3. С. 512. [Abramov V.A., Vikhrev V.V., and Pogutse O.P. // Sov. J. Plasma Phys. 3, 288 (1977).]

2D–4D SIMULATIONS OF NEUTRAL PARTICLES PENETRATION INTO CENTRAL PLASMA REGION IN THE L-2M STELLARATOR. VERIFICATION OF RESULTS USING ASTRA CODE

A. I. Meshcheryakov^{a,*}, I. A. Grishina^a, and N. V. Kasyanova^{b,c}

^a*Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991, Russia*

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

^c*Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudny, 141701, Russia*

*e-mail: meshch@fpl.gpi.ru

The 2D code developed by the authors for calculating the penetration of neutral particles from the chamber wall to the center of the plasma created and confined in the L-2M stellarator has been verified. In the range of operating plasma densities ($1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} < n_e < 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$), good agreement with the results of calculations performed using the ASTRA code has been obtained. The 3D and 4D simulations of the penetration of neutral particles from the chamber wall to the central plasma region have been performed. It has been shown that the 2D simulations overestimate the concentration of neutral particles in the plasma central region, as compared to the 3D and 4D models, which use ion velocity distributions closer to the real one.

Keywords: toroidal magnetic trap, penetration of neutral particles into plasma, neutral particle analyzer, simulations, charge exchange, recombination, ionization

УДК 533.9.082.5

ИССЛЕДОВАНИЯ ГЕЛИКОННОЙ ПЛАЗМЫ МЕТОДАМИ ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

© 2024 г. И. В. Москаленко^{а, *}, Д. О. Шуровский^а, Н. Н. Нагель^а,
Д. С. Кутузов^а, Е. Ю. Брагин^а

^аНациональный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия

*e-mail: Moskalenko_IV@nrcki.ru

Поступила в редакцию 02.05.2024 г.

После доработки 14.08.2024 г.

Принята к публикации 16.08.2024 г.

Описаны диагностики, основанные на применении бесконтактного метода эмиссионной спектроскопии, приведены результаты измерений в экспериментах с геликонной плазмой на экспериментальной установке, предназначенной для исследования плазменных процессов в геликонном разряде. Рабочими газами служили аргон и гелий. Измерялось радиальное распределение электронной температуры, радиальное распределение температуры атомов и ионов в различных сечениях плазменного потока, распределение температур по оси установки. Проведены расчеты коэффициента ионизации и его зависимость от температуры электронов

Ключевые слова: геликонный разряд, эмиссионная спектроскопия, ионная температура, коэффициент ионизации

DOI: 10.31857/S0367292124100046, **EDN:** FCSNMK

1. ВВЕДЕНИЕ

Источники плазмы высокой плотности (до $\sim 10^{14}$ см⁻³) с низким давлением, получаемой путем инжекции радиочастотной волны в присутствии магнитного поля, получили широкое распространение — от производства микросхем до плазменных космических двигателей. Преимущества геликонного разряда [1] связаны со следующим обстоятельством: существование собственных колебаний (геликонов) в системах, с легко достижимыми значениями параметров, позволяет осуществлять мощную резонансную накачку высокочастотной (ВЧ) электромагнитной энергии в плазму. Нагрев плазмы геликонными волнами отличается от других методов нагрева, например от сверхвысокочастотного (СВЧ) метода нагрева. Это обусловлено специфическими дисперсионными соотношениями для геликонных волн, находящихся в интервале частот между электронными и ионными циклотронными колебаниями. Геликонная волна достаточно равномерно погло-

щается в плазменном объеме, обеспечивая примерную однородность геликонной плазмы. Характерные частоты геликонных волн находятся в интервале от нескольких МГц до десятков МГц, магнитные поля изменяются от нескольких десятков Гс до одного кГс. Структура ВЧ-антенн для генерации геликонных волн достаточно проста и легко доступна для замены. Указанные свойства геликонного разряда обеспечивают простоту и надежность работы установки в различных режимах. Эти преимущества геликонной плазмы продемонстрированы на экспериментальной установке, предназначенной для исследования плазменных процессов в геликонном разряде и созданной в НИЦ «Курчатовский институт» в рамках программы отработки прототипов безэлектродных плазменных ракетных двигателей (установка ПН-3). Целью работы является определение параметров геликонной плазмы на экспериментальной установке методами спектроскопической диагностики.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Установка ПН-3 (рис. 1) [2] включает зону генерации плазмы, где происходит образование плазмы с помощью геликонного источника (геликонная антенна 1); зону нагрева с помощью ионно-циклотронного резонанса ИЦР (ИЦР антенна 2) и магнитное сопло (откачной объем 6). Магнитное поле связывает эти зоны в единый модуль и обеспечивает термоизоляцию плазменного потока от стенок. Элементы установки имеют модульную конструкцию, которая предусматривает возможность менять тип и расположение антенны, магнитную конфигурацию источника плазмы и магнитного сопла. Источником питания для геликонного источника плазмы служит генератор с воздушным охлаждением, мощностью до 20 кВт и переменной выходной частотой от 3 до 30 МГц.

3. ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС

Диагностический комплекс ОЭС состоит из спектрометра Avaspec-mini, монохроматора-спектрографа М522 и монохроматора МДР-23. Avaspec-mini предназначен для получения профилей удельных интенсивностей излучения атомов и ионов, значения интенсивностей используются для оценки температуры электронов. Монохроматор-спектрограф М522 предназначен для определения

температуры атомов и ионов. МДР-23 используется для мониторинга разряда.

Комплект спектрометра Avaspec-mini состоит из трех приборов, каждый из которых работает в различных спектральных диапазонах: ближний УФ 235–360 нм, УФ/видимый свет 345–505 нм, видимый свет/ближний ИК 500–735 нм. Основой является ПЗС линейка на 3648 пикселей, спектрометр изготовлен по схеме Черни–Тернера. В связке со спектрометром работает генератор импульсов Актаком AWG-4110, обеспечивающий синхронизацию измерений с началом разряда и позволяющий осуществлять съемку в строго определенные моменты времени. Регистрация сигнала осуществляется при помощи компьютера с программой AvaSoft 8. Программа позволяет осуществлять сбор и обработку полученной спектральной информации, учитывать фоновую засветку изучаемого объема, создавать графические зависимости светимости от времени и длины волны.

Монохроматор-спектрограф М-522 оснащен четырьмя решетками с различным количеством штрихов (400, 1200, 1800, 2400 штрихов/мм), что позволяет регистрировать спектр излучения в диапазоне от 150–1800 нм. Прибор изготовлен по схеме Черни–Тернера и обладает колесами фильтров разделения порядка, которые установлены на входных разъемах. На спектрометре установлена автоматизированная входная щель, размер кото-

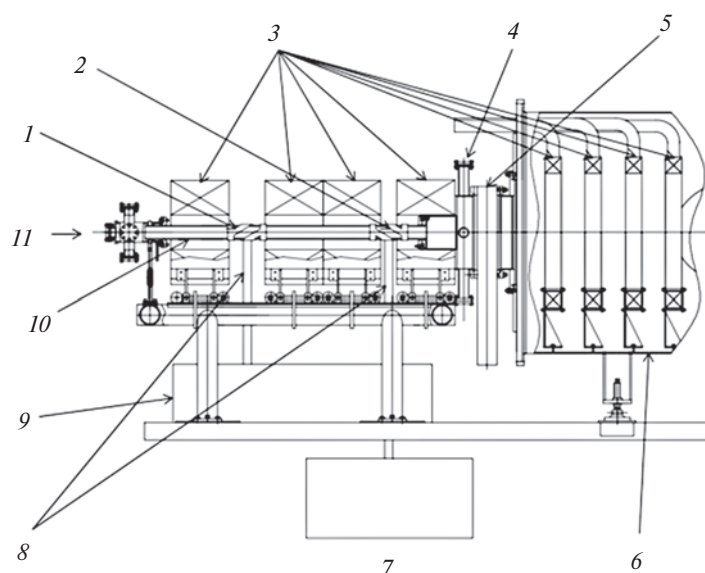


Рис. 1. Общий вид установки ПН-3: 1 – геликонная антенна, 2 – ИЦР-антенна, 3 – катушки магнитного поля, 4 – диагностический объем, 5 – шиббер, 6 – откачной объем, 7 – ИЦР-генератор с согласующим устройством, 8 – соединительные кабели, 9 – согласующее устройство ГИП, 10 – кварцевая труба, 11 – газовый объем.

рой возможно регулировать через программу управления монохроматора/спектрографа или ручным методом. На одном из выходных разъемов установлен детектор S13496 на базе неохлаждаемой ПЗС линейки с адаптером, детектор управляется с помощью программы управления монохроматором/спектрографом. Спектральный диапазон составляет 200–1000 нм, количество пикселей – 4096. Разрешающая способность выражается в единицах длин волн на пиксель (табл. 1).

Время накопления может варьироваться от 0.018 мс до 5 с. SolarLS.lab представляет собой программное обеспечение для управления монохроматором-спектрографом М-522 и детектором S13496, которое также позволяет проводить предварительную обработку спектров.

Пространственное разрешение определяется, исходя из следующих параметров системы регистрации. Собирающая коллимирующая линза (фокусирующая параллельный пучок излучения на торец оптического волокна) имеет возможность перемещаться по вертикальной оси в диапазоне 100 мм, что позволяет снимать спектр по диаметру кварцевой трубе с минимальным ходом 0.01 мм. Угол сбора излучения линзой может варьироваться от 0 до 3°.

Монохроматор МДР-23 оснащен решеткой 1200-П (от 300 до 1000 нм, максимум чувствительности 500 нм).

На установке ПН-3 измерения методами оптической эмиссионной спектроскопии проводились в четырех зонах. Первая зона (сечение D) располагается в районе геликонной антенны в кварцевой трубе (рис. 2), в сечении D кроме измерения плазменных параметров проводился мониторинг исследуемых разрядов с помощью монохроматора МДР-23. Вторая зона (сечение C) расположена между второй и третьей магнитной катушкой. Третья зона (сечение B) расположена в области ИЦР антенны. Четвертая зона располагается в диагностическом объеме (сечение A).

Оба прибора – монохроматор-спектрограф М522 и спектрометр Avaspec-mini – использовались для измерения параметров плазмы на установке ПН-3. Многохордовые измерения прово-

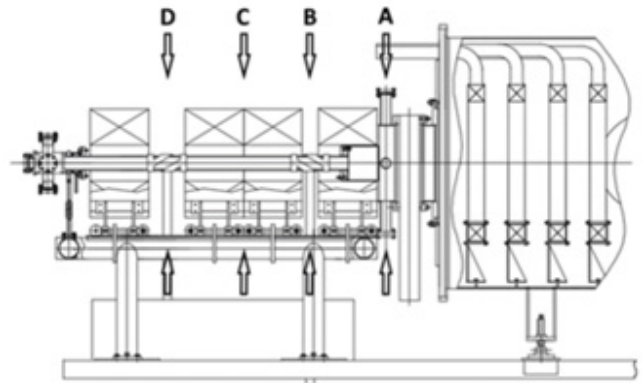


Рис. 2. Сечения, в которых возможно проводить измерения методом ОЭС.

дились с целью восстановления радиального профиля интенсивностей в сечениях C и B, в сечениях D и A также измерялись средние по центральной хорде значения интенсивностей. Спектрометр Avaspec-mini имеет низкое спектральное разрешение, но позволяет наблюдать излучение атомов и ионов в широком спектральном диапазоне. Монохроматор-спектрограф М522 позволяет определять температуру атомов и ионов так как имеет высокое спектральное разрешение. Совместное использование спектрометра Avaspec-mini и монохроматора-спектрографа М-522 позволяют определить широкий набор плазменных параметров, необходимых для изучения процессов, происходящих в геликонной низкотемпературной плазме.

На рис. 3 представлена схема расположения диагностической аппаратуры. Она включает монохроматор/спектрограф М-522, спектрометр Avaspec-mini, оптическую систему сбора излучения, компьютер для сбора данных и управления диагностической системой.

На рис. 4 показан типичный спектр излучения аргоновой плазмы после процедуры абелизации. Спектр получен спектрометром Avaspec-mini в сечении B при давлении $P = 5.5 \cdot 10^2$ Торр.

На рис. 5 представлен график интенсивности излучения Ar II на длине волны 460.9 нм, снятый монохроматором МДР-23. Детально исследовались преимущественно те серии импульсов, которые демонстрировали воспроизводимость па-

Таблица 1. Разрешение (среднее значение), нм

2400 штрихов	1800 штрихов	1200 штрихов	400 штрихов
0.016	0.024	0.034	0.1

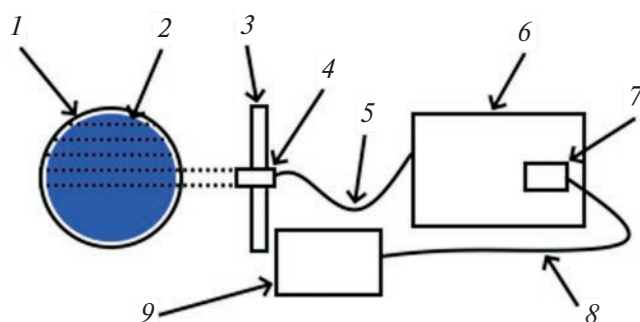


Рис. 3. Схема расположения диагностической аппаратуры: 1 – кварцевая труба, 2 – плазма, 3 – шаговый двигатель, 4 – коллиматорная линза, 5 – оптоволоконный кабель, 6 – монохроматор/спектрометр, 7 – детектор на основе ПЗС-линейки, 8 – USB-кабель, 9 – компьютер.

раметров плазмы. Измерения проводились через 1 с после инициации разряда.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ГЕЛИКОННОЙ ПЛАЗМЫ НА УСТАНОВКЕ ПН-3

4.1. Определение электронной температуры плазмы

Для определения температуры электронов в работе использовался метод относительных интенсивностей линий одной степени ионизации, а именно ионов аргона Ar II

$$\frac{I''}{I'} = \frac{A'' q'' \lambda'}{A' q' \lambda''} \exp\left(-\frac{E'' - E'}{T_e}\right).$$

Здесь I'' и I' – интенсивности линий, A'' и A' – вероятности спонтанного перехода, q'' и q' – стат. веса состояний, λ'' и λ' – длины волн используемых линий, E'' и E' – энергия уровней с которых осуществляется переход.

В обработке участвовало большое количество линий иона Ar II . Предпочтение отдавалось тем парам линий, энергетическое расстояние которых между исходными уровнями было 1 эВ и более, что связано с ожидаемой величиной T_e около 1–10 эВ.

Использование данного метода не отвечает полностью условиям в описываемой плазме, так как отсутствует локальное термодинамическое равновесие и соответственно распределение Больцмана неверно для всего ансамбля состояний. Данный метод может дать информацию только о нижней границе электронной температуры [3]. Плотность плазмы на оси установки в кварцевой трубе составляет около 10^{13} см^{-3} , что соответствует линиям с главным квантовым числом $n = 4$ и выше, которые близки к порогу ионизации [4]. Это увеличивает точность измерений, так как населенности уровней с $n = 4$ и выше будет соответствовать распределению Больцмана. Данные спектроскопической диагностики позволяют оценивать температуру электронного возбуждения методом относительных интенсивностей для частиц с одинаковым зарядом. Для интерпре-

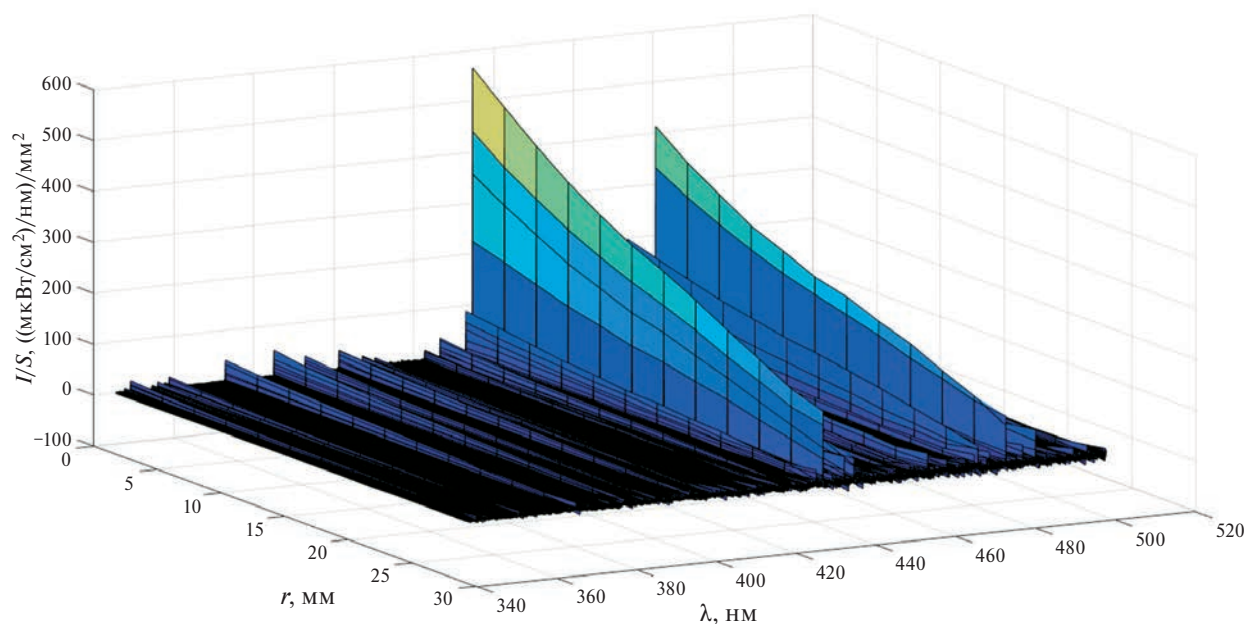


Рис. 4. Профиль удельных интенсивностей излучения Ar II в зависимости от радиуса газоразрядной камеры.

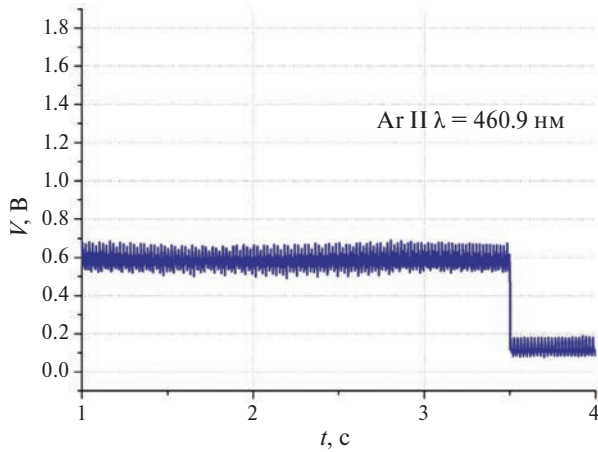


Рис. 5. Интенсивность светимости линии 460.9 нм иона аргона Ar II.

тации результатов измерений использовалась база атомно-молекулярных данных аргона (NIST).

На рис. 6 и представлено радиальное распределение электронной температуры в газоразрядной камере во время плазменного разряда на аргоне, определенное в сечениях С и В. Нижняя граница электронной температуры 1 эВ сравнима с электронной температурой, определенной методом гелиевого термометра.

Была проведена оценка относительной погрешности от количества выбранных слоев [5]. Как видно из графика, разброс значений незначительный, что косвенно подтверждает устойчивость геликонной плазмы.

4.2. Определение электронной температуры плазмы методом «гелиевого термометра»

В дополнение к известным существующим методам определения температуры электронов был реализован метод «гелиевого термометра», основная идея которого состоит в том, что интенсивности спектральных линий синглетных и триплетных линий нейтрального гелия различным образом зависят от энергии свободных электронов и в то же время слабо зависят от их плотности. Построена стационарная модель с использованием информации о скоростных коэффициентах возбуждения, ионизации и радиационного распада. Модель рассматривает основное состояние и несколько возбужденных уровней. Определены относительные населенности уровней. Получена зависимость отношения интенсивностей линий

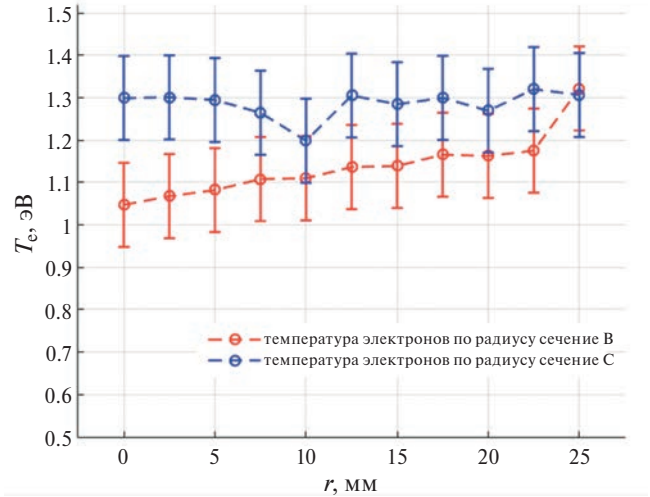


Рис. 6. Радиальное распределение электронной температуры в сечениях В и С для аргонной плазмы, определенной методом относительных интенсивностей.

синглетных и триплетных переходов для линий нейтрального гелия 728.14 и 706.57 нм

$$\frac{I(2p^3P \rightarrow 3s^3S)}{I(2p^1P \rightarrow 3s^1S)}.$$

На установке ПН-3 в диагностическом сечении С получен спектр нейтрального гелия с помощью спектрометра Avaspec-mini (рис. 7), для которого был применен способ измерения температуры методом «гелиевого термометра», определено радиальное распределение электронной температуры по паре линий 728.14 нм и 706.57 нм нейтрального гелия [6].

Предложенный метод имеет ограничение применимости в связи с эффектами, обусловленными наличием у гелия метастабильных уровней $2s^1S$ и $2s^3S$ [7]. Для оценки влияния метастабильных уровней в основную модель

$$\begin{aligned} \frac{dN(i)}{dt} = & \sum_j N(j)N_e \langle v\sigma_{j,i} \rangle^{exc} + \sum_{j>i} N(j)W(j \rightarrow i) + \\ & + N^{A^{Z+1}}(1)N_e \langle v\sigma_i \rangle^{rec} - N(i)N_e \langle v\sigma_i \rangle^{ion} - \\ & - \sum_{j=1}^{i-1} N(i)W(i \rightarrow j) + \sum_j N(j)N_e \langle v\sigma_j \rangle^{exc}, \end{aligned}$$

где $\langle v\sigma_{j,i} \rangle^{exc}$ — коэффициент возбуждения, $\langle v\sigma_i \rangle^{rec}$ — коэффициент рекомбинации, $\langle v\sigma_i \rangle^{ion}$ — коэффициент ионизации, N_e — плотность электронов, $N(i)$ — населенность i -го уровня, в условия

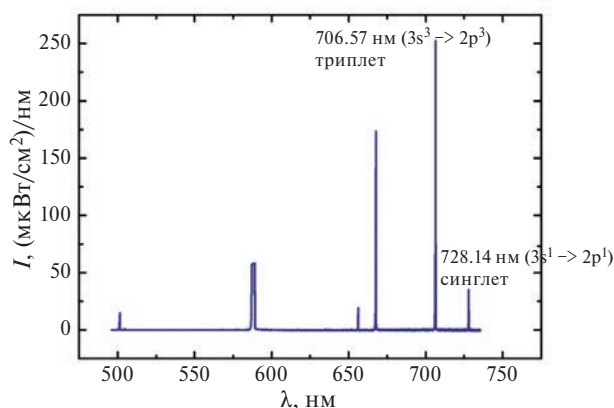


Рис. 7. Обзорный спектр атома гелия в диагностическом объеме ПН-3 (сечение С).

отсутствия вынужденного возбуждения не изменяющаяся от времени ($dN(i)/dt = 0$).

Были добавлены уровни $2s^1S$ и $2s^3S$ с учетом отсутствия возможности их распада в основное состояние. Единственным механизмом, обуславливающим переходы с них, являются столкновения.

На рис. 8 приведена электронная температура, полученная с помощью радиационно-столкновительной модели (черная кривая). Добавление в модель двух метастабильных уровней существенно влияет на зависимость для $[I(2p^3P \rightarrow 3s^3S) / I(2p^1P \rightarrow 3s^1S)](T_e)$, что в свою очередь влияет на определенную с ее помощью T_e (синяя кривая). Для сравнения полученных

рассмотренным методом результатов приведены результаты, полученные с использованием двойного зонда Ленгмюра в сечении D (красная кривая), зондовые измерения были представлены в [8].

Результаты по T_e , представленные на рис. 8, возможно использовать в качестве исходных данных для дальнейшего изучения степени ионизации рабочего газа для прототипа безэлектродного плазменного ракетного двигателя. Последующие оценки ионизационного равновесия и степени ионизации выполнялись для T_e до 20 эВ.

4.3. Определение температуры атомов и ионов

Для определения температуры ионов и атомов применялся монохроматор-спектрограф М522 с высоким спектральным разрешением, что позволило подробно анализировать контур линии с последующим определением температуры атомов и ионов.

Температура атомов и ионов гелия определялась по уширению спектральных линий, обусловленному эффектом Доплера, уширение может быть выражено через длины волн

$$\Delta\lambda = \sqrt{\frac{8 \ln 2 k T \lambda_0^2}{m c^2}}.$$

где k — постоянная Больцмана, T — температура атомов или ионов, λ_0 — длина волны, m — масса атомов или ионов, c — скорость света

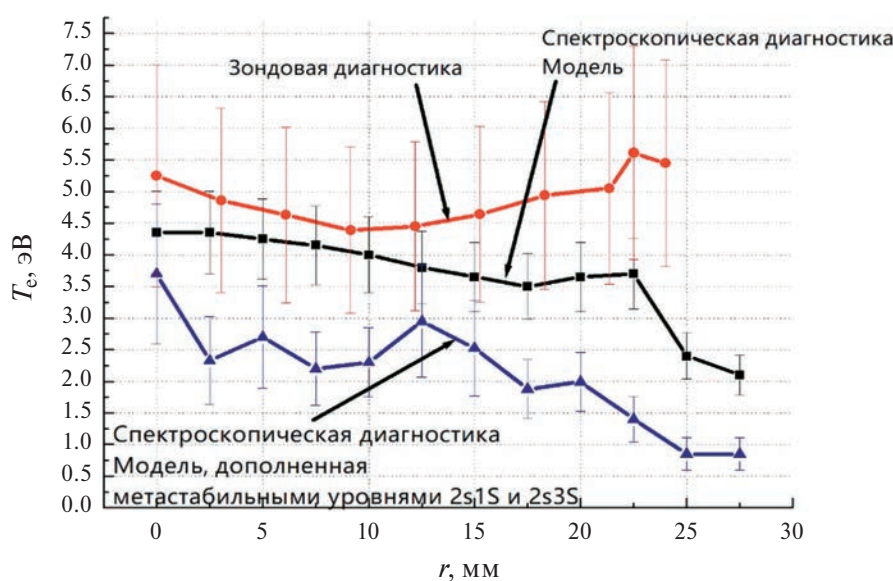


Рис. 8. Радиальное распределение электронной температуры в сечении С, определенное методом гелиевого термометра, в сравнении с результатами T_e , полученными в сечении D с использованием двойного зонда Ленгмюра.

Уширение, связанное с эффектом Штарка, не учитывалось, так как оно на два порядка меньше доплеровского уширения.

Для получения радиального распределения температур атомов и ионов проводилась серия многохордовых измерений по всему диаметру с шагом 2.5 мм с последующей абеллизацией методом Пирса [5] (см. раздел 2.1 в данной книге).

Измерения на установке ПН-3 методами ОЭС проводились при параметрах магнитного поля, представленных на рис. 9.

На рис. 10 представлен пример спектра излучения иона гелия в сечении С, полученный монохроматором-спектрографом М-522. На рис. 11 и 12 представлены радиальные распределения атомной и ионной температуры гелия. На рис. 13

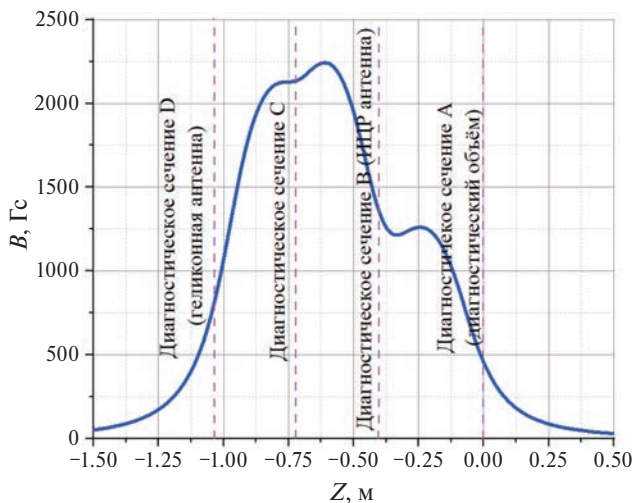


Рис. 9. Магнитное поле.

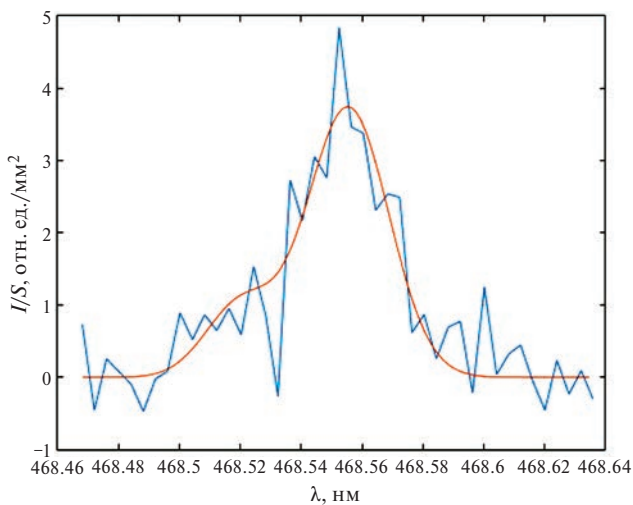


Рис. 10. Спектр излучения иона гелия в сечении С.

приведено среднечордовое распределение температуры атомов гелия вдоль оси установки.

На рис. 14 и 15 представлены радиальные распределения атомной и ионной температуры аргона в сечениях В и С.

Показано, что с увеличением расхода рабочего газа средняя энергия ионов падает. Это связано с ростом количества частиц: на каждую частицу приходится меньшая доля вводимой ВЧ-мощности. Температура атомов и ионов в сечении С имеет большее значение по сравнению с темпе-

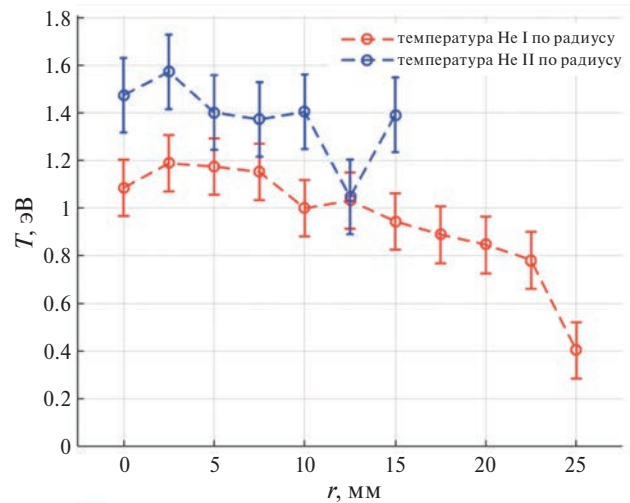


Рис. 11. Распределение температур атома и иона гелия по радиусу в сечении С (He I $\lambda=471.31$ нм, He II $\lambda=468.66$ нм) расход рабочего газа — 10 мл/с, магнитное поле в сечении С — 2400 Гс.

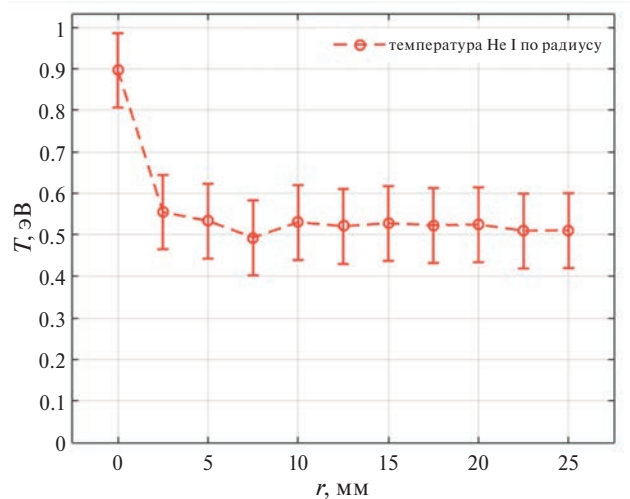


Рис. 12. Распределение температур атома гелия по радиусу в сечении В (He I $\lambda=471,31$ нм), расход рабочего газа — 10 мл/с, магнитное поле в сечение В — 1300 Гаусс.

ратурой в сечении В. Средняя по хорде электронная температура в сечении С также имеет большее значение, чем в сечении В.

4.4. Степень ионизации гелиевой плазмы

Одна из важных характеристик низкотемпературной плазмы — ее ионизационное состояние, представляемое в виде распределения по зарядовым состояниям. Для геликонного разряда анализ поведения зарядовых распределений представляет собой поиск стационарного распределения ионов. В соответствии с рис. 5 в случае геликонного разряда интенсивность линий переходов слабо изменяется в течение импульса, что соответствует стационарной стадии разряда.

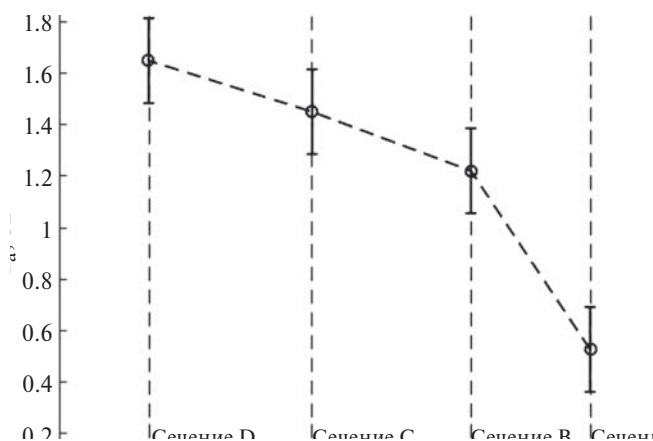


Рис. 13. Распределение средней по центральной хорде температуры атомов гелия ($\text{He I } \lambda = 471.31 \text{ нм}$) вдоль оси установки.

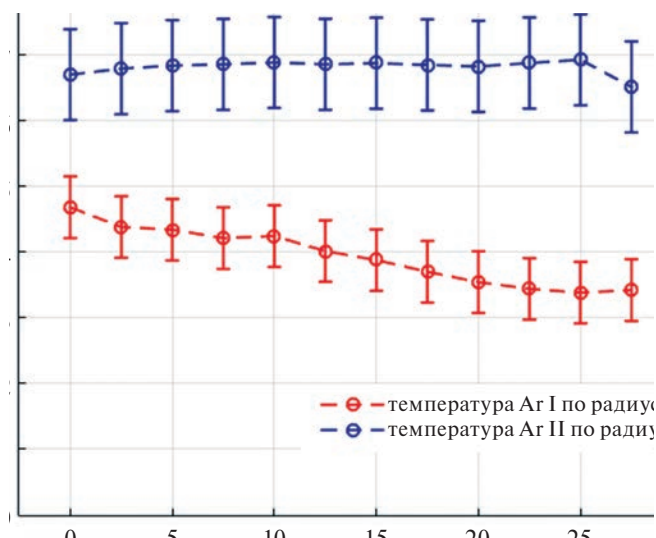


Рис. 14. Распределение температуры атома и иона аргона по радиусу в сечении В ($\text{Ar I } \lambda = 811.48 \text{ нм}$, $\text{Ar II } \lambda = 434.78 \text{ нм}$), расход рабочего газа — 4.7 мл/с, магнитное поле в сечении В — 1300 Гс.

Система уравнений зарядовой кинетики имеет вид

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

где $f_k = n_k / n_i$, n_k — локальные значения концентраций дискретных зарядовых состояний. Для гелия $k=0, 1, 2$; R_k, S_k — суммарные по всем процессам скорости рекомбинации и ионизации [9].

Решение системы уравнения (1) для трех состояний атома гелия имеет вид

$$\left(1 + \frac{S_1}{R_2} + \frac{R_1}{S_0}\right)^{-1}, \quad f_2 = \frac{S_1 / R_2}{1 + S_1 / R_2 + R_1 / S_1}, \quad (2)$$

$$f_0 = \frac{R_1 / S_0}{1 + S_1 / R_2 + R_1 / S_0},$$

где f_0 — относительная доля нейтральных частиц, f_1, f_2 — доли однократно и двукратно ионизованных частиц соответственно.

Доминирующим процессом для S_k является ионизация электронным ударом $\langle v\sigma_{ion} \rangle$. Скорость R_k включает скорости перезарядки $\langle v\sigma_{CX} \rangle$, диэлектронной рекомбинации $\langle v\sigma_{diel_rec} \rangle$ и фоторекомбинации $\langle v\sigma_{photorec} \rangle$.

На рис. 16 [10–13] приведено сравнение скоростей ионизационных и рекомбинационных процессов для диапазона электронной температуры, характерной для геликонной плазмы установки ПН-3 (см. рис. 8).

В условиях экспериментов с использованием гелия среди всех процессов рекомбинации суще-

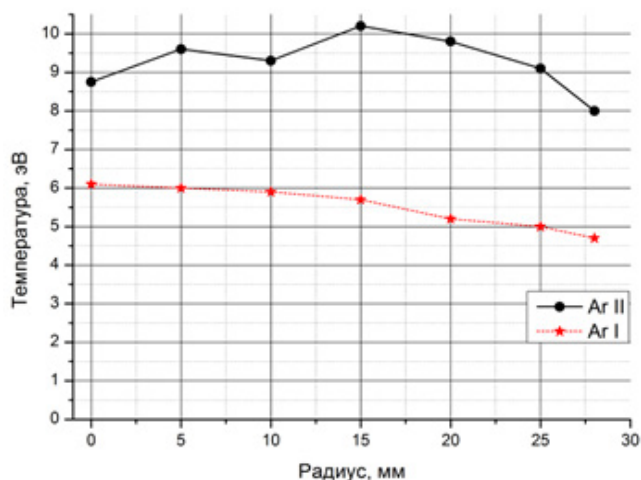


Рис. 15. Распределение температуры атома и иона аргона по радиусу в сечении С ($\text{Ar I } \lambda = 811.48 \text{ нм}$, $\text{Ar II } \lambda = 434.78 \text{ нм}$), расход рабочего газа — 4.7 мл/с, магнитное поле в сечении С — 2400 Гс.

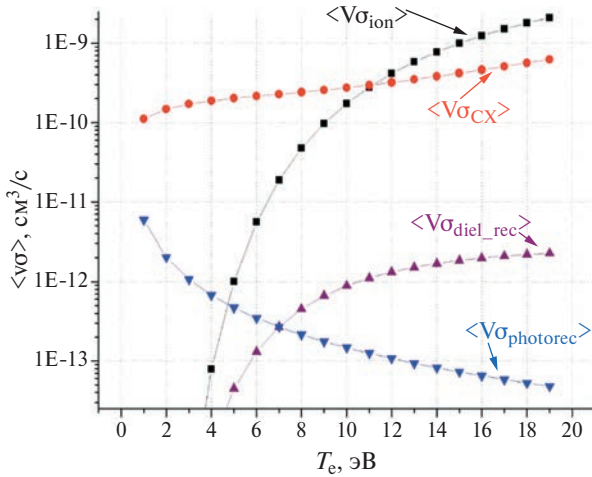


Рис. 16. Скорости ионизационных и рекомбинационных процессов [10–13].

ственный вклад вносит скорость перезарядки на атоме водорода, накопленного в стенке газоразрядной камеры после проведения экспериментов с водородом.

Для определения относительного количества примеси нейтрального водорода по светимости линии H_{α} водорода определено удельное количество примесных атомов с использованием фотоэмиссионных коэффициентов (database ADAS) по отношению интенсивности линии He I $\lambda = 728.14$ нм к интенсивности линии He I $\lambda = 706.57$ нм с учетом фотоэмиссионного коэффициента

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\epsilon_{728}^{\text{exc}} + (n_{\text{He}^+} / n_{\text{He}^0}) \epsilon_{728}^{\text{rec}} + [n_{\text{H}} n_{\text{He}^+} / (n_{\text{e}} n_{\text{He}^0})] \epsilon_{728}^{\text{CX}}}{\epsilon_{706}^{\text{exc}} + (n_{\text{He}^+} / n_{\text{He}^0}) \epsilon_{706}^{\text{rec}} + [n_{\text{H}} n_{\text{He}^+} / (n_{\text{e}} n_{\text{He}^0})] \epsilon_{706}^{\text{CX}}},$$

где ϵ_j^i — фотоэмиссионные коэффициенты из базы данных ADAS для линий $\lambda = 728.14$ и 706.57 нм (подстрочные индексы 728 и 706).

Для определения ионизационного равновесия с использованием представленной модели основным параметром плазмы, влияющим на ионизационное равновесие, является температура электронов. Принимая в качестве исходных данных результаты обработки экспериментальных данных, представленные на рис. 17, представляется возможным определить ионизационное равновесие плазмы на установке ПН-3 для гелия. В соответствии с рис. 8 температуры электронов в диагностическом сечении С не превышают 6 эВ. В соответствии с результатами расчета по представленной модели (рис. 18а) плазма при таких

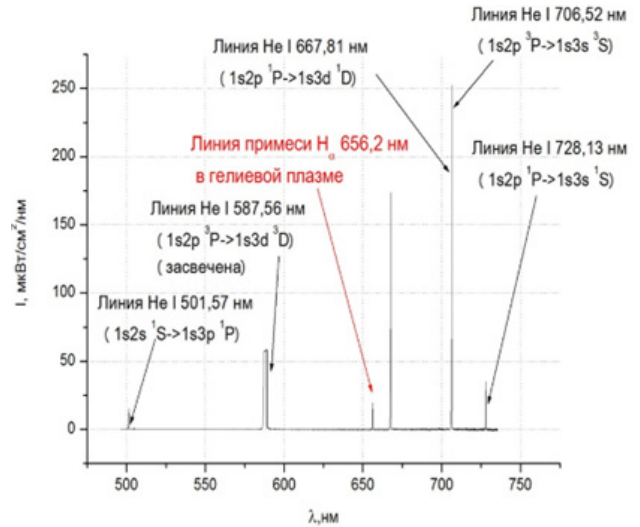


Рис. 17. Обзорный спектр линий атомов и ионов во время разряда на гелии, полученный с использованием спектрометра Avaspec-mini.

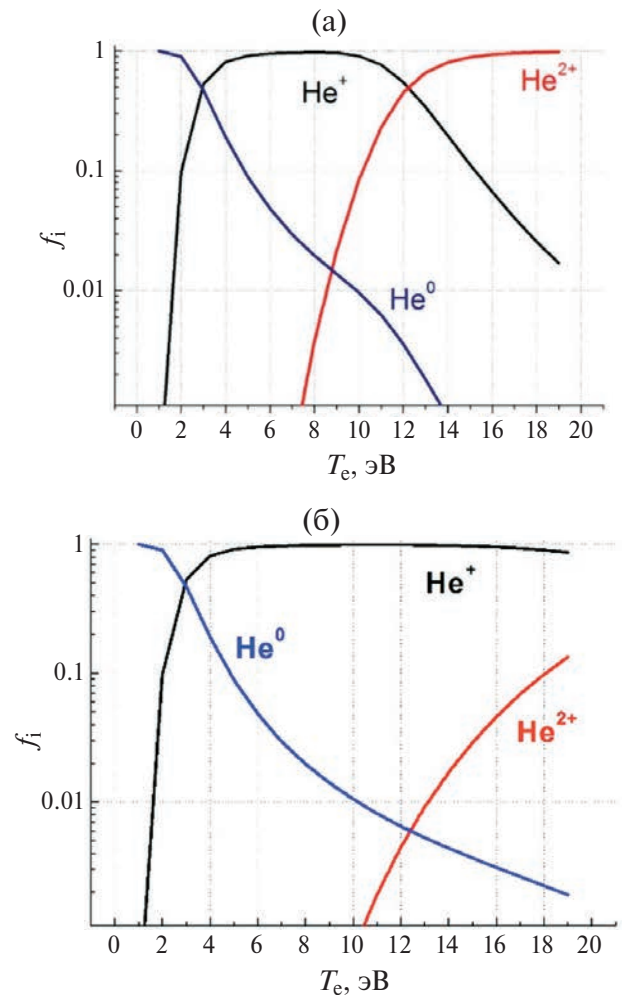


Рис. 18. Стационарные распределения гелия по зарядовым состояниям с учетом примеси (б) и без ее учета (а).

условиях почти полностью ионизована (доля нейтральных атомов менее 5%). Учет влияния примеси водорода (рис. 18б) не приводит к значительному изменению ионизационного баланса при температуре, характерной для рассмотренных экспериментов (при 6 эВ доля нейтральных атомов 5–6%). Но в случае возможности нагрева электронов до более высоких температур (выше 15 эВ) доля He^+ будет выше, чем в плазме без примеси.

Результат для f_i , где i изменяется от 0 до 2, представлен на рис. 18. (Синяя кривая – распределение атомов гелия He^0 , черная кривая – распределение ионов гелия He^+ , а красная кривая – распределение ядер гелия He^{2+}).

На рис. 19 представлен коэффициент ионизации (отношение числа заряженных частиц к их общему количеству) для стационарного распределения атомов и ионов гелия по зарядовым состояниям.

Увеличение скорости перезарядки за счет увеличения доли примесного водорода приводит к сдвигу ионизационного баланса.

В соответствие с рис. 19 для геликонного источника плазма становится полностью ионизованной при температурах электронов выше 12 эВ. Для T_e , характерных для режимов работы на установке ПН-3, возможно существование атома и ионов всех кратностей ионизации в случае гелиевой плазмы. Для коэффициента ионизации учтена рекомбинация через перезарядку ионов на нейтральных атомах гелий, приходящих в плазму с постоянным расходом газонапуска. Из рис. 18 следует, что в случае учета перезарядки в коэффициенте рекомбинации происходит растяжение

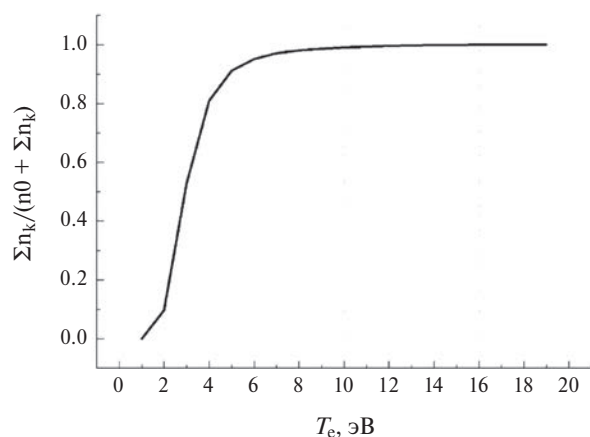


Рис. 19. Коэффициент ионизации для стационарного распределения.

функции распределения He I и He II , появление He III наблюдается при более высоких температурах.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе приведены результаты измерения параметров плазмы геликонного разряда на установке ПН-3. Получены радиальные распределения электронной температуры. Для определения электронной температуры применен метод относительных интенсивностей, который дает информацию о нижней границе электронной температуры. Также применен метод «гелиевого термометра». Температуры, определенные методом «гелиевого термометра», согласуются с зондовыми измерениями. Проведено сравнение температур, получаемых по паре линий 706.57 и 728.14 нм с использованием радиационно-столкновительной модели. Подробное исследование температуры электронов по радиусу газоразрядной камеры позволяет определить зарядовое распределение в каждой области объема установки.

В работе получены как радиальные распределения температуры атомов и ионов гелия и аргона, так и распределения вдоль центральной хорды. Температура атомов и ионов рабочего газа слабо меняется по радиусу плазменного шнура. Показано, что с увеличением расхода рабочего газа средняя энергия атомов и ионов падает, что связано с меньшей долей вводимой ВЧ мощности на каждую частицу.

Одной из важных характеристик низкотемпературной плазмы является ее ионизационное состояние, представляемое в виде распределения по зарядовым состояниям. Стационарная функция распределения по зарядовым состояниям получена с учетом процессов ионизации, и различных процессов рекомбинации. Распределение рабочего газа по зарядовым состояниям с учетом примеси отличается продолжительным по температуре присутствием однократно ионизованного иона рабочего газа, что является важной компонентой для прикладных задач, в частности, для создания прототипа безэлектродного плазменного ракетного двигателя БПРД. Показано, что незначительное количество примеси позволяет поддерживать оптимальное зарядовое распределение в широком температурном диапазоне.

Приведенные данные позволяют говорить о том, что геликонный разряд является стабильным источником низкотемпературной плазмы,

пригодной для дальнейшего использования в различных областях техники.

Авторы выражают благодарность за помощь в подготовке работы д. ф.-м. н. В.С. Лисицу, д. ф.-м. н. С.А. Данько, к. ф.-м. н. С.В. Коробцеву, а также всему коллективу установки ПН-3.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Boswell R.W. // Phys. Lett. 1970. V. 33. P. 457. Doi: 10.1016/0375-9601(70)90606-7.
2. Шуровский Д.О., Кутузов Д.С., Бунин Е.А., Сухов А.Е., Брагин Е.Ю. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2022. Т. 45. С. 97.
3. Очкин В.Н. Спектроскопия низкотемпературной плазмы. М.: Физматлит, 2006.
4. Лохте-Хольтгревен В. Определение параметров плазмы. М.: Мир, 1971.
5. Кузнецов Э.И., Щеглов Д.А. Методы диагностики высокотемпературной плазмы. М.: Атомиздат, 1974.
6. Ветров С.И., Спицын А.В., Шуваев Д.А., Янченков С.В. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 454.
7. Диагностика плазмы / Ред. Хаддлстоун Р., Леонард С. М.: Мир, 1967.
8. Брагин Е.Ю., Бобырь Н.П., Гусев С.С., Егорова Е.Н., Жильцов В.А., Камин Д.В., Леженникова Д.А., Коробцев С.В., Костриченко И.А., Спицын А.В. // Тез. докладов 51 междунар. (Звенигородской) конф. по физике плазмы и УТС. Звенигород. 18–22 марта 2024. С. 248.
9. Шурыгин В.А. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. С. 1.
10. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, Физматлит, 1979.
11. Гервидс В.И., Жидков А.Г., Марченко В.С., Яковленко С.И. // Вопросы теории плазмы. Вып. 12. / Ред. М.А. Леонтович, Б.Б. Кадомцев. М.: Энергоиздат, 1982.
12. Rosmej F.R., Astapenko V.A., Lisitsa V.S. Plasma Atomic Physics. Springer, 2021.
13. Janev R.K., Smith J.J. // Suppl. J. Nuclear Fusion, 1993. V. 4.

STUDY OF A HELICON PLASMA BY EMISSION SPECTROSCOPY METHODS

I. V. Moskalenko^{a,*}, D. O. Shurovskiy^a, N. N. Nagel^a, D. S. Kutuzov^a, and E. Yu. Bragin^a

^aNational Research Centre “Kurchatov Institute,” Moscow, 123182, Russia

*e-mail: Moskalenko_IV@nrcki.ru

Diagnostics based on using the contactless emission spectroscopy method are discussed and measurements results in experiments with helicon plasma at an experimental device used for studies of the plasma processes in a helicon discharge are presented. Argon and helium were the working gases. The radial distribution of the electron temperature was measured as well as the radial distributions of the atom and ion temperatures in different cross sections of the plasma flow, and the temperature cross sections along the installation axis. The plasma ionization coefficient was calculated, and its dependence on the electron temperature was determined.

Keywords: helicon discharge, emission spectroscopy, ion temperature, ionization rate

УДК 537.5

СПИЦЕОБРАЗНЫЕ СТРУКТУРЫ В ИОННОМ ДИОДЕ
С МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ© 2024 г. А. И. Пушкарев^{a, b, *}, Х. Р. Zhu^b, С. С. Полисадов^a, Р. Tang^b,
Z. Yang^b, М. К. Lei^b^aТомский политехнический университет, Россия, Томск^bDalian University of Technology, Dalian, China

*e-mail: aipush@mail.ru

Поступила в редакцию 03.05.2024 г.

После доработки 26.06.2024 г.

Принята к публикации 10.08.2024 г.

Представлены результаты исследования распределения плотности энергии импульсного ионного пучка в поперечном сечении для двух типов диодов с незамкнутым дрейфом электронов – с внешней магнитной изоляцией (250 кВ, 80 нс, 0.6 Тл) и магнитной самоизоляцией электронов (250–300 кВ, 120 нс, 0.8 Тл). Для формирования анодной плазмы используется пробой вдоль поверхности диэлектрического покрытия на аноде (одноимпульсный режим) или взрывная электронная эмиссия (режим сдвоенных разнополярных импульсов). Установлено, что при увеличении плотности энергии ионного пучка выше ≈ 0.4 Дж/см² в поперечном сечении пучка образуются периодические спицеобразные структуры с шагом 3–6 см. Выполнен анализ процессов формирования такой структуры – неоднородная концентрация анодной плазмы, самоорганизация анодной и/или катодной плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях. Показано, что формирование локальных плазменных областей в анод-катодном зазоре ионного диода может вызвать формирование периодической структуры распределения плотности энергии в поперечном сечении.

Ключевые слова: Е×В-устройства, спицеобразные структуры, мощный ионный пучок, вакуумный диод с пассивным анодом, магнитная изоляция электронов, плотность энергии

DOI: 10.31857/S0367292124100053, EDN: FCQKSY

1. ВВЕДЕНИЕ

Характерной особенностью работы плазменных устройств, использующих замкнутый дрейф электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях (Е×В-устройства, Е – электрическое поле, В – магнитная индукция), является самоорганизация плазмы и формирование периодических структур [1]. В импульсных магнетронных разрядах при рабочем давлении газа 5–10 Па образуются периодические пространственные области с повышенной концентрацией плазмы, которые вращаются в направлении (Е×В) со скоростью до 10 км/с [1–3]. Такие области называются спицами (spoke), концентрация плазмы в них составляет 10^{13} – 10^{14} см^{–3} [4]. Вращающиеся спицы также обнаружены в разрядах Пеннинга при рабочем давлении газа ≈ 0.1 Па [1,

5]. В холловских двигателях при рабочем давлении газа ≈ 1 Па самоорганизация плазмы проявляется в периодическом изменении ионного тока (режим «дыхания») с частотой 10–100 кГц, концентрация плазмы составляет 10^{11} – 10^{12} см^{–3} [1, 6, 7]. Particle-in-cell моделирование методом Монте-Карло (PIC-MCC) также указывает на самоорганизацию плазмы в Е×В-полях при замкнутом дрейфе электронов и формирование спицеобразных структур [1].

Скрещенные электрическое и магнитное поля (Е×В) также используются в импульсных ионных диодах для подавления электронного тока [8, 9] и образование плазмы на рабочей поверхности анода является важным условием генерации мощного ионного пучка (МИП). В ионном диоде с диэлектрическим покрытием на аноде плазмо-

образование происходит при пробое на поверхности диэлектрика [8]. При работе ионного диода в двухимпульсном режиме образование плазмы происходит при взрывной электронной эмиссии в течение первого импульса отрицательной полярности [10]. Величина плотности анодной плазмы должна быть достаточно высокой, чтобы не возникало ограничение плотности ионного тока. При плотности тока ионов C^+ 200–300 А/см² и ускоряющем напряжении 200–300 кВ концентрация ионов в пучке составляет $(2-5) \cdot 10^{12}$ см⁻³; поэтому для эффективной генерации МИП плотность анодной плазмы должна быть больше 10^{14} см⁻³.

Процессы самоорганизации плазмы в импульсных ионных диодах с магнитной изоляцией электронов изучены слабо. Прямое измерение концентрации анодной плазмы в анод-катодном (А–К) зазоре ионного диода зондом Ленгмюра затруднено из-за высокого уровня электромагнитных помех. В статье [11] представлены результаты моделирования распределения плотности ионного тока по сечению пучка, генерируемого плоским диодом с диэлектрическим анодом в режиме внешней магнитной изоляции электронов. Показано, что флуктуации объемного заряда ионов А–К-зазоре диода могут приводить к неоднородности плотности ионного тока. При уменьшении магнитной индукции в А–К-зазоре от $4B_{кр}$ до $B_{кр}$ неоднородность возрастает с 10% до 40%. Для ионного диода с магнитной изоляцией электронов критическое значение магнитной индукции $B_{кр}$ соответствует равенству А–К зазора и радиуса Лармора для электрона. В статье [12] представлены результаты исследования импульсного пучка протонов (0.7 МВ, 50 нс, 100 А/см²), генерируемого диодом с радиальным магнитным полем и замкнутым дрейфом электронов в А–К-зазоре (barrel diode). Для измерения распределения плотности ионного тока по сечению пучка использовали камеру-обскуру (arrayed pinhole camera), которая обеспечивала пространственное разрешение 1 мм на площади 2×2 см². Установлено, что флюенс ионов изменяется в 3–4 раза на расстоянии 8 мм. Общая площадь диода составляла 90 см² и диагностическая аппаратура не позволяла определить структуру МИП по всему сечению за один импульс.

Наиболее эффективным методом исследования структуры МИП и самоорганизации плазмы

в ионном диоде является тепловизионная диагностика [13, 14], позволяющая регистрировать распределение плотности энергии МИП с высоким пространственным разрешением (≈ 1 мм) на большой площади. Чувствительность тепловизора (0.01 Дж/см²) достаточна для регистрации термограммы пучка на мишени за один импульс. В [13] показано, что плотность энергии МИП, генерируемого плоским barrel diode (400 кВ, 30 кА, 0.5 мкс, $B = 2B_{кр}$), неоднородна по сечению пучка и имеет периодическую структуру с шагом ≈ 8 см. В [15] представлено распределение плотности энергии МИП по сечению пучка, генерируемого фокусирующим barrel diode в фокальной плоскости, что не позволяет определить структуру пучка на выходе диода. В [16] представлены результаты исследования распределения плотности энергии по сечению МИП, генерируемого диодом с пассивным анодом в режиме магнитной изоляции и замкнутого дрейфа электронов в А–К-зазоре. Выполнены исследования двух типов диодов – с внешней магнитной изоляцией (barrel diode, 400 кВ, 80 нс, 0.35 Тл) и магнитной самоизоляцией электронов (спиральный диод, 250 кВ, 120 нс, 2–2.5 Тл). В исследуемых диодах используются различные процессы формирования анодной плазмы: пробой вдоль поверхности диэлектрического покрытия на аноде (barrel diode) и взрывная электронная эмиссия (спиральный диод). Установлено, что при уменьшении магнитного поля в А–К-зазоре barrel diode или уменьшении А–К-зазора в спиральном диоде плотность энергии МИП увеличивается, однородность пучка уменьшается, и в распределении плотности энергии по сечению появляется периодическая структура.

Во всех выполненных исследованиях ионных диодов с магнитной изоляцией электронов и замкнутым дрейфом электронов обнаружена периодическая структура МИП, но отсутствует анализ причин образования такого распределения плотности энергии по сечению пучка. Также отсутствует анализ структуры МИП, генерируемого ионными диодами с магнитной изоляцией и незамкнутым дрейфом электронов.

Целью работы является исследование распределения плотности энергии мощного ионного пучка, генерируемого ионным диодом с магнитной изоляцией и незамкнутым дрейфом электронов, а также анализ процесса формирования периодической структуры МИП.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД

Исследования выполнены на ускорителях ТЕМП-4М [17] и ТЕМП-6 [18], которые состоят из генератора импульсного напряжения (генератор Аркадьева–Маркса), двойной формирующей линии (ДФЛ) и вакуумного ионного диода с пассивным анодом. Давление в диодной камере составляло 2–3 мПа, остаточный газ состоял в основном из азота (80%) и кислорода.

Ускоряющее напряжение измеряли с помощью делителя напряжения, который был установлен в переходной камере между ДФЛ и диодной камерой. Ток в диоде измеряли с помощью пояса Роговского, плотность ионного тока – с помощью коллимированного цилиндра Фарадея с магнитной отсечкой электронов ($B = 0.2$ Тл). Электрические сигналы датчиков регистрировали с помощью осциллографа Tektronix 2024С (200 МГц, $5 \cdot 10^9$ показаний/с).

Для измерения плотности энергии МИП использовали тепловизионную диагностику [14], термограмму пучка на мишени регистрировали тепловизорами Fluke Ti10 и Fluke Ti400. В качестве мишени использовали фольгу из нержавеющей стали толщиной 0.1 мм, тыльная сторона которой (относительно МИП) покрыта черной матовой краской. Во всех экспериментах термограмма ионного пучка была получена за один импульс. Для обработки термограмм использовали программу SmartView 4.3 компании Fluke Corporation [19], плотность энергии МИП рассчитывали по соотношению [14]

$$q_{\text{эсп}}(x, y) = K_1 K_2 c_v \Delta \rho [T(x, y) - T_0], \text{ Дж/см}^2 \quad (1)$$

где c_v – удельная теплоемкость материала мишени; Δ и ρ – толщина и плотность мишени; T_0 и $T(x, y)$ – температура мишени до и после облучения; K_1 – коэффициент прозрачности оптического окна; K_2 – коэффициент, учитывающий вклад радиационных дефектов [14]. $K_1 = 1.4$ для оптического окна из фторида бария (BaF_2) толщиной 8 мм, $K_2 = 1.2$ для мишени из нержавеющей стали [14].

Экспериментальные значения плотности энергии МИП сравнивали с расчетными, равными интегралу произведения ускоряющего напряжения на плотность ионного тока:

$$q_{\text{расч}}(t) = \frac{4\epsilon_0 \sqrt{2z}}{9\sqrt{m_i}} \int \frac{U^{5/2}(t) dt}{(d_0 - v \cdot t)^2}, \text{ Дж/см}^2 \quad (2)$$

где U – ускоряющее напряжение, d_0 – начальный А–К-зазор, ϵ_0 – абсолютная диэлектрическая проницаемость, v – скорость расширения плазмы, m_i и z – масса и заряд иона соответственно.

В режиме ограничения плотности ионного тока объемным зарядом ионов в А–К-зазоре с учетом уменьшения А–К-зазора при расширении анодной плазмы, эффекта плазменной эрозии при изменении полярности ускоряющего напряжения [8] и при неограниченной эмиссионной способности анодной плазмы плотность ионного тока описывается одномерным соотношением Чайлда–Ленгмюра (1D CL) [14, 20]:

$$j_{\text{ион}}(t) = \frac{4\epsilon_0 \sqrt{2z}}{9\sqrt{m_i}} \cdot \frac{U^{3/2}}{(d_0 - v \cdot t)^2}, \text{ А/см}^2 \quad (3)$$

Расчет плотности энергии МИП для каждой термограммы выполнен по синхронным измерениям ускоряющего напряжения.

3. ДИОД С МАГНИТНОЙ САМОИЗОЛЯЦИЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ

Исследования структуры МИП выполнены на ускорителе ТЕМП-4М для двух конструкций диодов с магнитной самоизоляцией и незамкнутым дрейфом электронов – плоский диод и конусный диод. В этих диодах для формирования анодной плазмы используется взрывная электронная эмиссия. Исследования проводили в режиме сдвоенных разнополярных импульсов – первый импульс отрицательной полярности (150–250 кВ, 500 нс, формирование плазмы), а второй импульс положительной полярности (250–300 кВ, 120 нс, генерация МИП) [14, 16]. Магнитное поле в А–К-зазоре ($E \times B$) формируется током диода по заземленному электроду, который соединен с корпусом диодной камеры только с одной стороны [8, 9]. Ионный диод с графитовым потенциальным электродом генерирует пучок, содержащий 80–90% ионов углерода C^+ [14].

3.1. Исследование структуры ионного пучка

Первая серия экспериментов на ускорителе ТЕМП-4М была выполнена с плоским ионным диодом. Потенциальный электрод изготовлен из графита, имеет длину 20 см и ширину 10 см. Заземленный электрод изготовлен из металлической полосы шириной 5 см, длиной 25 см и толщиной 2 мм, он имеет щели размером 2×0.4 см и прозрачность 70%. На рис. 1 показана схема

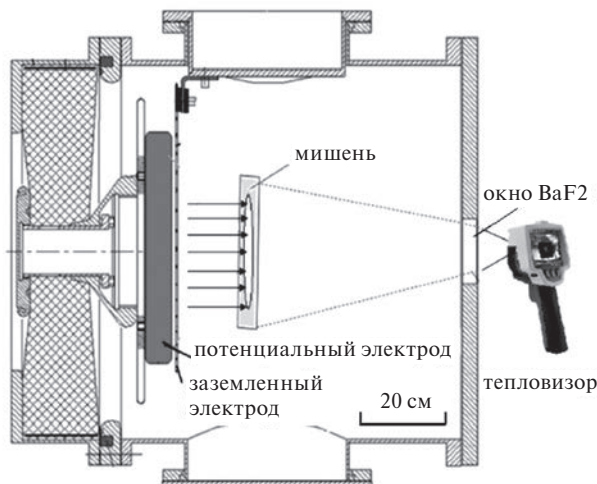


Рис. 1. Схема диодной камеры с плоским диодом.

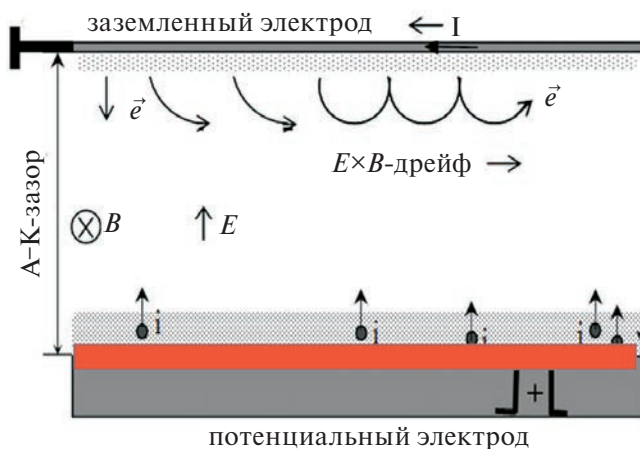


Рис. 2. Схема плоского ионного диода, конфигурация электрического и магнитного полей, траектории электронов и ионов в течение генерации ионного пучка ($B > B_{кр}$).

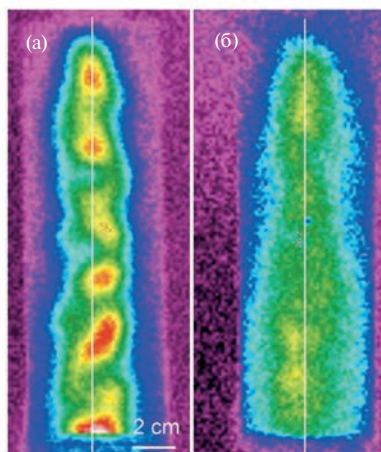
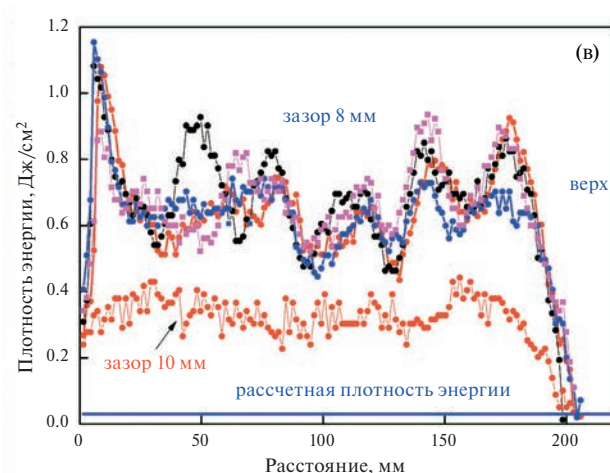


Рис. 3. Термограмма ионного пучка, генерируемого плоским диодом при А-К-зазоре 8 мм (а) и 10 мм (б); Распределение плотности энергии МИП (в): А-К-зазор 8 мм, четыре последовательных импульса и 10 мм; расчетная плотность энергии ионов C^{+} .



диодной камеры. На рис. 2 показана схема основных процессов в А-К-зазоре плоского диода.

На рис. 3 показаны характерные термограммы МИП и распределение плотности энергии в вертикальном сечении. Мишень расположена на расстоянии 6 см от диода. На рис. 3с также показана расчетная плотность энергии МИП. Проведенные исследования показали, что генерация МИП в плоском диоде происходит по всей рабочей площади анода, и плотность энергии значительно превышает расчетные значения. С уменьшением А-К-зазора плотность энергии МИП возрастает, и при $q > 0.4$ Дж/см² в ее распределении по сечению появляются спицеобразные структуры с шагом ≈ 5 см.

Спицеобразные структуры были также обнаружены в МИП, генерируемом конусным диодом [21]. Графитовый потенциальный электрод диаметром 195 мм имеет коническую выемку высотой 30 мм, угол 30 градусов. Заземленный электрод изготовлен из нержавеющей стали в виде незамкнутого усеченного конуса, наружный диаметр 175 мм, угол 30 градусов, фокусное расстояние 130 мм, А-К-зазор 9 мм. Средняя длина конусного диода (размер в направлении дрейфа электронов, т. е. в направлении кольцевых щелей) составляет 41 см, что в 2 раза больше длины плоского диода. На рис. 4 показаны характерные осциллограммы. На рис. 5 представлены результаты тепловизионной диагностики МИП, генерируемого конусным диодом.

Проведенные исследования показали, что в конусном диоде генерация МИП происходит по всей рабочей площади анода, плотность энергии

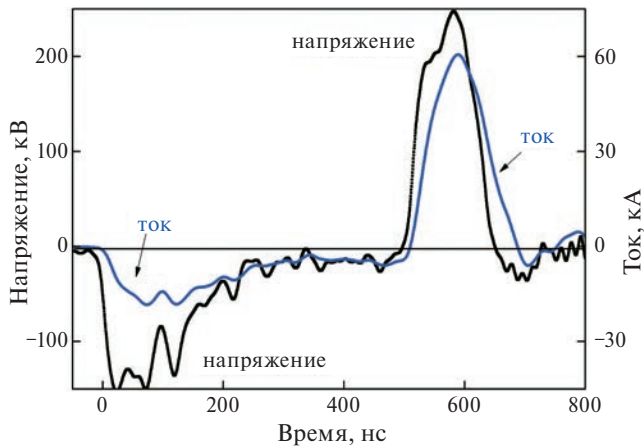


Рис. 4. Осциллограммы ускоряющего напряжения и тока в конусном диоде.

значительно превышает расчетные значения, и в ее распределении по сечению также проявляются спицеобразные структуры с шагом ≈ 3 см.

3.2. Расчет концентрации плазмы

Важным условием формирования спицеобразных плазменных структур в $E \times B$ -устройствах является высокая концентрация плазмы. Анализ результатов экспериментальных исследований и моделирования самоорганизации плазмы в $E \times B$ -устройствах показал, что при рабочем давлении газа менее 0.1 Па и концентрации плазмы менее 10^{11} см^{-3} спицеобразные структуры отсутствуют [1, 4].

Плазма в А–К-зазоре ионного диода при работе в режиме двойных разнополярных импульсов формируется в течение первого

импульса напряжения отрицательной полярности, потенциальный электрод диода является катодом. Плазма образуется при ионизации остаточного газа электронами, дрейфующими в А–К-зазоре. Концентрацию газовой плазмы можно рассчитать из линейных потерь энергии электронов (ЛПЭ), так как при их энергии менее 1 МэВ основной вклад при поглощении в газе дают ионизационные процессы [22]. В предположении, что плотность электронного тока постоянна по сечению диода, средняя концентрация газовой плазмы равна

$$n_1(t) = \frac{N_{\text{сум}}(t)}{V(t)} = \frac{N_{\text{сум}}(t)}{S \cdot (d_0 - vt)}, \text{ см}^{-3} \quad (4)$$

где $N_{\text{сум}}(t)$ – общее количество ионов (равное количеству вторичных электронов), которые образуются в А–К-зазоре диода; $V(t)$ – эффективный объем А–К-зазора (объем между анодной и катодной плазмой), S – рабочая площадь диода.

Общее количество ионов, которые образуются в А–К-зазоре в течение первого импульса, равно двойному интегралу произведения количества ионов, образуемых одним электроном на единичном пути $N(E)$, на количество электронов, генерируемых в единицу времени, при интегрировании по длительности первого импульса и по пути электрона в А–К-зазоре [23]

$$N_{\text{сум}}(t) = \int_0^L \int_0^\tau N(E) \frac{I_e(t)}{e} dx dt, \quad (5)$$

где L – длина пути электрона в А–К-зазоре, τ – длительность первого импульса, $I_e(t)$ – электронный ток в диоде, e – заряд электрона.

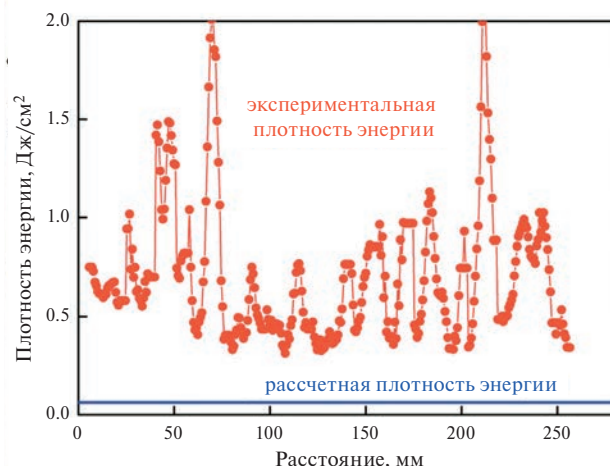
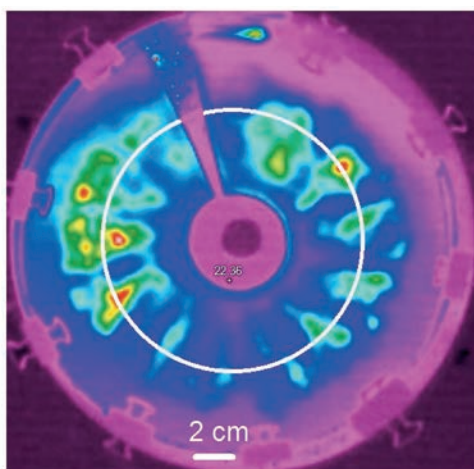


Рис. 5. Термограмма МИП, распределение плотности энергии МИП по окружности и расчетная плотность энергии ионов C^+ . Конусный диод.

В режиме ограничения электронного и ионного тока в вакуумном диоде объемным зарядом (электронов или ионов соответственно) ток ионов C^+ составляет 0.7% полного тока [16], поэтому в соотношении (5) в дальнейшем будем использовать экспериментальные значения полного тока в диоде.

Количество ионов, которые образуются на единичном пути в А–К-зазоре одним электроном с энергией E равно [23]

$$N(E) = \frac{n_{газ1}}{n_0 \cdot E_{сум}} \frac{dE}{dx}, \text{ см}^{-1}, \quad (6)$$

где $n_{газ1}$ – концентрация остаточного газа в диодной камере, $n_0 = 2.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, dE/dx – ЛПЭ, $E_{сум} = 23 \text{ эВ}$ – сумма энергии диссоциации молекулы остаточного газа и ионизации атома.

Зависимость от энергии электрона ЛПЭ в воздухе при давлении 1 атм и температуре 300 К [24] при расчетах аппроксимировали экспоненциальной функцией:

$$\frac{dE}{dx} = 48.9 - 36.7[1 - \exp(0.11E)] - 9.9[1 - \exp(0.016E)], \text{ кэВ/см}, \quad (7)$$

где E – энергия электрона, кэВ.

Из соотношений (4), (5) и (6) получим

$$n_1(t) = \frac{n_{газ1}}{S \cdot (d_0 - vt) \cdot n_0 \cdot e \cdot E_{сум}} \cdot \int_0^L \int_0^\tau I(t) \frac{dE}{dx} dx dt, \text{ см}^{-3}. \quad (8)$$

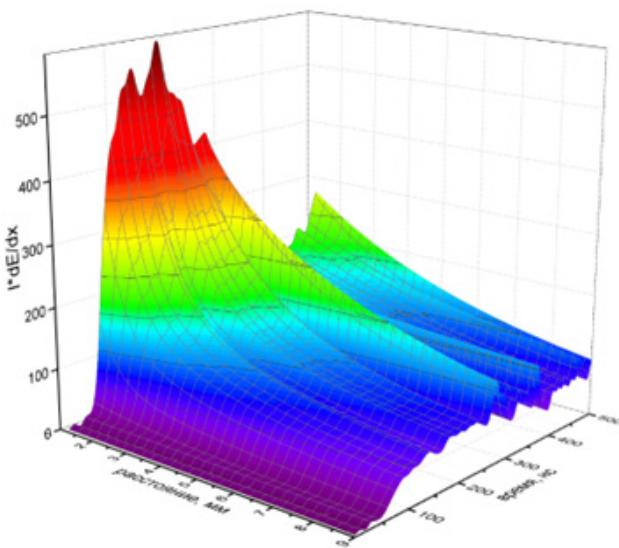


Рис. 6. Изменение произведения тока диода на ЛПЭ в течение первого импульса.

Расчет концентрации газовой плазмы по соотношению (8) выполнили в программе ORIGIN по матрице распределения произведения тока диода на ЛПЭ по длине пути электрона в А–К-зазоре в течение первого импульса (рис. 6). Результаты расчетов по соотношению (8) при $L = d_0 - vt$ показаны на рис. 7.

В А–К-зазоре ионного диода длина пути электрона превышает А–К-зазор из-за движения по трохоиде в скрещенных электрическом и магнитном полях ($E \times B$) и равна

$$L = \frac{\pi \cdot R_L}{180^\circ} \cdot \arcsin\left(\frac{d_0 - v \cdot t}{R_L}\right), \text{ см}, \quad (9)$$

где R_L – радиус Лармора, равный

$$R_L = 3.37 \cdot 10^{-4} \frac{\sqrt{E}}{B}, \text{ см}. \quad (10)$$

В конусном диоде в течение первого импульса длина пути электрона незначительно превышает А–К-зазор (рис. 8).

Расчет длины пути электрона и концентрации газовой плазмы в А–К-зазоре выполнен для средней (по длине) области диода.

Взрывная эмиссия электронов, их ускорение в А–К-зазоре и облучение заземленного электрода (анод на первом импульсе) вызывают электронно-стимулированную десорбцию молекул, их диссоциацию и ионизацию атомов, образование анодной газовой плазмы и ее расширение в А–К-зазоре. Средняя концентрация анодной газовой плазмы равна [23]

$$n_2(t) = \frac{\sigma_{dec} \cdot n_{s0}}{S^2 \cdot t \cdot v_{газ1} \cdot e^2 \cdot n_0 \cdot E_{сум}} \cdot \left[\frac{dE}{dx} \int_0^\tau I(t) dt \right]^2, \text{ см}^{-3}, \quad (11)$$

где σ_{dec} – сечение электронно-стимулированной десорбции молекул, n_{s0} – поверхностная плотность адсорбированных молекул, $v_{газ1}$ – скорость расширения анодного газового слоя.

Соотношение (11) учитывает изменение концентрации анодной газовой плазмы из-за увеличения количества десорбированных молекул и расширения анодного газового слоя, а также изменение количества электронов при изменении тока диода в течение первого импульса. Результаты расчетов по соотношению (11) при $v_{газ1} = 0.10 \text{ см/мкс}$, $\sigma_{dec} = 10^{-18} \text{ см}^2$ и $n_{s0} = 10^{16} \text{ см}^{-2}$ [23] показаны на рис. 7.

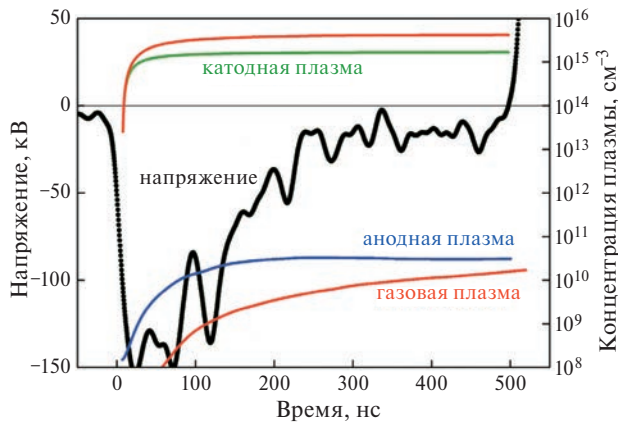


Рис. 7. Осциллограмма ускоряющего напряжения (первый импульс) и изменение концентрации плазмы в А-К-зазоре. Конусный диод.

До начала взрывной эмиссии электронов на поверхности потенциального электрода (катод в течение первого импульса) находился слой адсорбированных молекул остаточного газа. При взрывной эмиссии электронов на фронте импульса напряжения все эти молекулы десорбируются и образуют расширяющийся катодный газовый слой на эмиссионной границе взрыво-эмиссионной плазмы. В течение первого импульса напряжения происходит эмиссия электронов из взрывоэмиссионной плазмы, их ускорение, диссоциация молекул и ионизация атомов в газовом слое. Десорбция молекул с рабочей поверхности катода, их диссоциация и последующая ионизация атомов обеспечивают формирование катодной газовой плазмы, концентрация которой равна [23]

$$n_3 = \frac{0.66n_{s0}}{v_{\text{gas}2} \cdot S \cdot e} \int_0^{\tau} \frac{\sigma_{\text{ион}}(t) \cdot I(t)}{t} dt, \text{ см}^{-3}, \quad (12)$$

где $v_{\text{gas}2}$ — скорость расширения катодного газового слоя, $\sigma_{\text{ион}}$ — сечение ионизации атома азота.

При расчетах принимали температуру катодного газового слоя 1000 К [25], скорость расширения газа при этом равна 0.15 см/мкс. Толщина катодного газового слоя не превышает 0.075 см и энергия электронов, которые формируют катодную газовую плазму, менее 2 кэВ. Результаты расчетов по соотношению (12) показаны на рис. 7.

3.3. Расчет магнитной индукции

Важным условием формирования спицеобразных структур в А-К-зазоре ионного диода с магнитной изоляцией электронов является превышение магнитной индукции критической

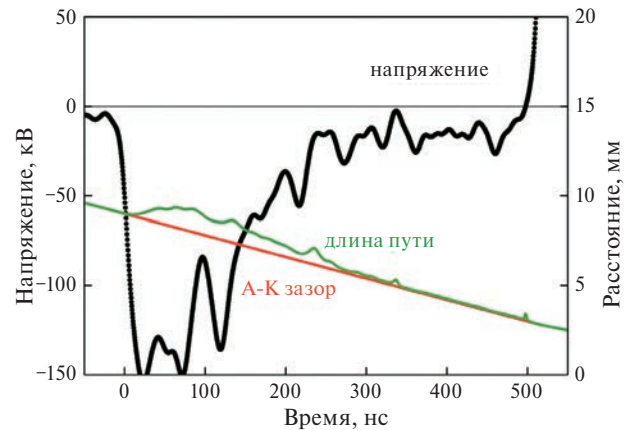


Рис. 8. Осциллограмма ускоряющего напряжения (первый импульс), изменение А-К-зазора и длины пути электрона.

величины. При $B < B_{\text{кр}}$ магнитное поле незначительно изменяет траекторию электронов в А-К-зазоре, см. рис. 8. В диоде с магнитной самоизоляцией электронов сложно измерить величину магнитной индукции, так как магнитное поле формируется только при работе диода, при приложении напряжения более 100 кВ. Поэтому расчет распределения магнитной индукции в А-К-зазоре выполнен по программе ELCUT [26] с учетом демпфирования магнитного поля материалом катода. Моделирование показало, что магнитная индукция однородна по поперечному сечению А-К-зазора и пропорциональна току по катоду: $B(t) = 0.014 \cdot I(t)$, Тл, при токе в кА [27]. Результаты расчета магнитной индукции в А-К-зазоре конусного диода показаны на рис. 9.

Критическую магнитную индукцию рассчитывали из условия равенства высоты трохоиды



Рис. 9. Осциллограмма ускоряющего напряжения, расчетные значения магнитной индукции в А-К-зазоре и критической магнитной индукции.

дрейфующих электронов и А–К-зазора диода, с учетом расширения плазмы она равна [27]

$$B_{кр1}(t) = \frac{3.37 \cdot 10^{-6} \sqrt{U(t)}}{d_0 - vt}, \text{ Тл.} \quad (13)$$

При расчете критической магнитной индукции в течение второго импульса необходимо учитывать сокращение А–К-зазора из-за расширения плазмы и эффект плазменной эрозии при изменении полярности ускоряющего напряжения [8, 27]

$$B_{кр2} = \frac{3.37 \cdot 10^{-6} \sqrt{U}}{d_0 - v \cdot (t - t_0)}, \text{ Тл.} \quad (14)$$

Расчет магнитной индукции в А–К-зазоре выполнен для средней (по длине) области диода. Значительное превышение магнитной индукции критической величины происходит только в течение второго импульса, при генерации ионного пучка.

4. ДИОД С ВНЕШНЕЙ МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ

В следующей серии экспериментов были проведены исследования структуры МИП, генерируемого ускорителем ТЕМП-6 при работе с диодом с диэлектрическим анодом в режиме внешней магнитной изоляции и незамкнутого дрейфа электронов [18]. Радиусы кривизны анода и катода составляют 15 и 14 см соответственно, катод имеет щели размером 4×0.4 см, прозрачность 65%. На рабочую поверхность анода нанесен полиэтилен размером 22×10 см и толщиной 1 мм с равномерно расположенными отверстиями диаметром 1 мм. А–К-зазор выбирали из условия согласования импеданса диода с волновым сопротивлением ДФЛ (4.9 Ом), он составлял 7 мм. На рис. 10 показана схема диодного узла ускорителя.

Ионный диод с диэлектрическим анодом в режиме внешней магнитной изоляции электронов генерировал МИП, содержащий протоны (~50%) и ионы углерода [27, 28]. Осциллограмма ускоряющего напряжения и критическая магнитная индукция, рассчитанная по соотношению (13), приведены на рис. 11. Магнитная индукция в А–К-зазоре диода с диэлектрическим анодом значительно превышала критическую магнитную индукцию в течение генерации МИП.

На рис. 12 показана термограмма ионного пучка и распределение плотности энергии. Мишень устанавливали на внешней стороне катода, см. рис. 10.

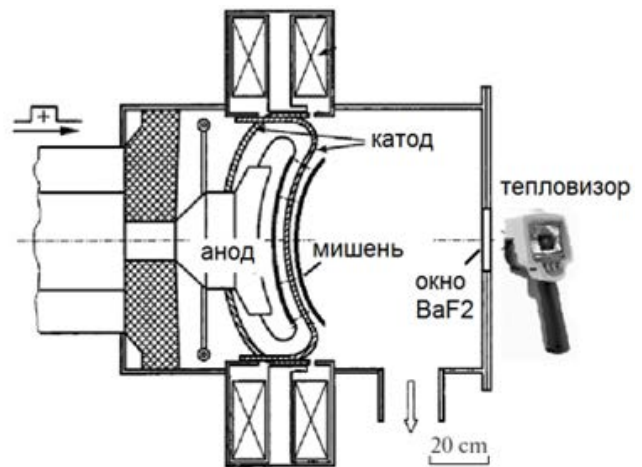


Рис. 10. Схема диодного узла ускорителя ТЕМП-6.

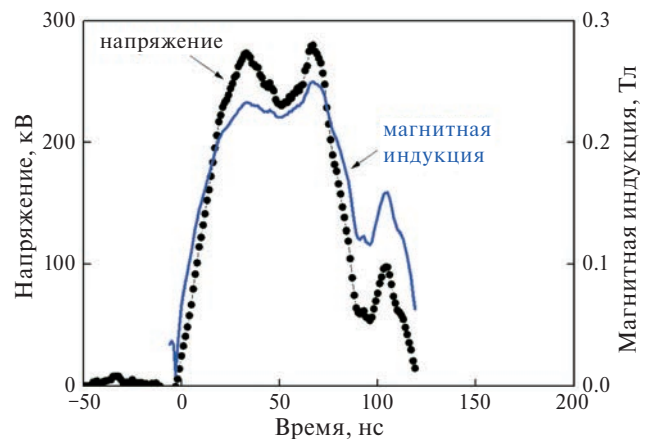


Рис. 11. Осциллограмма ускоряющего напряжения и расчетные значения критической магнитной индукции в А–К-зазоре. $B = 0.57$ Тл.

Характерной особенностью распределения плотности энергии ионного пучка, генерируемого диодом с диэлектрическим анодом в режиме внешней магнитной изоляции электронов, также является периодическая структура с шагом 4–6 см. При изменении режима работы диода (А–К-зазор, магнитное поле, ускоряющее напряжение) периодическая структура сохранялась при плотности энергии выше 0.4 Дж/см².

Плазма в А–К-зазоре ионного диода при работе в одноимпульсном режиме формируется при ионизации остаточного газа дрейфующими электронами, а также при взрывной эмиссии электронов на поверхности катода, полной десорбции молекул, образовании катодного газового слоя, диссоциации молекул и ионизации атомов. Результаты расчета концентрации катодной газовой плазмы в А–К-зазоре ионного диода

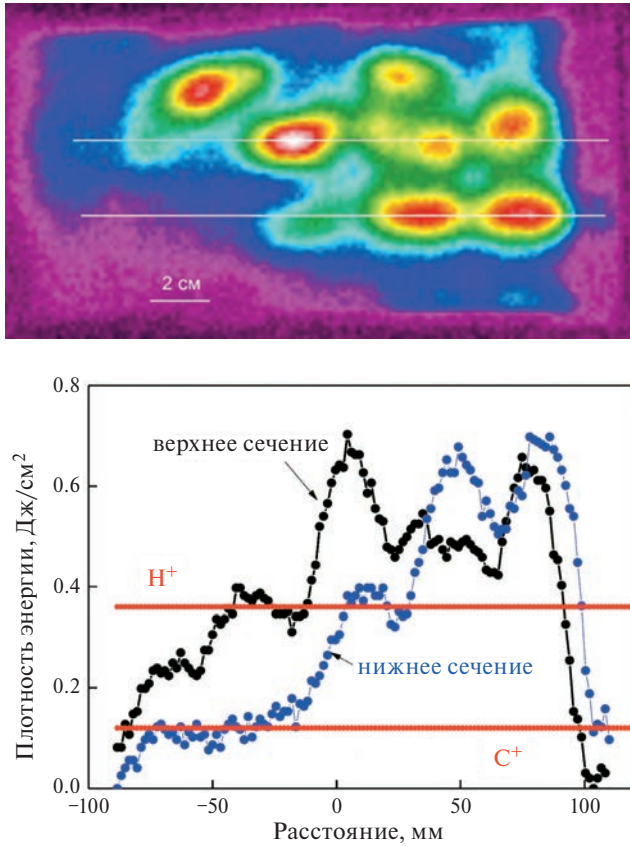


Рис. 12. Термограмма МИП и распределение плотности энергии в верхнем и нижнем горизонтальных сечениях (точки); расчетная плотность энергии для протонов и ионов C^+ (линии).

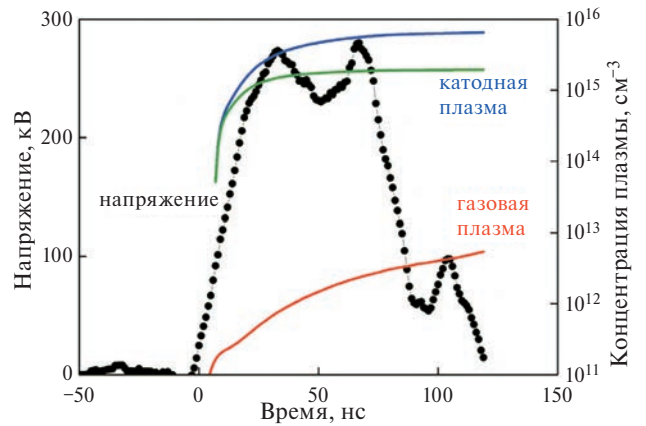


Рис. 13. Осциллограмма ускоряющего напряжения и изменение концентрации плазмы в А–К-зазоре. Диод с диэлектрическим анодом.

$$n_4(t) = \frac{d_0 - vt}{R_L} \cdot \frac{0.25 \cdot \pi \cdot L_d}{d_0 - vt} n_1(t) = \frac{0.25 \cdot \pi \cdot L_d}{R_L} n_1(t), \text{ см}^{-3}. \quad (15)$$

Результаты расчета концентрации газовой плазмы в А–К-зазоре ионного диода с диэлектрическим анодом по соотношению (15) показаны на рис. 13. Расчет концентрации газовой плазмы по соотношению (8) выполнили в программе ORIGIN по матрице распределения произведения тока диода на ЛПЭ без учета влияния магнитного поля.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Во всех исследованных ионных диодах при увеличении плотности энергии МИП выше $\approx 0.4 \text{ Дж/см}^2$ в распределении плотности энергии в поперечном сечении образуются периодические спицеобразные структуры. Такие структуры могут быть обусловлены ограничением флюенса ионов анодной плазмой при ее низкой или неоднородной концентрации. Однако плотность энергии МИП значительно превышает расчетные значения (см. рис. 3 и рис. 5), поэтому при разных механизмах плазмообразования она ограничена объемным зарядом ионов в А–К-зазоре, а не концентрацией анодной плазмы. В этом режиме однородность ионного пучка по сечению должна быть высокой. Исследования сильноточных электронных диодов с взрывоэмиссионным катодом в режиме ограничения плотности тока объемным зарядом электронов показали высокую однородность распределения плотности тока в поперечном сечении [29–32].

с диэлектрическим анодом по соотношению (12) показаны на рис. 13 с учетом и без учета рекомбинации плазмы.

Соотношение (8) описывает изменение концентрации газовой плазмы в А–К-зазоре диода без учета влияния магнитного поля. Магнитная индукция в А–К-зазоре диода с диэлектрическим анодом значительно превышает критическую магнитную индукцию в течение генерации МИП (см. рис. 11). Электроны при этом дрейфуют в А–К-зазоре вдоль диода, толщина слоя дрейфа электронов равна радиусу Лармора и меньше А–К-зазора.

При расчете концентрации газовой плазмы в области дрейфа электронов при $B > B_{кр}$ нужно также учесть увеличение длины дрейфа электронов в А–К-зазоре за счет движения по трохоиде вдоль диода. Электроны дрейфуют вдоль диода (см. рис. 2), длина дрейфа меняется от 0 до длины диода L_d и ее средняя величина равна $L = 0.25\pi L_d$. Тогда концентрация газовой плазмы при $B > B_{кр}$ равна

Локальное увеличение плотности энергии МИП может быть вызвано образованием локальных плазменных областей в А–К-зазоре. В режиме ограничения ионного тока объемным зарядом плотность энергии МИП обратно пропорциональна эффективному А–К-зазору, $q \sim 1/d^2$, см. соотношение (2) и образование локальных областей плазмы приводит к его локальному уменьшению. Кроме того, образование локальных областей плазмы в А–К-зазоре может вызвать диффузию электронов в прианодную область, компенсацию положительного объемного заряда ионов и локальное увеличение плотности ионного тока [8]. Например, при отсутствии подавления электронного тока в вакуумном диоде (биполярный поток) плотность ионного тока возрастает в 1.86 раза по сравнению с 1D CL [8, 9]. Формирование микропучков с высокой плотностью тока в сильноточном вакуумном электронном диоде из-за пространственно-неоднородной плазмы описано в работе [33].

Концентрация катодной газовой плазмы значительно превышает концентрацию анодной газовой плазмы, и при анализе формирования локальных плазменных областей в А–К-зазоре необходимо учитывать процессы рекомбинации. Концентрация катодной газовой плазмы с учетом рекомбинации равна [23]

$$n_5(t) = \frac{n_3}{1 + \beta \cdot n_{\text{аз2}} \cdot n_3 \cdot t}, \text{ см}^{-3}. \quad (16)$$

Результаты расчетов по соотношению (16) показаны на рис. 7 и рис. 13 (катодная плазма, нижняя кривая). К концу первого импульса рекомбинация снижает концентрацию катодной газовой плазмы с $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ до $1.7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в диоде с магнитной самоизоляции электронов и с $6.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ до $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в диоде с внешней магнитной изоляцией. При концентрации плазмы менее 10^{11} см^{-3} рекомбинация дает незначительный вклад в изменение концентрации газовой плазмы в А–К-зазоре.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования показали формирование спицеобразных плазменных структур в новом классе устройств, использующих дрейф электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях — в импульсном ионном диоде с магнитной изоляцией электронов. Впервые обнаружено образование спицеобразных структур

без замкнутого дрейфа электронов и при аномально низком давлении, не превышающем 3 мПа. Время формирования структур не превышает 0.1 мкс, что значительно меньше, чем в других Е×В-устройствах. Формирование спицеобразных плазменных структур в А–К-зазоре ионного диода обеспечивает периодическую структуру распределения плотности энергии мощного импульсного пучка в поперечном сечении.

Анализ процессов в А–К-зазоре ионного диода показал, что формирование спицеобразных плазменных структур возможно только в катодной газовой плазме. Полная десорбция молекул с рабочей поверхности катода и высокая эффективность ионизации атомов в катодном газовом слое обеспечивают концентрацию плазмы более 10^{15} см^{-3} . Индукция магнитного поля в А–К-зазоре при этом составляет 0.4–0.8 Тл, в таких условиях возможна самоорганизация плазмы с образованием спицеобразных структур. Ионизация остаточного газа дрейфующими электронами (аналогично другим Е×В-устройствам) в ионном диоде не обеспечивает необходимых условий для формирования спицеобразных структур, концентрация плазмы не превышает 10^{11} см^{-3} . При работе ионного диода в режиме сдвоенных разнополярных импульсов формирование плазмы происходит в течение первого импульса отрицательной полярности. Низкая эффективность электронно-стимулированной десорбции молекул с рабочей поверхности заземленного электрода (анод на первом импульсе) и незначительные линейные потери энергии электронов в анодном газовом слое обеспечивают низкую концентрацию анодной газовой плазмы, которая не превышает 10^{11} см^{-3} .

При работе ионного диода в двухимпульсном режиме и самоизоляции электронов магнитное поле в А–К-зазоре значительно превышает критическую величину только в течение второго импульса и самоорганизация плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях возможна только в течение генерации ионного пучка.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено при поддержке грантов National Natural Science Foundation of China (No. 52371054), National Key Research and Development Program of China (No. 2023YFB3408101).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kaganovich I.D., Smolyakov A., Raitses Y., et al. // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. 120601.
<https://doi.org/10.1063/5.0010135>
2. Klein P., F. Lockwood Estrin, Hnilica J., Vašina P. and Bradley J.W. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2016. V. 50. 015209.
<https://doi.org/10.1088/1361-6463/50/1/015209>
3. Maab P.A., Volker Schulz-von der Gathen, Achim von Keudell and Julian Held // Plasma Sources Sci. Technol. 2021. V. 30. 125006.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/ac3210>
4. Held J., Maab P.A., Schulz-von der Gathen V., von Keudell A. // Plasma Sources Sci. Technol. 2020. V. 29. 025006.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab5e46>
5. Powis A.T., Carlsson J.A., Kaganovich I.D., Raitses Y., Smolyakov A. // Physics of Plasmas 2018. V. 25. 072110.
<https://doi.org/10.1063/1.5038733>
6. Holste K., Dietz P., Scharmann S., et al. // Rev. Sci. Instrum. 2020. V. 91. 061101.
<https://doi.org/10.1063/5.0010134>
7. Wei Li-Qiu, Han Liang, Yu Da-Ren, and Guo Ning. // Chin. Phys. B. 2015. V. 24. No. 5. 055201.
<https://doi.org/10.1088/1674-1056/24/5/055201>
8. Humphries S. Charged Particle Beams. N. Y.: Wiley, 1990.
9. Bystritskii V.M., Didenko A.N. High-power ion beams. American Institute of Physics. N. Y., 1989.
10. Логачев Е.И., Ремнев Г.Е., Усов Ю.П. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. С. 1404.
11. Xiang W., Zhao W.J., Yan S., Zeng B.Q. // Review of scientific instruments. 2002. V. 73. P. 857.
<https://doi.org/10.1063/1.1427354>
12. Yasuike K., Miyamoto Sh., and Nakai S. // Review of Scientific Instruments. 1996. V. 67. P.437.
<https://doi.org/10.1063/1.1146610>
13. Davis H.A., Bartsch R.R., Olson J.C., Rej D.J., Wagenaar W.J. // J. Appl. Phys. 1997. V. 82. P. 3223.
<https://doi.org/10.1063/1.365629>
14. Пушкарев А.И., Прима А.И., Егорова Ю.И., Ежов В.В. // Приборы и техника эксперимента. 2020. № 3. С. 5.
<https://doi.org/10.31857/S0032816220030143>
15. Xiao Yu., Shen J., Qu M., Liu W., Zhong H., Zhang J., Zhang Y., Yan S., Zhang G., Zhang X., Le X. // Vacuum. 2015. V. 113. P. 36.
<https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2014.12.003>
16. Пушкарев А.И., Xiao Yu. // Приборы и техника эксперимента. 2016. № 5. С. 60.
<https://doi.org/10.31857/S0032816220030143>
17. Ремнев Г.Е. Получение мощных ионных пучков для технологических целей: Автореферат дис. ... д-ра техн. наук. Томск, 1994.
18. Zhu X.P., Lei M.K., Dong Z.H., and Ma T.C. // Rev. Sci. Instrum. 2003. V. 74. P. 47.
<https://doi.org/10.1063/1.1529303>
19. <https://www.fluke.com>.
20. Langmuir I. //Phys. Rev. 1913. V. 2. P. 450.
21. Исакова Ю., Прима А., Пушкарев А. // Приборы и техника эксперимента. 2019. №. 4. С. 55.
<https://doi.org/10.1134/S0032816219030194>
22. Sigmund P. Particle Penetration and Radiation Effects. V. 2: Penetration of Atomic and Molecular Ions. Springer International Publishing. 2014
23. Пушкарев А.И., Полисадов С.С. // Журнал технической физики. 2022. Т. 92. Вып. 2. С. 232.
<https://doi.org/10.21883/JTF.2022.02.52012.234-21>
24. Berger M., Coursey J., Zucker M., Chang J. 2017 NIST Standard Reference Database 124.
<https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>
25. Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. Источники низко-энергетических сильнотоочных электронных пучков с плазменным анодом. Н.: Наука, Изд-во СО РАН, 2018.
26. ELCUT 6.6. Программа моделирования электро-магнитных и температурных полей. СПб.: Тор, 2023.
<https://elcut.ru>
27. Пушкарев А.И., Исакова Ю.И., Сазонов Р.В., Холодная Г.Е. Генерация пучков заряженных частиц в диодах со взрывоэмиссионным катодом. М: Физматлит, 2013. 240 с.
28. Zhu X.P., Dong Z.H., Han X.G., Xin J.P., and Lei M.K. // Review of scientific instruments. 2007. V. 78. 023301.
<https://doi.org/10.1063/1.2437760>
29. Hegeler F., Friedman M., Myers M.C., Sethian J.D., Swanekamp S.B. // Phys. Plasmas. 2002. V. 9. P. 4309.
<https://doi.org/10.1063/1.1506925>
30. Yang J., Shu T., Fan Y. // Laser and Particle Beams. 2013. V. 31(1). P. 129.
<https://doi.org/10.1017/S0263034612001127>
31. Кизириди П.П., Озур Г.Е. // Журнал технической техники. 2015. Т. 85. С. 132.
<http://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/41862>
32. Shiffler D., Ruebush M., Haworth M., Umstadtd R., ets. // Review of scientific instruments. 2003. V. 73(12). P. 4358.
<https://doi.org/10.1063/1.1516853#>
33. Баренгольц С.А., Месяц Г.А., Перельштейн Э.А. // Журнал технической физики. 2009. Т. 79. Вып. 10. С. 45.

SPOKE-TYPE STRUCTURES IN AN ION DIODE WITH MAGNETIC INSULATION OF ELECTRONS

A. I. Pushkarev^{a,b,*}, X. P. Zhu^b, S. S. Polisadov^a, P. Tang^b, Z. Yang^b, and M. K. Lei^b

^a*Tomsk Polytechnic University, Tomsk, 634050, Russia*

^b*Dalian University of Technology, Dalian, 116024, China*

^{*}*e-mail: aipush@mail.ru*

The article presents the results concerning the cross-sectional energy density distribution of a pulsed ion beam for two types of diodes with electron open drift: with external magnetic insulation (250 kV, 80 ns, 0.6 T) and with self-magnetic insulation of electrons (250–300 kV, 120 ns, 0.8 T). Anode plasma is formed using a breakdown along the surface of the anode dielectric coating (single-pulse mode) or explosive electron emission (with double opposite-polarity pulses). It was found that, when the energy density of the ion beam exceeds $\approx 0.4 \text{ J/cm}^2$, periodic spoke-type structures with a step of 3–6 cm in the beam cross section are formed. The processes of formation of such a structure—nonuniform density of anode plasma and selforganization of anode and/or cathode plasma in crossed electric and magnetic fields—are analyzed. It is shown that the formation of local plasma regions in the anode–cathode gap of an ion diode can cause the formation of a periodic structure of the cross-sectional energy density distribution.

Keywords: $E \times B$ devices, spoke-type structures, powerful ion beam, passive-anode vacuum diode, magnetic insulation of electrons, energy density

УДК 533.9

ГЕНЕРАЦИЯ КВАЗИЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ МЕДЛЕННЫХ НЕОБЫКНОВЕННЫХ ВОЛН КАППА-РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ С КОНУСОМ ПОТЕРЬ

© 2024 г. Д. Р. Шкляр^{a, *}, Н. С. Артеха^{a, b, **}^aИнститут космических исследований РАН, Москва, Россия^bНИУ “Высшая школа экономики”, Москва, Россия

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

**e-mail: natalya.arteha@mail.ru

Поступила в редакцию 01.07.2024 г.

После доработки 02.08.2024 г.

Принята к публикации 10.08.2024 г.

Выполнено детальное исследование генерации медленных необыкновенных (МН) волн в магнитосфере Земли. В предположении, что распределение энергичных электронов описывается функцией распределения вида К-функции с конусом потерь, рассчитан инкремент неустойчивости МН-волн и изучена его зависимость как от параметров функции распределения горячих частиц, так и от плотности холодных частиц, которая характеризуется отношением плазменной электронной частоты к электронной циклотронной частоте: ω_p / ω_c . Это отношение является одним из ключевых параметров задачи. Для различных значений ω_p / ω_c получены зависимости инкремента неустойчивости от параметра функции распределения К, параметра конуса потерь l , температуры распределения и ее анизотропии. Выявлена и объяснена немонотонная, квазипериодическая зависимость инкремента от отношения частоты к электронной гирочастоте, которая проявляется в зависимости экваториального инкремента от L -оболочки, либо зависимости инкремента от широты на фиксированной L -оболочке.

Ключевые слова: медленные необыкновенные волны, каппа-распределение, конус потерь, двойной плазменный резонанс, инкремент волны

DOI: 10.31857/S0367292124100063, EDN: FCPCYU

1. ВЕДЕНИЕ

Резонансное взаимодействие волн и частиц является одним из фундаментальных процессов в околоземной плазме [1]. Это взаимодействие в значительной степени определяет спектры наблюдаемых волн, также как и динамику энергичных частиц в плазмосфере, в частности, в радиационных поясах Земли. По существующим представлениям, резонансное взаимодействие с волнами играет важную роль в ускорении и питч-угловом рассеянии энергичных частиц, приводящем к их высыпанию в атмосферу [2].

Как известно, условие резонансного взаимодействия волны с частицами в магнитоактивной плазме имеет вид

$$v_{\parallel} = \frac{\omega - n\omega_c / \gamma}{k_{\parallel}}, \quad (1)$$

где $v_{\parallel}$ — скорость частицы вдоль внешнего магнитного поля, ω — частота волны, ω_c — абсолютная величина электронной циклотронной частоты, γ — релятивистский фактор, $k_{\parallel}$ — параллельная (вдоль внешнего магнитного поля) компонента волнового вектора и n — номер циклотронного резонанса. Очевидно, что резонансные условия (1) могут быть выполнены только в случае, когда стоящая в правой стороне равенства (1) величина, называемая резонансной скоростью, меньше скорости света c . Хотя в случае $(\omega - n\omega_c / \gamma) \ll \omega$ резонансные условия могут быть выполнены и тогда, когда показатель преломления

$N \equiv kc / \omega < 1$, наиболее благоприятные условия для резонансного взаимодействия, очевидно, имеют место при $N \gg 1$. В области частот, существенно превышающих частоту нижнего гибридного резонанса, — такие волны принято называть электронными волнами, — существуют две волновые моды, показатель преломления которых может существенно превышать единицу — это свистовая мода и медленная необыкновенная (МН) мода, иногда называемая также z -модой [3]. Следуя [3], в настоящей работе мы будем использовать первое из указанных названий.

Резонансное взаимодействие свистовых волн с энергичными частицами плазмы исследовано достаточно полно, и этим исследованиям, без преувеличения, посвящено огромное число работ. Здесь мы укажем лишь некоторые обзорные статьи на эту тему [4–8].

МН-волны и связанные с ними эффекты также изучались достаточно интенсивно. В работе [9], например, параллельно исследовалась циклотронная неустойчивость свистовых и медленных необыкновенных волн, и обосновывалась необходимость учета релятивистских эффектов для резонансных частиц во втором случае. Многие результаты в этом направлении, полученные до 2002 г., суммированы в обзоре [10]. Как известно, МН-волны занимают частотный диапазон от частот ниже электронной плазменной частоты ω_p вплоть до верхнегибридной частоты ω_{UH} , причем, при $\omega_p \gg \omega_c$ этот диапазон достаточно узкий. Как мы увидим ниже, именно вблизи верхнегибридной частоты инкремент МН-волн имеет максимальное значение.

Верхнегибридные волны регулярно наблюдаются в магнитосфере Земли и обычно используются для оценки электронной плазменной частоты и концентрации холодных электронов [11]. Согласно [12] интенсивные квазиэлектростатические волны вблизи верхнегибридной частоты наблюдаются за плазмопаузой при всех локальных временах. Они наблюдаются в локализованных областях со средней протяженностью по радиусу порядка 0.35 радиуса Земли R_E на широтах от экватора вплоть до 50° . Важной особенностью верхнегибридных волн является их высокая интенсивность $\sim 1\text{--}20$ мВ/м и достаточно узкая спектральная ширина: менее 10% от центральной частоты. Из более поздних работ, посвященных экспериментальным и теоретическим исследованиям верхнегибридных волн, укажем статьи [13–16].

В двух из них [13, 16] отмечалось преимущественное возбуждение верхнегибридных волн в экваториальной области. Роль интенсивных верхнегибридных волн в генерации узкополосного излучения Сатурна изучалась в работе [17] по данным миссии Cassini. В этой работе для вычисления инкремента использована достаточно сложная функция распределения энергичных частиц, состоящая из трех компонент: двухтемпературного максвелловского распределения, каппа-распределения с выраженным конусом потерь и параллельного пучка. Выбирая подходящие параметры трех распределений, опираясь на наблюдения, возможно получить достаточно большой инкремент и коэффициент усиления z -моды, которые позволяют объяснить наблюдения.

В случае, когда волна возбуждается в результате взаимодействия с частицами на одном из циклотронных резонансов, а частота волны совпадает с частотой верхнего гибридного резонанса, говорят о двойном плазменном резонансе. Такая терминология часто используется в работах, посвященных радиоизлучению Солнца, в частности, так называемым “зебра”-структурам и всплескам типа “головастиков”. Исследованию возбуждения волн на двойном плазменном резонансе и объяснению на этой основе спектральных структур в солнечных радиовсплесках посвящено большое количество работ, среди которых укажем цикл работ [18–20], а также работу [21]. В этих работах неустойчивость на двойном плазменном резонансе исследовалась для случая, типичного для плазмы солнечной короны, состоящей из достаточно горячей фоновой плазмы, определяющей дисперсию волн, и энергичной компоненты малой плотности с анизотропным распределением по скоростям, определяющей возбуждение или поглощение волн. В отличие от рассматриваемого в настоящей работе случая “холодной” фоновой плазмы, в случае горячего фона в диапазоне частот между частотой отсечки МН-волн и верхнегибридной частотой существуют другие собственные колебания плазмы, так называемые бернштейнские моды, представляющие собой продольные (или квазиэлектростатические) колебания. Исследование циклотронной неустойчивости плазмы солнечной короны с учетом релятивистских эффектов для энергичной компоненты плазмы, а также возможных нелинейных эффектов, а именно, комбинационного рассеяния

бернштейновских мод, приводящего к их трансформации в электромагнитное излучение, позволили авторам указанного цикла работ объяснить “зебра”-структуры и “головастики” в солнечных радиовсплесках. Помимо указанного цикла работ [18–20] отметим более позднюю работу [22], где неустойчивость на двойном плазменном резонансе также рассматривалась как источник солнечных “зебра”-структур, однако исследовалась численными методами. Авторы использовали численные расчеты методом частиц в ячейках (PIC) в 3-мерной релятивистской модели и функцию распределения Дори–Геста–Харриса (DGH) [23] для описания эволюции неустойчивости на двойном плазменном резонансе и генерации верхнегибридных волн.

В нашей работе генерация МН-волн исследуется для случая, более характерного для магнитосферы Земли, где фоновую плазму с хорошей степенью точности можно считать “холодной”. По постановке задачи и исследуемой проблеме наша работа близка к указанной выше статье [16]. В отличие от [16], где для вычисления инкремента используется кольцевое распределение в пространстве скоростей, мы используем к-распределение с конусом потерь. Кроме того, основное внимание в нашей работе уделено влиянию отношения плазменной и циклотронной электронных частот и параметров функции распределения энергичных частиц на зависимость инкремента МН-волн от частоты и угла волновой нормали. Эти вопросы тесно связаны с проблемой определения наиболее вероятной области возбуждения МН-волн в магнитосфере. Решению указанных вопросов и посвящена настоящая работа. В следующем разделе мы приведем дисперсионные характеристики МН-волн, знание которых необходимо для ответа на поставленные вопросы. В третьем разделе обсудим модельную функцию распределения, которая будет использоваться при вычислении инкремента. Выражение для инкремента квазиэлектростатических волн и результаты его численного расчета составляют содержание четвертого раздела. В пятом разделе суммируются результаты работы.

2. НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕДЛЕННЫХ НЕОБЫКНОВЕННЫХ (МН) ВОЛН

Квадрат показателя преломления $N^2 = k^2 c^2 / \omega^2$ для волн в холодной магнитоактивной плазме определяется уравнением (см., например, [3])

$$AN^4 + BN^2 + C = 0, \quad (2)$$

где коэффициенты A, B и C выражаются через компоненты тензора диэлектрической проницаемости $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ и угол волновой нормали θ соотношениями

$$\begin{aligned} A &= \epsilon_1 \sin^2 \theta + \epsilon_3 \cos^2 \theta, \\ B &= -\epsilon_1 \epsilon_3 (1 + \cos^2 \theta) - (\epsilon_1^2 - \epsilon_2^2) \sin^2 \theta, \\ C &= \epsilon_3 (\epsilon_1^2 - \epsilon_2^2), \end{aligned} \quad (3)$$

а сами компоненты $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ даются выражениями

$$\begin{aligned} \epsilon_1 &= \frac{\omega^2 - \omega_{UH}^2}{\omega^2 - \omega_c^2}, \quad \epsilon_2 = \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega(\omega^2 - \omega_c^2)}, \\ \epsilon_3 &= \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{\omega^2}, \end{aligned} \quad (4)$$

где ω_p и ω_c – электронная плазменная частота и абсолютная величина электронной гирочастоты, соответственно, и $\omega_{UH} = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_c^2}$ – верхнегибридная частота. Для рассматриваемых в данной работе МН-волн вкладом ионных членов в компоненты тензора диэлектрической проницаемости можно пренебречь. Уравнение (2) лежит в основе теории волн в холодной магнитоактивной плазме. Его вывод, а также определение входящих в него величин могут быть найдены во многих учебниках по волновым процессам в плазме (см., например, [3, 24, 25]). В этой работе мы используем обозначения и определения волновых мод, принятые в монографии [3].

Как известно (см., например, [3]), топология зависимости квадрата показателя преломления от частоты волны ω и угла волновой нормали θ зависит от отношения плазменной и циклотронной электронных частот: ω_p / ω_c . МН волны существуют в диапазоне частот от частоты отсечки

$$\omega_0 = -\frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4} + \omega_p^2}, \quad (5)$$

для которой показатель преломления обращается в ноль, до резонансной частоты ω_r , на которой показатель преломления обращается в бесконечность. Последняя определяется соотношением

$$\omega_r^2 = \frac{\omega_{UH}^2}{2} + \sqrt{\frac{\omega_{UH}^4}{4} - \omega_p^2 \omega_c^2 \cos^2 \theta}. \quad (6)$$

Обратим внимание, что частота отсечки зависит только от параметров плазмы, но не зависит от угла распространения волны, в то

время как резонансная частота зависит от угла распространения θ и имеет следующие предельные значения:

$$\begin{aligned}\omega_r(\theta = 0) &= \max(\omega_p, \omega_c), \\ \omega_r(\theta = \pi/2) &= \omega_{UH}.\end{aligned}\quad (7)$$

Отметим некоторые особенности МН-волн. Из всех волновых мод, которые существуют в холодной магнитоактивной плазме, МН-волны единственные, показатель преломления которых может быть как меньше, так и существенно больше единицы. Независимо от величины ω_p / ω_c , т. е. от отношения электронной плазменной и циклотронной частот, диапазон МН-волн всегда включает плазменную частоту электронов, причем, на этой частоте показатель преломления всегда равен единице, независимо от величины ω_p / ω_c и угла распространения θ [26]. Поскольку ω_p является частотой отсечки обыкновенной волны (O -моды), то всегда существует диапазон частот, в котором одновременно существует и МН- и O -мода. Это является важной предпосылкой для возможной трансформации волн в неоднородной плазме.

Другой особенностью МН-волн является то, что, в отличие от других мод, поляризация МН-волн при $\omega_p / \omega_c < 1$ может быть как левой, так и правой, в зависимости от частоты и угла распространения. При $\omega_p / \omega_c > 1$ МН-волны для всех углов распространения и доступных частот имеют левую поляризацию. Поляризация МН-волн на плоскости (θ, ω) показана на рис. 1 для трех значений параметра ω_p / ω_c . Положительные и отрицательные значения отвечают правой и левой поляризации, соответственно, а абсолютная величина равна эллиптичности электрического поля, т. е. отношению меньшей полуоси эллипса поляризации к большей. Обратим внимание, что при продольном распространении, т. е. при $\theta = 0$ поляризация волны, как это хорошо известно, всегда является круговой, причем, при $\omega_p / \omega_c > 1$ поляризация является левой, а при $\omega_p / \omega_c < 1$ волны имеют левую поляризацию при $f < f_p$ и правую поляризацию при $f > f_p$. Такой скачок поляризации связан со скачком показателя преломления МН-волны при $f = f_p$ и $\theta = 0$.

3. КАППА-РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

В однородной среде каппа-распределение электронов с конусом потерь имеет вид

$$f(P) = \frac{n_0}{\pi^{3/2} P_{\parallel T} P_{\perp T}^2} \frac{\Gamma(\kappa + l + 1)}{\kappa^{l+3/2} \Gamma(l + 1) \Gamma(\kappa - l/2)} \cdot \left(\frac{P_{\perp}}{P_{\perp T}} \right)^{2l} \left(1 + \frac{P_{\parallel}^2}{\kappa P_{\parallel T}^2} + \frac{P_{\perp}^2}{\kappa P_{\perp T}^2} \right)^{-(\kappa + l + 1)}.\quad (8)$$

Здесь P — релятивистский импульс частицы с компонентами $P_{\parallel}, P_{\perp}$ вдоль и поперек внешнего магнитного поля, $P_{\parallel T}, P_{\perp T}$ — соответствующие “тепловые” значения, κ — основной параметр каппа-распределения, l — параметр конуса потерь и $\Gamma(z)$ — гамма-функция. Функция распределения (8) нормирована таким образом, что

$$\int f(P) d^3 P = n,$$

где n — не зависящая от координат плотность частиц. Выражение (8) является прямым обобщением функции распределения, приведенной в работе [27], на случай релятивистских частиц.

Обобщим выражение (8) на случай неоднородной среды. Как известно, невозмущенная функция распределения в неоднородной среде должна зависеть от интегралов движения, в качестве которых мы выберем модуль релятивистского импульса P , через который релятивистский γ -фактор выражается соотношением (m — масса электрона, c — скорость света)

$$\gamma = \sqrt{1 + \frac{P^2}{m^2 c^2}},$$

и поперечный адиабатический инвариант (магнитный момент) M ,

$$M = \frac{P_{\perp}^2}{2m\omega_c},$$

где, как и выше, $\omega_c = |e| B_0 / mc$ — абсолютная величина электронной циклотронной частоты, e — заряд электрона, B_0 — модуль внешнего магнитного поля. Обобщение (8) на случай неоднородной плазмы приводит к выражению

$$f_0(P, M) = C \left(\frac{M}{M_T} \right)^l \cdot \left(1 + \frac{P^2}{\kappa P_T^2} - A_T \frac{M}{\kappa M_T} \right)^{-(\kappa + l + 1)},\quad (9)$$

где

$$P_T^2 \equiv P_{\parallel T}^2; \quad M_T = \frac{P_{\perp T}^2}{2m\omega_{ceq}}; \quad A_T = \frac{P_{\perp T}^2}{P_{\parallel T}^2} - 1,$$

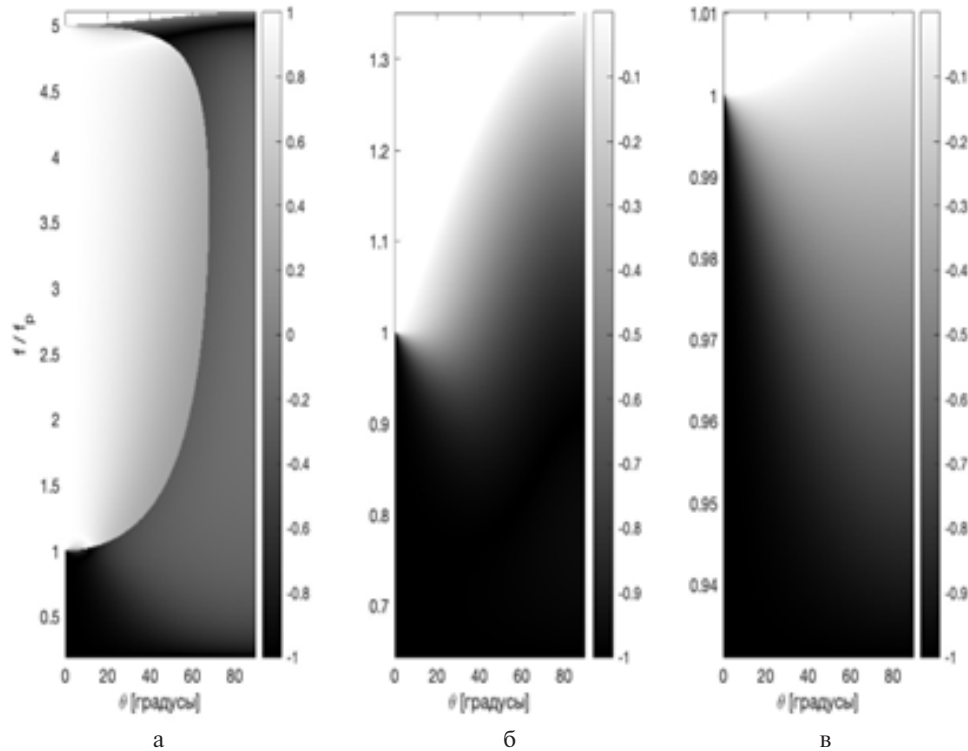


Рис. 1. Поляризация МН-волн как функция частоты и угла распространения для трех значений параметра ω_p / ω_c : 0.2 (а), 1.1 (б), 7 (в).

и ω_{ceq} — экваториальная циклотронная частота. Величина A_T характеризует анизотропию распределения по $P_{\perp T}^2$ и $P_{\parallel T}^2$, которые определяют спадание функции распределения с ростом $P_{\perp}$ и $P_{\parallel}$. При переходе к бимаксвелловскому распределению величины $P_{\perp T}^2$ и $P_{\parallel T}^2$ пропорциональны поперечной и продольной температуре соответственно. Как видно из определения, величина A_T всегда лежит в диапазоне от -1 до $+\infty$. При $P_{\perp T}^2 = P_{\parallel T}^2$ анизотропия $A_T = 0$. В случае $P_{\perp T}^2 > P_{\parallel T}^2$, который характерен для пробочных магнитных конфигураций, каковой является магнитосфера Земли, величина $A_T > 0$, однако при $P_{\perp T}^2 < P_{\parallel T}^2$ величина $-1 < A_T < 0$. Для полноты исследования этот случай также рассмотрен в нашей работе. Постоянная C выражается через плотность частиц на экваторе и другие постоянные параметры распределения следующим образом:

$$C = \frac{n_{eq}}{2\pi^{3/2} m \omega_{ceq} P_T M_T} \frac{\Gamma(\kappa + l + 1)}{\kappa^{l+3/2} \Gamma(l + 1) \Gamma(\kappa - 1/2)},$$

где n_{eq} — плотность частиц на экваторе. Для распределения (9) локальная плотность $\tilde{n}(z)$ связана с экваториальной плотностью n_{eq} соотношением

$$\tilde{n}(z) = n_{eq} \left(\frac{\omega_{ceq}}{\omega_c} \right)^l \left[1 + A_T \left(1 - \frac{\omega_{ceq}}{\omega_c} \right) \right]^{l-1}, \quad (10)$$

где z — координата вдоль заданной силовой линии.

4. ЛИНЕЙНЫЙ ИНКРЕМЕНТ

Приведем выражение для локального линейного инкремента квазиэлектростатической МН-волны, распространяющейся под углом θ к внешнему магнитному полю. Как было показано в [6], в пределе малых амплитуд, что соответствует линейному приближению, локальный инкремент свистовой волны в неоднородной плазме совпадает с линейным инкрементом для однородной среды, в которой параметры совпадают с локальными параметрами неоднородной плазмы. Под параметрами подразумеваются как параметры плазмы, а именно, плазменная и циклотронная частоты, так и параметры волны: частота и угол волновой нормали.

Вычисление линейного инкремента для МН-волны в неоднородной плазме проводится аналогичным образом. Соответствующие вклады приведены в Приложении. Линейный инкремент является суммой вкладов от всех

циклотронных резонансов. В релятивистском случае резонансные условия имеют вид

$$P_{\parallel} = P_m \equiv \frac{m(\omega\gamma - n\omega_c)}{k_{\parallel}}, \quad (11)$$

где, как и выше, ω и $k_{\parallel}$ — частота волны и продольная составляющая волнового вектора, а n — номер циклотронного резонанса. В отличие от нерелятивистского случая, когда резонансные условия определяют продольную скорость частиц, взаимодействующих с волной на n -м циклотронном резонансе, соотношение (11) определяет кривую на плоскости $(P_{\parallel}, P)$, вблизи которой частицы взаимодействуют с волной на n -м резонансе. Мы будем обозначать линейный инкремент через γ_L (не путать с релятивистским γ -фактором). Полученное в Приложении выражение для линейного инкремента квазиэлектростатической МН-волны, распространяющейся под произвольным углом к внешнему магнитному полю, имеет вид

$$\gamma_L = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \gamma_{Ln}, \quad (12)$$

$$\gamma_{Ln} = \frac{(\pi e m \omega E_0)^2}{2 |k_{\parallel}| k^2 U} \int_{P_{min}}^{\infty} dP \gamma^2 J_n^2 \left(k_{\perp} \sqrt{\frac{2M}{m\omega_c}} \right) \left(\frac{\partial f_0}{\partial P} + \frac{nP}{m\omega\gamma} \frac{\partial f_0}{\partial M} \right) \Bigg|_{M=M_m(P)}.$$

Здесь E_0 — амплитуда электрического поля линейно поляризованной квазиэлектростатической МН-волны, U — ее плотность энергии,

$$U = \frac{E_0^2}{8\pi} \left\{ 1 + \frac{\omega_p^2 \omega_c^2}{(\omega_c^2 - \omega^2)^2} \right\} \sin^2 \theta + \cos^2 \theta, \quad (13)$$

$P_{min} = |P_m|$, J_n — функция Бесселя индекса n , и $M = M_m(P)$ означает, что после дифференцирования величина M во всех выражениях под знаком интеграла заменяется на резонансное значение $M_m(P)$, определяемое соотношением

$$M_m(P) = \frac{P^2 - P_m^2}{2m\omega_c}, \quad (14)$$

где P_m определено в (11). Подчеркнем, что входящая в (13) плазменная частота ω_p определяется плотностью “холодных” частиц, которая должна быть существенно больше плотности горячих частиц n_{eq} и $\tilde{n}(z)$ для того, чтобы используемое нами выражение для инкремента волны было применимо. Отметим также, что хотя

выражение (12) содержит сумму по бесконечному числу резонансов, заметный вклад в инкремент вносит конечное число резонансов n ; это число, а также номера резонансов зависят от параметров волны, параметров плазмы и вида функции распределения.

Введем безразмерные переменные и параметры функции распределения согласно соотношениям

$$p = \frac{P}{mc}, \quad \mu = \frac{M\omega_{ceq}}{mc^2}, \quad (15)$$

$$p_T = \frac{P_T}{mc}, \quad \mu_T = \frac{M_T\omega_{ceq}}{mc^2}.$$

В новых переменных функция распределения (9) и общее выражение γ_{Ln} для вклада в инкремент волны от n -го резонанса принимают вид

$$f_0(p, \mu) = \frac{n_{eq}}{2\pi^{3/2} (mc)^3 p_T \mu_T} \cdot \frac{\Gamma(\kappa + l + 1)}{\kappa^{l+3/2} \Gamma(l+1) \Gamma(\kappa - 1/2)} \cdot \left(\frac{\mu}{\mu_T} \right)^l \left(1 + \frac{p^2}{\kappa p_T^2} - A_T \frac{\mu}{\kappa \mu_T} \right)^{-(\kappa+l+1)}, \quad (16)$$

$$\gamma_{Ln} = \frac{(\pi e m \omega E_0)^2}{2 |k_{\parallel}| k^2 U} \int_{P_{min}}^{\infty} dp \gamma^2 J_n^2(p) \cdot \left(\frac{\partial f_0}{\partial p} + \frac{n p \omega_{ceq}}{\omega \gamma} \frac{\partial f_0}{\partial \mu} \right) \Bigg|_{\mu=\mu_m(p)}, \quad (17)$$

где

$$\rho = N \sin \theta \left(\frac{2\mu\omega^2}{\omega_c \omega_{ceq}} \right)^{1/2},$$

$$N = \frac{kc}{\omega}, \quad \mu_m = M_m \frac{\omega_{ceq}}{mc^2}$$

и M_m определено в (14). Подстановка (16) в (17) приводит к следующему выражению для инкремента квазиэлектростатической МН-волны в случае распределения энергичных электронов вида каппа-функции с конусом потерь:

$$\begin{aligned} \gamma_{Ln} &= \frac{\pi^{1/2} (eE_0 m \omega)^2}{4 |k_{\parallel}| k^2 U} \frac{n_{eq}}{(mc)^3 p_T \mu_T} \cdot \\ &\cdot \frac{\Gamma(\kappa + l + 1)}{\kappa^{l+3/2} \Gamma(l+1) \Gamma(\kappa - 1/2)} g_{Ln}, \\ g_{Ln} &= \int_{p_{min}}^{\infty} dp \gamma^2 J_n^2(\rho) \left(\frac{\mu_{rn}}{\mu_T} \right)^{l-1} \times \\ &\times \left(1 + \frac{p^2}{\kappa p_T^2} - \frac{\mu_{rn}}{\kappa \mu_T} A_T \right)^{-(\kappa+l+2)} \times \\ &\times \left\{ -\frac{2p}{\kappa p_T^2} \frac{(\kappa + l + 1) \mu_{rn}}{\mu_T} + \frac{n p \omega_{ceq}}{\omega \gamma} \times \right. \\ &\times \left. \left[\left(1 + \frac{p^2}{\kappa p_T^2} - A_T \frac{\mu_{rn}}{\kappa \mu_T} \right) \frac{l}{\mu_T} + \frac{A_T (\kappa + l + 1) \mu_{rn}}{\kappa \mu_T^2} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (18)$$

При выводе инкремента МН-волны мы считали, что электрическое поле волны линейно поляризовано вдоль волнового вектора и, соответственно, магнитное поле волны мало. Как будет видно из дальнейшего, это условие действительно выполняется для частот, близких к резонансным, т. е. при

$$\omega \simeq \omega_r(\theta),$$

где $\omega_r(\theta)$ определяется выражением (6). Как видно из (18), выражение γ_{Ln} может быть положительным и вносить вклад в инкремент только в случае, когда положительным является выражение в квадратных скобках. Само же это выражение является немонотонной функцией анизотропии A_T , поэтому следует ожидать, что и инкремент волны будет немонотонной функцией A_T , что и подтверждают приведенные ниже расчеты.

Для определения области вероятного возбуждения МН-волн в магнитосфере при выбранной функции распределения энергичных частиц мы будем использовать дипольную модель внешнего магнитного поля и гиротропную модель плотности холодных частиц, в которой $n_{cold} \propto B_0$, а именно

$$\omega_p^2 = \frac{S^2}{27} \omega_{ceq}^0 \omega_c,$$

где ω_{ceq}^0 — значение электронной гирочастоты на поверхности Земли на экваторе и $S = const$. При таком выборе коэффициента пропорциональности между ω_p^2 и ω_c отношение ω_p / ω_c на экваторе на $L = 3$ равно S . Очевидно, что в выбранной гиротропной модели отношение ω_p / ω_c возрастает с уменьшением ω_c и убывает с ростом ω_c . В частности, величина ω_p / ω_c убывает вдоль силовой линии при движении от экватора к полюсу и возрастает с ростом L -оболочки при фиксированной магнитной широте. На рис. 2 и 3 показаны рассчитанные значения инкремента МН-волн как функции частоты и угла распространения для двух L -оболочек и трех значений широты, соответствующих значений параметра ω_p / ω_c и допустимых диапазонов частот. В этих расчетах мы использовали следующие параметры функции распределения горячих частиц и распределения холодной плазмы:

$$\begin{aligned} \kappa &= 2, \quad l = 1, \quad P_T = 0.45 mc, \quad A_T = 1, \\ n_{eqhot} &= 0.01 n_{eqcold}, \quad S = 3. \end{aligned}$$

В области выше темной сплошной линии поляризация волны близка к линейной, что мы предполагали при вычислении инкремента. Как видно, максимум инкремента волны лежит в этой области, что оправдывает принятое упрощение. Подчеркнем, что условие линейной поляризации волны тесно связано с условием $N^2 \gg 1$, поскольку, как известно, при $N^2 \rightarrow \infty$, поляризация волны становится линейной.

На рис. 2 приведены результаты расчета инкремента на $L = 3$ для трех широт: $\lambda = 0^\circ$ (рис. 2а), $\lambda = 30^\circ$ (рис. 2б) и $\lambda = 45^\circ$ (рис. 2в). Кроме того, на каждом рисунке указаны частота и угол волновой нормали, соответствующие максимальному инкременту на всей плоскости, а также само значение максимального инкремента. На рис. 3 показаны результаты расчета инкремента для $L = 4.5$ и трех значений широт $\lambda = 0, 30$ и 55° на рис. 3а, б, в соответственно. Мы видим, что при фиксированных параметрах функции распределения энергичных частиц, на обеих L -оболочках инкремент волны максимален на экваторе, поэтому дальнейшее исследование инкремента МН-волн от параметров холодной плазмы и функции распределения энергичных частиц выполнены для широты $\lambda = 0$. Как показывают оценки, для рассматриваемых параметров продольная резонансная энергия для многих циклотронных ре-

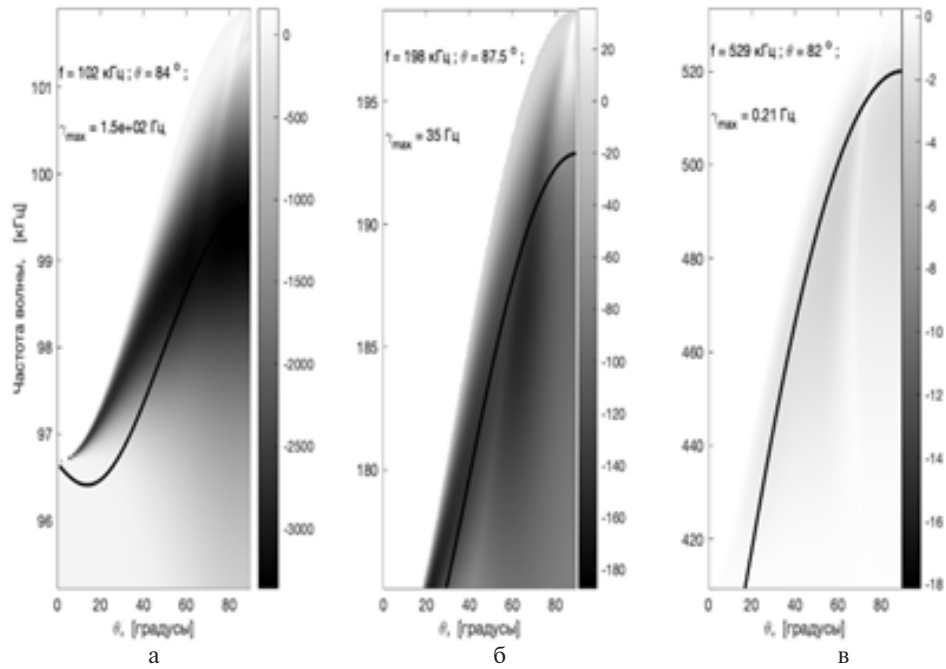


Рис. 2. Инкремент МН-волны как функция частоты и угла распространения на L -оболочке $L = 3$ для трех значений широты $\lambda = 0$ (а), 30 (б) и 45° (в).

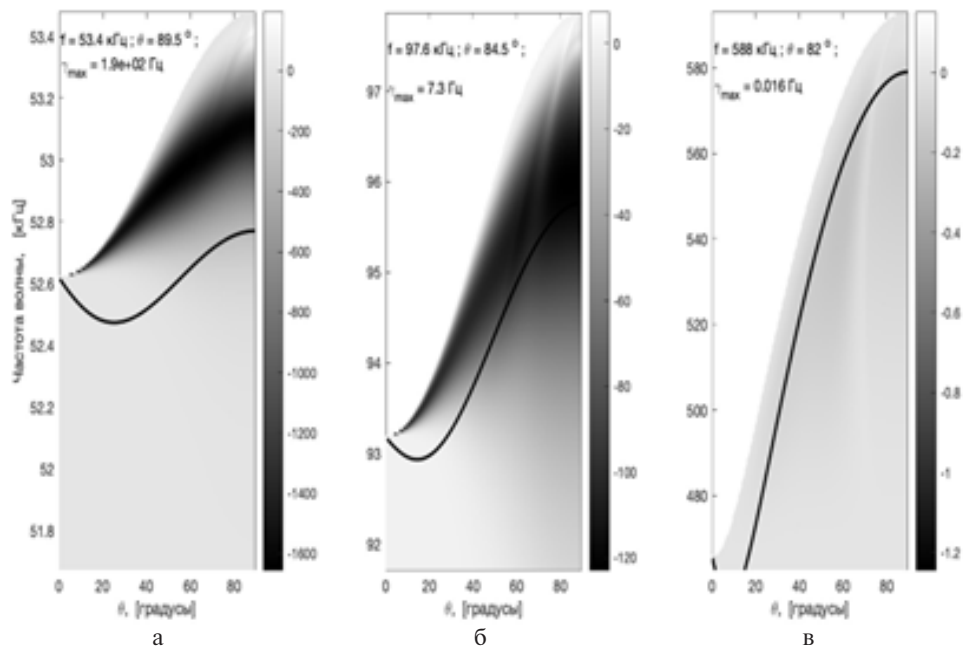


Рис. 3. Инкремент МН-волны как функция частоты и угла распространения на L -оболочке $L = 4,5$ для трех значений широты $\lambda = 0$ (а), 30 (б) и 55° (в).

зонансов, вносящих заметный вклад в инкремент, может превышать 1.5 МэВ, что делает необходимым учет релятивистских эффектов. На необходимость учета релятивистских эффектов при вычислении инкремента МН-волн в магнитосфере Земли было указано в работе [9].

На рис. 4 представлена зависимость инкремента от тепловой энергии горячих частиц T , через которую параметр функции распределения p_T^2 (см. (16)) выражается как $p_T^2 = (1 + T / 512)^2 - 1$, где T — энергия в кэВ. Показанная на рис. 4 величина — это максимальное по всем углам волновой

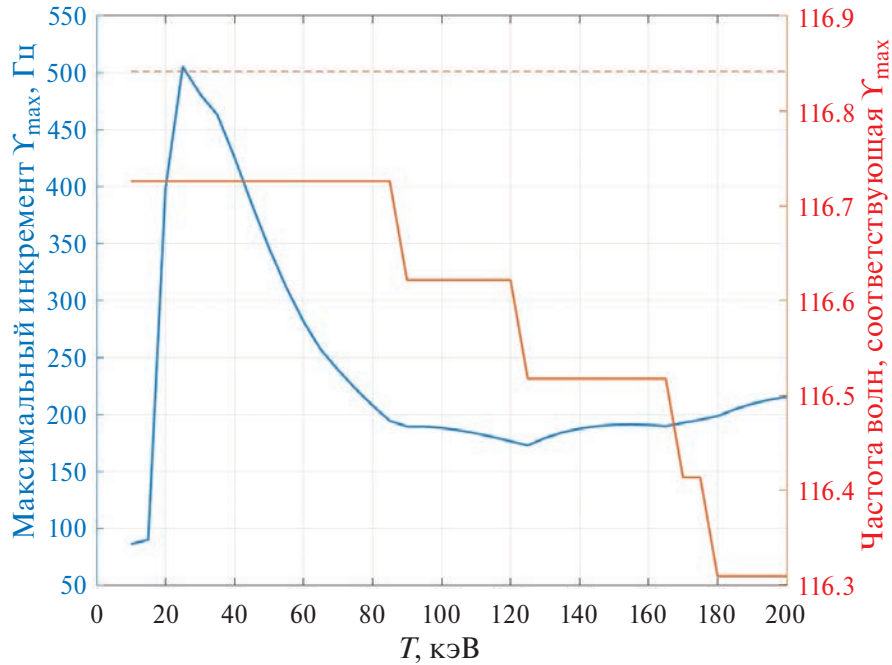


Рис. 4. Максимальный инкремент волны как функция T на $L = 3.5$, $\lambda = 0$ для следующих параметров функции распределения: $k = 2$, $l = 1$, $A_T = 1$, $n_{eq\,hot} = 0.01n_{eq\,cold}$, $S = 4.5$, $\omega_p / \omega_c = 5.67$.

нормали и всем доступным частотам значение инкремента как функция T . (По-существу, это инкремент волны, которая при фиксированных параметрах плазмы и функции распределения энергичных частиц будет возбуждаться в первую очередь. То же самое относится и к другим зависимостям инкремента от параметров функции распределения, которые обсуждаются ниже.) На правой шкале показаны частоты, на которых достигаются соответствующие максимальные значения инкремента. Пунктирной линией показана частота верхнего гибридного резонанса f_{UH} , которая является резонансной частотой МН волн при углах волновой нормали $\theta = 90^\circ$. Поскольку при меньших углах распространения резонансная частота меньше f_{UH} , а частота волны всегда меньше резонансной, то близость частоты максимума инкремента к f_{UH} означает, что этот максимум достигается при углах волновой нормали, близких к 90° , что и подтверждают результаты расчета. Немонотонная зависимость максимального инкремента от T связана с тем, что с ростом T включается большее количество резонансов, дающих существенный, но не знакоопределенный вклад в γ_L .

На рис. 5 показаны зависимость максимального инкремента МН волны от параметра функции распределения k на $L = 3.5$, $\lambda = 0$, а также соответствующий угол волновой нормали. Пара-

метры, к которым относится данный расчет, указаны в подписи к рисунку. Как мы видим, для данных параметров максимальный инкремент монотонно возрастает с ростом k . Кроме того, угол волновой нормали, отвечающий максимуму инкремента, $\sim 90^\circ$, так что соответствующая частота близка к резонансной частоте f_{UH} .

Неустойчивость функции распределения (9) по отношению к возбуждению МН-волн связана с анизотропией и конусом потерь. В отсутствие конуса потерь, инкремент очень мал при произвольной анизотропии. Однако, при наличии конуса потерь, инкремент волны существенно зависит от анизотропии распределения. Эти утверждения подтверждаются расчетами, результаты которых показаны на рис. 6, 7. Приведенные на них результаты относятся к $L = 3$ и параметрам функции распределения $T = 25$ кВ, $k = 2$. Мы видим, что при фиксированной анизотропии A_T максимальный инкремент, вообще говоря, растет с ростом параметра конуса потерь l . Однако зависимость инкремента от анизотропии A_T при фиксированном параметре конуса потерь не является однозначной. В случае положительной анизотропии (см. рис. 6), при малых значениях ω_p / ω_c и фиксированном параметре конуса потерь инкремент сначала растет с ростом A_T а затем сильно падает. При $\omega_p / \omega_c = 1$ и доста-

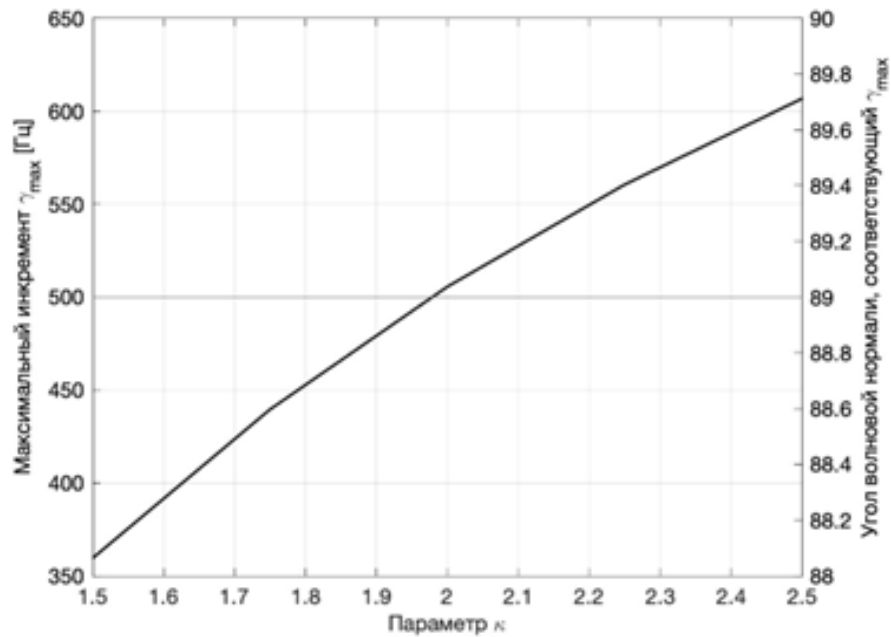


Рис. 5. Максимальный инкремент волны как функция k на $L = 3.5$, $\lambda = 0$ для следующих параметров функции распределения: $l = 1$, $A_T = 1$, $T = 25$ кэВ, $n_{eqhot} = 0.01n_{eqcold}$, $S = 4.5$, $\omega_p / \omega_c = 5.67$.

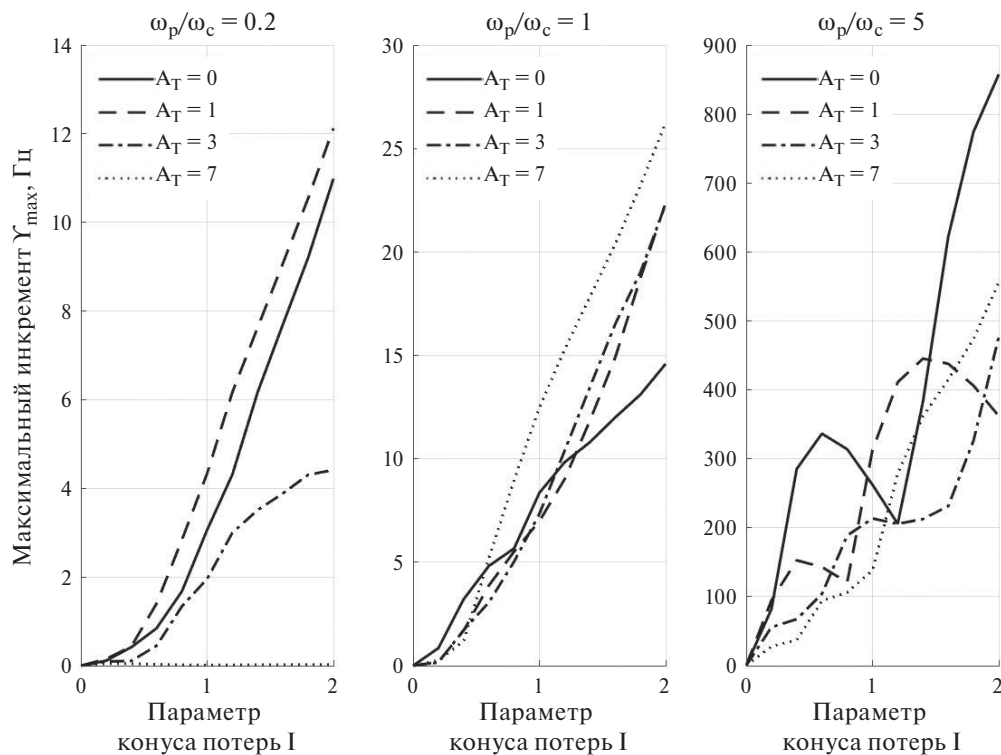


Рис. 6. Зависимость максимального инкремента от параметра конуса потерь l для четырех значений анизотропии A_T и трех значений параметра ω_p / ω_c .

точно больших значениях параметра конуса потерь инкремент растет с ростом анизотропии, а при больших значениях ω_p / ω_c начинаются колебания инкремента при изменении параметра

конуса потерь, и вообще нет однозначной зависимости инкремента от анизотропии при фиксированном l . При отрицательной анизотропии (см. рис. 7), при малых ω_p / ω_c максимальный инкре-

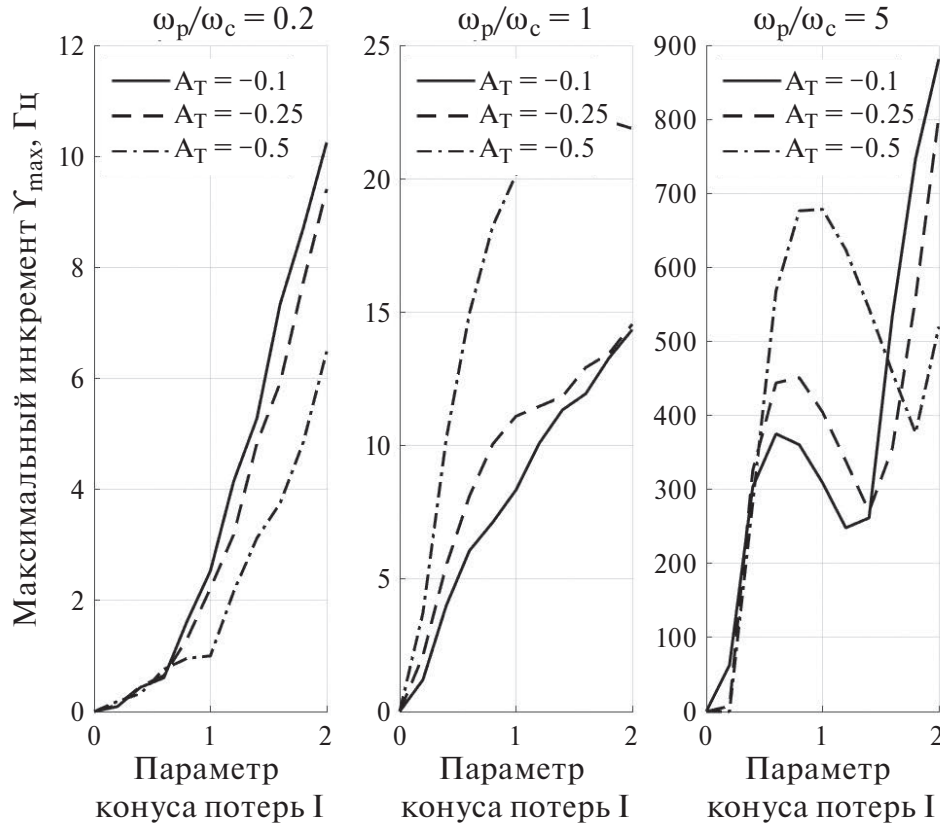


Рис. 7. Зависимость максимального инкремента от параметра конуса потерь l для трех отрицательных значений анизотропии A_T и трех значений параметра ω_p / ω_c .

мент при фиксированном l падает с ростом модуля анизотропии $|A_T|$, при $\omega_p / \omega_c = 1$ эта зависимость меняется на противоположную, а при больших значениях ω_p / ω_c , так же как и в случае положительной анизотропии, возникают колебания в зависимости максимального инкремента от параметра конуса потерь l , и однозначная зависимость инкремента от анизотропии при фиксированном l исчезает.

На рис. 8 показана зависимость максимального инкремента МН-волны от анизотропии распределения A_T для трех значений параметра ω_p / ω_c . Расчет выполнен для L -оболочки $L = 3$ и широты $\lambda = 0$. В расчете использованы следующие параметры функции распределения: $T = 25$ кэВ, $k = 2$, $l = 1$. Для того, чтобы понять немонотонную зависимость максимального инкремента от анизотропии распределения A_T обратимся к формуле (18), определяющей вклад в инкремент от n -го циклотронного резонанса для рассматриваемого каппа-распределения с конусом потерь. Из нее следует, что знакопеременным является выражение в фигурных скобках, причем первый его член всегда отрицателен, а инкремент появ-

ляется только тогда, когда выражение в квадратных скобках оказывается положительным. Как видно из самого выражения, с ростом анизотропии A_T первый член в квадратных скобках уменьшается, а второй увеличивается. Игра этих факторов и ведет к немонотонной зависимости максимального инкремента от анизотропии.

Не очевидной также оказывается зависимость инкремента от L -оболочки при фиксированной широте, в частности, на экваторе, и зависимость инкремента от широты на заданной L -оболочке при фиксированных параметрах функции распределения горячих частиц. Эти зависимости показаны на рис. 9, 10. Нетрудно видеть, что в обоих случаях максимумы инкремента отвечают случаю, когда частота возбуждаемой волны близка к гармонике локальной гирочастоты: $f \simeq n f_c$. В этом случае резонансный импульс, соответствующий n -му циклотронному резонансу, имеет минимальное по абсолютной величине значение. Как показывает анализ парциальных вкладов в инкремент различных циклотронных резонансов, в этом случае вклад n -го циклотронного резонанса оказывается доминирующим, в то время

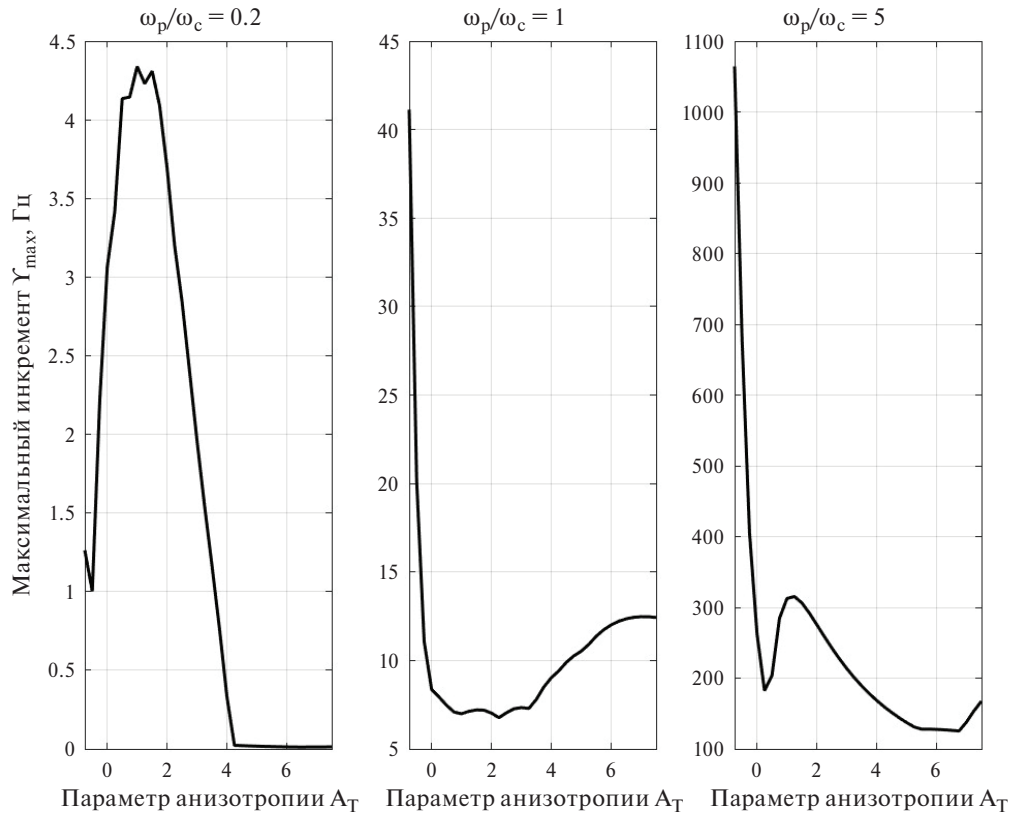


Рис. 8. Зависимость максимального инкремента от анизотропии A_T для трех значений параметра ω_p / ω_c .

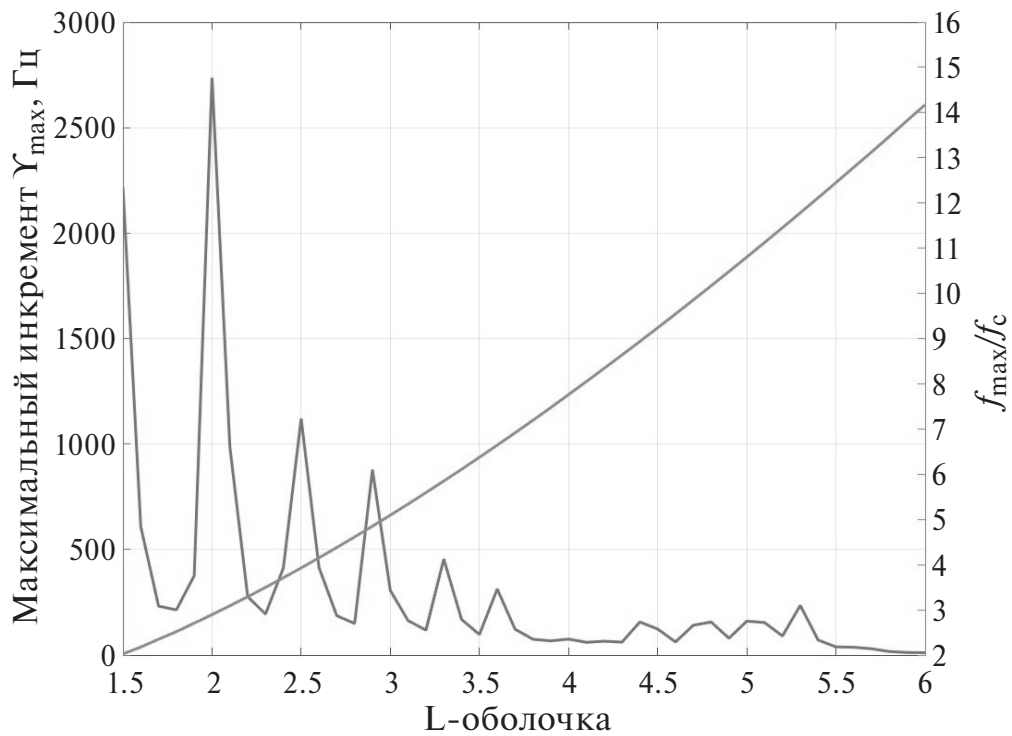


Рис. 9. Зависимость максимального инкремента на экваторе (левая шкала) и отношения частоты максимума инкремента к локальной гирочастоте (правая шкала) от L -оболочки для следующих параметров функции распределения: $l = 1$, $A_T = 1$, $n_{eq\ hot} = 0.01 n_{eq\ cold}$, $S = 5$, $T = 25$ кэВ.

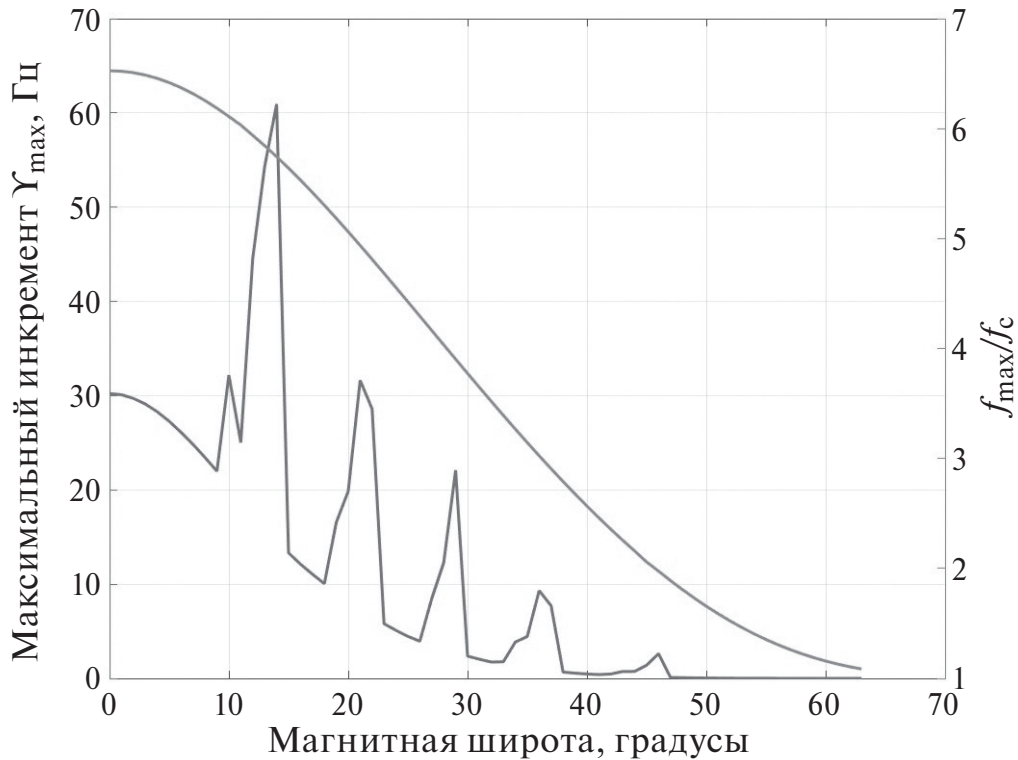


Рис. 10. Зависимость максимального инкремента (левая шкала) и отношения частоты максимума инкремента к локальной гирочастоте (правая шкала) от широты на $L = 5$ для следующих параметров функции распределения: $l = 1$, $A_T = 1$, $n_{eq\ hot} = 0.01 n_{eq\ cold}$, $S = 3$, $T = 25$ кэВ.

как для промежуточных частот доминирующего резонанса нет, и вклады от различных резонансов, имея разные знаки, в значительной мере компенсируют друг друга. Так, максимумы инкремента на $L \simeq 2, 2.5, 2.8$ и так далее (см. рис. 9) связаны с резонансами $n = 3, 4, 5$ и так далее, а максимумы на $\lambda \simeq 14, 22, 28^\circ$ и так далее (см. рис. 10) связаны с резонансами $n = 6, 5, 4$ и так далее. Следует подчеркнуть, что непосредственное следствие обнаруженного поведения инкремента заключается не в возможности наблюдения на спутнике “полосатого” спектра излучений на гармониках гирочастоты электронов, а в наблюдении интенсивного излучения на частоте, близкой к плазменной, при прохождении спутником области, где $f_p \simeq n f_c$, поскольку при $f_p / f_c > 3$ частоты МН-волн близки к f_p .

5. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Медленные необыкновенные волны играют важную роль в динамике частиц плазмосферы Земли. Кроме того, рассеиваясь на мелкомасштабных неоднородностях плотности, эти волны могут возбуждать обыкновенную моду, прямая

генерация которой неэффективна из-за ее малого показателя преломления. В работе выполнено детальное исследование генерации МН-волн в предположении, что энергичные электроны описываются κ -распределением с конусом потерь. Приведен вывод выражения для линейного инкремента МН-волн с учетом релятивистских эффектов и неоднородности плазмы и внешнего магнитного поля на основе закона сохранения энергии в системе волна — кинетическая энергия резонансных частиц, где энергия волны включает энергию электромагнитного поля и колебательную энергию нерезонансных частиц. Показано, что максимум инкремента достигается вблизи экватора, на частотах и при углах волновой нормали, близких к резонансным значениям, в частности, вблизи верхней гибридной частоты и для углов волновой нормали, близких 90° . Обнаружено, что зависимость инкремента от относительной частоты f / f_c имеет не монотонный, а квазипериодический характер, причем максимумы инкремента достигаются вблизи гармоник гирочастоты $f \simeq n f_c$. Это связано с тем, что в этом случае резонансный импульс, соответствующий

n -му циклотронному резонансу, имеет минимальное по абсолютной величине значение, и вклад в инкремент от этого резонанса доминирует над вкладами от других циклотронных резонансов. Действительно, k -распределение спадает с ростом продольного импульса,

так что с уменьшением импульса число резонансных частиц возрастает. Достаточно неожиданной является также обнаруженная и объясненная немонокотонная зависимость максимального инкремента МН-волны от анизотропии распределения.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ВЫВОД ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ ИНКРЕМЕНТА

Движение релятивистских электронов в поле квази-электростатической МН (или, что то же, верхнегибридной) волны изучалось ранее для исследования перехода движения в стохастический режим при достаточно больших амплитудах волны [28], а также для анализа питч-углового рассеяния и высыпания релятивистских частиц при их взаимодействии с узкополосными верхнегибридными волнами [29]. В этих работах, однако, не рассматривалось обратное влияние частиц на волну, приводящее к ее затуханию или усилению. Ниже, опираясь на работу [29], мы приведем вывод выражения для линейного инкремента квазиэлектростатической МН-волны с учетом неоднородности плазмы и внешнего магнитного поля, а также релятивизма частиц.

Линейный инкремент волны определяется выражением

$$\gamma_L = -\frac{\langle j_{L\text{res}} \cdot \mathcal{E} \rangle}{2U}, \quad (\text{П1})$$

где $j_{L\text{res}}$ — ток резонансных частиц в линейном приближении, U — плотность энергии волны, определенная выше, и $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по периоду волны. Для вычисления $j_{L\text{res}}$ следует найти линейное возмущение функции распределения резонансных частиц, для чего надо решить в линейном приближении уравнения движения для этих частиц в поле волны и внешнем магнитном поле. Эти уравнения имеют вид

$$\frac{dr}{dt} = \frac{P}{m\gamma}, \quad \frac{dP}{dt} = -e E - \frac{e}{mc\gamma} [P \times B_0]. \quad (\text{П2})$$

Электрическое поле квазиэлектростатической волны в неоднородной плазме может быть представлено в виде

$$E = -\nabla\Phi, \quad \Phi = \frac{E_0}{k} \sin\left(\int k_{\parallel}(z')dz' + k_{\perp}x - \omega t\right), \quad (\text{П3})$$

где Φ — скалярный потенциал электрического поля. Так же как и $k_{\parallel}$, величина $k_{\perp}$ является

функцией координаты z , направленной вдоль внешнего магнитного поля B_0 . Уравнения движения (П2) могут быть записаны в гамильтоновой форме в канонических переменных $(P_{\parallel}, z)$, (M, φ) с гамильтонианом

$$\begin{aligned} H &= mc^2 \sqrt{1 + \frac{P_{\parallel}^2 + 2Mm\omega_c}{m^2c^2}} - \\ &- \frac{eE_0}{k} \sin\left(\int k_{\parallel}(z')dz' + \rho \sin\varphi - \omega t\right) \\ &\equiv mc^2 \sqrt{1 + \frac{P_{\parallel}^2 + 2Mm\omega_c}{m^2c^2}} - \frac{eE_0}{k} \cdot \\ &\cdot \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\rho) \sin\left(\int k_{\parallel}(z')dz' + n\varphi - \omega t\right), \end{aligned} \quad (\text{П4})$$

где $\rho = k_{\perp}(2M/m\omega_c)^{1/2}$, φ — gyroфаза частицы. В дальнейшем будем обозначать через ζ полную фазу волны

$$\begin{aligned} \zeta &= \int k_{\parallel}(z')dz' + k_{\perp}x - \omega t \equiv \\ &\equiv \int k_{\parallel}(z')dz' + \rho \sin\varphi - \omega t. \end{aligned} \quad (\text{П5})$$

Сумма по n в (П4) отвечает суммированию по всем циклотронным резонансам. Равенство нулю производной фазы n -го члена вдоль невозмущенной траектории частицы дает резонансные условия для n -го циклотронного резонанса (11). Обратим внимание, что стоящий в гамильтониане квадратный корень есть не что иное, как релятивистский γ -фактор, выраженный через канонические переменные.

Перепишем выражение (П1) в виде

$$\begin{aligned} \gamma_L &= -\frac{eE_0}{2kU} \frac{1}{2\pi} \int d\zeta \int dP_{\parallel} P dP d\varphi \delta f_L \cdot \\ &\cdot \cos\zeta \left(\frac{k_{\perp}P_{\perp}}{m\gamma} \cos\varphi + \frac{k_{\parallel}P_{\parallel}}{m\gamma} \right), \end{aligned} \quad (\text{П6})$$

где в явном виде введено усреднение по фазе волны ζ . В (П6) величину $P_{\perp}$ следует считать функцией $P, P_{\parallel}$, а именно, $P_{\perp} = \sqrt{P^2 - P_{\parallel}^2}$. Интегрирование по $dP_{\parallel}dP$ проводится по части плоскости $(P, P_{\parallel})$, ограниченной линиями $P_{\parallel} = \pm P$. Входящая в (П6) величина $\delta f_L \delta f_L$ есть отклонение функции распределения от невозмущенной.

При вычислении линейного инкремента мы должны считать амплитуду волны достаточно малой, так что выполняется приближение изолированных резонансов (см., например, [29]). В этом приближении для частиц, взаимодействующих с волной на n -м циклотронном резонансе, в гамильтониане можно оставить одно медленно изменяющееся слагаемое, пропорциональное $J_n(\rho) \sin\left(\int k_{\parallel}(z')dz' + n\phi - \omega t\right)$. Поскольку для резонансных частиц $dH/dt \simeq d(mc^2\gamma)/dt$, а время t и гирофаза ϕ входят теперь в гамильтониан только в виде комбинации $n\phi - \omega t$, то величина

$$mc^2\gamma n - M\omega = \text{const}$$

оказывается интегралом движения, из которого, в частности, следует

$$dM = \frac{nP}{m\gamma\omega} dP. \quad (\text{П7})$$

В приближении изолированных резонансов уравнение для магнитного момента M имеет вид

$$\frac{dM}{dt} \equiv -\frac{\partial H_n}{\partial \phi} = \frac{eE_0 n}{k} J_n(\rho) \cos \xi_n, \quad (\text{П8})$$

$$\xi_n = \int k_{\parallel}(z')dz' + n\phi - \omega t,$$

откуда также следует (см. (П7))

$$\frac{dP}{dt} = \frac{eE_0 m \omega \gamma}{Pk} J_n(\rho) \cos \xi_n. \quad (\text{П9})$$

Рассмотрим вклад в инкремент от частиц, взаимодействующих с волной на n -м циклотронном резонансе. В этом случае зависимость функции распределения от фазы входит только через ξ_n . Переходя в (П6) от интегрирования по $d\zeta d\phi$ к интегрированию по $d\xi_n d\phi$, получим

$$\gamma_{Ln} = -\frac{eE_0}{2kU} \int P dP dP_{\parallel} d\xi_n \delta f_n d\phi \frac{1}{2\pi} \int d\phi \cos[\xi_n - (n\phi - \rho \sin \phi)] \left[\frac{k_{\perp} P_{\perp}}{m\gamma} \cos \phi + \frac{k_{\parallel} P_{\parallel}}{m\gamma} \right]. \quad (\text{П10})$$

Выполняя интегрирование по $d\phi$ и учитывая резонансные условия (11), будем иметь

$$\gamma_{Ln} = -\frac{eE_0 \omega}{2kU} \int P dP dP_{\parallel} d\xi_n \delta f_n J_n(\rho) \cos \xi_n. \quad (\text{П11})$$

Перейдем теперь к вычислению возмущения функции распределения δf_n . Считая, что невозмущенная функция распределения зависит от переменных M и P , изменения которых определяются уравнениями (П8), (П9) и связаны соотношением (П7), для вычисления линейного инкремента нам достаточно решить уравнение для P в линейном приближении. Линейное приближение означает подстановку в правую часть уравнения (П9) невозмущенной траектории $\xi_n(t)$, т. е. траектории в отсутствие поля волны. Система уравнений, определяющая невозмущенную траекторию $\xi_n(t)$, которая следует из (П4) при $E_0 = 0$, имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dz}{dt} &= \frac{P_{\parallel}}{m\gamma}, \quad \frac{dP_{\parallel}}{dt} = -\frac{M}{\gamma} \frac{d\omega_c}{dz}, \\ \frac{d\phi}{dt} &= \frac{\omega_c}{\gamma}, \quad \frac{dM}{dt} = 0, \end{aligned} \quad (\text{П12})$$

откуда получаем следующее уравнение для фазы ξ_n :

$$\frac{d\xi_n}{dt} = \frac{k_{\parallel}}{m\gamma} (P_{\parallel} - P_m) \equiv u_n, \quad (\text{П13})$$

где P_m определено в (11). Для резонансных частиц выражение $(P_{\parallel} - P_m)$, а с ним и все выражение $d\xi_n/dt$ является малой величиной. Подчеркнем, что величина P_m , которая представляет собой резонансное значение продольного импульса, является функцией P, n, z . Получим теперь уравнение вдоль невозмущенной траектории частицы для величины $d\xi_n/dt$, которую мы обозначили через u_n . Для этого продифференцируем правую часть уравнения (П13), используя уравнения (П12). При этом величину $k_{\parallel}/m\gamma$ мы можем считать постоянной, поскольку $(P_{\parallel} - P_m)$ уже является малой величиной. Тогда для u_n получим

$$\frac{du_n}{dt} = -a_n, \quad a_n = \frac{k_{\parallel}}{m\gamma^2} \left(M \frac{d\omega_c}{dz} + \frac{1}{2m} \frac{\partial P_m^2}{\partial z} \right). \quad (\text{П14})$$

Мы видим, что в пренебрежении полем волны величина u_n изменяется из-за неоднородности среды, и это изменение определяется параметром неоднородности a_n (П14). Поскольку неоднородность среды — плазмы и внешнего магнитного поля — быстро выводят частицу из резонанса, то при решении уравнений движения в резонансной области величину a_n можно считать постоянной. Кроме того, будем для определенности считать,

что $a_n > 0$ (с понятной модификацией последующих вычислений на случай $a_n < 0$.)

Уравнения (П13), (П14) имеют очевидное решение (опуская для краткости индекс n)

$$u = u_0 - at, \quad \xi = \xi_0 + u_0 t - \frac{at^2}{2}. \quad (\text{П15})$$

Подставляя выражение для ξ (П15) в уравнение (П9) и выполняя интегрирование по времени, получим

$$\begin{aligned} P - P_0 &= \frac{eE_0 m \omega \gamma}{Pk} J_n(\rho_r) \int_{t_0}^t \cos\left(\xi_0 + u_0 t' - \frac{at'^2}{2}\right) \times \\ &\times dt' = \frac{eE_0 m \omega \gamma}{Pk} J_n(\rho_r) \times \\ &\times \sqrt{\frac{\pi}{a}} \left\{ \cos\left(\frac{u^2}{2a} + \xi\right) \left[C\left(\frac{u_0}{\sqrt{2a}}\right) - C\left(\frac{u}{\sqrt{2a}}\right) \right] + \right. \\ &\left. + \sin\left(\frac{u^2}{2a} + \xi\right) \left[S\left(\frac{u_0}{\sqrt{2a}}\right) - S\left(\frac{u}{\sqrt{2a}}\right) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (\text{П16})$$

где C, S — косинус и синус интегралы Френеля соответственно [30] и учтены соотношения

$$u_0 - at = u, \quad \frac{u_0^2}{2a} + \xi_0 = \frac{u^2}{2a} + \xi.$$

Используя теорему Лиувилля, а также соотношение (П7), мы можем записать величину δf_n в виде

$$\delta f_n = - \left(\frac{\partial f_0}{\partial P} + \frac{nP}{m\gamma\omega} \frac{\partial f_0}{\partial M} \right) (P - P_0), \quad (\text{П17})$$

где $P - P_0$ дается выражением (П16). Подставляя (П17) в (П11) и переходя от интегрирования по $dP_{\parallel}$ к интегрированию по du , получим

$$\gamma_{Ln} = \frac{eE_0 m \omega}{2kk_{\parallel} U} \int P dP \gamma du d\xi_n \left(\frac{\partial f_0}{\partial P} + \frac{nP}{m\gamma\omega} \frac{\partial f_0}{\partial M} \right) \cdot (P - P_0) J_n(\rho) \cos \xi_n. \quad (\text{П18})$$

Основной вклад в интеграл по du дает резонансная область значений u вблизи нуля, которым, при $a > 0$, отвечают $u_0 \gg \sqrt{a}$. Это дает возможность заменить величину ρ в аргументе функции Бесселя $J_n(\rho)$ на резонансное значение ρ_r , а для интегралов Френеля от аргумента $u_0 / \sqrt{2a}$ использовать асимптотические значения $C(u_0 / \sqrt{2a}) = S(u_0 / \sqrt{2a}) \rightarrow 1/2$. Что касается вклада в интеграл по du от членов, пропорциональных интегралам Френеля от аргумента $u / \sqrt{2a}$, то они не дают вклада в силу нечетности интегралов Френеля. С учетом сделанных замечаний, дальнейшие вычисления сводятся к эле-

ментарному интегрированию по $d\xi du$, и после восстановления суммирования по всем циклотронным резонансам дают выражение (П12).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Трахтенгерц В.Ю., Райкрофт М.Дж Свистовые и альфеновские циклотронные мазеры в космосе. М.: Физматлит, 2011.
2. Albert J. M., Artemyev A.V., Li W., Gan L., Ma Q. // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2021. V. 126. P. e2021JA029216. Doi: 10.1029/2021JA029216.
3. Ахиезер И.А., Половин Р.В., Ситенко А.Г., Стенанов К.Н. Электродинамика плазмы / Ред. Ахиезер А.И. М.: Наука, 1974.
4. Trakhtengerts V.Y., Rycroft M.J. // J. Atmospheric Solar-Terrestrial Phys. 2000. V. 62. P. 1719. Doi: 10.1016/S1364-6826(00)00122-X.
5. Horne R.B., Thorne R.M., Glauert S.A., Albert J.M., Meredith N.P., Anderson R.R. // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. P. A03225. doi: 10.1029/2004JA010811.
6. Shklyar D. R., Matsumoto H. // Surveys in Geophys. 2009. V. 30. P. 55. doi: 10.1007/s10712-009-9061-7.
7. Nunn D., Omura Y. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2015. V. 120. P. 2890. doi: 10.1002/2014JA020898.
8. Artemyev A.V., Neishtadt A.I., Angelopoulos V. // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2022. V. 127. P. e2022JA030265. doi: 10.1029/2022JA030265.
9. Демехов А.Г. // Известия ВУЗов: Радиофизика. 1987. Т. 30(6). С. 734.
10. LaBelle J., Treumann R.A. // Space Sci. Rev. 2002. V. 101. P. 295. doi: 10.1023/A:1020850022070.
11. Rönmark K. // Space Sci. Rev. 1990. V. 54. P. 1.
12. Kurth W.S., Graven J.D., Frank L.A., Gurnett D.A. // J. Geophys. Res. 1979. V. 84(A8). P. 4145. doi: 10.1029/JA084iA08p04145.
13. Oya H., Iizima M., Morioka A. // Geophys. Res. Lett. 1991. V. 18. P. 329.
14. Xiao F.L., Zhang S., Su Z.P., He Z.G., Tang L.J. // Geophys. Res. Lett. 2012. V. 39. P. L03103.
15. Kurth W. S., De Pascuale S., Faden J. B., Kletzing C. A., Hospodarsky G. B., Thaller S., Wygant J. R. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2015. V. 120. P. 904. doi: 10.1002/2014JA020857.
16. Nishimura Y., Ono T., Iizima M., Shinbori A., Kumamoto A. // Earth Planets Space. 2007. V. 59. P. 1027.
17. Menietti J.D., Yoon P.H., Pisa D., Averkamp T.F., Sulaiman A.H., Kurth W.S., Santolik O., Arridge C. S. // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2019. V. 124(7). P. 5709.

- doi: 10.1029/2019JA026855.
18. Zheleznyakov V.V., Zlotnik E.Y. // Solar Phys. 1975. V. 43. P. 431.
 19. Zheleznyakov V.V., Zlotnik E.Y. // Solar Phys. 1975. V. 44. P. 447.
 20. Zheleznyakov V.V., Zlotnik E.Y. // Solar Phys. 1975. V. 44. P. 461.
doi: 10.1007/BF00153225.
 21. Zlotnik E.Y. // Solar Phys. 2013. V. 284. P. 579.
doi: 10.1007/s11207-012-0151-1.
 22. Benáček J., Karlický M. // Astronomy Astrophys. 2017. V. 611. A60. P. 1.
 23. Dory R. A., Guest G. E., Harris E. G. // Phys. Rev. Lett. 1965. V. 14(5). P. 131.
doi: 10.1103/PhysRevLett.14.131.
 24. Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А. Волны в магнитоактивной плазме. М.: Наука, 1975.
 25. Шафранов В.Д. // Вопросы теории плазмы. Вып. 3 / Ред. М.А. Леонтович. М.: Госатомиздат, 1963.
 26. Shklyar D.R., Artekha N.S. // Fundamental Plasma Phys. 2024. V. 10. P. 100053.
doi: 10.1016/j.fpp.2024.100053.
 27. Summers D., Thorne R. // J. Plasma Phys. 1995. V. 53(3). P. 293.
 28. Шкляр Д.Р. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 2272.
 29. Shklyar D.R., Kliem B. // J. Geophys. Res. 2006. V.111. P. A06204.
doi: 10.1029/2005JA011345.
 30. Градштейн И.С., Рыжик Д.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Физматгиз, 1962.

GENERATION OF QUASI-ELECTROSTATIC SLOW EXTRAORDINARY WAVES BY KAPPA DISTRIBUTION WITH A LOSS CONE

D. R. Shklyar^{a, *} and N. S. Artekha^{a, b, **}

^aSpace Research Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia

^bSE University, Moscow, 101000 Russia

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

**e-mail: natalya.artekha@mail.ru

A detailed study of the generation of slow extraordinary (SE) waves in the Earth's magnetosphere has been carried out. Assuming that energetic electrons are distributed in accordance with the function with a loss cone, the instability growth rate of SE waves is calculated and its dependence on both the parameters of the hot particle distribution function and the cold particle density, characterized by the ratio of the electron plasma frequency to the electron cyclotron frequency, is studied. This ratio is one of the key parameters of the problem. For various values, the dependences of the instability growth rate on the parameter of the distribution function, the loss cone parameter, and the temperature of the distribution and its anisotropy are obtained. A nonmonotonic, quasi-periodic dependence of the growth rate on the ratio of the frequency to the electron gyrofrequency, which manifests itself in the dependence of the equatorial growth rate on the shell or the dependence of the growth rate on the latitude on a fixed-shell, is revealed and explained.

Keywords: slow extraordinary waves, kappa distribution, loss cone, double plasma resonance, wave growth rate

УДК 533.9; 523.3

ОКОЛОЛУННАЯ ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА: ОСНОВНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ, ПОЛУЧЕННЫЕ В РАМКАХ МИССИИ “ЛУНА-25”

© 2024 г. С. И. Попель^{а, *}, Л. М. Зелёный^а, А. В. Захаров^а, И. А. Кузнецов^а,
Г. Г. Дольников^а, А. Н. Ляш^а, И. А. Шашкова^а, А. А. Карташева^а,
А. Е. Дубов^а, М. Э. Абделаал^а, Ю. С. Резниченко^а

^аИнститут космических исследований РАН, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 28.06.2024 г.

После доработки 09.07.2024 г.

Принята к публикации 20.07.2024 г.

Приводится краткий обзор по теоретическим исследованиям окололунной пылевой плазмы, важными факторами при формировании которой являются электростатические процессы и удары микрометеороидов о поверхность Луны. Впервые представлено описание данных наблюдений пылевых частиц в окрестностях Луны, полученных в рамках миссии “Луна-25”. Показано, что имеется, по крайней мере, одно достоверное наблюдение пылевой частицы либо имеющей лунное происхождение, либо связанной с высокоскоростным потоком Персеиды. Проведено обсуждение необходимости усовершенствования прибора “Пылевой мониторинг Луны” на посадочном аппарате “Луна-27”. Усовершенствование связано с необходимостью установки штанги для размещения электростатических датчиков на достаточном удалении от аппарата, что желательно для уменьшения возмущений окружающей плазмы и приповерхностного электростатического поля из-за влияния посадочного аппарата.

Ключевые слова: пылевая плазма, Луна, лунная ионосфера, фотоэлектроны, левитирующие пылевые частицы, метеороиды, “Луна-25”, “Луна-27”

DOI: 10.31857/S0367292124100079, **EDN:** FCOWYI

1. ВВЕДЕНИЕ

Наблюдения лунной пыли имеют довольно давнюю историю. Астронавты, побывавшие на Луне, выяснили, что слой пыли на лунной поверхности составляет несколько сантиметров. За счет адгезии эта пыль прилипает к скафандрам астронавтов (рис. 1), поверхностям космических аппаратов, приборам и т. д., что может угрожать работе систем. На скафандрах пыль заносится внутрь лунного модуля, и весь трехдневный обратный путь на Землю астронавты могут вдыхать ее частицы, присутствующие в состоянии невесомости в воздухе. Таким образом, лунная пыль представляет собой существенный фактор риска и для здоровья астронавтов.

Первые указания о присутствии пыли в приповерхностном слое над Луной были получены автоматическими спускаемыми космическими аппаратами Surveyor, которые с помощью телевизионной камеры получили изображения лунного горизонта после заката Солнца. Эти изображения обнаруживают приповерхностное (с характерными высотами ~10–30 см) свечение над областью лунного терминатора [1]. Объяснение этого эффекта обычно связывают [2, 3] с рассеянием солнечного света в области терминатора на заряженных микрометровых пылевых частицах.

В рамках измерений, проводимых с помощью астрофотометра на борту “Лунохода-2”, также предполагалось, что частицы пыли над поверх-



Рис. 1. Астронавт “Аполлона-17” Harrison Schmitt собирает частицы лунного грунта. Нижняя часть его скафандра покрыта пылью.

ностью Луны рассеивают свет [4]. Оценки, проведенные по результатам этих измерений, указали на то, что облако пыли, рассеивающее солнечный свет, находилось на высоте 260 м над лунной поверхностью.

О присутствии пыли в лунной экзосфере также косвенно свидетельствуют данные советских экспедиций “Луна-19” и “Луна-22” по определению концентрации электронов над Луной посредством метода радиозатменных измерений [5, 6]. На основе этих измерений оказывается возможным сделать вывод о существовании “лунной ионосферы” над освещенной солнечным излучением стороной Луны с пиковой концентрацией электронов $n_e \sim 500\text{--}1000\text{ см}^{-3}$ и характерным высотным масштабом $\sim 10\text{--}30$ км. Эти величины согласуются с данными, полученными на основе радиозатменных измерений Крабовидной туманности в ситуации, когда наблюдалось преломление радиоволн в окрестности Луны [7, 8]. Столь высокие концентрации электронов могут быть обусловлены присутствующими на больших высотах над Луной заряженными пылевыми частицами [9].

Первое непосредственное обнаружение пылевых частиц у поверхности Луны относится к эксперименту LEAM (Lunar Ejecta and Meteorite), который был проведен астронавтами в рамках миссии “Аполлон-17” [10, 11]. Установка

LEAM разрабатывалась, в основном, для обнаружения высокоскоростных микрометеоритов, движущихся со скоростями $1 < v < 25$ км/с. Тем не менее конструкция одного из детекторов позволяла зарегистрировать сравнительно низкоскоростные частицы. Именно этот детектор позволил получить данные о достаточно интенсивных потоках низкоскоростных частиц ($v \sim 100\text{--}1000$ м/с), заряд которых, как правило, составлял $Q > 10^{-12}$ Кл. Как было показано, фоновые потоки этих частиц сравнимы с потоками, зафиксированными пылевыми приборами на борту космического аппарата «Pioneer 8» в межпланетном пространстве [12].

В рамках миссии NASA LADEE [13, 14] измерения характеристик пыли проводились, в частности, с помощью ударного ионизационного датчика пыли LDEX, позволяющего напрямую детектировать пылевые частицы на орбите космического аппарата. Научная цель экспериментов состояла в определении распределений пылевых частиц по высотам, размерам и концентрациям над различными участками лунной поверхности. Установка LDEX позволяла фиксировать индивидуальные пылевые частицы с радиусами, большими 0.3 мкм, и измерять кумулятивный заряд от нескольких более мелких частиц (от 0.1 мкм до 0.3 мкм). С помощью LDEX удалось определить среднюю скорость соударений пылевых частиц с прибором, составляющую приблизительно 1 и 0.1 ударов в минуту для частиц с зарядами $q > 0.5$ фКл и $q > 5$ фКл, которые соответствуют размерам частиц $a > 0.3$ мкм и $a > 0.7$ мкм. Измерения, проведенные с помощью установки LDEX, обнаруживают присутствие разреженного, но устойчиво существующего облака небольших пылевых частиц с радиусами от < 0.3 мкм до > 0.7 мкм.

Считается, что над Луной сформирована плазменно-пылевая система (рис. 2). Так, на освещенной стороне Луны ее поверхность заряжается под действием электромагнитного излучения Солнца, плазмы солнечного ветра, плазмы хвоста магнитосферы Земли [15–25]. При взаимодействии с солнечным излучением поверхность Луны испускает электроны вследствие фотоэффекта, что приводит к формированию над поверхностью слоя фотоэлектронов. К появлению фотоэлектронов приводит также их испускание пылевыми частицами, парящими над поверхностью Луны, вследствие взаимодействия послед-

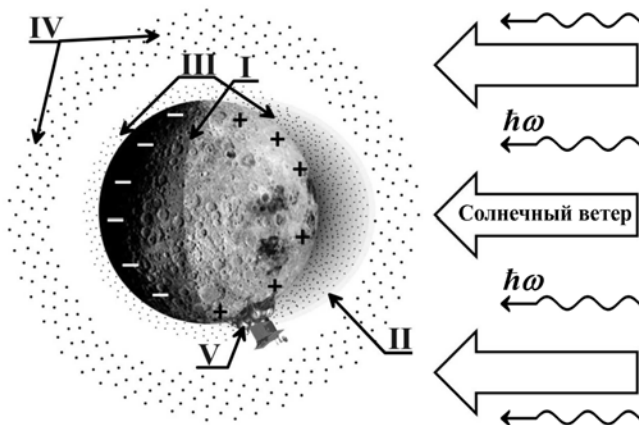


Рис. 2. Основные элементы, характеризующие плазменно-пылевую систему над лунной поверхностью: терминатор (I), фотоэлектроны (II), приповерхностная пыль (III), пыль на больших высотах (IV), фотоны солнечного излучения ($\hbar\omega$), солнечный ветер. Показан также спускаемый аппарат (V) будущей миссии “Луна-27”.

них с электромагнитным излучением Солнца. Пылевые частицы, находящиеся на поверхности Луны или в приповерхностном слое, поглощают фотоэлектроны, фотоны солнечного излучения, электроны и ионы солнечного ветра, а если Луна находится в хвосте магнитосферы Земли, то электроны и ионы плазмы магнитосферы. Все эти процессы приводят к зарядке пылевых частиц, их взаимодействию с заряженной поверхностью Луны, подъему и движению пыли [18]. Описанные выше электростатические процессы, а также магнитное поле хвоста магнитосферы Земли, приводящее к возможности меридионального переноса пыли над лунной поверхностью [25], являются важными факторами формирования плазменно-пылевой системы над лунной поверхностью. Кроме того, определенный вклад в формирование плазменно-пылевой системы над поверхностью Луны вносят удары метеороидов [26, 27], приводящие, в том числе, к формированию плазменно-пылевого облака на больших высотах [28]. Наблюдаемые в рамках лунной миссии КНР Chang'E-3 потоки массы пылевых частиц определялись микрометровыми пылевыми частицами, происхождение которых было обусловлено выбросами вещества реголита с лунной поверхности в результате ударов метеороидов [29].

В России для исследования пыли и пылевой плазмы над лунной поверхностью разрабатывались эксперименты на космических аппаратах

“Луна-25” и “Луна-27” [30]. К сожалению, спускаемому аппарату “Луны-25” не удалось осуществить мягкую посадку. Тем не менее прибор, установленный на космическом аппарате “Луна-25” и предназначенный для регистрации пылевых частиц над поверхностью Луны и определения параметров окружающей плазмы, зарегистрировал в космическом пространстве ряд событий, которые связаны с ударами пылевых частиц о его поверхность. Как ожидается, детальные исследования приповерхностной пыли и пылевой плазмы на Луне будут проведены в рамках миссии “Луна-27”.

В настоящей работе приводятся основные выводы, касающиеся пыли и пылевой плазмы у Луны, сформулированные к настоящему времени, а также дается описание экспериментальных результатов, связанных с наблюдениями пыли в рамках миссии “Луна-25”. В разделе 2 настоящей статьи приводится описание частиц лунного реголита, поднимающихся над поверхностью Луны и вносящих существенный вклад в пылевую компоненту плазмы над поверхностью Луны, а также их распределений по размерам. Раздел 3 посвящен описанию околослунной пылевой плазмы, сформированной с участием электростатических процессов. В разделе 4 рассматривается плазменно-пылевое облако на больших высотах над лунной поверхностью. Данные, полученные космическим аппаратом “Луна-25” на орбите вокруг Луны, обсуждаются в разделе 5. Раздел 6 посвящен обсуждению необходимости усовершенствования прибора “Пылевой мониторинг Луны” на посадочном аппарате “Луна-27”, что предполагает установку штанги для размещения электростатических датчиков на достаточном удалении от аппарата. В разделе 7 сформулированы основные выводы работы.

2. ЧАСТИЦЫ ЛУННОГО РЕГОЛИТА

Обычно в качестве пылевой компоненты плазмы над поверхностью Луны рассматривают частицы лунного реголита, поднятые либо в результате электростатических процессов (см., например, [18]), либо вследствие ударов метеороидов [26–28]. Лунный реголит состоит из обломков лунных пород и минералов размером от пылевых частиц до нескольких метров в поперечнике, стекол, литифицированных брекчий, фрагментов метеоритов и т. д. Преобладают в реголите окатанные частицы со следами опла-

ления и спекания. На рис. 3 представлены примеры фотографий [31] мелкодисперсных частиц различной природы, содержащихся в лунном грунте.

Существенным при описании подъема пылевых частиц над Луной является распределение по размерам частиц, присутствующих на ее поверхности. Несмотря на вариабельность формы слагающих реголит частиц их распределение на поверхности Луны удовлетворяет логарифмически-нормальному закону (распределению Колмогорова), что оказывается типичным для случая многократного дробления [32]. Последнее утверждение было сформулировано А.Н. Колмогоровым на основе предельной теоремы в вероятностной модели многократного дробления частиц некоторой исходной совокупности. При этом предполагалось, в частности, что

1) в начальный момент времени имеется определенное число частиц с произвольным распределением по размерам;

2) вероятность дробления каждой частицы и полученное в результате распределение по раз-

мерам осколков не зависят от размеров частицы, от ее истории и от других частиц;

3) число дроблений велико.

Таким образом, существенными предположениями при выводе логнормального закона распределения частиц по размерам являются постоянство вероятности дробления в ходе процесса и многократность дробления [33].

Итак, для описания распределения по размерам частиц, составляющих лунный реголит, используется формула Колмогорова, характеризующая материалы, сформированные в результате многократного дробления породы:

$$\Phi_K(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^t \exp\left(-\frac{y^2}{2}\right) dy, \quad (1)$$

где $t = (\ln a - \ln(a_K)) / \sigma_K$, a — размер частицы, a_K и σ_K — параметры распределения; $\Phi_K(t)$ — вероятность обнаружить частицу лунного реголита с радиусом (размером), меньшим a .

Справедливость логнормального распределения (распределения Колмогорова) по размерам частиц лунного реголита подтверждается экспери-

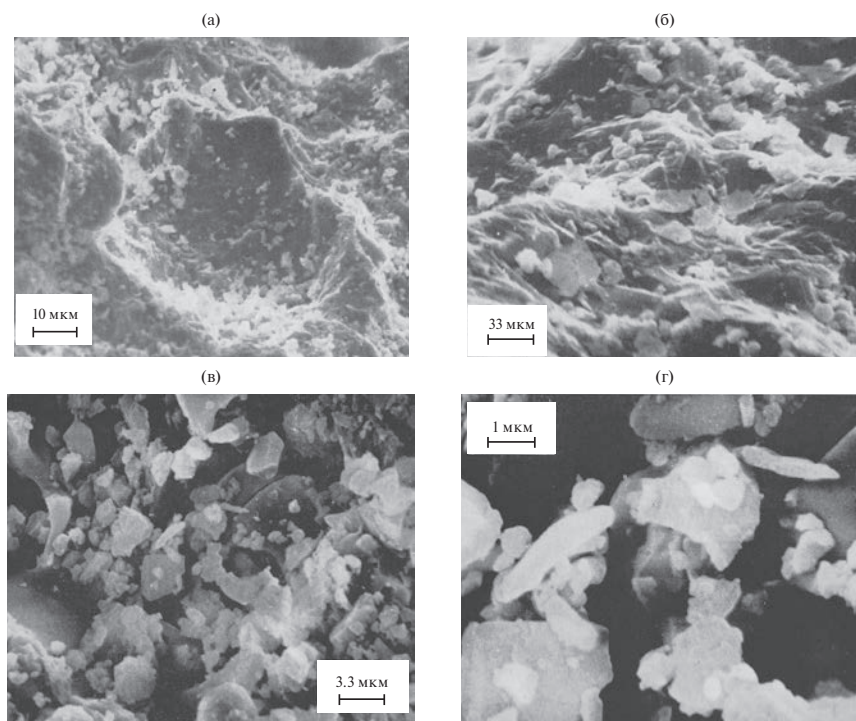


Рис. 3. Примеры фотографий [31] мелкодисперсных частиц различной природы, содержащихся в лунном грунте (“Луна-16”): участок поверхности морского базальта, содержащий мелкие частицы (а). Виден относительно глубокий ударный кратер, воронка которого имеет заметные следы оплавления; типичный участок поверхности морского базальта (б). Хорошо заметен его неровный мелкобугорчатый рельеф, обусловленный мелкозернистой структурой породы и характером поверхности слагающих его минеральных зерен; характер поверхностной структуры агглютината (в); увеличенное изображение центральной части рис. 3в, демонстрирующее вариабельность формы и размера слагающих агглютинат зерен (г).

ментальными данными. Например, в работе [34] приведены данные по размерам частиц пыли на поверхности Луны в диапазоне от 20 до 500 мкм. На рис. 4 представлены теоретическое распределение Колмогорова (для параметров $a_K = 61.56$ мкм, $\sigma_K = 1.29$), описывающее данные наблюдений [34], а также экспериментальные точки. Видно хорошее согласие экспериментальных данных с распределением Колмогорова.

Обычно распределение Колмогорова применяется для микрометровых частиц. Однако важную роль в формировании пылевой плазмы над поверхностью Луны играют нанометровые частицы. В [35] показано, что для случая многократного дробления распределение Колмогорова остается справедливым, по крайней мере, для размеров частиц, больших или порядка 100 нм, что позволяет нам продлить полученное на основе данных [34] распределение пылевых частиц лунной поверхности в сторону меньших размеров вплоть до размеров порядка 100 нм. Справедливость логнормального распределения для нанометровых частиц лунного реголита подтверждается данными работы [36].

3. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ И ОКОЛОЛУННАЯ ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА

В качестве пылевой компоненты плазмы вблизи поверхности Луны обычно рассматривают частицы лунного реголита, поднятые в результате электростатических процессов. Наиболее “мощ-

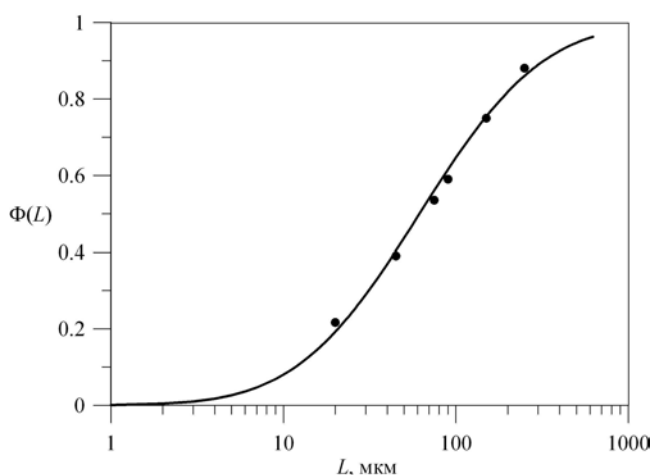


Рис. 4. Теоретическое распределение Колмогорова [35], описывающее данные наблюдений пылевых частиц на поверхности Луны (сплошная кривая). Точки соответствуют данным, приведенным в работе [34].

ная” плазменно-пылевая экзосфера сосредоточена над обращенной к Солнцу стороной Луны, которая находится под действием солнечного ветра и излучения. В ней важную роль приобретает фотоэффект, за счет которого освещенная солнечным светом поверхность Луны приобретает положительный заряд. В результате пылевая плазма над освещенной стороной Луны содержит электроны и ионы солнечного ветра, левитирующие пылевые частицы, фотоэлектроны, поступающие в экзосферу в результате фотоэмиссии с лунной поверхности и с поверхностями левитирующих пылевых частиц.

Вычисление распределений пыли и электронов в приповерхностном слое освещенной части Луны производится на основе теоретической модели [18, 20], которая описывает динамику невзаимодействующих пылевых частиц, а также их зарядку. В рамках рассматриваемой модели не учитывается воздействие светового давления на динамику пылевых частиц, поскольку, как показывают оценки, указанное воздействие сказывается лишь для частиц с размерами, заведомо не превышающими 1 нм. Производится учет фотоэлектронов как от лунной поверхности, так и от поверхностей парящих над Луной пылевых частиц. Рассмотрение фотоэлектронов от поверхностей пылевых частиц требует самосогласованного описания, поскольку фотоэлектроны влияют на распределения пылевых частиц, в то время как распределения пылевых частиц определяют количество фотоэлектронов. Ввиду самосогласованного характера задачи решить ее удастся только численными методами, использующими итерации. В нулевом приближении пренебрегается эффектами фотоэлектронов от поверхностей пылевых частиц. При этом определяются распределения пыли над поверхностью Луны. После чего вычисляются распределения фотоэлектронов от поверхностей пылевых частиц для тех распределений пыли, которые были рассчитаны на предыдущем шаге. Далее, вычисляются распределения пыли, но уже с новыми распределениями фотоэлектронов над поверхностью Луны. Затем для так вычисленных распределений пыли определяются распределения фотоэлектронов и т.д.

Для определения распределений (по размерам и высотам) пылевых частиц над поверхностью Луны вычисляется вероятность присутствия частицы на определенной высоте (обратно пропорциональная времени присутствия частицы на этой

высоте) [18]. Указанная вероятность умножается на нормировочный множитель, который вычисляется таким образом, чтобы обеспечить адекватное описание распределения (по размерам) лунной пыли, находящейся на поверхности Луны. Для определения нормировочного множителя использовались данные [34] в диапазоне размеров частиц пыли на поверхности Луны от 20 до 500 мкм (см. рис. 4).

Важным параметром, необходимым для расчетов, является концентрация фотоэлектронов непосредственно у поверхности Луны, которые возникают, главным образом, от ее поверхности (но не от поверхностей парящих пылевых частиц) при взаимодействии с солнечным излучением [20, 37]. Функция распределения фотоэлектронов по энергиям определяется стандартным образом [38] на основе расчета плотности потока фотоэлектронов, испускаемых твердым телом под действием излучения. Полученная таким образом функция распределения может быть использована для нахождения концентрации N_0 и температуры T_e фотоэлектронов в приповерхностном слое Луны. При вычислении функции распределения фотоэлектронов, их концентрации и температуры важными параметрами являются квантовый выход и работа выхода лунного реголита. Несмотря на существенные вариации количества энергии, излучаемой Солнцем в ультрафиолетовом диапазоне (основном с точки зрения испускания фотоэлектронов), эти вариации не приводят к существенным (на порядки величины) изменениям значений N_0 и T_e [20]. Типичные значения работы выхода W для лунного реголита варьируются в пределах 5–6 эВ.

Квантовый выход $Y(E_{ph})$, определяющий число электронов, выбиваемых с поверхности одним фотоном, является весьма важным параметром, требующим дальнейших уточнений. Действительно, в работах, посвященных исследованию плазменно-пылевой системы и/или фотоэлектронам у поверхности Луны, как правило, используются зависимости значения квантового выхода, приведенные в работах [38] и [39]. Наиболее вероятный квантовый выход вещества лунной поверхности, приведенный на рис. 11 в работе [38], может быть аппроксимирован следующим образом:

$$\begin{aligned} Y(E_{ph}) &= 0, & E_{ph} < 6, \\ Y(E_{ph}) &\approx 0.02 + 0.06(E_{ph} - 6), \\ 6 \leq E_{ph} \leq 9, & Y(E_{ph}) \approx 0.2, & E_{ph} \geq 9. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь энергия фотона E_{ph} выражается в эВ; подразумевается, что работа выхода $W = 6$ эВ. Квантовый выход, полученный в [39], является результатом экспериментального исследования, выполненного на образцах лунной пыли, доставленных на Землю в рамках миссий Аполлон-14 и -15. Зависимость квантового выхода [39] существенным образом отличается от теоретической (полуэмпирической) зависимости (2). Прежде всего, максимальное значение квантового выхода [39], приблизительно равное 0.09 ± 0.003 , достигается при длине электромагнитной волны, приблизительно равной $900 \text{ \AA}$, что, в свою очередь, соответствует $E_{ph} \approx 13.7$ эВ. При значениях E_{ph} , больших и меньших 13.7 эВ, величина квантового выхода существенным образом уменьшается (на несколько порядков величины). Так, при $E_{ph} \approx 7$ эВ $Y(E_{ph})$ падает до значения $\sim 10^{-6}$, при приближении E_{ph} к работе выхода квантовый выход уменьшается еще на 1–2 порядка величины.

В табл. 1 приведены параметры фотоэлектронов (N_0 , T_e), рассчитанные [20] при $\cos \theta = 1$ (здесь θ — угол между местной нормалью и направлением на Солнце), в приповерхностном слое освещенной части Луны для различной солнечной активности, соответствующей солнечной вспышке класса X28 (столбец I), солнечному максимуму (столбец II) и солнечному минимуму (столбец III), и различных значений квантового выхода (строки, характеризующие индексом “Y1” в N_0 и T_e соответствуют квантовому выходу (2), а индексом “Y2” — квантовому выходу из работы [39]). Из табл. 1 видно, что существенная разница в значениях квантового выхода [38] и [39] приводит к совершенно различным характеристикам фотоэлектронов у поверхности Луны, полученным в расчетах. Зависимость параметров N_0 и T_e от солнечной активности не столь существенная. Различия в квантовом выходе [38] и [39] также существенно более сильно сказываются на расчетах, чем вариации работы выхода (5–6 эВ). Значения N_0 при $\cos \theta \neq 1$ получаются умножением данных табл. 1 на значение $\cos \theta$. Электронная температура T_e не зависит от $\cos \theta$.

Разница в расчетах с квантовыми выходами [38] и [39] обусловлена тем, что в первом случае существенный вклад вносят фотоны с энергиями, близкими к работе выхода. Именно эти фотоны, число которых велико, приводят к испусканию основной части фотоэлектронов. Во втором случае квантовый выход для энергий, достаточно

Таблица 1. Параметры фотоэлектронов в приповерхностном слое освещенной части Луны для различной солнечной активности и различных значений квантового выхода.

	I	II	III
$N_{011}, \text{см}^{-3}$	$2.2 \cdot 10^5$	$2.1 \cdot 10^5$	$1.9 \cdot 10^5$
$T_{e1}, \text{эВ}$	0.2	0.1	0.1
$N_{012}, \text{см}^{-3}$	$8.6 \cdot 10^2$	$2.9 \cdot 10^2$	$1.3 \cdot 10^2$
$T_{e2}, \text{эВ}$	2.1	1.9	1.3

близких к работе выхода, чрезвычайно мал, и генерация фотоэлектронов обусловлена, в основном, фотонами, соответствующими пику 10.2 эВ в спектрах солнечного излучения, связанного с линией Н Лайман-альфа (H Lyman-alpha) в спектре солнечного излучения. Соответственно, во втором случае число фотоэлектронов оказывается существенно меньшим, чем в первом, а температура — существенно большей.

Следует отметить, что несмотря на то, что средняя энергия фотоэлектронов (и, соответственно, их температура) в первом случае оказывается существенно меньшей, чем во втором, в первом случае также присутствует значительное число фотоэлектронов с энергиями порядка 1 эВ. На рис. 5 изображены функции распределения фотоэлектронов по энергиям $f_e(E_e)$, нормированные на единицу ($\int_0^\infty f_e(E_e) dE_e = 1$), вычисленные для данных, соответствующих квантовому выходу (2) (работа выхода $W = 6$ эВ) и различным уровням солнечной активности [20]. Указанные функции распределения отличаются от максвелловских. Отличие вызвано тем, что в эти функции распределения существенный вклад вносят фотоэлектроны (с энергиями, меньшими 0.1 эВ), выбитые с поверхности лунного реголита фотонами с энергиями, близкими к работе выхода. Кроме того, распределение фотоэлектронов с энергиями 1–2 эВ, чье происхождение связано с фотонами, соответствующими пику 10.2 эВ в спектрах солнечного излучения, оказывается на 1–3 порядка величины больше соответствующего максвелловского распределения. Суммарная функция распределения в первом случае является суперпозицией функции распределения фотоэлектронов, выбитых фотонами с энергиями, близкими к работе выхода, и имеющих температуру порядка 0.1–0.2 эВ, а также функции распределения фотоэлектронов, связанных с линией Н Лайман-альфа в спектре солнечного излучения и имеющих температуру порядка 1 эВ.

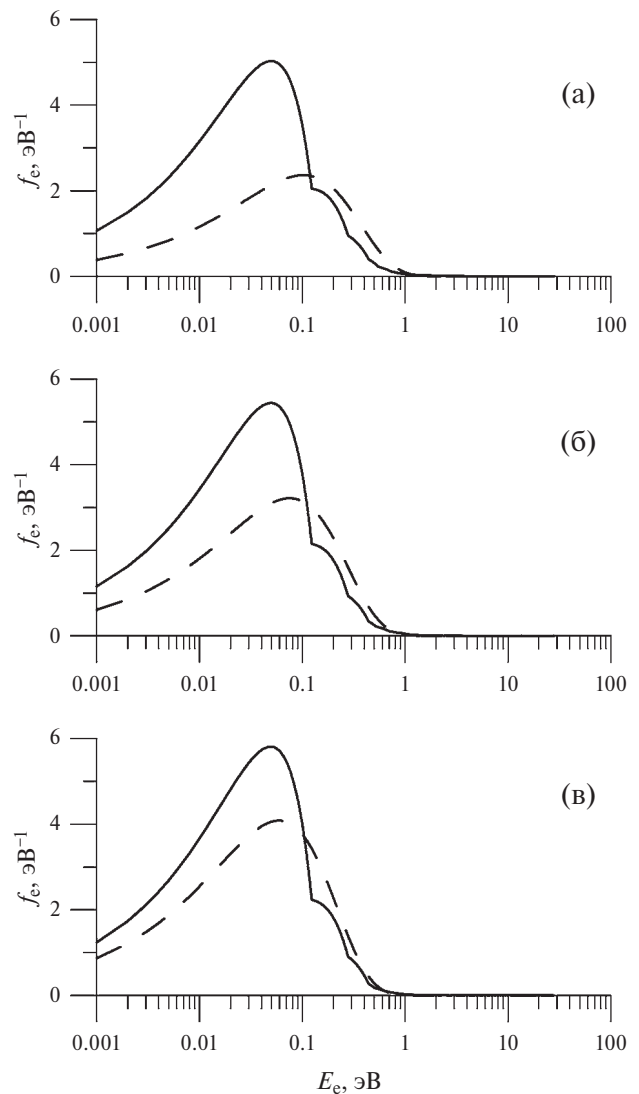


Рис. 5. Функции распределения фотоэлектронов f_e по энергиям E_e (сплошные кривые) у освещенной части поверхности Луны, соответствующие солнечной вспышке класса X28 (а), солнечному максимуму (б) и солнечному минимуму (в). Работа выхода лунного реголита $W = 6$ эВ, квантовый выход определяется выражением (2). Штриховыми линиями показаны максвелловские распределения, вычисленные для значений средней энергии фотоэлектронов, характеризующих соответствующие распределения, изображенные сплошными кривыми.

Хотя количество электронов с энергиями порядка 1 эВ на 2–3 порядка меньше числа фотоэлектронов с меньшими энергиями, фотоэлектроны с энергиями порядка 1 эВ должны наблюдаться при проведении соответствующих измерений.

Отличие от максвелловского распределения еще более существенно для функций распределения, вычисленных для значений квантового

выхода из работы [39] (рис. 6) [20]. При этом относительное количество электронов с энергиями порядка 1 эВ оказывается существенно большим, чем в первом случае, характеризуемым квантовым выходом (2). Кроме того, относительное число электронов с энергиями меньше или порядка 0.1 эВ также достаточно велико. Таким образом, и в этом случае (когда квантовый выход определяется экспериментальной зависимостью [39]) наблюдаться должны фотоэлектроны как с энергиями порядка 1 эВ, так и с энергиями порядка 0.1 эВ. Абсолютное значение концентрации фотоэлектронов с энергиями порядка 1 эВ в первом случае, характеризуемом квантовым выходом (2), оказывается даже больше, чем эта величина во втором случае. Причиной являются значения квантового выхода, которые даже в максимуме кривой, представленной в [39], не превосходят значений, определяемых выражением (2) для соответствующих энергий фотонов.

К сожалению, значения квантового выхода в работах [38] и [39] недостаточно обоснованы, что, в частности, обусловлено существенной сложностью обеспечить доставку лунного грунта так, чтобы избежать его взаимодействия с земной атмосферой. В этой связи, существенный интерес представляет использование возможности измерения квантового выхода и работы выхода лунного реголита непосредственно на поверхности Луны в рамках будущих лунных миссий. Схема соответствующих экспериментов приведена в работе [20].

Данные, характеризующие распределения пылевых частиц для условий, соответствующих участкам лунного реголита, полученные для разных значений квантового выхода [38] и [39] на основе метода, развитого в [18], приведены соответственно на рис. 7 и 8. На рис. 7 и 8а—в представлены гистограммы, описывающие результаты расчетов концентраций пылевых частиц над поверхностью Луны для углов θ между местной нормалью и направлением на Солнце, равных 77°, 82° и 87°. Длина одноцветного горизонтального участка на каждом из этих графиков характеризует концентрацию частиц (в см^{-3}) на соответствующих высотах h с размерами в соответствующем интервале (указанном на шкале в верхней правой части графика). Общая длина горизонтального участка на графике соответствует общей концентрации частиц

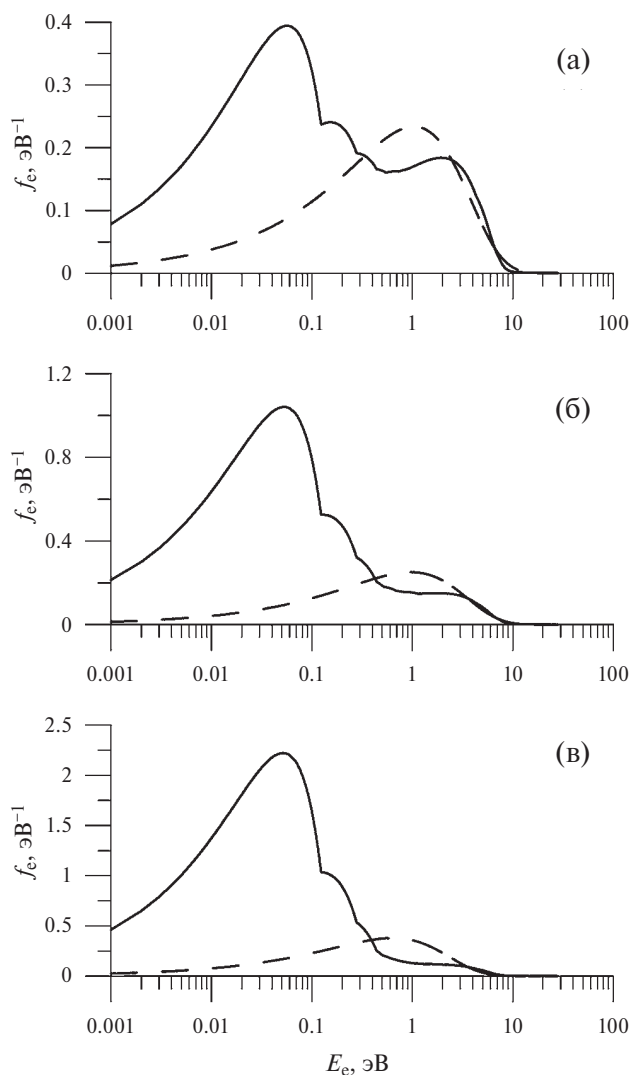


Рис. 6. Функции распределения фотоэлектронов f_e по энергиям E_e (сплошные кривые) у освещенной части поверхности Луны, соответствующие солнечной вспышке класса X28 (а), солнечному максимуму (б) и солнечному минимуму (в). Работа выхода лунного реголита $W = 6$ эВ, квантовый выход определяется экспериментальной зависимостью [39]. Штриховыми линиями показаны максвелловские распределения, вычисленные для значений средней энергии фотоэлектронов, характеризующих соответствующие распределения, изображенные сплошными кривыми.

с размерами, представленными на этом графике. Рис. 7г и 8г представляют результаты вычислений максимально возможных высот подъема пылевых частиц различных размеров для различных значений угла θ .

На рис. 7 и 8 представлены результаты расчетов распределения пылевых частиц для некоторых достаточно больших значений угла θ (превышающих 70°). Соответствующая широтная об-

ласть представляет интерес, поскольку посадка космического аппарата “Луна-27” будет осуществляться вблизи полярной области Луны. Аналогичные расчеты, проведенные и для меньших углов θ , демонстрируют возможность подъема пылевых частиц над поверхностью Луны во всем диапазоне углов θ [17]. Это опровергает существование так называемой “мертвой зоны” [15] (в окрестностях лунной широты 80°), где (в соответствии с выводами работы [15]) частицы не поднимаются. Причиной этого является адекватное рассмотрение эффекта фотоэлектронов [17]. Итак, характерный размер a и характерная концентрация n_d заряженных пылевых частиц в приповерхностном слое освещенной части Луны определяются, соответственно, значениями порядка 100 нм и 10^3 см^{-3} . Столь высокая концентрация пыли возникает в связи со значительной концентрацией фотоэлектронов над Луной (в том числе, и фотоэлектронов, выбиваемых фотонами

солнечного излучения с поверхностей парящих пылевых частиц).

Над темной частью Луны фотоэлектроны отсутствуют. Концентрация заряженной пыли оценивается при этом из соотношения [22] $n_d \sim n_{e,S} / |Z_d|$, где $n_{e,S}$ — концентрация фотоэлектронов солнечного ветра, Z_d — зарядовое число пылевой частицы ($q_d = -Z_d e$ — заряд пылевой частицы, $-e$ — заряд электрона). Для пылевых частиц с размерами порядка 100 нм оценка их концентрации над темной частью Луны дает $n_d \sim 10^{-2} - 10^{-1} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, имеется существенный скачок концентрации пыли в области лунного терминатора, при этом можно ожидать достаточно сложного поведения характеристик плазменно-пылевой системы.

Оказывается, что в окрестности терминатора, скорость движения которого относительно поверхности Луны составляет в области экватора примерно 4 м/с, существует область, которая

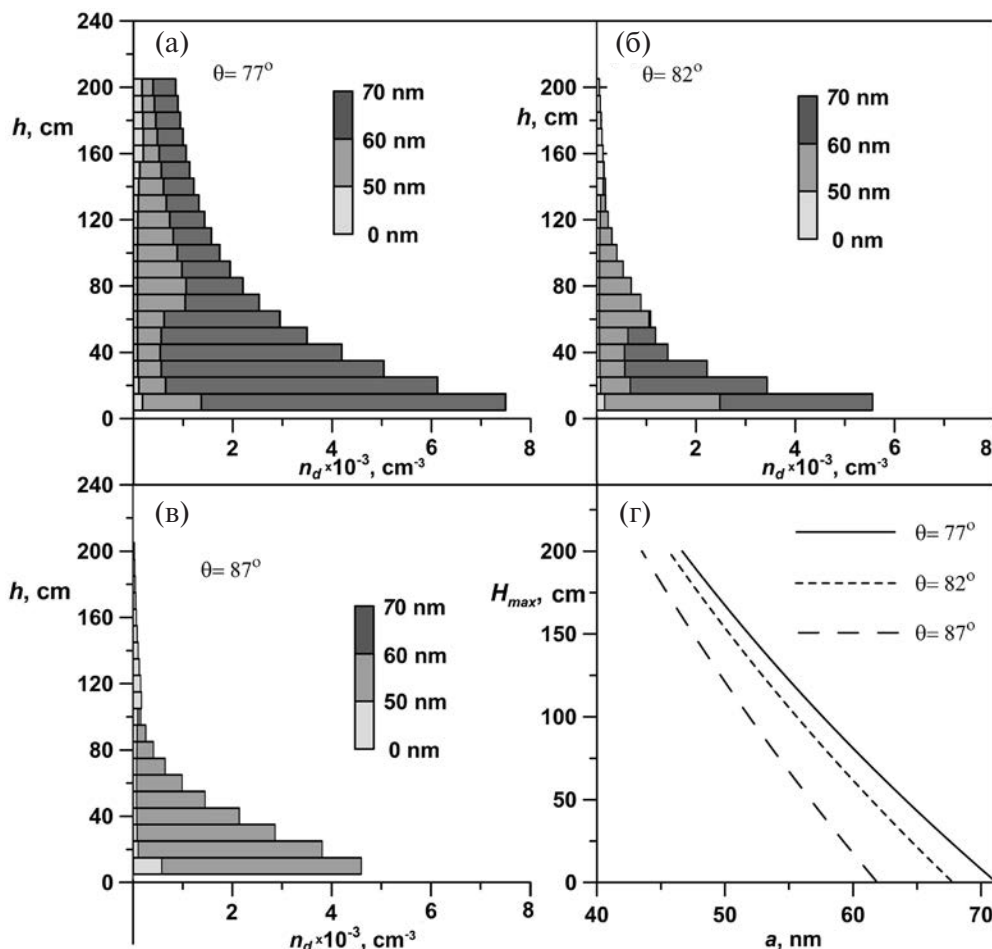


Рис. 7. Распределения пылевых частиц над поверхностью Луны для значений угла между местной нормалью и направлением на Солнце $\theta = 77^\circ$ (а), 82° (б), 87° (в), а также максимально возможные высоты подъема пылевых частиц (г) для $N_0 = 2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 0.1 \text{ эВ}$.

представляет собой аналог плазменного слоя (рис. 9). Само движение терминатора можно трактовать как движение нелинейной пылевой звуковой структуры [22]. Плазменный слой создает потенциальный барьер в области терминатора, благодаря которому в плазме над освещенной частью Луны за счет электростатических сил удерживаются электроны. Ширина плазменной возмущенной области, связанной с терминатором, определяется ионным дебаевским радиусом λ_{Di} и составляет величину $\sqrt{2}\lambda_{Di} \sim 10$ м. В этой области возникают значительные электрические поля ($E \sim 300$ В/м), которые приводят к подъему положительно заряженных микронных пылевых частиц на высоты порядка нескольких десятков сантиметров. Предложенный эффект может быть использован для объяснения свечения над областью лунного терминатора, которое наблюдалось космическими аппаратами Surveyor.

4. ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВОЕ ОБЛАКО НА БОЛЬШИХ ВЫСОТАХ НАД ЛУНОЙ: РОЛЬ МЕТЕОРИДОВ

Электростатические процессы существенным образом сказываются на свойствах окололунной пылевой плазмы на небольших высотах (вплоть до десятков, возможно, сотен метров) над лунной поверхностью. При формировании плазменно-пылевого облака на больших высотах ~ 10 – 100 км важную роль играет расплавленное вещество, выбрасываемое с поверхности Луны в результате ударов метеороидов [28].

Количество ударов метеороидов о лунную поверхность определяется значениями их потока. При этом используются зависимости $F_i(m_i)$ [40], характеризующие плотность потока метеороидов с массами, превосходящими m_i , в околоземном космическом пространстве (аналогичную плотности потока метеороидов, соударяющихся с лунной поверхностью). Согласно результатам работы

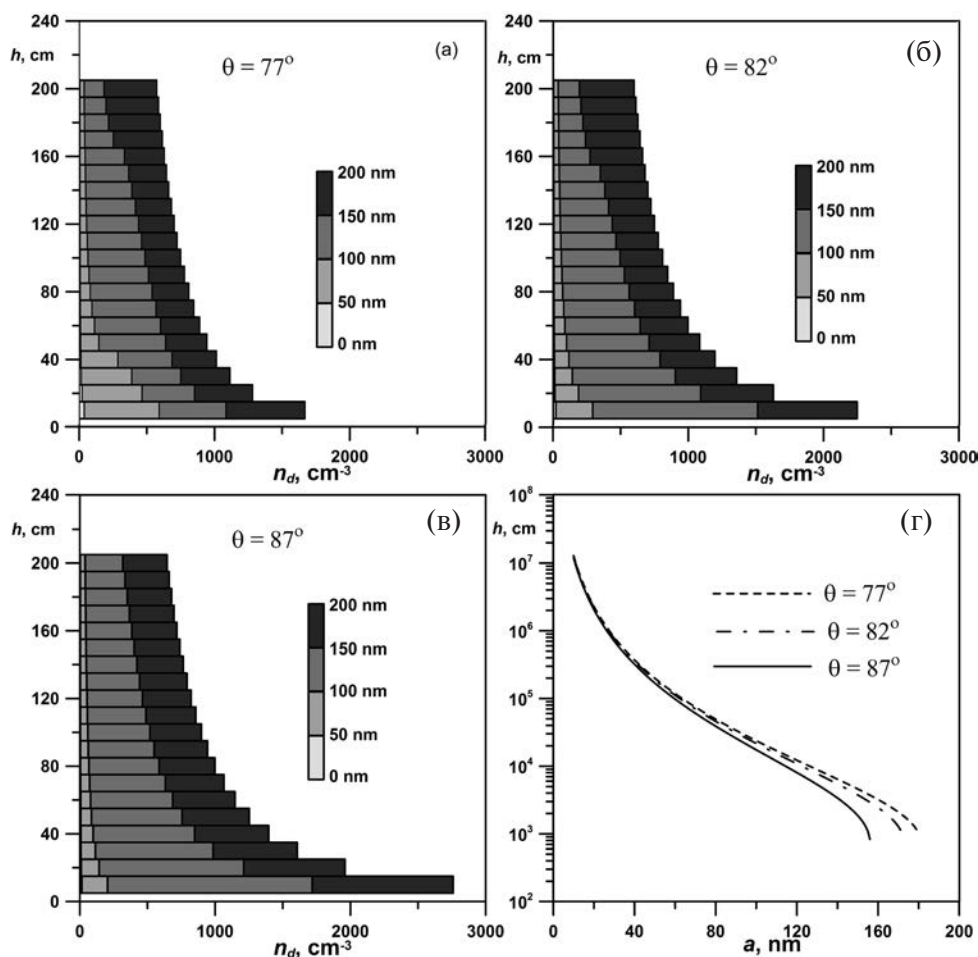


Рис. 8. Распределения пылевых частиц над поверхностью Луны для значений $\theta = 77^\circ$ (а), 82° (б), 87° (в), а также максимально возможные высоты подъема пылевых частиц (г) для $N_0 = 1.3 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 1.3$ эВ.

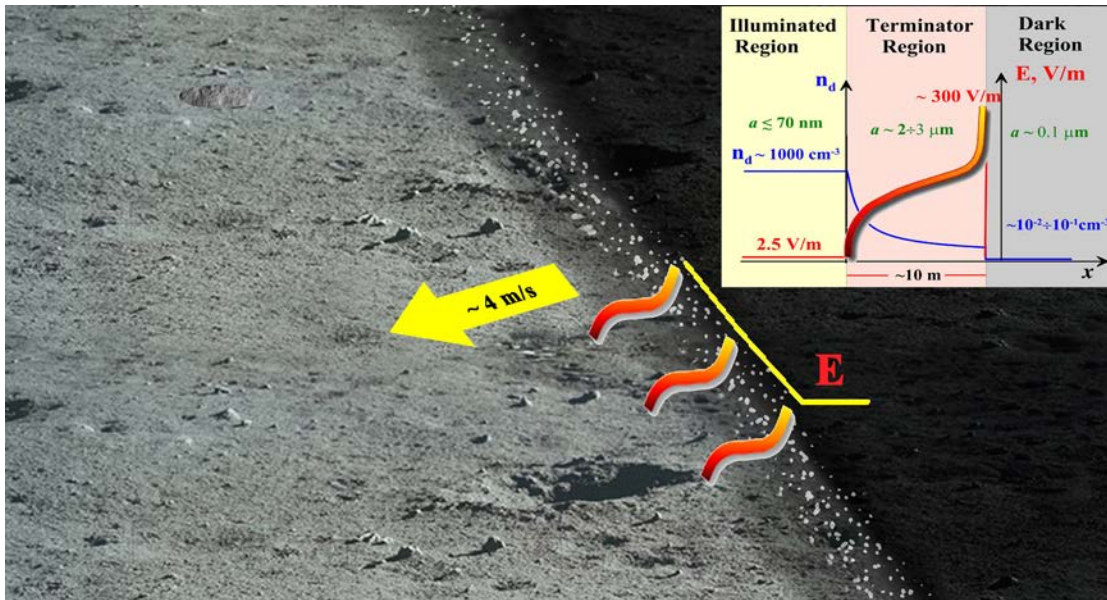


Рис. 9. Движение терминатора вдоль лунной поверхности. Красно-желтые кривые на основной части рисунка характеризуют профили электрического поля E в области терминатора. На вкладке, расположенной в правом верхнем углу, представлены концентрация пылевых частиц (синяя кривая) и электрическое поле (красно-желтая кривая) в окрестности лунного терминатора. Невозмущенные зоны соответствуют освещенной (Illuminated Region) и темной (Dark Region) областям Луны. Зона между ними представляет собой плазменную возмущенную область, связанную с терминатором (Terminator Region).

[26] количество соударений метеороидов с единицей площади лунной поверхности в единицу времени по порядку величины равно $N_i \approx 100 \text{ м}^{-2} \cdot \text{сутки}^{-1}$. Большинство ударников имеют субмикронный и микрометровый размер. Значение средней скорости ударников приблизительно равно $\langle u_i \rangle \approx 27 \text{ км/с}$.

Рассмотрение соударений высокоскоростных метеороидов с лунной поверхностью проводится в предположении, что удельная энергия ударника $u_i^2 / 2$ значительно превосходит энергию связи атомов и молекул в ударнике и лунном реголите. Предположение о том, что энергия связи атомов и молекул в ударнике и лунном реголите пренебрежимо мала по сравнению с удельной энергией ударника оправдано, поскольку энергия связи обычно имеет порядок 10 МДж/кг , тогда как удельная энергия ударника $u_i^2 / 2 \sim \langle u_i \rangle^2 / 2 \approx 360 \text{ МДж/кг}$. При соударении высокоскоростного метеороида с лунной поверхностью происходит сильное сжатие и нагрев вещества ударника и мишени. В результате воздействия высокого давления образуется сильная ударная волна, распространяющаяся (и ослабевающая при движении) от эпицентра удара. В конечном итоге, ослабевшая ударная волна трансформируется в линейную звуковую волну.

Вычисления проводятся для ситуации, когда ударник состоит из сплошного габброидного анортозита, тогда как веществом мишени является пористый габброидный анортозит. Предполагается, что плотности ударника и мишени до соударения соответственно равны $\rho_{i0} = 3$ и $\rho_{t0} = 1.4 \text{ г/см}^3$. Пористость мишени — $k = \rho_{i0} / \rho_{t0} = 2.14$. Также предполагается линейная зависимость между скоростью сильной ударной волны $D_{i,t}$ и массовой скоростью u за ударно-волновым фронтом: $D_{i,t} = C_{i,t} + S_{i,t}u$. Здесь индексы i, t характеризуют вещество соответственно ударника и мишени, $C_i = 7.71 \text{ км/с}$, $S_i = 1.05$, $C_t = C_i k / (1 + S_i(k - 1)) = 7.51 \text{ км/с}$, $S_t = S_i k / (1 + S_i(k - 1)) = 1.02$. Скорость ударной волны и массовая скорость однозначно определяют уравнение состояния через хорошо известные уравнения Гюгоньо. Линейная зависимость между указанными скоростями обычно достаточно хорошо описывает экспериментальные данные (см. [41]).

В результате удара высокоскоростного метеороида о лунную поверхность вокруг эквивалентного центра метеороидного взрыва, расположенного на глубине W_0 под поверхностью, формируются зоны, характеризующие происходящие при этом процессы: зона испарения

вещества (I), зона плавления вещества (II), зона разрушения частиц, составляющих лунный реголит, и их необратимых деформаций (III), а также зона нелинейных упругих деформаций вещества реголита (IV), характеризующаяся значениями давления в нелинейной звуковой волне, меньшими динамического предела упругости (рис. 10). За зоной IV находится зона линейных упругих деформаций (V), в которой звуковая волна может рассматриваться как линейная.

Полагая скорость звука в невозмущенном реголите равной $c_0 = 300$ м/с, а плотность верхнего слоя реголита — $\rho_{t0} \approx 1.4$ г/см³, и анализируя распространение ударной волны, можно определить радиусы внешних границ I, II, III и IV зон под лунной поверхностью: $r_I \approx 0.31u_i^{2/3}a_i$, $r_{II} \approx 0.58u_i^{2/3}a_i$, $r_{III} \approx 0.93u_i^{2/3}a_i$, $r_{IV} \approx 1.3u_i^{2/3}a_i$, где a_i — радиус ударника, а скорость u_i вычисляется в км/с.

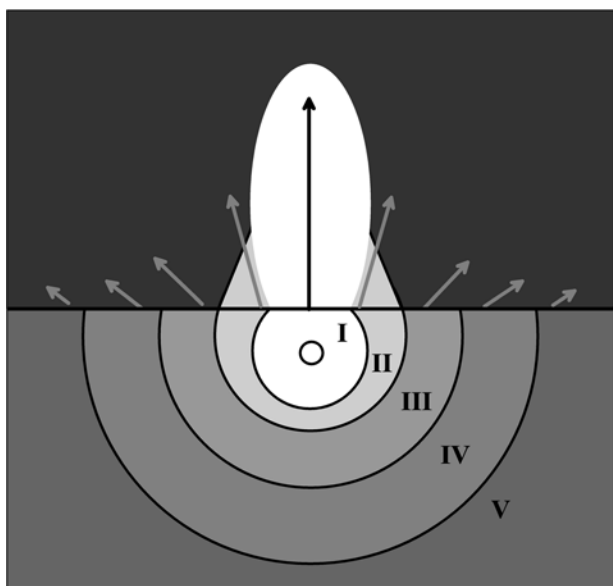


Рис. 10. Схема, характеризующая формирование под лунной поверхностью зоны испарения вещества (I), зоны плавления вещества (II), зоны разрушения частиц, составляющих лунный реголит, и их необратимых деформаций (III), зоны нелинейных упругих деформаций вещества реголита (IV), зоны линейных упругих деформаций вещества реголита (V). Круг в зоне (I) представляет невозмущенный метеороид, расположенный в эквивалентном центре метеороидного взрыва. Стрелки характеризуют выброс материала (в том числе и пылевых частиц) с высокими скоростями с поверхности Луны из зон I–V. Теми же цветами (соответственно белым и светло-серым), что и соответствующие зоны (I) и (II), показаны выбросы вверх испаренного и расплавленного вещества.

На основе вычислений скорости и количества вещества, поднимающегося над поверхностью Луны и происходящего из различных зон, удастся сформулировать следующие выводы:

1) масса пылевых частиц, происходящих из зоны V линейных упругих деформаций вещества реголита и поднимающихся над поверхностью Луны на высоты, большие 10 м (1 км), в 80 раз (6 раз) превосходит массу поднимающегося вещества, происходящего из других зон (I–IV);

2) масса пылевых частиц, происходящих из зон IV и V упругих деформаций и поднимающихся над поверхностью Луны на высоты, большие 10 км, в 4 раза превосходит массу поднимающегося вещества, происходящего из зон I–III;

3) только материал из зоны испарения вещества (I), зоны плавления вещества (II), а также зоны разрушения частиц, составляющих лунный реголит, и их необратимых деформаций (III) может достигнуть высот 100 км над поверхностью Луны и выше;

4) высота 700 км достигается только материалом, выбрасываемым ударной волной из зоны испарения вещества (I) и зоны плавления вещества (II).

Кроме того, наиболее важной зоной с точки зрения образования пылевого облака над поверхностью Луны является зона плавления вещества (II). Действительно, на границе между зонами II и III скорость выброса вещества определяется соотношением $u_{mt} = \sqrt{2E_{cmt}} \approx 1.5$ км/с, тогда как на границе между зонами I и II скорость выброса вещества $u_v = \sqrt{2E_{cv}} \approx 6$ км/с. Здесь $E_{cmt} \approx 1.1$ МДж/кг — удельная пороговая внутренняя энергия полного плавления сплошного габброидного анортозита, $E_{cv} \approx 18$ МДж/кг — удельная пороговая внутренняя энергия полного испарения (в условиях быстрой адиабатической механической разгрузки). Таким образом, только капли, образующиеся в зоне плавления вещества (II), обладают скоростями в диапазоне от первой до второй космической скорости (для Луны), т. е. от 1.68 до 2.38 км/с. Только такие капли могут совершать финитное движение вокруг Луны.

В результате метеороидного удара первоначально пористый реголит сжимается образующейся ударной волной до плотностей сплошного вещества и приобретает форму сферической оболочки, движущейся за ударной волной от эквивалентного центра метеороидного взрыва.

Если при выходе ударной волны на свободную поверхность давление за фронтом волны оказывается большим порогового давления полного плавления, но при этом меньшим порогового давления полного испарения, то в результате разлета и быстрой механической разгрузки ударно сжатый материал оказывается полностью расплавленным (зона II). После выхода ударной волны на свободную поверхность оболочка выбрасывается в свободное пространство находящимся позади нее расширяющимся паром. Материал, выбрасываемый ударной волной в свободное пространство из зоны плавления вещества (II), представляет собой жидкость, распадающуюся на фрагменты. Равновесные капли образуются, когда в капельно-паровом потоке объем, занимаемый паром, становится сопоставимым с объемом жидкости. Согласно [28], равновесное значение радиуса капли (при $t \rightarrow \infty$), образованной (вследствие удара метеороида) в зоне плавления вещества (II), имеет вид

$$a_d \approx 1.5 \cdot 10^{-4} a_i^{1/2}, \quad (3)$$

где a_d и a_i вычисляются в см.

В табл. 2 представлены результаты вычисления вклада в поток F_d на больших высотах, вносимого каплями различных размеров [28]. Используя данные из таблицы, а также характерное значение скорости капель $v_d \geq u_{mt} = \sqrt{2E_{cmt}} \approx 1.5$ км/с, можно оценить концентрацию капель с размерами $300 \text{ нм} \leq a_d \leq 1 \text{ мкм}$ на больших высотах над лунной поверхностью: $n_d \lesssim 10^{-8} \text{ см}^{-3}$. Данный результат соответствует [28] наблюдаемой в рамках миссии LADEE концентрации пылевых частиц в облаке, которая находится в диапазоне $(0.4\text{--}4) \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$ (рис. 11).

Следует отметить [28], что в рамках миссии LADEE было обнаружено скачкообразное возрастание концентрации пыли во время взаимодействия некоторых из ежегодных метеорных потоков с Луной. Особенно данный эффект проявлялся во время высокоскоростного метеорного потока Геминиды. Все это указывает на связь между

Таблица 2. Потоки $F_d(a_{dmin}, a_{dmax})$ капель с размерами в диапазонах $a_{dmin} \leq a_d \leq a_{dmax}$.

a_{dmin} , нм	a_{dmax} , нм	$F_d(a_{dmin}, a_{dmax})$, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
	100	0.27
	300	0.06
	1000	0.002

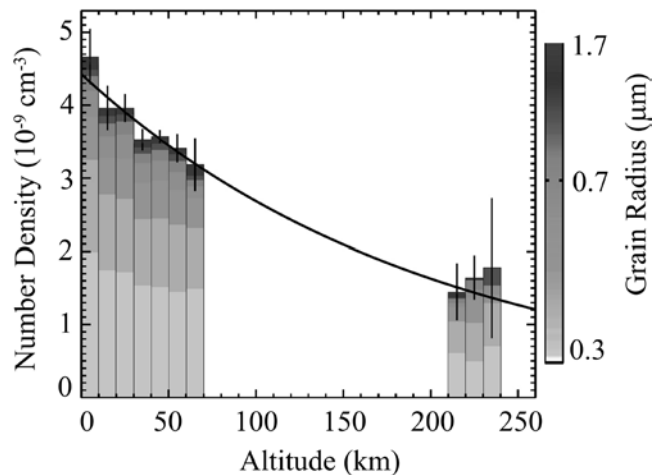


Рис. 11. Концентрации пылевых частиц различных размеров на разных высотах от поверхности Луны. Сплошная линия, проходящая через верхи столбиков концентрации (представляющих собой данные, полученные в рамках миссии LADEE), характеризует эмпирическое соотношение $n_d = 4.43 \exp(-h/200) \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$ [28], где высота h измеряется в км.

процессами формирования пылевого облака и соударениями метеороидов с поверхностью Луны.

5. ДАННЫЕ, ПОЛУЧЕННЫЕ В РАМКАХ МИССИИ “ЛУНА-25”

Несмотря на то, что спускаемому аппарату “Луна-25” не удалось осуществить мягкую посадку, во время полета космического аппарата по окололунной круговой орбите было проведено несколько включений научной аппаратуры, созданной в Институте космических исследований Российской академии наук. Анализируя данные наблюдений, специалисты ИКИ РАН получили, в частности, следующие результаты:

1) в энергетическом спектре гамма-лучей нейтронный и гамма-спектрометр АДРОН-ЛР зарегистрировал наиболее интенсивные линии химических элементов лунного грунта;

2) впервые на окололунной орбите был включен ионный энерго-масс-анализатор АРИЕС-Л, предназначенный для изучения приповерхностной ионной экзосферы в приполярной области Луны. Полученные данные позволили выбрать оптимальный режим работы прибора на поверхности Луны для измерения энергетических спектров частиц в диапазоне энергий от 10 до 3000 эВ;

3) прибор “Пылевой мониторинг Луны” (ПмЛ) [30], предназначенный для регистрации пылевых

частиц, левитирующих у поверхности Луны, и определения параметров окружающей плазмы, зарегистрировал несколько событий, связанных с ударами пылевых частиц о поверхность прибора.

Прибор ПмЛ предназначен для исследования динамики пылевых частиц вблизи поверхности Луны и исследования факторов, характеризующих их динамику. Регистрироваться могут микрометеорные частицы, вторичные частицы, выбитые с поверхности в результате микрометеорного удара, а также пылевые частицы лунного реголита, поднятые с поверхности Луны под действием электростатических сил. Кроме того, прибор включает датчики параметров окружающей плазмы, по результатам которых можно будет оценить величину приповерхностного электрического поля. Прибор ПмЛ включает три блока (рис. 12): блок ударных сенсоров (IS) и два электростатических датчика (ES1 и ES2). В блоке IS для регистрации пылевых частиц над поверхностью Луны использованы пьезокерамические пластины (ПКП) и зарядочувствительная сетка

(ЗЧС), расположенная перед пластинами. Ниже в данном разделе приводится описание данных, полученных прибором ПмЛ.

За время нахождения космического аппарата “Луна-25” на орбите Луны прибор ПмЛ был включен два раза и проработал суммарно около 80 мин (при этом данные за последние 40 мин работы не были получены в полном объеме). Устройство задействованной в получении данных на орбите Луны части прибора ПмЛ следующее. Ударный сенсор (УС) прибора ПмЛ (рис. 13) содержит пьезоэлектрические датчики (пьезокерамика ЦТС19), расположенные на верхней грани блока в количестве 6×4 штук (рис. 14). Датчики преобразовывают механический импульс пылевой частицы, попавшей в такой датчик, в электри-

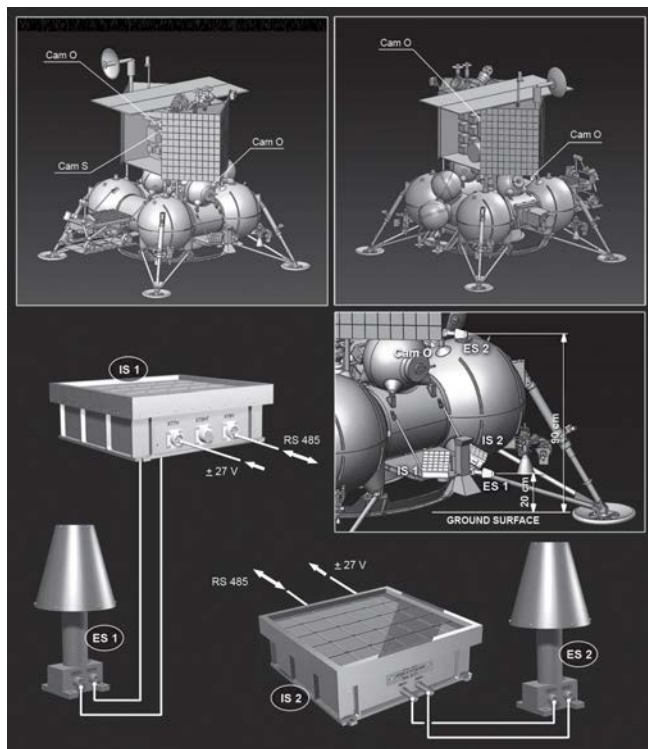


Рис. 12. Схема расположения аппаратуры для исследования пылевой плазмы у поверхности Луны на станции “Луна-25”. Отмечены инструменты регистрации пылевой плазмы: пьезоэлектрические ударные сенсоры IS; выносные датчики электрического поля ES; камеры для оптических наблюдений (стереокамера Cam S и обзорные камеры Cam O).

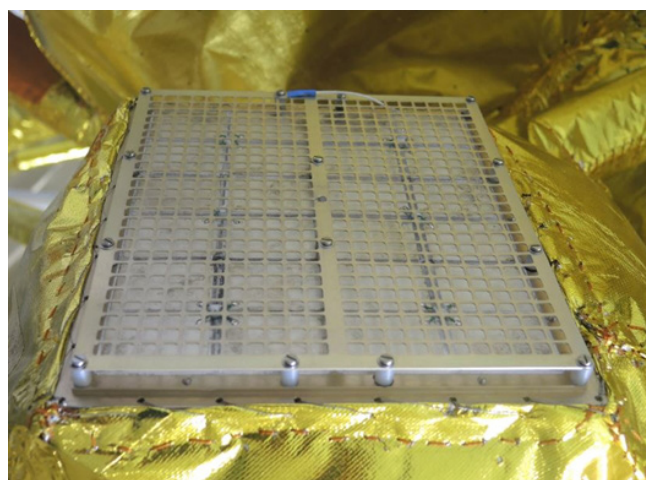


Рис. 13. Фотография блока ударного сенсора прибора ПмЛ, установленного на аппарате “Луна-25”.

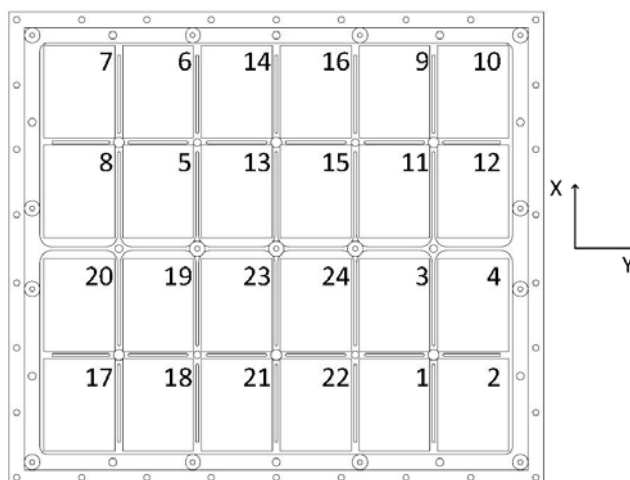


Рис. 14. Расположение и нумерация пьезоэлектрических датчиков на верхней грани блока ударного сенсора прибора ПмЛ.

ческий сигнал [30]. Также датчики способны уловить сигналы от механической волны частицы, попавшей в корпус прибора, в таком случае сигнал должен быть зафиксирован одновременно несколькими датчиками, при этом форма сигнала должна отличаться от “классической”, т. е. формы сигнала, получаемой от прямого попадания частицы в пьезокерамику.

В ходе первого включения (длительностью 41 минута 32 секунды), состоявшегося 17 августа 2023 г. в 12:46:20 Мск, пьезоэлектрические датчики блока УС прибора ПмЛ зафиксировали некоторое количество сигналов над уровнем шума. Одну группу из таких сигналов с большой степенью достоверности можно интерпретировать как сигнал от частицы, попавшей в корпус прибора (либо экранно-вакуумной теплоизоляции космического аппарата вблизи прибора) и вызвавшей одновременное срабатывание датчиков блока УС, расположенных со стороны попадания частицы в корпус. Диаграмма (“карта”) срабатываний приведена на рис. 15.

Исходя из наибольшей амплитуды первого события, минимально возможный импульс частицы-импактора составляет 1.3×10^{-9} Н · с. Частица, таким образом, может происходить из описанного в предыдущем разделе плазменно-пылевого облака, т. е. потенциальным “родителем” частицы может быть поверхность Луны. В этом случае скорость частицы по отношению к космическому аппарату должна быть около 4.8 км/с.

Кроме того, возможным источником частицы может быть высокоскоростной метеорный поток Персеиды, который автоматической станции “Луна-25” удалось успешно пересечь во время перелета к Луне. Тогда возможная скорость соударения с космическим аппаратом возрастает приблизительно до 55–60 км/с. В первом случае частица, которая могла бы вызвать такой сигнал, обладает массой не меньшей, чем $m_m = 2.71 \times 10^{-13}$ кг, а во втором случае — чем $m_p = 2.17 \times 10^{-14}$ кг. Для частиц с плотностью $\rho = 3500$ кг/м³ диаметр зафиксированной частицы мог бы составлять $d_m = 5.3$ мкм в случае ее лунного происхождения и $d_p = 2.3$ мкм в случае, если частица связана с потоком Персеид.

6. НЕОБХОДИМОСТЬ УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ ПРИБОРА ПМЛ НА ПОСАДОЧНОМ АППАРАТЕ “ЛУНА-27”

В соответствии с российской космической программой в ближайшие десятилетия планируются дальнейшие комплексные исследования Луны. В частности, ожидается реализация проекта, включающего посадку на Луну спускаемого аппарата “Луна-27”. Основной целью этой экспедиции является детальное исследование полярных областей Луны. Среди широкого круга научных задач, стоящих перед этим посадочным аппаратом, стоит задача изучения динамики пылевой компоненты приповерхностной экзосферы Луны. Во время орбитального (вокруг Луны) полета “Луны-25” прибор ПмЛ зарекомендовал

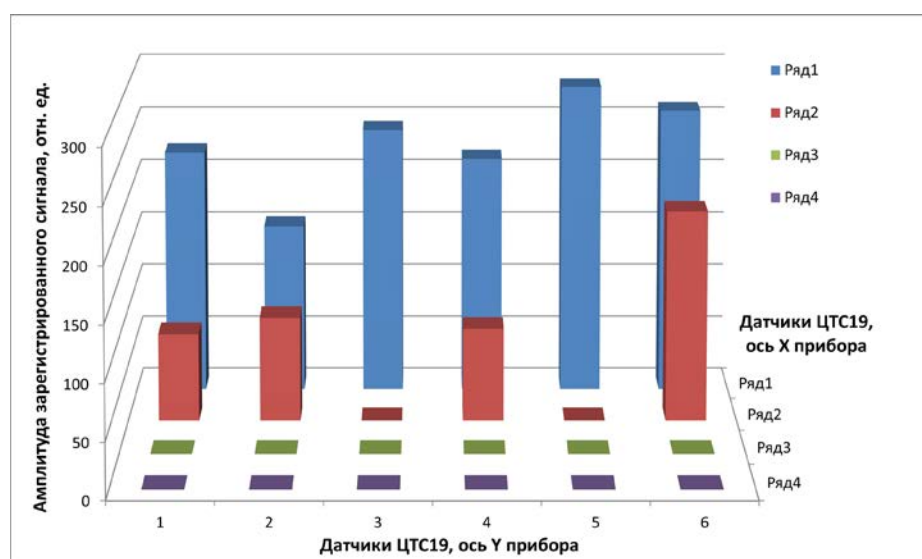


Рис. 15. Амплитуды сигналов пьезоэлектрических датчиков с привязкой к расположению датчиков прибора, выраженные в относительных единицах. Сигналы зафиксированы в ряду 1 (датчики 7, 6, 14, 16, 9, 10) и ряду 2 (датчики 8, 5, 15, 12).

себя с самой лучшей стороны. Однако на посадочном аппарате “Луна-27” будет установлен усовершенствованный вариант прибора ПМЛ. Это связано, в частности, с тем, что на посадочном аппарате “Луна-25” не было возможности установить штангу для размещения электростатических датчиков на достаточном удалении от аппарата, что желательно для уменьшения возмущений окружающей плазмы и приповерхностного электростатического поля из-за влияния посадочного аппарата.

Для оценки степени влияния посадочного аппарата на измеряемые параметры окружающей плазмы и приповерхностного электрического поля было выполнено компьютерное моделирование динамики пылевых частиц вблизи поверхности Луны и влияния на эту динамику посадочного

аппарата [42]. Моделирование выполнялось методом “частиц в ячейках” (PIC) [43] с использованием программного обеспечения SPIS-DUST (Spacecraft Plasma Interaction Software) [44]. При моделировании были использованы ожидаемые параметры плазмы в приповерхностной зоне Луны, находящейся в условиях солнечного ветра. При этом учитывалась также реальная конфигурация посадочного аппарата “Луна-27” и планируемое место посадки [42].

Результаты компьютерного моделирования электростатического потенциала вблизи поверхности Луны с учетом влияния на него посадочного аппарата приведены на рис. 16 и 17 для дневных условий, соответствующих расположению Солнца в 22° и 11° над горизонтом. Достаточная малость углов, характеризующих расположение Солнца,

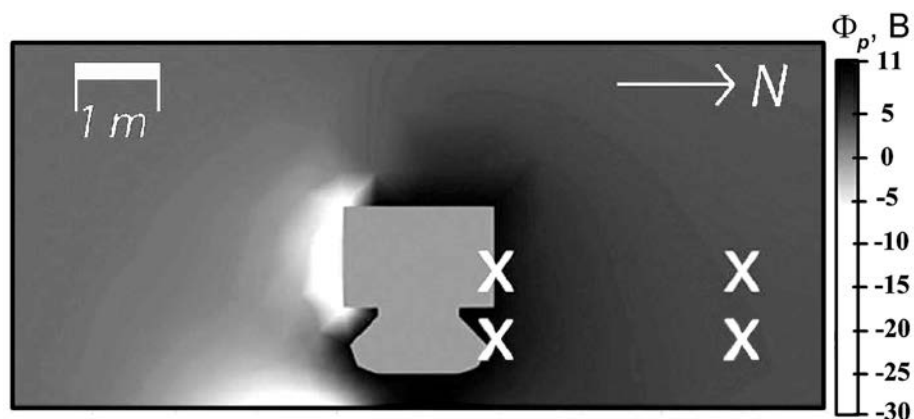


Рис. 16. Результаты численного моделирования распределения потенциала плазмы Φ_p в окрестностях посадочного аппарата на поверхности Луны в условиях, когда Солнце находится в 22° над горизонтом. Моделирование осуществлено с использованием программы SPIS-DUST. Шкала величины потенциала плазмы в вольтах представлена на рисунке справа. Направление на Солнце показано стрелкой. Знаком “X” отмечены положения датчиков ES1 (снизу) и ES2 (сверху) вблизи посадочного аппарата, для случая, если бы осуществилась удачная посадка “Луны-25”, так и на удалении (3 м от посадочного аппарата), для ситуации, если бы датчики крепились на длинной штанге (случай “Луны-27”).

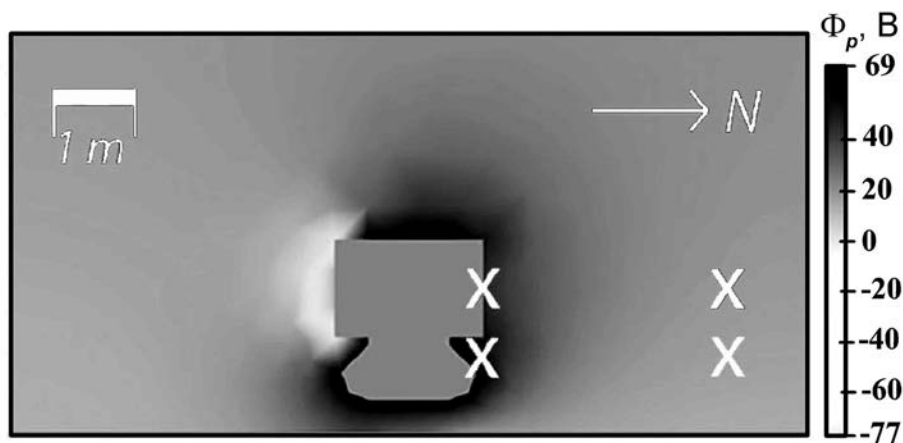


Рис. 17. То же, что и на рис. 16, но для условий, когда Солнце находится в 11° над горизонтом.

обусловлена тем, что место посадки спускаемого аппарата “Луна-27” ожидается вблизи Южной полярной области Луны.

На рис. 16, 17 видны значительные возмущения плазменного окружения вблизи посадочного аппарата. С подсолнечной стороны потенциал посадочного аппарата положительный и соответствует ~ 10 В. Эти возмущения заметны на расстояниях до ~ 1 м от корпуса посадочного аппарата. По этой причине посадочный аппарат “Луна-27” будет оснащен штангой с расположенными на ней датчиками параметров плазмы.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, особенностью окололунного пространства является наличие плазменно-пылевой системы. Эта система является важным объектом современных исследований Луны. В работе приведен краткий обзор по теоретическим исследованиям окололунной пылевой плазмы. Затронуты, в частности, проблемы формирования пылевой плазмы над Луной, важными факторами которых являются электростатические процессы и удары микрометеороидов о ее поверхность. Рассмотрены свойства пылевой плазмы в области лунного терминатора. Впервые представлено описание данных наблюдений пылевых частиц в окрестностях Луны, полученных в рамках миссии “Луна-25”. Показано, что имеется, по крайней мере, одно достоверное наблюдение пылевой частицы либо имеющей лунное происхождение, либо связанной с высокоскоростным потоком Персеиды. Проведено обсуждение необходимости усовершенствования прибора “Пылевой мониторинг Луны” на посадочном аппарате “Луна-27”. Усовершенствование связано с необходимостью установки штанги для размещения электростатических датчиков на достаточном удалении от аппарата, что желательно для уменьшения возмущений окружающей плазмы и приповерхностного электростатического поля из-за влияния посадочного аппарата.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-12-00064, <https://rscf.ru/project/24-12-00064/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Norton R.H., Guinn J.E., Livingston W.C., Newkirk G.A., Zirin H. // J. Geophys. Res. 1967. V. 72. P. 815.
2. Rennilson J.J., Criswell D.R. // The Moon. 1974. V. 10. P. 121.
3. Zook H., McCoy J. // Geophys. Res. Lett. 1991. V. 18. P. 2117.
4. Severny A.B., Terez E.I., Zvereva A.M. // The Moon. 1975. V. 14. P. 123.
5. Васильев М.Б., Виноградов В.А., Вышков А.С., Ивановский О.Г., Колосов М.А., Савич В.А., Самовол В.А., Самознаев Л.Н., Сидоренко А.И., Шейхет А.И., Штерн Д.Я. // Космические исследования. 1974. Т. 12. С. 115.
6. Vyshlov A.S. // Space Research. V. 16 / Ed. M.J. Muroft. Paris: COSPAR, 1975. P. 945.
7. Elsmore B. // Phil. Mag. Ser. 8. 1957. V. 2. P. 1040.
8. Вышков А.С., Савич Н.А. // Космические исследования. 1978. Т. 16. С. 551.
9. Stubbs T.J., Glenar D.A., Farrell W.M., Vondrak R.R., Collier M.R., Halekas J.S., Delory G.T. // Planet. Space. Sci. 2011. V. 59. P. 1659.
10. Berg O.E., Richardson F.F., Burton, H. // Apollo 17 preliminary science report. NASA Spec. Publ. 1973. 16-1-16-9. SP-330.
11. Berg O.E., Wolf H., Rhee J. // Interplanetary Dust and Zodiacal Light / Eds. H. Elsasser and H. Fechtig. New York: Springer, 1976. P. 233.
12. Berg O.E., Richardson F.F. // Rev. Sci. Instrum. 1969. V. 40. P. 1333.
13. Horányi M., Sternovsky Z., Lankton M., Dumont C., Gagnard S., Gathright D., Grün E., Hansen D., James D., Kempf S., Lamprecht B., Srama R., Szalay J.R., Wright G. // Space Sci. Rev. 2014. V. 185. P. 93.
14. Horányi M., Szalay J.R., Kempf S., Schmidt J., Grün E., Srama R., Sternovsky Z. // Nature. 2015. V. 522. P. 324.
15. Stubbs T.J., Vondrak R.R., Farrell W.M. // Adv. Space Res. 2006. V. 37. P. 59.
16. Sternovsky Z., Chamberlin P., Horányi M., Robertson S., Wang X. // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. P. A10104.
17. Голубь А.П., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Извекова Ю.Н., Копнин С.И., Попель С.И. // Письма ЖЭТФ. 2012. Т. 95. С. 198.
18. Попель С.И., Копнин С.И., Голубь А.П., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Извекова Ю.Н. // Астрономический вестник. 2013. Т. 47. P. 455.
19. Лисин Е.А., Тараканов В.П., Петров О.Ф., Попель С.И., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Фортков В.Е. // Письма ЖЭТФ. 2013. Т. 98. С. 755.
20. Попель С.И., Голубь А.П., Извекова Ю.Н., Афонин В.В., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Лисин Е.А., Петров О.Ф. // Письма ЖЭТФ. 2014. Т. 99. С. 131.
21. Буринская Т.М. // Физика плазмы. 2014. Т. 40. С. 17.
22. Popel S.I., Zelenyi L.M., Atamaniuk B. // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 123701.

23. Izvekova Yu.N., Morozova T.I., Popel S.I. // IEEE Transact. Plasma Sci. 2018. V. 46. P. 731.
24. Popel S.I., Golub' A.P., Zelenyi L.M., Dubinskii A.Yu. // Planet. Space Sci. 2018. V. 156. P. 71.
25. Popel S.I., Golub' A.P., Kassem A.I., Zelenyi L.M. // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. P. 013701.
26. Попель С.И., Голубь А.П., Лисин Е.А., Извекова Ю.Н., Атаманюк Б., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М. // Письма ЖЭТФ. 2016. Т. 103. С. 641.
27. Попель С.И., Голубь А.П., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Бережной А.А., Зубко Е.С., Итен М., Лена Р., Спозетти С., Великодский Ю.И., Терещенко А.А., Атаманюк Б. // Письма ЖЭТФ. 2018. Т. 108. С. 379.
28. Попель С.И., Голубь А.П., Зеленый Л.М., Хораньи М. // Письма ЖЭТФ. 2017. Т. 105. С. 594.
29. Голубь А.П., Попель С.И. // Астрономический вестник. 2021. Т. 55. Р. 393.
30. Захаров А.В., Дольников Г.Г., Кузнецов И.А., Ляш А.Н., Дубов А.Е., Афонин В.В., Бедняков С.А., Бычкова А.С., Грушин В.А., Докучаев И.В., Карташева А.А., Попель С.И., Шашкова И.А., Шеховцова А.В., Яковлев А.В., Васильев М.М., Лисин Е.А., Петров О.Ф., Борисов Н.Д., Зеленый Л.М. // Астрономический вестник. 2021. Т. 55. Р. 589.
31. Родэ О.Д., Иванов А.В., Назаров М.А., Цимбальникова А., Юрек К., Гейл В. // Атлас микрофотографий поверхности частиц лунного реголита. Прага: Академия, 1979.
32. Колмогоров А.Н. // ДАН. 1941. Т. 31. С. 99.
33. Кузнецов В.М. // Математические модели взрывного дела. Новосибирск: Наука, 1977.
34. Colwell J.E., Batiste S., Horányi M., Robertson S., Sture S. // Rev. Geophys. 2007. V. 45. P. RG2006.
35. Адушкин В.В., Перник Л.М., Попель С.И. // ДАН. 2007. Т. 415. С. 247.
36. Park J., Liu Y., Kihm K.D., Taylor L.A. // J. Aerospace Engineering. 2008. V. 21. P. 266.
37. Popel S.I., Golub' A.P., Zelenyi L.M. // Europ. Phys. J. D. 2014. V. 68. P. 245.
38. Walbridge E. // J. Geophys. Res. 1973. V. 78. P. 3668.
39. Willis R.F., Anderegg M., Feuerbacher B., Fitton B. // Photon and Particle Interactions With Surfaces in Space / Ed. R.J.L. Grard. Dordrecht: D.Reidel, 1973. P. 389.
40. Drolshagen G., Dikarev V., Landgraf M., Krag H., Kuiper W. // Earth Moon Planet. 2008. V. 102. P. 191.
41. Мелов Г. // Образование ударных кратеров. М.: Мир, 1994.
42. Kuznetsov I.A., Hess S.L.G., Zakharov A.V., Cipriani F., Seran E., Popel S.I., Lisin E.A., Petrov O.F., Dolnikov G.G., Lyash A.N., Kopnin S.I. // Planetary Space Sci. 2018. V. 156. P. 62.
43. Харлоу Ф.Х. // Численный метод частиц в ячейках для задач гидродинамики. Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967.
44. Hess S.L.G., Sarrailh P., Maté o-Vélez J.-C., Jeanty-Ruard B., Cipriani F., Forest J., Hilgers A., Honary F., Thi'bault B., Marple S.R., Rodgers D. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2015. V. 43. № 9. P. 2799.

CIRCUMLUNAR DUSTY PLASMA: MAIN PHYSICAL PROCESSES AND EXPERIMENTAL DATA OBTAINED DURING THE “LUNA-25” MISSION

**S. I. Popel^{a,*}, L. M. Zelenyi^a, A. V. Zakharov^a, I. A. Kuznetsov^a, G. G. Dol'nikov^a, A. N. Lyash^a,
I. A. Shashkova^a, A. A. Kartasheva^a, A. E. Dubov^a, M. E. Abdelaal^a, and Yu. S. Reznichenko^a**

^aSpace Research Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997, Russia

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

A brief review of theoretical studies of circumlunar dusty plasma, the important factors in the formation of which are electrostatic processes and impacts of micrometeoroids on the lunar surface, is given. Observation data of dust particles in the vicinity of the Moon, obtained within the “Luna-25” mission, are described for the first time. It is shown that there is at least one reliable observation of a dust particle either of lunar origin or associated with the high-speed Perseid stream. The need to improve the Lunar Dust Monitor device on the “Luna-27” lander is discussed. The improvement is associated with the need to install a rod for placing electrostatic sensors at a sufficient distance from the device, which is desirable to reduce disturbances of the surrounding plasma and the near-surface electrostatic field because of the influence of the lander.

Keywords: dusty plasma, Moon, lunar ionosphere, photoelectrons, levitating dust particles, meteoroids, “Luna-25,” “Luna-27”

УДК 533.9

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ ПАРАМЕТРОВ ЦЕПОЧЕК ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ РАЗНОЙ ДЛИНЫ

© 2024 г. М. В. Сальников^{а, *}, А. В. Федосеев^б, М. М. Васильев^б, О. Ф. Петров^б^аИнститут теплофизики СО РАН, Новосибирск, Россия^бОбъединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*e-mail: salnikovitsbras@gmail.com

Поступила в редакцию 16.07.2024 г.

После доработки 17.08.2024 г.

Принята к публикации 20.08.2024 г.

Представлены результаты численного исследования конфигурации цепочек пылевых частиц, левитирующих в газоразрядной плазме. Исследования проводились с помощью итеративной модели, которая самосогласованно описывает движение ионов и пылевых частиц под действием внешнего электрического поля, электрического поля (кулоновского) каждой заряженной пылевой частицы, поля объемного заряда плазмы (ионов и электронов), которое экранирует заряды пылевых частиц, а также силы тяжести для пылевых частиц. Расчет структурных параметров цепочек пылевых частиц проводился для разного числа частиц в них. Обнаружено, что при добавлении в цепочку новых частиц центр цепочки поднимается над нижним электродом. Это связано как с уменьшением зарядов нижних пылевых частиц вследствие фокусировки положительно заряженных ионов за верхней частицей, так и с существенным уменьшением силы действия ионного увлечения на нижние частицы цепочки в результате структурной перестройки всей цепочки. Показано, что приведенный заряд цепочек уменьшается, а приведенная длина цепочек имеет максимум в зависимости от числа частиц.

Ключевые слова: пылевая плазма, цепочка пылевых частиц, ионное облако, кластеры пылевых частиц

DOI: 10.31857/S0367292124100088, **EDN:** FCOLLM

1. ВВЕДЕНИЕ

Пылевая плазма — это ионизованный газ, содержащий частицы конденсированной дисперсной фазы. В слабостолкновительной холодной плазме пылевые частицы обычно заряжаются отрицательно [1–4]. Вокруг таких пылевых частиц собирается облако положительно заряженных ионов, и под действием внешнего электрического поля в результате ионной фокусировки за пылевой частицей может образоваться ионный след — область избыточного положительного заряда [5, 6]. В результате возникновения осциллирующих структур в пространственном распределении плазмы, между пылевыми частицами возникают дополнительные силы, которые приводят к выстраиванию пылевых частиц в организованные структуры вдоль внешнего электрического поля

[7–9]. Формирование упорядоченных структур заряженных частиц наблюдаются экспериментально в плазме высокочастотного разряда [10], в ультрахолодной плазме тлеющего разряда постоянного тока [11], в криогенных коллоидных системах [12], в стратифицированных тлеющих разрядах [13]. На сегодняшний день опубликовано множество экспериментальных работ, целью которых было получение в лабораторной среде и исследование цепочек пылевых частиц [14–18]. В этих работах исследуются характеристики цепочек, и их зависимости от параметров разряда. Однако до сих пор остаются вопросы, однозначные ответы на которые с помощью эксперимента получить на данный момент затруднительно. Основными из этих вопросов являются: причины установления определенного расстояния между

частицами в цепочке; зависимость этого межчастичного расстояния от параметров разряда; почему в режиме АС газового разряда цепочки формируются хуже, чем в DC-режиме; почему частицы большего размера легче формируют цепочки [19].

Простейшая форма упорядоченной структуры пылевых частиц — одномерная цепочка [20]. Эта структура оказывается весьма удобной для изучения процессов фазовых переходов, передачи энергии, а также распространения волн, которые происходят в линейных кристаллических решетках [21]. Одним из наиболее интересных экспериментов в изучении цепочек пылевых частиц является эксперимент динамического конфигурирования — дополнение сформированной цепочки новыми элементами, или наоборот, их изъятием из кластера. Пример подобного опыта приведен в экспериментальных работах [21, 22], где продемонстрирована динамика изменений конфигураций пылевой цепочки в зависимости от числа пылевых частиц, которые ее составляют. С помощью эксперимента можно детально изучить равновесные положения пылевых частиц в структуре в зависимости от параметров разряда, однако возникают сложности в определении зарядов самих пылевых частиц. К тому же, оказывается невозможным исследовать пространственные характеристики плазмы вокруг таких структур. В этом случае весьма удобно применять численные методы моделирования.

В настоящий момент существует несколько численных методов, которые с той или иной степенью успеха моделируют распределения плазмы вокруг стационарных пылевых частиц. Один из наиболее популярных подходов — это DiP3D [23, 24], который основан на модели PIC [25]. Эта модель позволяет рассчитать пространственные распределения самосогласованно, однако ее наиболее распространенные реализации обладают ограниченной точностью в расчете зарядов пылевых частиц и потенциала плазмы ввиду ограниченности пространственной решетки, с помощью которой производится дискретизация вычислительной области. Кроме того, сам метод не позволяет рассчитывать конфигурации пылевых частиц в динамике — каждый новый расчет необходимо задавать заново исходя из результатов предыдущего моделирования. Вторым, более продвинутым с технической точки зрения вычислительным методом, является модель DRIAD

(Dynamic Response of Ions And Dust) [26]. В этом многоступенчатом подходе, используя приближения нормировки ионов MAD (molecular asymmetric dynamics), производится совместный расчет движения ионов и пылевых частиц. Недостатки DRIAD — продолжение его достоинств. Нормировка ионов MAD приводит к скачкам в значении заряда пылевых частиц, что в свою очередь может привести к нефизическому смещению их положения [27]. Важно отметить, что несмотря на указанные недостатки, оба численных метода показывают качественное согласие в демонстрации феноменов разрядки пылевых частиц в результате ионного линзирования и возникновения асимметрии в конфигурации пылевой цепочки, находящейся во внешнем потоке ионов.

Для более точного расчета взаимодействия пылевых частиц необходимо более точно рассчитывать пространственное распределение плазмы вокруг них — объемного заряда и электрического потенциала. Чтобы этого достичь, авторами данной работы была создана итеративная мультиблоковая модель, где точность расчета потенциала определялась пользователем и вычислительными ресурсами, имеющимися в его распоряжении [28]. В работе [28] рассматривалась пылевая цепочка из 3 частиц для различных конфигураций заданного внешнего электрического поля. В работе [29] были представлены расчеты и сравнение параметров цепочек пылевых частиц разного размера. Целью данной работы является исследование структурных параметров цепочек пылевых частиц разной длины (от 1 до 8 штук) для определения влияния последовательного добавления новых пылевых частиц в цепочку на ее параметры.

2. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Основные положения модели, использованной в данной работе, были представлены в [28], поэтому далее повествование будет уделено самым важным ее элементам. Итеративная модель обладает блоковой структурой и состоит из двух блоков: в блоке 1 производится расчет самосогласованных пространственных распределений объемного заряда плазмы $n(r)$ и ее электрического потенциала $U(r)$ вокруг стационарной цепочки пылевых частиц; в блоке 2 моделируется движение пылевых частиц в пространстве для поиска их равновесной структуры, при этом пространственные распределения плазмы не меняются.

Блок 1 является самостоятельной моделью по определению параметров плазмы вокруг стационарной одиночной пылевой частицы, впервые представленной в работе [30].

В Блоке 1 производится расчет траекторий ионов в области $L_x = L_y \ll L_z$, в которой задано внешнее электростатическое $\mathbf{E} = (0, 0, E)$ и гравитационное $\mathbf{g} = (0, 0, g)$ поля. На оси z этой области располагалась пылевая цепочка с начальными зарядами Q , что делало задачу цилиндрически симметричной. Напряженность поля и заряды частиц устанавливались в безразмерном виде

$$Q = -\frac{e^2 Z_d}{\lambda_i k_B T_i}, \quad E = \frac{e E_{\text{dim}} \lambda_i}{k_B T_i}, \quad (1)$$

где $\lambda_i = (k T_i / 4 \pi e^2 n_0)^{1/2}$ – ионная длина Дебая; n_0 – плотность невозмущенной плазмы; T_i – температура ионов; e – заряд электронов.

Сила, действующая на ионы в расчетной области, определялась суперпозицией потенциалов пылевых частиц и внешнего электростатического поля. В нулевой итерации потенциал пылевых частиц определялся потенциалом Дебая–Хюккеля (первый член)

$$U_{\text{full}}^0(\rho, z) = \sum_{k=1}^N \frac{Q_k}{r_n} e^{-r_k} - E(z)z, \quad (2)$$

где k – порядковый номер пылевой частицы в цепочке из N частиц.

Траектории ионов позволяли рассчитать пространственное распределение объемного заряда плазмы на текущей итерации $n(p, z) = n_i(p, z) - n_e(p, z)$, где пространственное распределение электронов определялось распределением Больцмана [31]. Из пространственного распределения объемного заряда, определялось пространственное распределение потенциала плазмы $U(p, z)$:

$$\Delta U(\rho, z) = -n(\rho, z). \quad (3)$$

Пространственное распределение плазмы перепределяло полный потенциал в рабочем объеме, который становился равным

$$U_{\text{full}}(\rho, z) = \sum_{k=1}^N \frac{Q_k}{r_k} - Ez + U(\rho, z). \quad (4)$$

Кроме того, перед каждым перерасчетом потенциала, итеративно изменялись заряды пылевых частиц из условия равенства потоков и электронов

на поверхность каждой из них. Это итеративное изменение производилось по формуле

$$Q_k^{t+1} = Q_k^t + h(I_{i,k} - I_{e,k}), \quad (5)$$

где I_{ik} – поток ионов на пылевую частицу k , который считался исходя из числа упавших ионов на ее поверхность; I_{ek} – поток электронов, который считался аналитически по равновесному Больцмановскому распределению [31].

Итеративный алгоритм Блока 1 можно определить следующим порядком действий.

1. Определены начальные положения ионов и пылевых частиц, установлены начальные заряды пылевых частиц.

2. Траектории ионов рассчитывались согласно уравнениям Ньютона от потенциала вида (2) для нулевой итерации и потенциала вида (4) для всех последующих итераций.

3. Заряды пылевых частиц переопределялись согласно формуле (5).

4. Потенциал пространственного распределения плазмы рассчитывался согласно формуле (3).

5. Переход к шагу 2.

Вычисление блока 1 проводилось до тех пор, пока изменения пространственного распределения параметров плазмы не становились меньше, чем точность, установленная пользователем.

В блоке 2, при неизменных пространственных распределениях плазмы рассчитывались равновесные положения пылевых частиц согласно следующей сумме сил:

$$\begin{aligned} F_k &= F_{q,k} + F_{pl,k} + F_g + F_{E,k} + F_{fr,k}, \\ F_{q,k} &= \sum_{j \neq k} Q_k Q_j \frac{z_k - z_j}{r^3}, \\ F_{pl,k} &= -Q_k \left. \frac{\partial U(\rho, z)}{\partial z} \right|_{z=z_k, \rho=0}, \\ F_{E,k} &= Q_k E(z)z, \\ F_{fr,k} &= \gamma \dot{z}_k, \end{aligned} \quad (6)$$

где F_q – сила кулоновского взаимодействия; F_g – гравитационная сила; F_{pi} – сила, действующая на пылевые частицы со стороны объемного заряда плазмы; F_E – сила, индуцированная внешним электростатическим полем; F_{fr} – трение об плазму. Важно отметить, что F_{pi} включает часть силы ионного увлечения, связанную с рассеянием заряженных ионов вблизи пылевой частицы.

В блоке 2, ионы стационарны, а пространственное распределение плазмы $U(p, z)$ постоянно.

Пылевые частицы, в свою очередь, движутся согласно уравнениям Ньютона

$$ma_k = F_k. \quad (7)$$

Полный итеративный алгоритм модели следующий.

1. В начале расчета на оси z расчетной области помещаются пылевые частицы с начальными зарядами Q_k в позициях Z_k .

2. Выполнение блока 1.

3. Согласно рассчитанному в блоке 1 пространственному распределению плазмы $U(p, z)$, вычисляются новые равновесные положения пылевых частиц согласно формулам (6), (7).

4. Переход к шагу 2.

Блок 2 выполняется до тех пор, пока положения пылевых частиц Z_k и их заряды Q_k не перестанут изменяться.

В данной работе, внешнее электростатическое поле задавалось в качестве линейной функции от координаты z

$$E(z) = E_m + E_k z, \quad (8)$$

что соответствует функциональному виду поля в лабораторной пылевой плазме вблизи нижнего электрода. При этом движение ионов моделировалось согласно постоянному коэффициенту E_m . Приближение о том, что на ионы не оказывает большое влияние коэффициент E_k , верно при условии $E_k \ll E_m$, при котором дрейфовая скорость ионов на всем протяжении расчетной области остается практически неизменной.

В представленной модели зависимость внешнего электрического поля от вертикальной координаты $E(z)$ можно задать любой функцией. На последующих этапах будет проведено моделирование в квадратичном электрическом поле, которое в большей степени соответствует распределению аксиального электрического поля в стоячей страте разряда постоянного тока в трубке, где обычно висят пылевые частицы [13, 32, 33].

Определение самосогласованного электрического поля решением уравнений непрерывности для ионов и электронов, уравнения Пуассона, а также учет нестационарных процессов, безусловно, приведет к значительному увеличению расчетного времени. Поэтому в данной работе использовалось линейное распределение электрического поля от вертикальной координаты как наиболее простое, достаточное для понимания определяющих процессов конфигурирования вертикальных цепочек частиц в разрядах.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

В рамках представленной модели решалась задача динамического конструирования пылевой цепочки. Данная задача заключалась во включении в пылевую структуру дополнительных звеньев после того, как предыдущая конфигурация приходила к своему равновесному положению. Всего рассмотрено 8 экспериментов, в которых производился расчет равновесных параметров цепочек пылевых частиц с числом пылевых частиц от одного до восьми, $N = 1, 2, \dots, 8$. Радиусы пылевых частиц задавались равными 1.7 мкм, что соответствовало типичным лабораторным экспериментам по пылевой плазме. Рассматривалась однозарядная плазма газа аргона при давлении $p = 13.3$ Па (0.1 Торр) и плотности $n_g = 3.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Температура ионов задавалась равной $T_i = 348$ К, отношение температур электронов и ионов $t = T_e/T_i = 100$, а температура газа и ионов задавалась равной $T_g = T_i$. Ионная длина Дебая задавалась в качестве параметра равного $l_i = 4 \cdot 10^{-3} \text{ см}$, что соответствует плотности невозмущенной плазмы $\Pi_0 \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$. Средняя длина свободного пробега ионов в процессе ионно-нейтральной перезарядки задавалась как $l_i = 6.35 \text{ А}$. Коэффициенты внешнего электростатического поля по формуле (8) задавались равными $E_m = 1.58$, $E_k = 5 \cdot 10^{-3}$ в безразмерных единицах, и $E_m = 7.37 \text{ В/см}$, $E_k = 2.3 \cdot 10^{-2} \text{ В/см}^2$ – в размерных. Начальное значение зарядов пылевых частиц выбиралось равным $Q_0 = -848 e$, или $Q_0 = -1$ в безразмерном представлении.

Масса пылевых частиц задавалась равной и находилась из промежуточной задачи, в которой сила гравитации определялась исходя из условия, что изолированная пылевая частица должна прийти к равновесному положению в координате $z = 0$. Если поместить изолированную пылевую частицу в поле (8) и рассчитать самосогласованное пространственное распределение плазмы (3), пылевая частица зарядится до значения равного $Q_{isolated} = -5.42e$. В результате итеративного решения балансного уравнения (6) окажется, что на изолированную пылевую частицу должна действовать сила тяжести равная $F_g = 0.377 \cdot 10^{-12} \text{ Н}$, для того чтобы она оказалась в положении равновесия в точке $z = 0$. В результате простого вычисления получаем, что масса пылевых частиц задавалась равной $3.84 \cdot 10^{-11} \text{ г}$. Для сравнения, в работе [22] радиусы пылевых частиц определялись равными 4.5 мкм, а их массы $6.10 \cdot 10^{-10} \text{ г}$.

На рис. 1 представлен общий результат данной работы — положения пылевых частиц в пространстве (на оси z) для пылевых цепочек различной длины (число пылевых частиц $N = 1-8$). Вводные параметры задачи сконструированы так, чтобы изолированная пылевая частица оказывалась в равновесном положении равном $Z_l = 0$. В остальных случаях положения пылевых частиц определялось свободно исходя из баланса сил (6). На данном графике видно, что с добавлением пылевых частиц цепочка поднимается как целое вверх относительно электрода в направлении, обратном направлению силы гравитации. В ре-

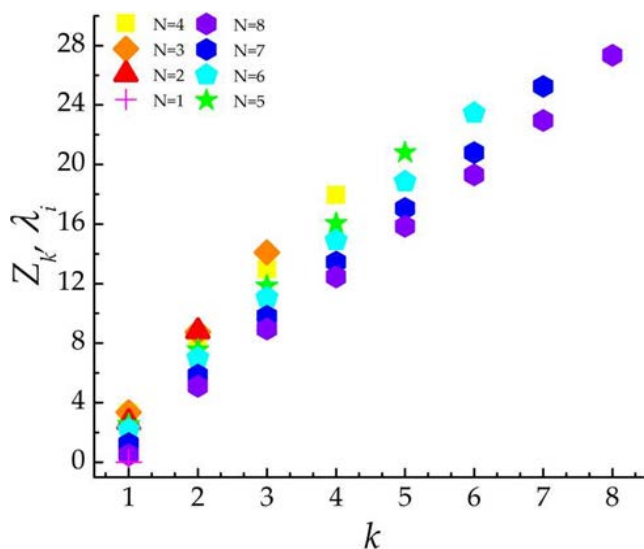


Рис. 1. Зависимость равновесного положения пылевой частицы в пространстве Z_k от ее порядкового номера в цепочке k для различного числа пылевых частиц $N = 1-8$.

зультате этого смещения, первая частица цепочки, которая изначально уравнивалась в нуле, смещается от точки центра координат и начинает левитировать на большем расстоянии от электрода. Этот результат, кажется, контринтуитивным в силу того, что на эту частицу сверху действует сила кулоновского отталкивания от верхней частицы. Данный феномен объяснен далее. Кроме того, стоит отметить нелинейность изменения смещения цепочки как целого — цепочки с числом частиц $N = 3$ и 4 оказываются выше, чем цепочки, состоящие из $6-8$ фрагментов.

На рис. 2 представлена величина суммарного заряда пылевой цепочки ZQ в зависимости от числа N пылевых частиц, которые ее составляют. Обычное представление суммарного заряда, на первый взгляд, показывает, что цепочка заряжается линейно, а величина заряда прямо пропорциональна числу пылевых частиц. Однако, если провести нормировку этого значения на число пылевых частиц, окажется, что нормированный суммарный заряд EQ/N становится меньше с удлинением цепи. То есть заряд изолированной пылевой частицы оказывается больше, чем заряд той же частицы, находящейся в структуре. Другими словами, данный график свидетельствует о феномене разрядки пылевых частиц в цепочке в потоке плазмы, что демонстрируется в работах [24, 26, 28, 29].

Изменение пространственного распределения пылевых частиц относительно друг друга является также нелинейным процессом. Это утверждение демонстрируется результатами, представленными на рис. 3. На рис. 3а показаны зависимости поло-

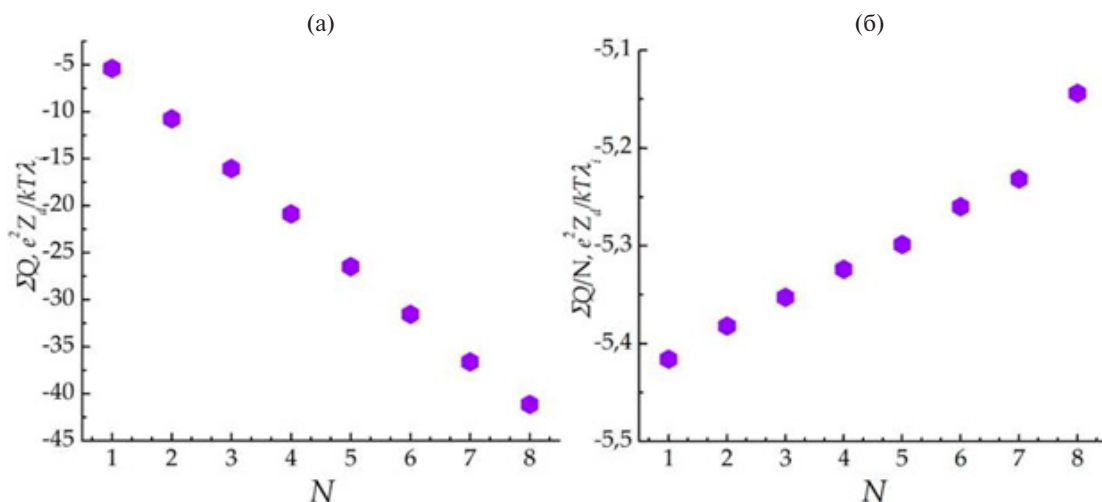


Рис. 2. Зависимость суммарного заряда пылевой цепочки (а) и нормированного заряда цепочки (б) от числа пылевых частиц в цепочке $N = 1-8$.

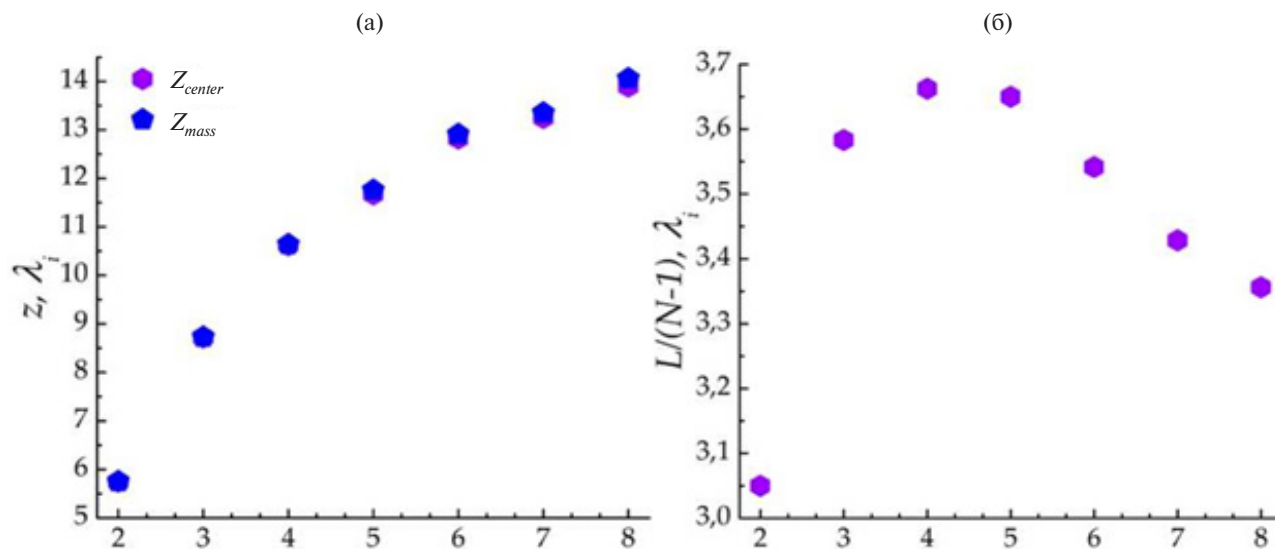


Рис. 3. Зависимость положения центра масс и геометрического центра цепочки (а) и нормированной длины цепочки (б) от числа пылевых частиц в цепочке $N = 1-8$.

жений центра масс и геометрического центра пылевой цепочки от числа частиц в ней. Для малого числа пылевых частиц, например, при $N = 3$ разница этих двух величин оказывается несущественной, $Z_{center} = 8.725$ и $Z_{mass} = 8.73$ (т. е. всего 0.057%). При увеличении числа частиц до восьми, разница положений центра масс и геометрического центра возрастает, $Z_{center} = 13.9$ и $Z_{mass} = 14.05625$ (1.12%). Таким образом, результаты демонстрируют, что на возрастание асимметрии в цепочки частиц влияют не только параметры окружающей плазмы и напряжения электрода, но и полное число частиц. Нелинейность изменения структуры пылевой цепочки также можно продемонстрировать, измерив длину цепочки и затем отнормировав ее на число пылевых частиц, $Z/(N-1)$. Этот результат представлен на рис. 3б. Из него видно, что цепочка при дополнении ее новыми членами начинает возрастать и достигает пика своей нормированной длины при числе частиц, равном четырем. В дальнейшем цепочка начинает сжиматься, что объясняется двумя факторами: уменьшением того влияния, которое оказывает поле электрода на верхние пылевые частицы (ввиду ее высоты), а также тем, что вследствие ослабления влияния электростатического поля, пылевые частицы начинают падать под действием силы гравитации вниз, и толкают силой кулоновского отталкивания пылевые частицы под ними. Вся цепочка начинает опускаться вниз, однако, с другой стороны ее падение ограничивает сила электростатического поля. В результате су-

перпозиции силы гравитации и электрического поля совместно сжимают пылевую цепочку.

Как видно из предыдущих результатов, наиболее интересные процессы происходят вблизи самой нижней пылевой частицы. Ввиду этого стоит рассмотреть ее основные равновесные параметры отдельно. На рис. 4 представлены зависимости равновесных положений (рис. 4а) и заряда (рис. 4б) нижней пылевой частицы в цепочке в зависимости от полного числа частиц. Данный график также демонстрирует нелинейность, с которой происходят изменения указанных параметров при росте числа частиц. Положение нижней пылевой частицы начинает смещаться в сторону, обратную направлению силы гравитации, т. е. она начинает левитировать выше. До определенного момента данная тенденция сохраняется. Точкой перелома оказывается момент, когда число пылевых частиц оказывается равным четырем. В дальнейшем нижняя частица начинает вновь опускаться к нижнему электроду под действием результирующей силы. Однако меняется не только положение последней пылевой частицы, но и ее заряд. С ростом числа частиц, нижняя пылевая частица разряжается, при этом процесс разрядки испытывает скачок при переходе задачи из режима изолированной пылевой цепочки в режим множества пылевых частиц. В дальнейшем эта разрядка происходит практически линейно.

Очевидным кажется утверждение о том, что единственной причиной, по которой происходит «всплытие» вверх пылевой цепочки, является из-

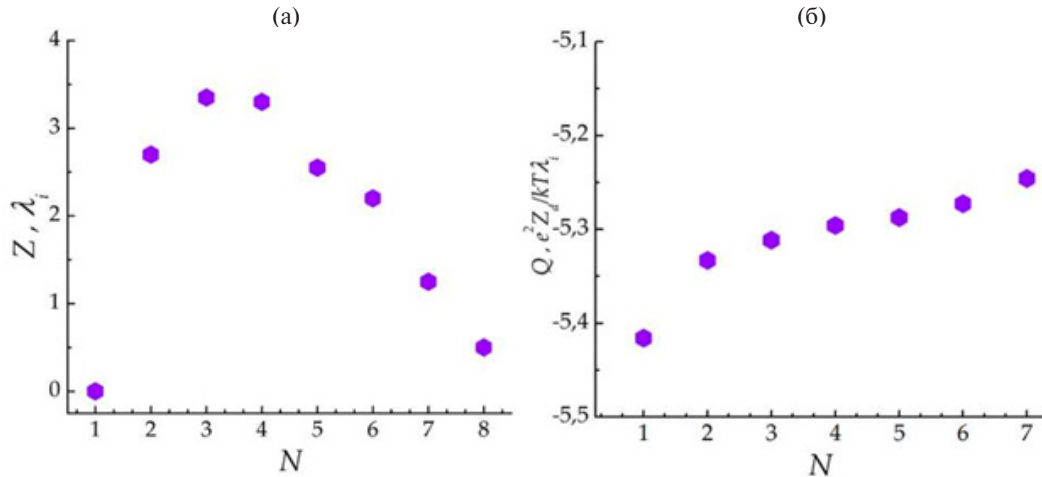


Рис. 4. Зависимость положения (а) и заряда (б) нижней пылевой частицы в цепочке в зависимости от числа частиц в цепочке $N = 1-8$.

менение баланса сил. Чтобы показать это, необходимо проанализировать зависимость сил, действующих на пылевые частицы, от числа пылевых частиц. Наиболее важен баланс сил, формирующийся на самом нижнем фрагменте цепочки, так как именно здесь определяется, как низко опустится пылевая цепочка. Зависимость сил, действующих на последнюю пылевую частицу, от числа частиц в цепочке, представлена на рис. 5. Исходя из результатов, представленных на данном графике, можно выделить следующие закономерности.

1. Величина силы электростатического поля F_E снижается с ростом числа частиц. Снижение происходит монотонно и нелинейно: оно замедляется для числа частиц $N = 46$, в точке, где пылевая цепочка начинает опускаться на электрод. Снижение величины F_E связано со сдвигом пылевых частиц вверх для $N = 1-3$ и с разрядкой замыкающей пылевой частицы для $N = 4-8$. При $N = 4-6$ процесс изменения положения и разрядки компенсируют друг друга, потому F_E меняется слабо.

2. С добавлением второй и последующих частиц возникает сила F_q кулоновского отталкивания от верхних частиц, которая растет до определенного момента ($N = 6$), а затем выходит на постоянное значение. Остановка роста величины F_q связана с тем, что вновь добавленные частицы после шестой оказываются слишком далеко от замыкающей пылевой частицы, при этом соседние пылевые частицы начинают разряжаться.

3. Сила F_{pi} , с которой плазма действует на замыкающую пылевую частицу, монотонно падает, при этом процесс уменьшения силы происходит

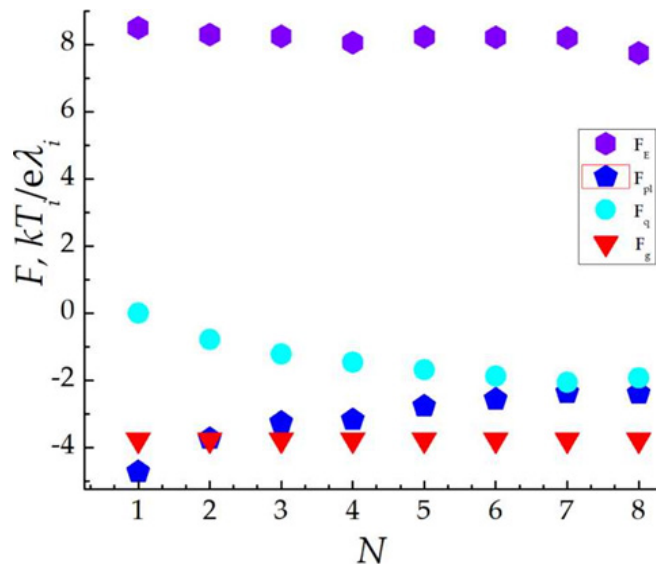


Рис. 5. Зависимость сил, действующих на пылевую частицу (силы кулоновского отталкивания F_q , силы ионного увлечения F_{pi} , силы действия электростатического поля F_E и гравитации F_g) от числа пылевых частиц в цепочке $N = 1-8$.

до точки $N = 6$. Это происходит в результате действия двух факторов: разрядки частиц и электростатического линзирования ионов. Разрядка пылевой частицы ограничивает максимальный объем облака ионов, которое может накапливаться вокруг частицы, в то время как электростатическое линзирование приводит к уменьшению прицельного параметра для ионов, при попадании в который ион оказывается захвачен пылевой частицей и начинает двигаться по орбите вокруг нее. Уменьшение объема ионного облака приводит к уменьшению эффекта ионной фокусировки,

который, в свою очередь, вносит основной вклад в силу ионного увлечения F_{pi} .

Учитывая, что сила гравитации в данной работе выбрана постоянной, изменения положения равновесия пылевых частиц при изменении N , определялось в основном изменением трех сил: F_E , F_q и F_{pi} . При добавлении первых трех пылевых частиц ($N = 2-4$) сила ионного увлечения F_{pi} резко падает, при этом силы кулоновского отталкивания F_q и электростатического поля F_E меняются медленно. В точке $N = 5$ сила кулоновского взаимодействия начинает компенсировать потери F_{pi} , что объясняет «поворот» пылевой цепочки. Данный эксперимент показывает нетривиальность опыта динамического конструирования пылевых цепочек: даже без изменения основных параметров плазмы (плотности ионов и газа, напряженности электрического поля) формирование кластера происходит нелинейным образом.

4. ВЫВОДЫ

В данной работе представлена численная модель, состоящая из двух блоков. В блоке 1 производилось самосогласованное измерение пространственных распределений плазмы (объемного заряда и электрического потенциала) вблизи статической конфигурации пылевых частиц. В блоке 2, для постоянного пространственного распределения электрического потенциала определялись равновесные положения пылевых частиц в пространстве. Используя данную модель, решена задача динамического конструирования пылевой цепочки, когда к изолированной пылевой частице, одна за другой, добавлялись дополнительные частицы.

В результате численных экспериментов были рассчитаны пространственные положения пылевых частиц для цепочек различной длины. Обнаружено, что при добавлении частиц в цепочку центр цепочки поднимался в вертикальном направлении, противоположном силе гравитации. Этот эффект происходит при числе частиц $N < 5$ и нивелируется при большем увеличении числа пылевых частиц.

Показан эффект разрядки пылевой цепочки — ситуация, когда при добавлении пылевых частиц заряд на каждой отдельной пылевой частицы становится меньше, чем заряд такой же частицы в изолированном случае.

Отмечен феномен нелинейного расширения и сжатия одномерной пылевой структуры при

добавлении в нее пылевых частиц. Кроме того, установлен рост асимметрии в структуре, который для восьми частиц возрастает до 1.12%.

Представлены результаты измерения равновесных сил на нижней пылевой частице. Показано, что смещение пылевой цепочки по направлению обратной силе гравитации связано с резким уменьшением силы взаимодействия плазмы с пылевой частицей, что в свою очередь связано с феноменом ионной фокусировки.

Статья подготовлена по материалам доклада на 20-го Международного совещания «Сложные системы заряженных частиц и их взаимодействие с электромагнитным излучением — 2024» (CSCPIER-2024), Москва, 8—12 апреля 2024 года.

The paper was prepared based on the materials of the report on the 20th International Workshop “Complex systems of charged particles and their interaction with electromagnetic radiation - 2024” (CSCPIER-2024), Moscow, April 8-12, 2024.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы объявляют, что у них нет конфликтов интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shukla P.K. // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. P. 1791.
2. Merlino R.L., Goree J.A. // Phys. Today. 2004. V. 57. P. 32.
3. Fortov V.E., Ivlev A. V., Khrapak S.A., Khrapak A.G., Morfill G.E. // Phys. Rep. 2005. V. 421. P. 1.
4. Ishihara O. // J. Phys. D. 2007. V. 40. P. 121.
5. Ludwig P., Thomsen H., Balzer K., Filinov A., Bonitz M. // Plasma Phys. Controlled Fusion, 2010. V. 52. P. 124013.
6. Selwyn G.S. // Plasma Sources Sci. Technology. 1994. V. 3. P. 340.
7. Melzer A., Trottenberg T., Piel A. // Phys. Lett. A. 1994. V. 191. P. 301.
8. Chu J.H., Lin I. // Phys. Rev. Lett., 1994. V. 72. P. 4009.
9. Жаховский В.В., Молотков В.И., Нефедов А.П., Торчинский В.М., Храпак А.Г., Форттов В.Е. // Письма ЖЭТФ. 1997. Т. 66. С. 392.
10. Petrov O.F., Statsenko K.B., Vasiliev M.M. // Sci. Rep. 2022. V. 12. P. 8618.
11. Boltnev R.E., Vasiliev M.M., Petrov O.F. // Sci. Rep. 2019. V. 9. P. 3261.
12. Petrov O.F., Boltnev R.E., Vasiliev M.M. // Sci. Rep. 2022. V. 12. P. 6085.
13. Karasev V. Yu., Dzlieva E. S., Eikhval'd A.I. // Geometrical and Applied Optics. 2006. V. 101. P. 493.

14. Carmona-Reyes J., Schmoke J., Cook M., Kong J., Hyde T.W. // 16th IEEE Internat. Pulsed Power Confer., Albuquerque, NM, USA, 2007. P. 1581.
15. Hartmann P., Matthews L., Kostadinova E., Hyde T., Rosenberg M. // APS Annual Gaseous Electronics Meeting Abstracts, MW1.009
16. Takahashi K., Oishi T., Shimomai K.-I., Hayashi Y., Nishino S. // Phys. Rev. E. 1998. V. 58 P. 7805.
17. Hyde T.W., Kong J., Matthews L.S. // Phys. Rev. E. V. 2013. V. 87. P. 053106.
18. Polyakov D.N., Vasilyak L.M., Shumova V.V. // Surface Engineering and Applied Electrochemistry. 2015. V. 51. P. 143.
19. Yaroshenko, V., Pustyl'nik, M. // Molecules. V. 26, 308, 2021.
20. Ivlev A.V., Thoma M.H., Rath C., Joyce G., Morfill G.E. // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. P. 155001.
21. Fedoseev A.V., Litvinenko V.V., Vasilieva E.V., Vasiliev M.M., Petrov O.F. // Sci. Rep. 2024. V. 14. P. 13252.
22. Yousef R., Chen M., Matthews L.S., Hyde T.W. // arXiv Preprint. 2016. 1607.03177.
23. Miloch W.J., Block D. // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. P. 123703.
24. Block D., Miloch J.W. // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2015. V. 57. P. 014019.
25. Hutchinson I.H. // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. P. 032111.
26. Matthews L.S., Sanford D.L., Kostadinova E.G., Ashrafi K.S., Guay E., Hyde T.W. // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. P. 023703.
27. Vermillion K., Sanford D., Matthews L., Hartmann P., Rosenberg M., Kostadinova E., Carmona-Reyes J., Hyde T., Lipaev A.M., Usachev A.D., Zobnin A.V., Petrov O.F., Thoma M.H., Pustyl'nik M.Y., Thomas H.M., Ovchinnikov A. // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. P. 023701.
28. Fedoseev A.V., Salnikov M.V., Vasiliev M.M., Petrov O.F. // Phys. Rev. E. 2022. V. 106. P. 0252042022.
29. Fedoseev A.V., Salnikov M.V., Vasiliev M.M., Petrov O.F. // Phys. Plasmas. 2024. V. 31. P. 063703.
30. Sukhinin G.I., Fedoseev A.V., Salnikov M.V., Rostom A., Vasiliev M.M., Petrov O.F. // Phys. Rev. E. 2017. V. 95. P. 063207.
31. Fortov V.E., Khrapak A.G., Khrapak S.A., Molotkov V.I., Petrov O.F. // Physics-Uspekhi. 2004. V. 47. P. 447.
32. Lipaev A.M., Molotkov V.I., Nefedov A.P., Petrov O.F., Torchinskii V.M., Fortov V.E., Khrapak A.G., Khrapak S.A. // J. Exp. Theor. Phys. 1997. V. 85. P. 1110.
33. Павлов С.И., Дзлиева Е.С., Дьячков Л.Г., Новиков Л.А., Балабас М.В., Карасев В.Ю. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 995.

NUMERICAL STUDY OF STRUCTURAL PARAMETERS OF DUST PARTICLE CHAINS OF DIFFERENT LENGTHS

M. V. Sal'nikov^{a,*}, A. V. Fedoseev^b, M. M. Vasil'ev^b, and O. F. Petrov^b

^a*Institute of Thermophysics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, 630090, Russia*

^b*Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, Moscow, 125412, Russia*

*e-mail: salnikovitsbras@gmail.com

The results of a numerical study of the configuration of chains of dust particles levitating in a gasdischarge plasma are presented. The studies have been carried out using an iterative model that self-consistently describes the motion of ions and dust particles under the action of an external electric field, an electric field (Coulomb) of each charged dust particle, a field of the plasma space charge (ions and electrons), which screens the charges of dust particles, and gravity for dust particles. The structural parameters of the chains of dust particles were calculated for different numbers of particles in them. It was found that when new particles are added to the chain, the center of the chain rises above the lower electrode. This is due to both a decrease in the charges of the lower dust particles due to the focusing of positively charged ions behind the upper particle, and a significant decrease in the ion drag force on the lower particles of the chain as a result of structural rearrangement of the entire chain. It is shown that the reduced charge of the chains decreases, and the reduced length of the chains has a maximum depending on the number of particles.

Keywords: dusty plasma, dust particle chain, ion cloud, dust particle clusters

УДК 533.951

НЕЛИНЕЙНЫЕ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ВОЛНОВЫЕ СТРУКТУРЫ В ЗАПЫЛЕННОЙ ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

© 2024 г. Ю. Н. Извекова^а, *, С. И. Попель^а, Т. И. Морозова^а, С. И. Копнин^а

^аИнститут космических исследований РАН, Москва, Россия

*e-mail: izvekova@cosmos.ru

Поступила в редакцию 29.06.2024 г.

После доработки 17.07.2024 г.

Принята к публикации 02.08.2024 г.

В ионосфере Земли на высотах 80–120 км во время высокоскоростных метеорных потоков создаются условия для образования плазменно-пылевой системы. В результате развития модуляционной неустойчивости электромагнитных волн в запыленной ионосферной плазме могут возбуждаться линейные и нелинейные пылевые звуковые волны. Наблюдаемое над скандинавскими странами новое атмосферное явление, так называемые дюны, представляющее периодические волновые структуры, простирающиеся на большие расстояния в горизонтальном направлении и имеющие характерный пространственный период около 45 км, могут быть одним из проявлений присутствия нелинейных пылевых звуковых волн. Наибольшее количество дюн было замечено в октябре, когда наблюдается метеорный поток Дракониды. Мы рассматриваем нелинейные периодические пылевые звуковые волны, которые могут развиваться в пылевой плазме с параметрами, соответствующими ионосферной плазме во время метеорных потоков.

Ключевые слова: пылевая плазма, запыленная ионосфера, пылевые звуковые волны, модуляционная неустойчивость

DOI: 10.31857/S0367292124100093, **EDN:** FCNRDD

1. ВВЕДЕНИЕ

Пылевая плазма в природных системах активно исследуется в настоящее время [1–18]. Примером такой плазменно-пылевой системы может служить ионосфера Земли на высотах 80–120 км во время высокоскоростных метеорных потоков [19–21], таких как Персеиды, Гимениды, Леониды, Ориониды, Дракониды и т. д. Абляция метеорного вещества приводит к образованию перенасыщенных паров преимущественно щелочных и щелочно-земельных металлов, которые в результате конденсации образуют твердые пылевые частицы с размерами вблизи 100 нм. Взаимодействие с частицами окружающей плазмы в присутствии либо в отсутствии солнечного излучения приводит к появлению существенного электрического заряда на пылевых частицах. В образованной пылевой плазме могут возбуждаться новые типы волн, в частности, пылевые звуковые волны [19], кото-

рые могут приводить к проявлениям, доступным для наблюдения.

Важным видом нелинейного взаимодействия в плазме является модуляционное взаимодействие и его линейная стадия — модуляционная неустойчивость [22–24]. Модуляционное взаимодействие влияет на процессы самоорганизации, развитие турбулентности плазмы, переход от слабой турбулентности плазмы к сильной. Кроме того, это может привести к генерации сильных магнитных полей, нагреву, ускорению частиц и образованию сильно коррелированных структур, таких как солитоны, кавитоны, нити и т. д. Применение теоретических исследований модуляционной неустойчивости к ионосферным проблемам началось в 1970-х гг. [25, 26] и получило развитие для пылевой ионосферной плазмы в XXI в., когда были разработаны эффективные методы волновой диагностики пылевой плазмы [27–30]. Исследована проблема развития модуляционной неустой-

чивости под действием мощных радиоволн [19, 31, 32]. Модуляционное взаимодействие важно также при описании пылевых плазменных процессов в метеорных хвостах [33, 34]. В пылевой ионосферной плазме, образующейся во время высокоскоростных метеорных потоков, модуляционная неустойчивость электромагнитных волн [19, 20] приводит к возбуждению и формированию линейных и нелинейных пылевых звуковых волн, важных для ряда явлений, которые могут проявляться в наблюдениях. Среди них наличие низкочастотных ионосферных радиошумов у поверхности Земли; генерация инфразвуковых волн в ионосфере; увеличение интенсивности зеленого излучения ночного неба на длине волны 577.7 нм; модуляционное возбуждение неоднородностей электронов и ионов в ионосфере.

На протяжении нескольких лет в небе над скандинавскими странами в некоторые дни были замечены периодические волновые структуры [35], природа которых оставалась неясной. Данное явление, получившее название дюны, привлекло внимание ученых, в результате чего в 2018 г. была организована наблюдательная кампания, позволившая определить локализацию и геометрические размеры указанной волновой структуры. На рис. 1 представлено изображение дюн над Финляндией, зафиксированное 7 октября 2018 г. одновременно в двух населенных пунктах, разнесенных на 172 км [35]. Дюны отмечены номерами и простираются в направлении экватора от дискретных ярких арок на севере. Специальная кампания с участием гражданских астрономов и ученых в октябре 2018 г., позволила собрать цифровые фотографии, сделанные одновременно в разных местах Финляндии. Наибольшее количество дюн наблюдалось 7 октября 2018 г., полученные данные были проанализированы с помощью метода триангуляции с использованием фоновых звезд в качестве системы отсчета [35]. Волновое поле дюн простиралось от Западной Швеции до Западной Финляндии — от 13° до 22° восточной долготы. Периодические структуры были замечены во время полярных сияний и представлены в виде набора почти горизонтальных полос зеленого излучения с расчетным периодом 45 ± 14 км вблизи определенной высоты в диапазоне высот 90–110 км. На рис. 2 показана локализация дюн по высотам.

Был предпринят ряд попыток объяснить явление дюн, например, такой причиной могли



Рис. 1. Дюны над Финляндией 7 октября 2018 года, зафиксированные одновременно в двух населенных пунктах, расположенных на расстоянии 172 км. Дюны отмечены номерами и простираются в направлении экватора от дискретных ярких арок на севере [35].

бы служить эффекты, связанные с осцилляциями источника высыпаящих электронов [36]. Однако есть свидетельства, противоречащие такому предположению. Было отмечено, что дюны не видны непосредственно над точкой наблюдения, но заметны в точках более отдаленных, находящихся ниже над горизонтом. Этот факт дает основание предполагать, что зеленое свечение исходит от тонкого слоя и становится хорошо заметным в случае, когда вдоль линии наблюдения присутствуют дополнительные источники свечения. Осцилляции на фоне авроральной эмиссии могут быть связаны с осцилляциями источника высыпаящих электронов либо с вариациями концентрации кислорода в области наблюдения дюн. Как показали одновременные измерения [36, 37], полное электронное содержание ионосферы и ионосферные эквивалентные токи усиливаются в одном и том же диапазоне широт, следовательно, авроральное излучение должно проявляться в широком диапазоне высот. Однако дюны наблюдаются лишь в тонком слое ионосферы Земли, и, таким образом, осцилляции источника высыпаящих электронов не могут рассматриваться как причина появления дюн, более вероятно, что авроральная эмиссия только подсвечивает эти структуры.

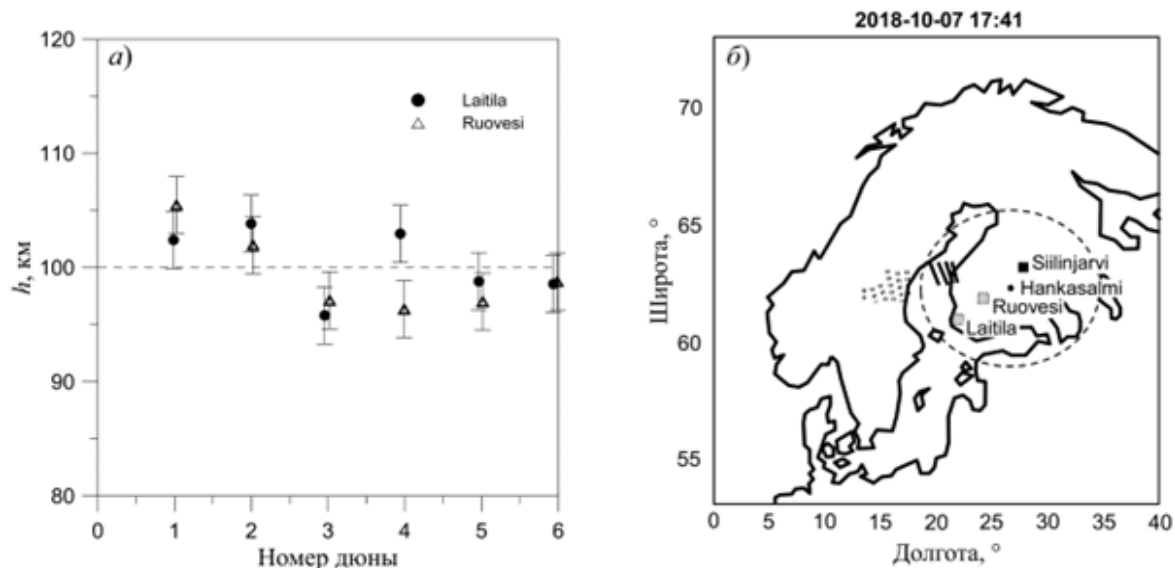


Рис. 2. Высотная (а) и географическая (б) локализация дюн [35].

Можно также предположить, что за появление дюн могут быть ответственны атмосферные волновые движения [35]. Однако волны, рассмотренные для этой цели ранее, не могут объяснить особенности дюн. Например, явления, связанные с атмосферными гравитационными волнами, характерные для мезосферных высот [38], не могут быть использованы для объяснения дюн, поскольку поле атмосферных гравитационных волн в надгорной области не должно быть горизонтальным и протяженным на большие расстояния. Однако дюны наблюдались, в частности, над горами. Кроме того, дюны появляются редко, тогда как атмосферные гравитационные волны являются обычным явлением.

Плазменные волны, характерные для ионосферной плазмы, не привлекались для объяснения появления дюн. Здесь мы обсуждаем возможность использования пылевой звуковой моды для объяснения этого явления. Выбор пылевой звуковой моды обусловлен, в частности, тем, что это нечастое явление. Возбуждение пылевых звуковых возмущений возможно, например, во время высокоскоростных метеорных потоков [19, 20], когда в ионосфере Земли может образовываться пылевая плазма. Поскольку наблюдения за дюнами относятся в основном к октябрю, можно сосредоточиться на особенностях этого месяца. Один из ежегодных метеорных потоков под названием Драконида наблюдается в октябре [39]. В октябре 2018 г. поток Драконида имел очень высокую интенсивность, для анализа его популяционного

индекса были использованы 1075 наблюдавшихся Драконид [40]. Этот факт наводит на мысль, что пылевая плазма, образовавшаяся во время высокоскоростного метеорного потока Драконида, может иметь важное значение с точки зрения формирования наблюдаемых периодических структур. Ниже рассмотрены процессы, связанные с образованием пылевой плазмы за счет взаимодействия метеорного вещества с ионосферой Земли, и возможное влияние этих процессов на формирование дюн.

Статья построена следующим образом. В разд. 2 обсуждаются условия в запыленной ионосфере Земли и возможность развития модуляционной неустойчивости. Раздел 3 посвящен нелинейным пылевым звуковым волнам, в заключении обсуждаются основные результаты.

2. УСЛОВИЯ В ЗАПЫЛЕННОЙ ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Во время метеорных потоков на высотах 80–120 км в результате испарения и последующей конденсации метеорного вещества образуются пылевые частицы, состоящие преимущественно из щелочных и щелочно-земельных металлов с низкой работой выхода 2–4 эВ. Учитывая, что на указанных высотах солнечный спектр обрезается на энергии 7.3 эВ, при расчете заряда таких частиц, в отличие от частиц водяного льда с более высокой работой выхода, необходимо учитывать фотоэффект. Таким образом, заряд пылевой частицы определяется балансом микроскопических

токов электронов, ионов и фотоэлектронов. Расчет равновесных зарядов при разных условиях подробно представлен в работе [41]. Типичные параметры ионосферной плазмы на интересующих нас высотах представлены на рис. 3а. В результате фотоэффекта с поверхности пылевой частицы вырываются электроны с энергиями порядка нескольких эВ. Однако температура электронов на высотах 80–120 км существенно ниже этих значений. В большинстве случаев согласно [41] наличие фотоэффекта будет приводить к нагреву электронов, но в ряде ситуаций нагрев электронов за счет фотоэффекта может быть незначителен. В связи с этим мы проводим расчеты с учетом нагрева электронов за счет фотоэффекта и в рамках стандартной зондовой модели (без учета этого эффекта). Значения зарядов пылевых частиц для разных размеров частиц в зависимости от высоты представлены на рис. 3б.

В результате действия пондеромоторных сил, Джоулева нагрева и процессов, связанных с зарядкой и движением пылевых частиц, в плазме запыленной ионосферы Земли может развиваться модуляционная неустойчивость. Возмущения на

временных масштабах ионного звука в рассматриваемых условиях подавляются за счет амбиполярной диффузии [9, 15, 42]. Таким образом, модуляционная неустойчивость приводит к возбуждению возмущений, связанных с пылевой звуковой модой.

Модуляционная неустойчивость может развиваться в запыленной ионосфере Земли при выполнении определенных условий, которые получены в [19, 20]. Максимальное значение инкремента неустойчивости для положительного заряда пылевых частиц можно оценить как [20]

$$\Gamma \sim \left(\frac{\omega_0 Z_d^2 n_{d0} m_e v_e}{3.16 n_{e0} m_d} \right)^{1/2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2} \left(\frac{|E_0|^2}{4\pi n_{e0} T_e} \right)^{1/2},$$

где E_0 и ω_0 — амплитуда и частота волны накачки соответственно, $n_{e(d)0}$ — невозмущенные значения концентрации электронов (пыли), v_e — частота столкновения электронов со всеми остальными видами частиц, T_e — температура электронов, ω_{pe} — электронная плазменная частота, $m_{e(d)}$ — масса электрона (пылевых частиц), Z_d — заряд пылевой частицы, отнесенный к заряду элект-

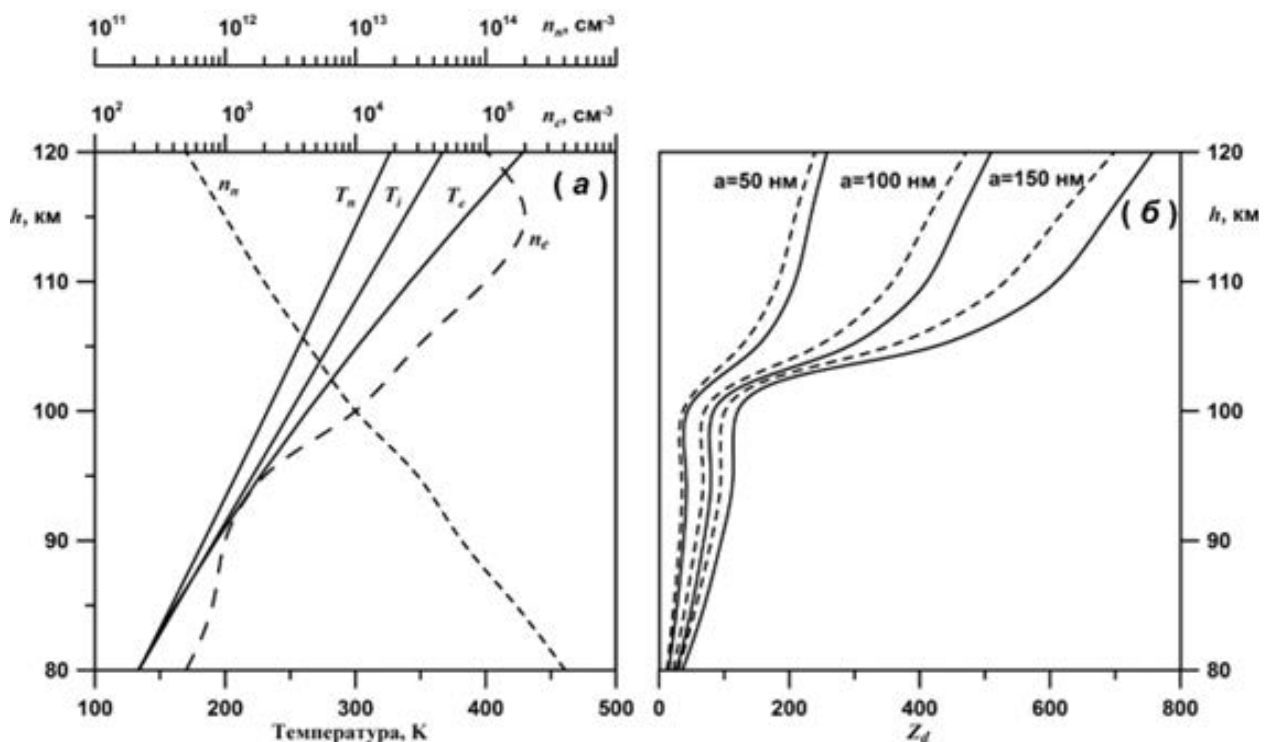


Рис. 3. Температура нейтралов T_n , ионов T_i и электронов T_e , а также концентрация нейтралов n_n и электронов n_e в ионосфере Земли в зависимости от высоты (а) [41]; заряд пылевых частиц Z_d размером a [41] в зависимости от высоты (б). Вычисления проведены для концентрации пылевых частиц $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$ с учетом нагрева электронов за счет фотоэффекта (сплошные линии) и в рамках стандартной зондовой модели (штриховые линии).

рона e . Если инкремент неустойчивости превышает декремент затухания, связанный со столкновениями между пылевыми частицами и нейтралами, то происходит развитие неустойчивости. Так, для параметров плазмы, соответствующих высоте 100 км, $n_{d0} = 100 \text{ см}^{-3}$, $a = 100 \text{ нм}$, $\omega_0 = 2\pi \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ в дневное время $\Gamma \sim 5.4 \text{ с}^{-1}$, а частота столкновений с нейтралами оценивается как 0.5 с^{-1} , соответственно, неустойчивость развивается, в ночное время условие развития неустойчивости выполняется с еще большим запасом.

В результате развития модуляционной неустойчивости пылевые звуковые возмущения растут. Если этот процесс не компенсируется другими эффектами, рост может стать достаточно большим чтобы образовать нелинейную волну. Периодические и солитонные нелинейные волны при некоторых условиях могут существовать в пылевой плазме над поверхностью Земли, а также в окрестностях других планет и спутников [43–46]. Условия развития модуляционной неустойчивости электромагнитной волны легко выполняются в запыленной ионосфере Земли на высоте 100 км и существуют достаточно долго, чтобы возникающая пылевая звуковая волна могла перейти в нелинейную стадию.

3. НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ

Далее мы рассмотрим горизонтально распространяющиеся периодические пылевые звуковые нелинейные волны в пылевой плазме ионосферы Земли. Для получения решения в виде периодической волны аналогично случаю поиска солитонных решений мы используем систему уравнений, состоящую из уравнения Пуассона для электростатического потенциала Φ , уравнения Эйлера и уравнения неразрывности для пылевых частиц

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = 4\pi e(n_e - n_i - n_d Z_d), \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial(n_d v_d)}{\partial x} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial v_d}{\partial t} + v_d \frac{\partial v_d}{\partial x} = -\frac{e Z_d}{m_d} \frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad (3)$$

где $n_{e(i,d)}$ — концентрация электронов (ионов, пыли), v_d и m_d — скорость и масса пылевых частиц соответственно, x — горизонтальная координата.

На временных масштабах, характерных для пылевых звуковых колебаний, инертностью электронов и ионов можно пренебречь, поэтому электроны и ионы успевают подчиниться статистиче-

ским распределениям. Для ионов выполняется распределение Больцмана

$$n_i = n_{i0} e^{-e\Phi/T_i}, \quad (4)$$

где n_{i0} — невозмущенная концентрация ионов, T_i — температура ионов.

В условиях, когда пылевые частицы приобретают положительный заряд в результате действия фотоэффекта, пылевые звуковые нелинейные волны создают положительный электростатический потенциал [47], который представляет собой потенциальную яму для электронов. Электроны могут быть захвачены такой потенциальной ямой, когда выполнено следующее неравенство [48]:

$$\tau \geq \Lambda/v_{Te}, \quad (5)$$

где Λ , τ — характерные пространственно-временные масштабы нелинейной волны, v_{Te} — тепловая скорость электронов. Для временных и пространственных масштабов, характерных для пылевых звуковых волн, неравенство (5) справедливо практически всегда [43], поэтому при описании электронов следует учитывать их адиабатический захват [48] потенциальной ямой, сформированной пылевым звуковым солитоном либо нелинейной волной, и в этом случае распределение электронов подчиняется распределению Гуревича

$$n_e = n_{e0} \left[\left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{e\Phi/T_e}} e^{-u^2} du \right) e^{e\Phi/T_e} + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{e\Phi}{T_e}} \right]. \quad (6)$$

Далее будем искать решение системы (1)–(4), (6) в форме нелинейной волны, движущейся с постоянной скоростью M вдоль оси Ox , следуя стандартному методу сагдеевских потенциалов. Обычно этот метод используется для поиска солитонных решений, в нашем случае будут небольшие отличия. Перейдем к новой системе отсчета, движущейся с постоянной скоростью M вдоль оси Ox : $\xi = x - Mt$ и будем использовать обезразмеривание $e\Phi/T_e \rightarrow \Phi$, $M/\sqrt{T_e/m_d} \rightarrow M$, $\xi/\lambda_{De} \rightarrow \xi$, где $\lambda_{De} = \sqrt{T_e/4\pi n_e e^2}$. Тогда

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\Phi}{d\xi} \right)^2 + V(\Phi) = E, \quad (7)$$

$$V(\Phi) = 1 - \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{\Phi}} e^{-u^2} du \right) e^{\Phi} - \frac{2\sqrt{\Phi}}{\sqrt{\pi}} - \frac{4\Phi^{3/2}}{3\sqrt{\pi}} + \quad (8)$$

$$\frac{n_{d0}}{n_{e0}} M \left(M - \sqrt{M^2 - 2Z_d \Phi} \right) + \frac{n_{i0}}{n_{e0}} \frac{1 - e^{-\tau\Phi}}{\tau},$$

где $V(\Phi)$ – сатдеевский потенциал, n_{d0} – невозмущенная концентрация пыли, $\tau = T_e/T_i$, E – некоторая константа, в случае $E = 0$ имеем солитонное решение. Условием существования нелинейных пылевых звуковых структур является наличие максимума сатдеевского потенциала при $\Phi = 0$, что приводит к неравенству

$$M^2 > Z_d^2 \frac{n_{d0}/n_{e0}}{1 + \tau - \tau Z_d n_{d0}/n_{e0}}.$$

Форма сатдеевского потенциала показана на рис. 4а V_{min} – глубина потенциальной ямы, образованной сатдеевским потенциалом. Солитонные решения существуют при $V(M^2 / (2Z_d)) \geq 0$. Для нахождения решения в виде нелинейной периодической волны $\Phi(\xi)$ необходимо проинтегрировать выражение, следующее из (7), (8),

$$\xi(\Phi) - \xi(\Phi_{min}) = \int_{\Phi_{min}}^{\Phi} \frac{d\Phi'}{\sqrt{2(E - V(\Phi'))}},$$

при этом Φ пробегает значения от Φ_{min} до Φ_{max} , где Φ_{min} и Φ_{max} – значения электростатического потенциала, соответствующие точкам пересечения функции $V(\Phi)$ горизонтальной прямой $V = E$ (рис. 4а). Совпадение прямой $V = E$ с горизонтальной осью соответствует предельному случаю уединенной структуры. Для получения длиннопериодных структур необходимо уменьшать значения E и значения M . Скорость распространения такой нелинейной волновой структуры составляет не более 10 см/с, поэтому для наблюдателя на поверхности Земли указанные структуры будут выглядеть стационарными. Максимальное значение электрического поля в нелинейной волне составляет величину порядка 10^{-2} В/м.

На рис. 4 представлены сатдеевские потенциалы (рис. 4а, в) и нелинейные волновые структуры (рис. 4б, г) для пылевых частиц размером $a = 100$ нм, $M = 7.8$, значения заряда Z_d соответствуют условиям на высоте 100 км, вычисленным в рамках зондовой модели (рис. 4а, б) и с учетом

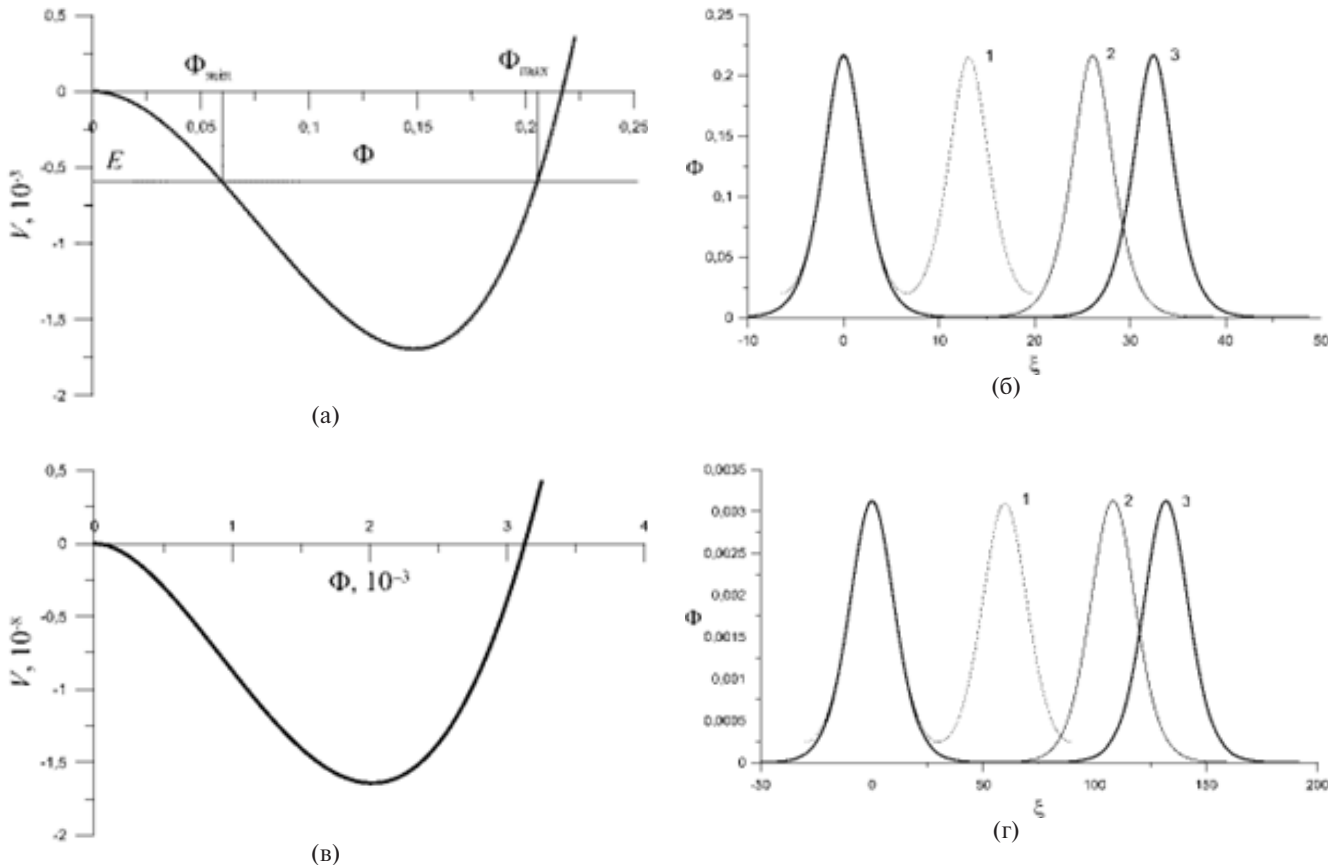


Рис. 4. Сатдеевский потенциал для параметров $Z_d = 69$, $M = 7.8$ (а) и $Z_d = 83$, $M = 7.8$ (в). Нелинейные периодические пылевые звуковые волны для $Z_d = 69$ (б) и $Z_d = 83$ (г) для различных значений параметра E : 1 – $E = 10^{-1} V_{min}$, 2 – $E = 10^{-5} V_{min}$, 3 – $E = 10^{-7} V_{min}$. Данные приведены с учетом нормировки $e\Phi/T_e \rightarrow \Phi$ и $\xi/\lambda_{De} \rightarrow \xi$.

нагрева электронов в результате фотоэффекта (рис. 4в, г). На рисунке видна тенденция роста пространственного периода нелинейной волны l с уменьшением $|E|$. Можно оценить $|E|$ аналитически следующим образом:

$$|E| \sim 4\Phi_0^2 |A| e^{-\sqrt{2}|A|} \frac{l}{\lambda_{De}},$$

$$A = \frac{1}{2} \left(\frac{n_{d0} Z_d^2}{n_{e0} M^2} - 1 - \left(1 - \frac{n_{d0} Z_d}{n_{e0}} \right) \tau \right).$$

Здесь Φ_0 — координата точки пересечения саттеевского потенциала с осью абсцисс (амплитуда солитона). Таким образом, любому пространственному периоду волновой структуры l можно поставить в соответствие значение $|E|$. Так, для пространственного периода 45 км получим оценку $|E| \sim 10^{-13}$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В атмосфере Земли над скандинавскими странами в разные годы наблюдались периодические светящиеся волновые структуры, которые получили название дюны. Данное явление было замечено 7 и 12 октября 2015 г., 20 января 2016 г., 13 и 24 октября 2017 г., 7 и 10 октября 2018 г., причем наибольшее количество дюн отмечалось во время полярных сияний в октябре 2018 г., когда была организована специальная наблюдательная кампания в различных населенных пунктах. Анализ полученных в октябре 2018 г. данных позволил определить высотную и географическую локализацию дюн и показал, что периодические структуры представляют собой набор почти горизонтальных полос зеленого излучения с расчетным периодом 45 ± 14 км вблизи определенной высоты в диапазоне высот 90–110 км. Согласно косвенным указаниям дюны не являются следствием колебаний источника высыпающих электронов и не связаны с атмосферными гравитационными волнами. Учитывая, что дюны наблюдались преимущественно в октябре, то причина их появления может быть связана с особенностями этого месяца. Один из ежегодных метеорных потоков Драконида наблюдается в октябре и имел высокую интенсивность в октябре 2018 г. Во время высокоскоростных метеорных потоков в ионосфере Земли на высотах 80–120 км образуются пылевые частицы в результате сгорания и после-

дующей конденсации метеорного вещества, образуя плазменно-пылевую систему.

Развитие модуляционной неустойчивости в плазме запыленной ионосферы может привести к генерации пылевых звуковых волн, которые способны достигать нелинейной стадии при достаточно длительном выполнении условий развития неустойчивости. Нелинейные пылевые звуковые волны могут существовать в виде периодических волн, период которых может оказаться достаточно большим, чтобы повлиять на формирование неоднородностей концентрации кислорода на высотах около 100 км и таким образом привести к образованию дюн. Наблюдение периодических волновых структур, называемых дюнами, может оказаться еще одним из проявлений наличия пылевой плазмы в ионосфере Земли, наряду с генерацией низкочастотных ионосферных радишумов у поверхности Земли; генерацией инфразвуковых волн в ионосфере; увеличением интенсивности зеленого излучения ночного неба на длине волны 577.7 нм и модуляционным возбуждением неоднородностей электронов и ионов в ионосфере.

Статья подготовлена по материалам доклада на 20-м Международном совещании «Сложные системы заряженных частиц и их взаимодействие с электромагнитным излучением — 2024» (CSCPIER-2024), Москва, 8–12 апреля 2024 г.».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Stubbs T.J., Vondrak R.R., Farrell W.M.* // Adv. Space Res. 2006. V. 37. P. 59.
2. *Stubbs T.J., Glenar D.A., Farrell W.M., Vondrak R.R., Collier M.R., Halekas J.S., Delory G.T.* // Planet. Space Sci. 2011. V. 59. P. 1659.
3. *Sternovsky Z., Chamberlin P., Horanyi M., Robertson S., Wang X.J.* // Geophys. Res. 2008. V.113. P. 10104.
4. *Popel S.I., Kopnin S.I., Kosarev I.N., Yu M.Y.* // Adv. Space Res. 2006. V. 37. P. 414.
5. *Попель С.И., Копнин С.И., Голубь А.П., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Извекова Ю.Н.* // Астрономич. вестн. Исследования Солнечной системы. 2013. Т. 47. С. 455.
6. *Popel S.I., Zelenyi L.M., Dubinskii A.Yu.* // Planetary Space Sci. 2018. V. 156. P. 71.
7. *Popel S.I., Kassem A.I., Izvekova Yu.N., Zelenyi L.M.* // Phys. Lett. A. 2020. V. 384. P. 126627.
8. *Popel S.I., Golub A.P., Kassem A.I., Zelenyi L.M.* // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. P. 013701.
9. *Popel S.I., Gisko A.A.* // Nonlinear Process. Geophys. 2006. V. 13. P. 223.

10. Havnes O., de Angelis U., Bingham R., Goertz C.K., Morfill G.E., Tsyrovich V.N. // J. Atmos. Terr. Phys. 1990. V. 52. P. 637.
11. Turco R.P., Toon O.B., Whitten R.C., Keesee R.G., Hollenbach D. // Planetary Space Sci. 1982. V. 30. P. 1147.
12. Rapp M., Lübken F.J. // Atmos. Chem. Phys. 2004. V. 4. P. 2601.
13. Popel S.I., Kopnin S.I., Yu M.Y., Ma J.X., Feng H. // J. Phys. D: Applied Phys. 2011. V. 44. P. 174036.
14. Izvekova Y.N., Popel S.I., Izvekov O.Y. // Icarus. 2022. V. 371. P. 114717.
15. Извекова Ю.Н., Попель С.И., Извеков О.Я. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 72.
16. Reznichenko Yu.S., Dubinskii A.Yu., Popel S.I. // JETP Lett. 2023. V. 117. P. 428.
17. Извекова Ю.Н., Попель С.И., Голубь А.П. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 695.
18. Извекова Ю.Н., Попель С.И. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 1061.
19. Копнин С.И., Косарев И.Н., Попель С.И., Минг Ю. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 224.
20. Борисов Н.Д., Копнин С.И., Морозова Т.И., Попель С.И. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 346.
21. Rao N.N., Shukla P.K., Yu M.Y. // Planet. Space Sci. 1990. V. 38. P. 543.
22. Vedenov A.A., Rudakov L.I. // Sov. Phys. Dokl. 1965. V. 9. P. 1073.
23. Gailitis A.K. // Izv. Latv. SSR Ser. Phys. Techn. Nauk. 1965. V.4. P. 13.
24. Vladimirov S.V., Tsyrovich V.N., Popel S.I., Khakimov F.Kh. Modulational Interactions in Plasmas. Dordrecht—Boston—London: Kluwer Academic Publishers, 1995.
25. Stenflo L. // J. Geophys. Res.: Space Phys. 1985. V. 90. P. 5355.
26. Stenflo L., Shukla P.K., Yu M.Y. // J. Geophys. Res.: Space Physics. 1986. V. 91. P. 11369.
27. Dusty plasmas: physics, chemistry and technological impacts in plasma processing / Ed. Bouchoule A. New York: John Wiley and Sons Inc., 1999.
28. Fortov V.E., Ivlev A.V., Khrapak S.A., Khrapak A.G., Morfill G.E. // Phys. Reports. 2005. V. 421. P. 1.
29. Ostrikov K. // Rev. Mod. Phys. 2005. V. 77. P. 489.
30. Tsyrovich V.N., Morfill G.E., Vladimirov S.V., Thomas H. Elementary physics of complex plasmas. Berlin: Springer-Verlag, 2008.
31. Payne G.L., Nicholson D.R., Downie R.M., Sheerin J.P. // J. Geophys. Res.: Space Physics. 1984. V. 89. P. 10921.
32. Keskinen M.J., Rodriguez P. // Radio Science. 1998. V. 33(1). P. 143–148.
33. Morozova T.I., Popel S.I. // Geomagnetism Aeronomy. 2021. V. 61. P. 888.
34. Морозова Т.И., Попель С.И. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 42.
35. Palmroth M., Grandin M., Helin M., Koski P., Oksanen A., Glad M.A., Valonen R., Saari K., Bruus E., Norberg J., Viljanen A., Kauristie K., Verronen P.T. // AGU Advances. 2020. V. 1. P. e2019AV000133.
36. Norberg J., Vierinen J., Roininen L., Orispää M., Kauristie K., Rideout W.C., Coster A. J., Lehtinen M. S. // IEEE Transac. on Geosci. Remote Sensing. 2018. V. 56. P. 7009.
37. Amm O., Viljanen A. // Earth, Planets and Space. 1999. V. 51. P. 431.
38. Rauthe M., Gerding M., Lübken F.J. // Atmos. Chem. Phys. 2008. V. 8. P. 6775.
39. <https://articles.adsabs.harvard.edu/full/2019eMetN...4...74M/0000076.000.html>.
40. <https://www.express.co.uk/news/science/1029055/Draconid-meteor-shower-2018-when-is-where-to-see-draconids>.
41. Копнин С.И., Моржакова А.А., Попель С.И., Шукла П.К. // Физика плазмы. 2011. V. 37. P. 745.
42. Lie-Svendsen Ø., Blix T.A., Hoppe U.P., Thrane E.V. // J. Geophys. Res.: Atmosphere. 2003. V. 108 (D8). P. 8442.
43. Копнин С. И., Попель С. И. // Письма ЖТФ. 2019. Т. 45. С. 26.
44. Извекова Ю.Н., Попель С. И., Голубь А.П. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 1010.
45. Извекова Ю.Н., Резниченко Ю.С., Попель С.И. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 12. С. 1119.
46. Попель С.И., Извекова Ю.Н., Голубь А. П. // Физика плазмы. 2024. Т. 2.
47. Морозова Т.И., Копнин С.И., Попель С.И. // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 867.
48. Lifshitz E.M., Pitaevskii L.P. Physical Kinetics. Oxford: Pergamon Press, 1981.

NONLINEAR PERIODIC WAVE STRUCTURES IN THE DUSTY EARTH'S IONOSPHERE

Yu. N. Izvekova^{a,*}, S. I. Popel^a, T. I. Morozova^a, and S. I. Kopnin^a

^aSpace Research Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997, Russia

**e-mail: izvekova@cosmos.ru*

In the Earth's atmosphere at altitudes of 80–120 km during high-speed meteor showers, conditions are created for the appearance of a dusty plasma system. As a result of the development of the modulation instability of the electromagnetic waves, in the dusty ionospheric plasma, linear and nonlinear dust acoustic waves can be excited. The new phenomenon observed above the Scandinavian countries, the so-called dunes, which are, in fact, periodic wave structures that extend to far distances in the horizontal direction and have a characteristic spatial period of about 45 km, can be one of the manifestations of the nonlinear dust acoustic waves. The maximum number of dunes was recorded in October, when the Draconids meteor shower is observed. We consider the nonlinear periodic dust acoustic waves that can develop in the dusty plasma with parameters that correspond to the ionospheric plasma during meteor showers.

Keywords: dusty plasma, dusty ionosphere, dust acoustic waves, modulation instability

УДК 523.46; 533.951

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ И ФОРМИРОВАНИЕ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ ЭНЦЕЛАДА

© 2024 г. Д. В. Шохрин^а, С. И. Копнин^{б, *}, С. И. Попель^с^аНациональный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, Россия^бИнститут космических исследований РАН, Москва, Россия

*e-mail: kopnin@cosmos.ru

Поступила в редакцию 29.06.2024 г.

После доработки 14.08.2024 г.

Принята к публикации 16.08.2024 г.

Предложен механизм формирования плазменно-пылевой системы над освещенной солнечным излучением поверхностью Энцелада — спутника Сатурна. Показано, что в результате действия фотоэффекта, вызванного солнечным излучением, а также с учетом влияния плазмы солнечного ветра, выполняются условия для возможности подъема пылевых частиц над поверхностью спутника в результате электростатического отталкивания. На основе самосогласованной модели для описания электростатического поля и компонент плазмы, в том числе фотоэлектронов от поверхности Энцелада и фотоэлектронов от поверхностей пылевых частиц определены функции распределения фотоэлектронов, пылевых частиц, а также их электростатических зарядов в зависимости от высоты и угла между местной нормалью и направлением на Солнце. Также определены и высотные профили электростатических полей для соответствующих углов между местной нормалью и направлением потока солнечного излучения. Показано, что несмотря на значительное расстояние до Солнца фотоэффект играет важную роль в формировании пылевой плазмы у поверхности Энцелада. Установлено, что из-за того, что габариты Энцелада значительно уступают размерам и массе Луны, концентрация фотоэлектронов над поверхностью Энцелада может на порядок превосходить концентрацию электронов и ионов солнечного ветра, а размеры левитирующих пылевых частиц превышают характерные размеры пылевых частиц, поднимающихся над поверхностью Луны. В обратной ситуации размеры левитирующих над Энцеладом частиц заметно уступают размерам частиц, левитирующих над поверхностями космических объектов меньших размеров, чем Энцелад, например, в случае спутников Марса — Фобоса и Деймоса.

Ключевые слова: фотоэлектрические и электростатические процессы, Энцелад, пылевая плазма, солнечный ветер, левитирующие пылевые частицы

DOI: 10.31857/S0367292124100103, **EDN:** FCMFEQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Одно из удивительных творений природы — кольца Сатурна, которые представляют собой систему достаточно плоских (в сравнении с их радиусами) концентрических образований, состоящих из скопления метеороидов различных размеров (в том числе и микроскопической пыли), среди которых вращаются и достаточно крупные спутники, известные как луны Сатурна [1]. Одним из наиболее крупных колец Сатурна является кольцо E , которое простирается в пределах от $3R$ до $8R$, где $R = 60268$ км — радиус Сатурна. В на-

стоящее время известно, что это кольцо состоит преимущественно из частиц с характерными размерами от нескольких сот нанометров до нескольких микрометров [2]. Несомненный интерес представляет вопрос происхождения этих частиц: что является их источником?

Благодаря данным, полученным в результате миссий «Вояджер-1», «Вояджер-2» и «Кассини», стало известно, что у поверхности одного из спутников Сатурна, Энцелада, находящегося в кольце E , возникает рассеянное свечение лучей, скользящих вдоль этой поверхности, особенно

в южной полярной области [3, 4]. Такое расщепление, как правило, объясняется наличием атмосферы у космического тела. Однако Энцелад, имеющий эллипсоидальную форму [5], близкую к сферической, с диаметром около 500 км и средней плотностью около 1.61 г/см^3 недостаточно массивен, чтобы удерживать атмосферу. Считается, что наличие вещества в экзосфере этого спутника связано не только с выбросами в результате метеорных ударов о его поверхность, но и с криовулканической активностью в южной полярной области [3]. Таким образом, благодаря этому уникальному свойству, по сравнению с остальными спутниками кольца *E* Сатурна, Энцелад представляет несомненный интерес для исследования его в качестве источника пылевых частиц в этом кольце [6]. Наряду с этим нельзя не упомянуть, что ряд авторов считают Энцелад наиболее вероятным местом в Солнечной системе, где возможно выполнение условий для зарождения жизни, хотя бы на уровне простейших организмов [7, 8]. Все это определяет важность таких направлений исследования Энцелада, как определение химического состава веществ, формирующих этот спутник [8–14], изучение ландшафта его поверхности [3, 15, 16], геологической активности [17], криовулканических процессов [18, 19] и пр. Например, анализ химического состава выбросов в результате криовулканических процессов, показал наличие, главным образом, ледяных частиц [20], а также частиц, содержащих кремний, азот, фосфор [8–14, 20, 21] и др. Все это, а также наличие температурных аномалий около поверхностных трещин, особенно в южной полярной области вблизи так называемых «тигровых полос» [15, 20], позволило предположить о существовании подповерхностного океана [18, 19, 22]. И это всего лишь малая доля исследований, посвященных Энцеладу за последние годы. Также отметим, что благодаря выбросам пылевых частиц с поверхности Энцелада и взаимодействию с плазмой солнечного ветра, вблизи этого спутника удалось наблюдать пылевую плазму [2, 23–25]. Однако эти наблюдения относятся к большим высотам относительно поверхности рассматриваемого спутника, составляющим около нескольких сот километров.

Настоящая работа посвящена моделированию формирования пылевой плазмы в непосредственной близости у поверхности Энцелада в результате взаимодействия с излучением Солнца и плазмой солнечного ветра. Определяются электростатические поля, а также параметры компонентов образовавшейся плазменно-пылевой системы.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Известно, что пылевые частицы, левитирующие над поверхностью Луны, являются неотъемлемой составной компонентой плазменно-пылевой системы лунной экзосферы (см., например, [26–33]). Электростатические силы, приводящие к подъему пылевых частиц над поверхностью Луны, возникают в результате взаимодействия этой поверхности (и пылевых частиц на ней) с потоком солнечного излучения и солнечным ветром. Энцелад также является безатмосферным космическим телом, и подобно Луне подвергается воздействию солнечного излучения и солнечного ветра. Аналогично, как и в случае с лунной поверхностью, поток солнечного излучения создает фотоэффект на поверхности Энцелада, приводящий к появлению положительного заряда на этой поверхности и формированию слоя фотоэлектронов, экранирующего положительный заряд на ней. Потоки плазмы солнечного ветра также оказывают влияние на зарядку и экранировку поверхности спутника, но, как и в случае с Луной, их учет не должен привести к изменению знака заряда поверхности. Такому же воздействию со стороны солнечного излучения, электронов и ионов солнечного ветра, а также фотоэлектронов подвергаются и пылевые частицы, расположенные на поверхности Энцелада. В результате такого воздействия эти пылевые частицы также будут приобретать положительный заряд и в результате электростатического отталкивания могут подниматься над поверхностью спутника. Такие левитирующие частицы, в свою очередь, будут являться одновременно и источниками фотоэлектронов, и стоками для электронов в независимости от их происхождения (будь то электроны солнечного ветра, фотоэлектроны от поверхности Энцелада или фотоэлектроны от поверхности пылевых частиц) и ионов солнечного ветра. Заряженные таким образом частицы под воздействием сил электростатического отталкивания и гравитационного притяжения будут совершать движения в вертикальном направлении периодически поднимаясь вверх и опускаясь вниз. Однако в результате взаимодействия со всеми компонентами плазменно-пылевой системы такие вертикальные осцилляции имеют затухающий характер

(главным образом в результате непрерывно происходящей электростатической зарядки пылевых частиц, так как параметры окружающей частицу плазмы будут меняться с изменением ее высоты над поверхностью). Таким образом, в результате этих процессов сформируется динамически равновесная плазменно-пылевая система над поверхностью спутника.

Однако в случае с Энцеладом имеет место ряд отличий по сравнению с Луной. Во-первых, расстояния от Солнца до Луны и до Энцелада отличаются примерно в десять раз, а значит и воздействие солнечного ветра и солнечного излучения на поверхность спутника Сатурна примерно на два порядка меньше аналогичного воздействия на поверхность Луны. Однако малые габариты Энцелада [5], а значит и малое значение гравитационного взаимодействия ($g \approx 11.3$ см/с) позволяют предполагать возможность электростатической левитации пылевых частиц. Во-вторых, на поверхности Луны накоплен достаточно плотный и глубокий слой несвязанных между собой частиц реголита, образованных в результате многократной бомбардировки поверхности метеороидами различных размеров. В итоге именно эти частицы и участвуют в электростатической левитации и формировании плазменно-пылевой системы над поверхностью Луны [32]. В свою очередь поверхность Энцелада покрыта водяным льдом, а пылевые частицы на поверхности Энцелада имеют различную природу происхождения. Конечно, здесь присутствуют частицы, образованные в результате ударов метеороидов о поверхность спутника. Однако также есть частицы, образованные в результате выбросов вещества при извержении криовулканов. В этом случае после извержения образуются частицы различных размеров [34, 35], нередко имеющие композитную структуру. Такие частицы состоят не только из чистой ледяной воды, но могут содержать соединения с азотом, фосфором, углеродом, а также кремнием и железом. При таких извержениях, как правило, частицы в диапазоне размеров от нескольких сот нанометров до нескольких микрометров покидают навсегда поверхность Энцелада и тем самым пополняют популяцию частиц кольца Е Сатурна. Однако более массивные частицы возвращаются обратно на поверхность спутника. Еще одним источником мелкодисперсных пылевых частиц на поверхности Энцелада могут служить тектонические процессы при возникновении крити-

ческих значений напряжения сдвига [36]. И, наконец, на поверхность Энцелада могут попадать частицы из самого кольца Е Сатурна, имеющие размеры, как правило, не превышающие несколько микрометров и состоящие большей частью из чистого водяного льда.

Таким образом, распределение частиц по размерам и физическим свойствам на поверхности Энцелада в настоящее время невозможно более или менее строго систематизировать, что является отличительной особенностью рассматриваемой задачи по сравнению с аналогичной для частиц лунного реголита.

Следует отметить тот факт, что работы [2, 23–25], в которых наблюдалась пылевая плазма, проводились, в основном для высот значительно превышающих характерный размер самого спутника Энцелада (250 км). Что касается более низких высот (ниже 100 км), наблюдаемые данные практически отсутствуют, особенно, если речь идет о приповерхностном слое (для высот порядка десятков и сот метров над поверхностью спутника). Однако, как и в случае с электростатической левитацией частиц лунного реголита, для Энцелада следует ожидать, что основная доля пылевых частиц, поднимающихся в результате электростатического отталкивания, окажется именно в приповерхностном слое на высотах, не превышающих несколько километров, а возможно и сот метров.

3. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для описания формирования плазменно-пылевой системы над поверхностью Энцелада используется модель [37], разработанная для Луны и опробованная для ряда космических тел, например спутников Марса Фобоса и Деймоса [38–41]. Согласно этой модели, поверхность безатмосферного космического тела и пылевые частицы на этой поверхности в результате взаимодействия с потоком солнечного излучения, а также плазмой солнечного ветра приобретают положительный электростатический заряд. В пространство над поверхностью космического тела поступают фотоэлектроны и заряженные пылевые частицы, которые находятся в гравитационном поле (действует вертикально вниз) и возникшем при зарядке поверхности электростатическом поле (действует вертикально вверх). Движение заряженных пылевых частиц в этом случае носит осциллирующий характер: частицы достигают максимальной высоты,

а затем возвращаются обратно вниз и вновь устремляются вверх. Однако взаимодействие этих частиц с компонентами плазмы (электронами и ионами солнечного ветра, фотоэлектронами от поверхности космического тела, а также фотоэлектронами от самих пылевых частиц), главным образом в результате постоянно протекающей зарядки пылевых частиц (поскольку параметры плазмы в значительной степени зависят от высоты над поверхностью), приводит к тому, что такие осцилляции носят затухающий характер (см, например, [38, 39]) с выходом частиц на определенный равновесный уровень. Поскольку при этом распределение заряженных компонент плазменно-пылевой системы оказывает влияние на величину и конфигурацию электростатического поля, а конфигурация этого поля оказывает влияние на распределение всех компонент пылевой плазмы, и принимая во внимание переменный характер заряда пылевых частиц и их динамику, данную задачу можно решить только численным итерационным методом последовательных приближений.

Согласно методу, изложенному в [37], в нулевом приближении следует пренебречь фотоэлектронами, порожденными поверхностями пылевых частиц. Распределение фотоэлектронов от поверхности Энцелада в зависимости от высоты выводится из системы, состоящей из стационарного кинетического уравнения для функции распределения фотоэлектронов f_e

$$V_h \frac{\partial f_e}{\partial h} + \frac{e}{m_e} \frac{\partial \phi}{\partial h} \frac{\partial f_e}{\partial V_h} = 0, \quad (1)$$

где V_h — их скорость вдоль вертикальной оси h , ось h направлена вертикально вверх, m_e — масса электрона, $-e$ — заряд электрона, ϕ — самосогласованный электростатический потенциал, и уравнения Пуассона для этого потенциала с граничными условиями, характеризующими изменение потенциала у поверхности Энцелада и на бесконечном удалении от нее (обычно у поверхности считают потенциал равным нулю, а на бесконечно удаленном расстоянии принимают напряженность поля, равной нулю),

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial h^2} = -4\pi\rho. \quad (2)$$

Здесь ρ — объемная плотность заряда над поверхностью Энцелада. В общем случае эта плотность является суммой абсолютно всех заряженных компонент, формирующих плазменно-пылевую систему:

$$\rho = \rho_{eS} + \rho_{e,ph,Surf} + \rho_{e,ph,dust} + \rho_{dust} + \rho_{iS},$$

где $\rho_{e(i)S}$ — плотность заряда электронов (ионов) солнечного ветра, $\rho_{e,ph,Surf}$ — плотность заряда фотоэлектронов от поверхности Энцелада, $\rho_{e,ph,dust}$ — плотность заряда фотоэлектронов от поверхности пылевых частиц, ρ_{dust} — плотность заряда пылевых частиц, левитирующих над поверхностью спутника.

В нулевом приближении можно считать, что функция распределения фотоэлектронов f_e по энергиям подчиняется максвелловскому распределению с параметрами, характеризующимися концентрацией N_0 и температурой $T_{e,ph}$ фотоэлектронов у поверхности Энцелада (при $h = 0$).

Параметры N_0 и $T_{e,ph}$ легко вычислить, если определить функцию распределения фотоэлектронов $\Phi(E_e)$ по энергиям E_e у поверхности Энцелада:

$$N_0 = \int_0^\infty \Phi_e(E_e) dE_e, \quad (3)$$

$$T_{e,ph} = \frac{2}{3} \langle E_e \rangle = \frac{2}{3N_0} \int_0^\infty E_e \Phi_e(E_e) dE_e. \quad (4)$$

Определение функции $\Phi(E_e)$ производится стандартным образом [42] на основе расчета плотности потока фотоэлектронов в результате воздействия солнечного излучения на поверхность Энцелада

$$\Phi_e(E_e) dE_e = 2 \cos \theta \sqrt{\frac{2m_e}{E_e}} \cdot$$

$$\int_{E_e+W}^\infty Y(E_{ph}) F_{ph}(E_{ph}) dE_{ph} d\psi, \quad (5)$$

где E_{ph} — энергия фотона, $Y(E_{ph})$ — квантовый выход, зависящий от энергии фотонов, W — работа выхода фотоэмиссии, θ — угол между местной нормалью и направлением на Солнце, $F_{ph}(E_{ph}) dE_{ph}$ — плотность потока фотонов с энергией E_{ph} в интервале dE_{ph} ,

$$d\psi = \frac{6(E_m - E_e)}{E_m^3} E_e dE_e \quad (6)$$

— вероятность [42] испускания электрона с энергией E_e в интервале dE_e при поглощении фотона с энергией E_{ph} . Следует отметить, что $0 \leq E_e \leq E_m = E_{ph} - W$. В выражении (5) коэффициент 2 возникает благодаря тому, что в условии динамического равновесия поток фотоэлектронов, исходящих с поверхности, равен потоку фотоэлектронов, возвращающихся на эту поверхность. При выводе выражения (5) пренебрегалось

неровностями поверхности Энцелада, учет которых может привести к анизотропии функции распределения фотоэлектронов по энергиям.

При вычислении функции $\Phi(E_e)$ необходимо знать спектр солнечного излучения $F_{ph}(E_{ph})$, квантовый выход $Y(E_{ph})$ и работу выхода W для поверхности Энцелада. Поскольку поверхность Энцелада, главным образом, состоит из водяного льда, будем полагать $W = 8.7$ эВ, что соответствует работе выхода чистого льда [43], при этом квантовый выход будет определяться следующим выражением [44]:

$$Y(E_{ph}) = C_Y (E_{ph} - W)^2, \quad (7)$$

где коэффициент $C_Y = 10^{-4}$ эВ $^{-2}$.

Стоит отметить, что поток солнечного излучения варьируется в зависимости от активности Солнца. Однако эти вариации (особенно в наиболее значимом с точки зрения фотоэффекта ультрафиолетовом диапазоне энергий) не приводят к значительным (на порядки величины) отличиям в окончательных результатах вычисления параметров N_0 и $T_{e,ph}$. Поэтому в качестве примера для численных расчетов взята спектральная плотность потока фотонов солнечного излучения вблизи Энцелада, соответствующая максимальной солнечной активности в 11-летнем цикле. График этого спектра представлен на рис. 1а. По форме эта плотность потока соответствует форме спектральной плотности у поверхности Луны [45, 46], однако из-за значительной удаленности Энцелада от Солнца интегральная интенсивность потока солнечного излучения вблизи поверхности спутника Сатурна оказывается около 15 Вт/м $^{-2}$, что составляет около 1.1% значения Солнечной постоянной для земной орбиты.

Вычисленные таким образом параметры фотоэлектронов N_0 и $T_{e,ph}$ у поверхности Энцелада согласно выражениям (1)–(5) с учетом (6) и (7) для спектра солнечного излучения, соответствующего максимальной солнечной активности в одиннадцатилетнем цикле и значением для работы выхода $W = 8.7$ эВ имеют следующие значения: $N_0 \approx 1.26 \cos \theta$ см $^{-3}$ и $T_{e,ph} \approx 7.89$ эВ. При этом функция распределения фотоэлектронов у поверхности Энцелада, нормированная на единицу ($\int_0^\infty f_e(E_e) dE_e = 1$) принимает вид, приведенный на рис. 1б (сплошная линия). Штриховой линией на рис. 1б обозначена максвелловская функция распределения фотоэлектронов по энергиям, со-

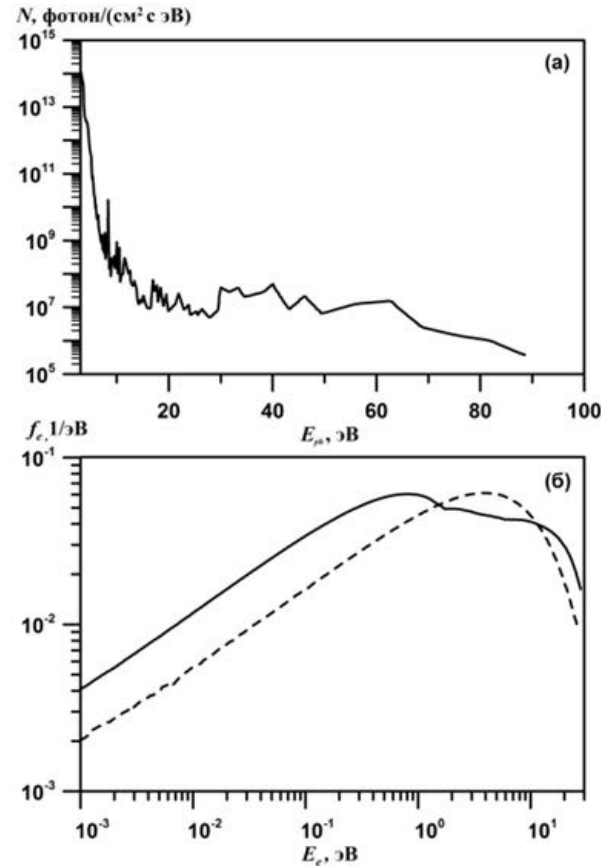


Рис. 1. Спектральная плотность потока фотонов солнечного излучения вблизи Энцелада, соответствующая максимальной солнечной активности в 11-летнем цикле (а). Функция распределения фотоэлектронов f_e по энергиям (сплошная кривая) над поверхностью Энцелада в светлое время суток и максвелловская функция распределения фотоэлектронов (штриховая кривая) по энергиям, соответствующая средней температуре фотоэлектронов, вычисленной как среднеквадратичная энергия, определенная с использованием функции распределения фотоэлектронов f_e .

ответствующая ранее определенной средней температуре фотоэлектронов $T_{e,ph} \approx 7.89$ эВ.

Таким образом, над заряженной поверхностью Энцелада формируется электростатическое поле $E(h, \theta)$, направленное вертикально вверх, которое в нулевом приближении (без учета влияния плазмы солнечного ветра и левитирующих пылевых частиц) описывается выражением [37, 47, 48]

$$E(h, \theta) = \frac{2T_{e,ph}}{e} \frac{\sqrt{\cos \theta/2}}{\lambda_D + h\sqrt{\cos \theta/2}}, \quad (8)$$

где λ_D – радиус Дебая у поверхности Энцелада. Под действием этого поля пылевые частицы, которые также приобретают положительный заряд,

могут начать подниматься над поверхностью спутника в том случае, если электростатическая сила отталкивания будет превышать силу гравитационного притяжения.

Динамика таких частиц описывается выражением

$$m_d \frac{d\mathbf{v}_d}{dt} = q_d \mathbf{E} + \frac{q_d}{c} \mathbf{v}_d \times \mathbf{B} + m_d \mathbf{g}_0, \quad (9)$$

где m_d , q_d , $\mathbf{v}_d$ — масса, заряд и вектор скорости пылевой частицы соответственно, $\mathbf{B}$ — вектор магнитного поля магнитосферы Сатурна вблизи поверхности Энцелада, $\mathbf{g}_0$ — ускорение свободного падения у поверхности спутника. Следует отметить, что изменение заряда происходит согласно уравнению, описывающему зарядку пылевых частиц,

$$\frac{dq_d}{dt} = I_e(q_d) + I_i(q_d) - I_{ph}(q_d) + I_{e,ph}(q_d). \quad (10)$$

Здесь $I_{e(i)}(q_d)$ — электрические токи электронов (ионов) солнечного ветра на поверхность пылевой частицы, $I_{ph}(q_d)$ — ток, вызванный фотоэффектом с поверхности пылевой частицы, возникающий в результате воздействия солнечного излучения, $I_{e,ph}(q_d)$ — обратный ток фотоэлектронов на пылевую частицу. Предполагая, что пылевые частицы будут иметь положительный заряд в результате действия фотоэффекта для описания вышеупомянутых токов, следует использовать следующие выражения:

$$I_e(q_d) = -\pi a^2 n_{eS} \sqrt{\frac{8T_{eS}}{\pi m_e}} \left(1 + \frac{Z_d e^2}{a T_{eS}} \right), \quad (11)$$

$$\begin{aligned} I_i(q_d) = & \pi a^2 n_{iS} \sqrt{\frac{T_{iS}}{2\pi m_i}} \frac{u_{Ti}}{u_i} \\ & + \left\{ \frac{u_i + u_0}{u_{Ti}} \exp\left(-\frac{(u_i - u_0)^2}{2u_{Ti}^2}\right) + \right. \\ & + \frac{u_i - u_0}{u_{Ti}} \exp\left(-\frac{(u_i + u_0)^2}{2u_{Ti}^2}\right) + \\ & + \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left[\operatorname{erf}\left(\frac{u_i + u_0}{\sqrt{2}u_{Ti}}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{u_i - u_0}{\sqrt{2}u_{Ti}}\right) \right] \\ & \cdot \left. \left(1 + \frac{2Z_d e^2}{a T_{iS}} + \frac{u_i^2}{u_{Ti}^2} \right) \right\}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} I_{ph}(q_d) = & -\pi a^2 e N_0 \sqrt{\frac{T_{e,ph}}{2\pi m_e}} \cdot \\ & \cdot \left(1 + \frac{Z_d e^2}{a T_{e,ph}} \right) \exp\left(-\frac{Z_d e^2}{a T_{e,ph}}\right), \end{aligned} \quad (13)$$

$$I_{e,ph}(q_d) = -\pi a^2 e n_{e,ph} \sqrt{\frac{8T_{e,ph}}{\pi m_e}} \left(1 + \frac{Z_d e^2}{a T_{e,ph}} \right). \quad (14)$$

Здесь a — размер пылевой частицы, $Z_d = q_d/e$ — ее зарядовое число, m_i — масса иона, $n_{e(i)S}$ и $T_{e(i)S}$ — концентрация и температура электронов (ионов) солнечного ветра, u_i — скорость солнечного ветра, $u_{Ti} = \sqrt{T_{iS}/m_i}$ — тепловая скорость ионов солнечного ветра, $u_0 = \sqrt{2Z_d e^2 / a m_i}$, $n_{e,ph}$ — общая концентрация фотоэлектронов как с поверхности Энцелада, так и с поверхностей пылевых частиц. Следует уточнить, что выражение (12) для ионного тока $I_i(q_d)$ выведено в предположении положительного заряда пылевых частиц для произвольных скоростей потоков ионов u_i [49]. Отметим, что в предположении, когда поверхность Энцелада и пылевые частицы имеют одинаковую работу выхода, выражение (13) для силы тока $I_{ph}(q_d)$, вызванного фотоэффектом, удастся представить в более простом виде, в котором спектральные характеристики солнечного излучения представлены в качестве интегральных параметров N_0 и $T_{e,ph}$. Приведенные выражения для электрических токов (11)–(14) были впервые использованы при описании формирования пылевой плазмы у поверхности безатмосферных космических тел (в экзосфере Луны) в работе [29]. В этой же работе обосновывается возможность использования выражения для фототока в приведенном выше виде (13).

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО РАСЧЕТА

Систему уравнений (9), (10), описывающую динамику и зарядку пылевых частиц, можно упростить. Во-первых, в окрестности Энцелада величина магнитного поля Сатурна оказывается около $3 \cdot 10^{-3}$ Гс [50], что сопоставимо с величиной магнитного поля в области магнитных аномалий для лунной поверхности [51]. В этом случае вклад слагаемого в правой части уравнения (9), содержащего магнитное поле, пренебрежимо мал по сравнению с вкладом сил, действующих со стороны электростатического и гравитационного полей. В таком приближении система уравнений

(9), (10) (без учета слагаемого, связанного с магнитным полем) совместно с (11)–(14) имеет осциллирующие решения с малым затуханием (см., например, [33]). Причем затухание вызвано диссипативными процессами в результате зарядки пылевых частиц, характеризующихся частотой (ср. [52])

$$\nu_q = \frac{1}{4\sqrt{2\pi}} \frac{aV_{Te,ph}}{\lambda_D^2} \left(1 + \frac{Z_{d0}e^2}{aT_{e,ph}} \right) \cdot \exp \left(-\frac{Z_{d0}e^2}{aT_{e,ph}} \right) + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{aV_{TeS}}{\lambda_{DeS}^2}. \quad (15)$$

Здесь индекс 0 характеризует равновесное значение зарядового числа Z_{d0} , а $V_{Te,ph} = \sqrt{T_{e,ph}/m_e}$, $V_{TeS} = \sqrt{T_{eS}/m_e}$ – характерные тепловые скорости фотоэлектронов и электронов солнечного ветра соответственно, $\lambda_{DeS} = \sqrt{T_{eS}/4\pi n_{eS}e^2}$ – радиус Дебая электронов солнечного ветра. Частота ν_q определяет время релаксации электрического заряда пылевой частицы до равновесного значения. Отметим, что при выводе выражения (15), ионным током следует пренебречь, как током значительно меньшим по величине по сравнению с остальными токами (I_e , I_{ph} и $I_{e,ph}$).

Известно, что продолжительность светлого времени суток на Энцеладе T_E составляет примерно 0,7 земных суток, т. е. $T_E \approx 6 \cdot 10^4$ с. Это время значительно превосходит характерное время релаксации $2/\nu_q$ вертикальных осцилляций пылевых частиц [52]

$$2/\nu_q \ll T_E. \quad (16)$$

Это означает, что вертикальные колебания пылевых частиц затухают гораздо раньше, чем заканчивается светлое время суток на Энцеладе. Таким образом, в течение большей части времени пылевые частицы можно представить, как частицы, левитирующие на определенной высоте над поверхностью Энцелада. В рассматриваемом случае неравенство (16) выполняется для подавляющего количества пылевых частиц, способных подняться над поверхностью Энцелада. В этом случае для определения параметров плазменно-пылевой системы над поверхностью Энцелада в зависимости от высоты систему уравнений (9), (10) можно решать в стационарном приближении

$$q_d \mathbf{E} + m_d \mathbf{g}_0 = 0, \quad (17)$$

$$I_e(q_d) + I_i(q_d) - I_{ph}(q_d) + I_{e,ph}(q_d) = 0. \quad (18)$$

Самосогласованное решение уравнений (17), (18) и уравнения Пуассона (2) удается получить численно итерационным методом. На первом этапе для определения распределения пылевых частиц $n_d(h, a)$ по размерам в зависимости от высоты следует использовать выражение (8) для напряженности электростатического поля, полученное в нулевом приближении (когда над поверхностью Энцелада существуют только фотоэлектроны от этой поверхности). Подниматься будут те частицы, которые приобретают положительный заряд на поверхности Энцелада и для которых сила электростатического отталкивания будет превосходить силу гравитационного притяжения. Поскольку в настоящее время функция распределения частиц по размерам на поверхности Энцелада неизвестна, в качестве такого распределения была выбрана аналогичная функция распределения, известная для лунного реголита (см., например, [33, 37]). Далее определяются параметры плазменно-пылевой системы: общая концентрация $n_d(h)$, средний размер $a_{mid}(h)$ и заряд $q_d(h) = eZ_d(h)$ пылевых частиц в зависимости от высоты, а также концентрация фотоэлектронов $n_{e,ph}(h)$, поступающих в пространство уже не только от поверхности Энцелада, но и от самих левитирующих частиц. На следующем этапе вновь численно решается система уравнений (2), (17) и (18) с правой частью уравнения Пуассона, учитывающей уже весь найденный на предыдущем этапе электростатический заряд на каждой высоте, и т. д. пока решение не выйдет на стационар.

Таким образом, на основе физико-математической модели, представленной в настоящей работе, можно определить параметры плазменно-пылевой системы у поверхности Энцелада, например, такие как высотные зависимости для концентрации пылевых частиц $n_d(h)$, их максимального размера $a(h)$ для данной высоты и электрического заряда $Z_d(h)$, а также электростатического поля $E(h)$ и концентрации фотоэлектронов $n_{e,ph}(h)$, поступающих в пространство от поверхности Энцелада и от самих левитирующих частиц. При численных расчетах были использованы следующие данные: работа выхода материала поверхности и пылевых частиц $W = 8.7$ эВ; спектры солнечного излучения, соответствующие максимуму солнечной активности в 11-летнем цикле (рис. 1а) на основе которых были получены параметры, характеризующие токи, вызванные фотоэффектом, и обратный ток фотоэлектронов:

$N_0 \approx 1.26 \cos \theta \text{ см}^{-3}$ и $T_{e,ph} \approx 7.89 \text{ эВ}$; параметры, характеризующие плазму солнечного ветра в окрестностях Энцелада: $n_{eS} \approx n_{iS} \approx 0.1 \text{ см}^{-3}$, $T_{eS} \approx 10 \text{ эВ}$, $u_i \approx 400 \text{ км/с}$. На рис. 2 представлены соответствующие результаты расчетов для углов $\theta = 0^\circ$ (рис. 2а), $\theta = 82^\circ$ (рис. 2б), $\theta = 85^\circ$ (рис. 2в), $\theta = 88^\circ$ (рис. 2г).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлена физико-математическая модель, описывающая формирование плазменно-пылевой системы у поверхности Энцелада в светлое время суток, когда в результате взаимодействия поверхности спутника и пылевых частиц, на этой поверхности с электромагнитным излучением Солнца, а также плазмой солнечного ветра происходит зарядка этой поверхности и пылевых частиц на ней. Несмотря на значительную удаленность Энцелада от Солнца, фотоэффект ока-

зывается важным процессом, влияющим на формирование плазменно-пылевой системы у поверхности спутника. Приобретаемый положительный заряд поверхности создает электростатическое поле, которое действует на одноименные положительно заряженные частицы на этой поверхности, увлекая их вверх. При этом в пространство над поверхностью поступают фотоэлектроны, которые активно участвуют в экранировании электростатического поля и зарядке вовлеченных в вертикальное движение пылевых частиц, создавая обратный ток фотоэлектронов на их поверхности. Поскольку электростатическое поле убывает с высотой в результате его экранирования, каждая частица, достигая определенной, максимальной, высоты в зависимости от своего размера, устремляется обратно вниз под действием силы гравитационного притяжения. В этом случае движения частиц носят колебательный

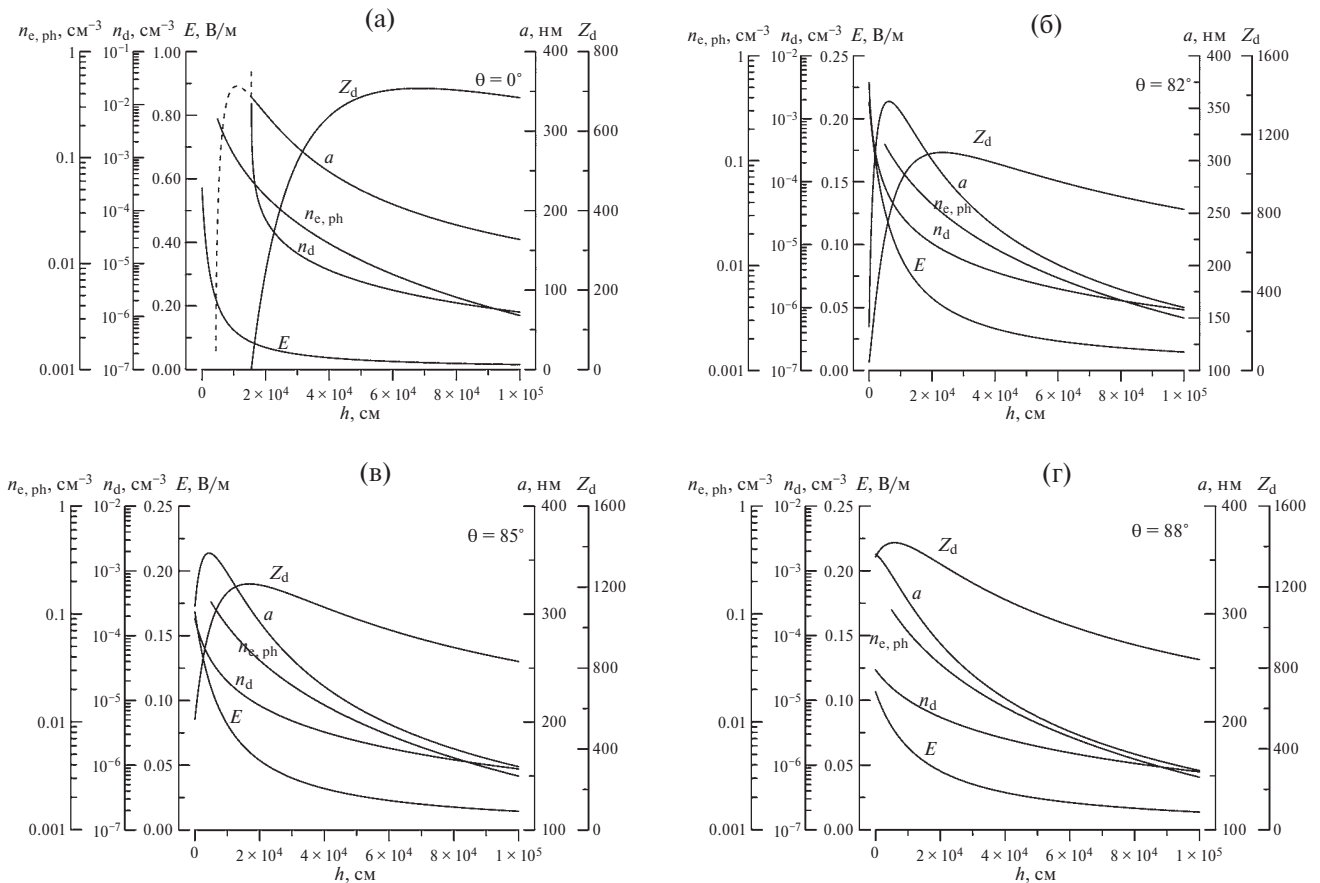


Рис. 2. Высотные зависимости для концентрации пылевых частиц $n_d(h)$, их максимального размера $a(h)$ для данной высоты и электрического заряда $Z_d(h)$, а также электростатического поля $E(h)$ и концентрации фотоэлектронов $n_{e,ph}(h)$, поступающих в пространство от поверхности Энцелада и от самих левитирующих частиц, для углов $\theta = 0^\circ$ (а), $\theta = 82^\circ$ (б), $\theta = 85^\circ$ (в), $\theta = 88^\circ$ (г). Штриховые части кривых соответствуют условию неустойчивого равновесия для левитирующих пылевых частиц.

характер с малым затуханием, определяемым, главным образом, процессами зарядки. Оказывается, что характерное время релаксации таких колебаний для подавляющего количества частиц много меньше светлого времени суток на Энцеладе и, благодаря этому, частицы приходят к своему положению равновесия, левитируя на определенных высотах в соответствии со своими размерами. На основе изложенной физико-математической модели получены характерные высотные профили для концентрации пылевых частиц, их зарядов и размеров, а также электрических полей для различных углов θ . Показано, что над поверхностью Энцелада поднимаются частицы с характерными размерами 0.2–0.4 мкм, что превышает размеры пылевых частиц, левитирующих в этих условиях над поверхностью Луны (около 0.1 мкм [37]), но оказываются значительно меньшими для космических объектов меньших размеров, чем Энцелад, например, для спутников Марса Фобоса и Деймоса (около нескольких микрометров [40, 41]). При этом характерные концентрации для пылевых частиц над поверхностью Энцелада составляют порядка 10^{-4} – 10^{-2} см $^{-3}$, концентрация фотоэлектронов у поверхности Энцелада может достигать около 1 см $^{-3}$, что на порядок выше значений для электронов и ионов плазмы солнечного ветра.

Интересно отметить, что в рамках миссии «Кассини» проводились измерения [53] размеров пылевых частиц с помощью аппаратуры the Cassini Radio and Plasma Wave Science, которые показали возможность существования, в том числе и в окрестностях Энцелада, частиц с размерами около 0.2 мкм. Однако измеренные при этом концентрации частиц были на несколько порядков ниже полученных в рамках представленной в этой статье модели. Это различие, обусловлено тем, что в настоящей работе представлено рассмотрение концентраций частиц в непосредственной близости к поверхности спутника (на высотах от нескольких сот метров до нескольких десятков километров), тогда как измерения «Кассини» [53] проводились на существенно больших расстояниях от Энцелада.

Таким образом, предложена самосогласованная модель для описания плазменно-пылевой системы в непосредственной близости поверхности Энцелада. Для усовершенствования этой модели необходимо иметь более определенные данные о параметрах плазменно-пылевой системы

в окрестности Энцелада, в частности, распределение частиц по размерам на поверхности спутника, более детальный их химический состав и т. д., которые, как надеются авторы, будут определены в результате дальнейшего анализа данных, полученных в миссии «Кассини». Следует подчеркнуть, что эта модель является стационарной и не может быть использована для описания нестационарных процессов, возникающих, например, в области терминатора. Также, по аналогии с Луной (см. [33, 54]), несмотря на малую величину магнитного поля Сатурна вблизи Энцелада, может оказаться важным влияние этого поля на перенос пылевых частиц и на развитие плазменных неустойчивостей. Все это подразумевает необходимость дальнейшего развития модели, что предполагается осуществить в будущем.

Статья подготовлена по материалам доклада на 20-м Международном совещании «Сложные системы заряженных частиц и их взаимодействие с электромагнитным излучением – 2024» (CSCPIER-2024), Москва, 8–12 апреля 2024 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Porco C.C., Baker E., Barbara J., Beurle K., Brahic A., Burns J.A., Charnoz S., Cooper N., Dawson D.D., Del Genio A.D., Denk T., Dones L., Dyudina U., Evans M.W., Giese B., Grazier K., Helfenstein P., Ingersoll A.P., Jacobson R.A., Johnson T.V., McEwen A., Murray C.D., Neukum G., Owen W.M., Perry J., Roatsch T., Spitale J., Squyres S., Thomas P., Tiscareno M., Turtle E., Vasavada A.R., Veverka J., Wagner R., West R. // *Science*. 2005. V. 307. P. 1226.
2. Yaroshenko V.V., Ratynskaia S., Olson J., Brenning N., Wahlund J.-E., Morooka M., Kurth W.S., Gurnett D.A., Morfill G.E. // *Planet. Space Sci.* 2009. V. 57. P. 1807.
3. Porco C.C., Helfenstein P., Thomas P. C., Ingersoll A.P., Wisdom J., West R., Neukum G., Denk T., Wagner R., Roatsch T., Kieffer S., Turtle E., McEwen A., Johnson T.V., Rathbun J., Veverka J., Wilson D., Perry J., Spitale J., Brahic A., Burns J.A., DelGenio A.D., Dones L., Murray C.D., Squyres S. // *Science*. 2006. V. 311. P. 1393.
4. Pitman K.M., Buratti B.J., Mosher J.A., Bauer J.M., Momary T.W., Brown R.H., Nicholson P.D., Hedman M.M. // *Astrophys. J.* 2008. V. 680. P. L65.
5. Thomas P.C., Burns J.A., Helfenstein P., Squyres S., Veverka J., Porco C., Turtl E.P., McEwen A., Denk T., Giese B., Roatsch T., Johnson T.V., Jacobson R.A. // *Icarus*. 2007. V. 190. P. 573.
6. Spahn F., Schmidt J., Albers N., Horning M., Makuch M., Seiß M., Kempf S., Srama R., Dikarev V., Helfert S.,

- Moragas-Klostermeyer G., Krivov A.V., Sremcevic M., Tuzzolino A.J., Economou T., Grun E.* // Science. 2006. V. 311. P. 1416.
7. *Parkinson C.D., Liang M.-C., Yung Y.L., Kirschvink J.L.* // Orig. Life Evolution Biosph. 2008. V. 38. P. 355.
 8. *Hao J., Glein C.R., Huang F., Yee N., Catling D.C., Postberg F., Hillier J.K., Hazen R.M.* // PNAS. 2022. V.119. P. e2201388119.
 9. *Postberg F., Schmidt J., Hillier J., Kempf S., Srama R.* // Nature. 2011. V. 474. P. 620.
 10. *Kieffer S.W., Lu X., Bethke C.M., Spencer J.R., Marshak S., Navrotsky A.* // Science. 2006. V. 314. P. 1764.
 11. *Waite J.H., Glein C.R., Perryman R.S., Teolis B.D., Magee B.A., Miller G., Grimes J., Perry M.E., Miller K.E., Bouquet A., Lunine J.I., Brockwell T., Bolton S.J.* // Science. 2017. V. 356. P. 155.
 12. *Waite J.H. Jr., Combi M.R., Ip W.-H., Cravens T.E., McNutt R.L. Jr., Kasprzak W., Yelle R., Luhmann J., Niemann H., Gell D., Magee B., Fletcher G., Lunine J., Tseng W.-L.* // Science. 2006. V. 311. P. 1419.
 13. *Brown R.H., Clark R.N., Buratti B.J., Cruikshank D.P., Barnes J.W., Mastrapa R.M.E., Bauer J., Newman S., Momary T., Baines K.H., Bellucci G., Capaccioni F., Cerroni P., Combes M., Coradini A., Drossart P., Formisano V., Jaumann R., Langevin Y., Matson D.L., McCord T.B., Nelson R.M., Nicholson P.D., Sicardy B., Sotin C.* // Science. 2006. V. 311. P. 1425.
 14. *Hansen C.J., Esposito L., Stewart A.I.F., Colwell J., Hendrix A., Pryor W., Shemansky D., West R.* // Science. 2006. V. 311. P. 1422.
 15. *Spencer J.R., Pearl J.C., Segura M., Flasar F.M., Marmoutkine A., Romani P., Buratti B.J., Hendrix A.R., Spilker L.J., Lopes R.M.C.* // Science. 2006. V. 311. P. 1401.
 16. *Rothery D.A.* Satellites of the Outer Planets: Worlds in Their Own Right. N.Y.: Oxford University Press, 1999. 264 p.
 17. *Efroimsky M.* // Icarus. 2018. V. 300. P. 223.
 18. *Collins G.C., Goodman J.C.* // Icarus. 2007. V. 189. P. 72.
 19. *Gioia G., Chakraborty P., Marshak S., Kieffer S.W.* // PNAS. 2007. V.104. P.13578.
 20. *Newman S.F., Buratti B.J., Brown R.H., Jaumann R., Bauer J., Momary T.* // Icarus. 2008. V. 193. P.397.
 21. *Tokar R.L., Johnson R.E., Hill T.W., D.H. Pontius, Kurth W.S., Crary F.J., Young D.T., Thomsen M.F., Reisenfeld D.B., Coates A.J., Lewis G.R., Sittler E.C., Gurnett D.A.* // Science. 2006. V. 311. P. 1409.
 22. *Iess L., Stevenson D.J., Parisi M., Hemingway D., Jacobson R.A., Lunine J.I., Nimmo F., Armstrong J.W., Asmar S.W., Ducci M., Tortora P.* // Science. 2014. V. 344. P. 78.
 23. *Farrell W.M., Kurth W.S., Tokar R.L., Wahlund J.-E., Gurnett D.A., Wang Z., McDowall R.J., Morooka M.W., Johnson R.E., Waite J.H. Jr.* // Geophys. Res. Lett. 2010. V. 37. P. L20202.
 24. *Morooka M.W., Wahlund J.-E., Eriksson A.I., Farrell W.M., Gurnett D.A., Kurth W.S., Persoon A.M., Shafiq M., André M., Holmberg M.K.G.* // J. Geophys. Res. 2011. V. 116. P. A12221.
 25. *Engelhardt I.A.D., Wahlund J.-E., Andrews D.J., Eriksson A.I., Ye S., Kurth W.S., Gurnett D.A., Morooka M.W., Farrell W.M., Dougherty M.K.* // Planet. Space Sci. 2015. V. 117. P. 453.
 26. *Stubbs T.J., Vondrak R.R., Farrell W.M.* // Advances Space Res. 2006. V. 37. P. 59.
 27. *Sternovsky Z., Chamberlin P., Horányi M., Robertson S., Wang X.* // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. P. A10104.
 28. *Stubbs T.J., Glenar D.A., Farrell W.M., Vondrak R.R., Collier M.R., Halekas J.S., Delory G.T.* // Planet. Space Sci. 2011. V. 59. P. 1659.
 29. *Голубь А.П., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Извекова Ю.Н., Копнин С.И., Попель С.И.* // Письма ЖЭТФ. 2012. Т. 95. С. 198.
 30. *Лусин Е.А., Тараканов В.П., Петров О.Ф., Попель С.И., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Фортков В.Е.* // Письма ЖЭТФ. 2013. Т. 98. С. 755.
 31. *Буринская Т.М.* // Физика плазмы. 2014. Т. 40. С. 17.
 32. *Popel S.I., Zelenyi L.M., Golub' A.P., Dubinskii A. Yu.* // Planet. Space Sci. 2018. V. 156. P. 71.
 33. *Popel S.I., Golub' A.P., Kassem A.I., Zelenyi L.M.* // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. P. 013701.
 34. *Schmidt J., Brilliantov N., Spahn F., Kempf S.* // Nature. 2008. V. 451. P. 685.
 35. *Postberg F., Kempf S., Schmidt J., Brilliantov N., Beinsen A., Abel B., Buck U., Srama R.* // Nature. 2009. V. 459. P. 1098.
 36. *Rossi C., Cianfarra P., Salvini F., Bourgeois O., Tobie G.* // J. Geophys. Res.: Planets. 2020. V. 125. P. e2020JE006471.
 37. *Попель С.И., Копнин С.И., Голубь А.П., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Извекова Ю.Н.* // Астрономич. Вестн. 2013. Т. 47. С. 455.
 38. *Голубь А.П., Попель С.И.* // Письма ЖЭТФ. 2021. Т. 113. С. 440.
 39. *Голубь А.П., Попель С.И.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 741.
 40. *Попель С.И., Голубь А.П., Захаров А.В., Зеленый Л.М.* // Письма ЖЭТФ. 2017. Т. 106. С. 469.
 41. *Попель С.И., Голубь А.П., Зеленый Л.М.* // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 635.
 42. *Walbridge E.* // J. Geophys. Res. 1973. V. 78. P. 3668.
 43. *Кдумов Б.А., Морфилл Г.Е., Попель С.И.* // ЖЭТФ. 2005. Т. 127. С. 171.
 44. *Schmitt-Ott A., Schurtenberger P., Siegmann H.C.* // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 45. P. 1284.

45. Chamberlin P.C., Woods T.N., Eparvier F.G. // Space Weather. 2008. V. 6. P. S05001.
46. Попель С.И., Голубь А.П., Извекова Ю.Н., Афонин В.В., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Лусин Е.А., Петров О.Ф. // Письма ЖЭТФ. 2014. Т. 99. С. 131.
47. Колесников Е.К., Мануйлов А.С. // Астрономич. Ж. 1982. Т. 59. С. 996.
48. Колесников Е.К., Яковлев А.Б. // Астрономич. вестн. 1997. Т. 31. С. 70.
49. Losseva T.V., Popel S.I., Golub' A.P., Izvekova Yu.N., Shukla P.K. // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. P. 013703.
50. Dougherty M.K., Khurana K.K., Neubauer F.M., Russell C.T., Saur J., Leisner J.S., Burton M.E. // Science. 2006. V. 311. P. 1406.
51. Попель С.И., Голубь А.П., Кассем А.И., Зеленый Л.М. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 451.
52. Попель С.И., Голубь А.П. // Письма ЖЭТФ. 2022. Т. 115. С. 629.
53. Ye S.-Y., Gurnett D.A., Kurth W.S. // Icarus. 2016. V. 279. P. 51.
54. Popel S.I., Kassem A.I., Izvekova Yu.N., Zelenyi L.M. // Phys. Lett. A. 2020. V. 384. P. 126627.

ELECTROSTATIC EFFECTS AND FORMATION OF DUSTY PLASMA ABOVE THE SURFACE OF ENCELADUS

D. V. Shokhrin^a, S. I. Kopnin^{b, *}, and S. I. Popel^b

^aNational Research University Higher School of Economics, Moscow, 101000, Russia

^bSpace Research Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997, Russia

*e-mail: kopnin@cosmos.ru

A mechanism of formation of plasma-dust system above the surface of Enceladus, the Saturn moon, illuminated by the solar radiation is proposed. It is demonstrated that the photoelectric effect caused by the sunlight and the influence of the solar-wind plasma create conditions for lifting of dust particles above the surface of the moon as a result of electrostatic repulsion. Based on a self-consistent model describing the electrostatic field and plasma components, including photoelectrons emitted from the Enceladus surface and those emitted from the surface of the dust particles, distribution functions of photoelectrons, dust particles, and their electrostatic charges are determined as functions of altitude and the angle between the local normal and the direction to the Sun. Also determined are the altitude profiles of the electrostatic fields for the corresponding angles between the local normal and the direction of the solar radiation. It is demonstrated that the photoelectric effect plays an important role in formation of dusty plasma near the Enceladus surface despite considerable distance from the Sun. It is established that concentration of photoelectrons above the Enceladus surface can exceed concentration of electrons and ions of the solar wind by an order of magnitude, and the size of the levitating particles is larger than the characteristic size of dust particles lifted above the surface of the Moon due to the fact that Enceladus is much smaller than the Moon. On the contrary, the size of particles levitating above Enceladus is much smaller than the size of particles levitating above the surface of celestial objects smaller than the Enceladus, e.g., the Martian satellites Phobos and Deimos.

Keywords: photoelectric and electrostatic processes, Enceladus, dusty plasma, solar wind, levitating dust Particles

УДК 533.9

ОБРАЗОВАНИЕ АКТИВНЫХ ЧАСТИЦ В СМЕСЯХ МЕТАНА, АЗОТА И КИСЛОРОДА ПРИ ОДНОВРЕМЕННОМ ВОЗДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ И ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

© 2024 г. Д. В. Терешонок^{a, *}, Н. Л. Александров^{a, b}, Н. Ю. Бабаева^a,
В. П. Коновалов^a, Г. В. Найдис^a, В. А. Панов^a, А. В. Угрюмов^c

^aОбъединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

^bМосковский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

^cАкционерное общество “ТВЭЛ” Москва, Россия

*e-mail: tereshonokd@gmail.com

Поступила в редакцию 11.07.2024 г.

После доработки 19.08.2024 г.

Принята к публикации 22.08.2024 г.

Выполнен расчетно-теоретический анализ кинетических процессов в смесях метана, азота и кислорода для условий несамостоятельных разрядов постоянного тока, поддерживаемых электронным пучком. В рамках приближенного подхода определены кинетические коэффициенты в плазме при одновременном воздействии приложенного электрического поля и электронного пучка. В нуль-мерном (пространственно однородном) приближении выполнен расчет квазистационарного состава заряженных частиц. Рассчитаны константы скорости генерации в плазме химически активных нейтральных частиц различных сортов, и вычислены энергетические эффективности (G -факторы) наработки этих частиц в зависимости от значений приведенного электрического поля и тока пучка. Предложены правила подобия для соотношения между скоростями наработки активных частиц под действием электрического поля и электронного пучка. Показано, что путем изменения приложенного поля можно влиять на состав наработанных углеводородных радикалов.

Ключевые слова: электрический разряд, плазма, функция распределения электронов, электронный пучок

DOI: 10.31857/S0367292124100117, **EDN:** FCJPLK

1. ВВЕДЕНИЕ

Перспективными для современной энергетики приложениями низкотемпературной неравновесной плазмы являются как стимулированное плазмой воспламенение и горение газообразного топлива [1–10], так и плазменный риформинг [3, 11–13]. Во всех этих случаях плазма обычно создается в газовых углеводородсодержащих смесях. Одним из основных механизмов воздействия плазмы на углеводороды здесь является наработка активных частиц, которая вызывает ускорение плазмохимических реакций, приводящих к воспламенению и горению топлива или получению необходимых продуктов в результате разложения углеводородов. При этом в задачах стимулирован-

ного плазмой воспламенения и горения, как правило, рассматриваются бедные и стехиометрические смеси, в то время как в случае риформинга основное внимание уделяется смесям с большим содержанием топлива. В первом случае температура газа обычно находится вблизи (~ 1000 К) или выше порога самовоспламенения, а в случае риформинга она может быть близка к комнатной температуре.

В настоящее время стимулированное плазмой воспламенение и горение в смесях с различными видами топлива исследовано достаточно подробно как экспериментально, так и с помощью численного моделирования [1–10]. На основе этих подходов разработаны детальные кинетические

схемы, позволяющие описывать воздействие неравновесной плазмы различного происхождения на воспламенение простых топлив (молекулярный водород и простые углеводороды). Что касается риформинга углеводородов, то экспериментальных работ в этом направлении также достаточно много. При этом используются как разные виды газовых разрядов (диэлектрический барьерный разряд, тлеющий разряд, корона, дуга, импульсные наносекундный разряд, ВЧ- и СВЧ-разряды) [3, 11–13], так и плазма, создаваемая электронным пучком [14–19]. Хотя имеются примеры достаточно детального численного моделирования риформинга углеводородов [3, 11–13], но количественное сравнение результатов расчета с экспериментом встречается редко. Это происходит отчасти из-за того, что большинство расчетов выполняется в рамках нульмерного или одномерного приближений, а эксперименты делаются в сильно неоднородных условиях. Согласие между расчетами и измерениями по продуктам риформинга и его эффективности в этом случае удастся получить обычно только при введении подгоночных параметров.

Остается не до конца понятным вопрос о том, какие активные частицы оказывают основное влияние на плазменный риформинг углеводородов в различных условиях. Ожидается, что наибольшую роль при риформинге, как и в случае стимулированных плазмой воспламенения и горения, играют химически активные атомы и радикалы. В то же время имеются в литературе утверждения о важности нарабатываемых в плазме колебательно-возбужденных молекул, присутствие которых способно ускорять химические реакции [20, 21]. Также некоторую роль могут играть и электронно-возбужденные атомы, и молекулы [13, 21]. Наконец, есть экспериментальное подтверждение того, что разложение метана в несамостоятельном разряде, поддерживаемом электронным пучком, оказывается более эффективным по сравнению с действием отдельно электрического разряда или электронного пучка [15]. Совместное влияние электронного пучка и электрического поля на эффективность разложения метана может быть связано с тем, что состав нарабатываемых в плазме химически активных частиц зависит от того, как создается плазма. В частности, в разрядах обычно основную роль в производстве нейтральных активных частиц играет возбуждение и диссоциация

молекул электронным ударом. В пучковой же плазме значительная часть вкладываемой энергии идет на ионизацию молекул с образованием положительных молекулярных ионов. В результате одним из главных каналов наработки активных частиц становится диссоциативная рекомбинация этих ионов с электронами и отрицательными ионами.

В данной работе выполнено численное исследование наработки химически активных частиц в газовых смесях метана, азота и кислорода в условиях несамостоятельного разряда при совместном действии электрического поля и электронного пучка. Основная цель этого исследования заключается в определении того, как зависит состав образуемых активных частиц от параметров задачи, включая газовые параметры, электрическое поле и параметры электронного пучка. При этом большое внимание уделяется кинетике заряженных частиц, поскольку наработка нейтральных активных частиц в рассматриваемых условиях происходит в процессах с участием электронов и ионов.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается квазистационарная пространственно-однородная плазма, генерируемая при совместном воздействии на газовую смесь метана, азота и кислорода приложенного электрического поля и электронного пучка (ЭП). Расчет проводится в предположении о том, что длительность квазистационарной стадии разряда достаточно мала, так что температура газа и состав основных нейтральных компонентов газовой смеси остаются практически постоянными.

Значения концентраций заряженных и нарабатываемых нейтральных частиц рассчитываются при численном решении нестационарных уравнений баланса. Например, для заряженных частиц эти уравнения имеют вид

$$dn_i / dt = q_i + S_i - F_i. \quad (1)$$

Здесь n_i — концентрация частиц сорта i , q_i — скорость образования частиц данного сорта под действием электронного пучка, S_i и F_i — источники образования и гибели частиц при столкновениях молекул с плазменными электронами (средняя энергия которых определяется величиной приложенного поля), а также в реакциях рекомбинации заряженных частиц. Для оценки значений q_i , S_i и F_i используется

следующий приближенный подход. Независимо рассчитываются константы скоростей реакций в плазме при заданной величине приведенного электрического поля, а также в плазме, генерируемой электронным пучком в отсутствие внешнего поля. Зависимость констант реакций с участием плазменных электронов в источниках S_i и F_i от величины приведенного электрического поля в смеси данного состава определяется путем решения кинетического уравнения Больцмана с использованием программы BOLSIG+ [22]. Соответствующие значения q_i для системы уравнений (1) получены в результате решения нестационарного пространственно-однородного кинетического уравнения Больцмана в отсутствие внешних электромагнитных полей, описывающего деградацию высокоэнергичного (на уровне 1 кэВ) электронного пучка в исследуемых смесях [23, 24]. Справедливость данного подхода обусловлена тем, что для рассматриваемых смесей в исследуемом диапазоне приведенного электрического поля $E/N = 10 \div 110$ Тд (E — электрическое поле, N — плотность частиц газа) средняя энергия электронов ϵ лежит в диапазоне от 1 до 5 эВ. Таким образом, формирование энергетического спектра плазменных электронов под действием поля происходит при энергиях $\sim \epsilon$, которые находятся за пределами энергетического диапазона, где происходят основные потери ЭП в процессах ионизации, возбуждения электронных состояний молекул и их диссоциации.

Стоит отметить, что разряды с приведенными полями более высокими по сравнению с теми, которые исследуются в настоящей работе, обладают большей энергетической эффективностью наработки химически активных частиц [25–27]. Тем не менее, комбинация электронных пучков и электрических полей может быть перспективной, например, для повышения устойчивости и однородности газоразрядной плазмы.

Кинетическая схема процессов в смесях метана (CH_4), азота (N_2) и кислорода (O_2), используемая в данной работе, а также соответствующие константы скорости реакций приведены в приложении (табл. 1).

При решении кинетического уравнения Больцмана с целью нахождения q_i и констант реакций для S_i использовались абсолютно идентичные наборы сечений. Для CH_4 учтено упругое рассеяние, возбуждение двух вращательных и двух колебательных уровней, четыре канала диссо-

циации и пять каналов ионизации, а также два канала диссоциативного прилипания. Набор процессов для N_2 включает упругое рассеяние, возбуждение одного вращательного, восьми колебательных и одиннадцати электронных уровней, а также ионизацию с образованием молекулярного иона азота в пяти различных электронных состояниях и диссоциативную ионизацию. Набор для O_2 включает упругое рассеяние, возбуждение одного вращательного, трех колебательных и шести электронных уровней, а также ионизацию с образованием молекулярного иона азота в четырех различных электронных состояниях и диссоциативную ионизацию, а также диссоциативное прилипание. Сечения для метана взяты из [28, 29], а для азота и кислорода из ссылок к [23], где приведено детальное указание источника литературы по сечениям отдельно для каждого процесса.

Расчеты проводятся при энергии электронов пучка $\epsilon_0 = 1$ кэВ и плотности его тока в диапазоне от $j_{\min} = 1.3 \times 10^{-3}$ до $j_{\max} = 1.04 \times 10^{-1}$ А/см² (эти параметры того же порядка величины, что и параметры электронного пучка, использованного в экспериментах [14–16]) для смесей $\text{CH}_4:\text{N}_2:\text{O}_2 = 0.750:0.125:0.125$ (смесь 1), $\text{CH}_4:\text{N}_2:\text{O}_2 = 0.520:0.125:0.355$ (смесь 2) и $\text{CH}_4:\text{N}_2:\text{O}_2 = 0.150:0.150:0.700$ (смесь 3) при температуре газа $T = 300$ К и давлении $P = 1$ Торр, что дает величину концентрации нейтральных частиц на уровне $N = 3.2 \times 10^{16}$ см⁻³. Таким образом, исследуются как смеси с большим содержанием CH_4 и малым содержанием O_2 , так и смеси с обратными соотношениями этих компонентов. Проводятся также расчеты для давлений 0.1 и 10 Торр, показавшие выполнение условия подобия. При изменении скорости образования электронов под действием пучка пропорционально квадрату давления молярные доли заряженных частиц (электронов x_e , а также положительных x_p и отрицательных x_n ионов), определяются стационарными уравнениями баланса

$$\begin{aligned} q / N^2 + k_{ion}x_e + k_{det}x_n &= k_r^{ep}x_ex_p + k_{att}x_e \\ k_r^{np}x_nx_p + k_{det}x_n &= k_{att}x_e \\ x_n + x_e &= x_p \end{aligned} \quad , \quad (2)$$

с усредненными (по составу нейтральных или заряженных частиц) коэффициентами ионизации (k_{ion}), рекомбинации (k_r^{ep}, k_r^{np}), прилипания (k_{att}) и отлипания (k_{det}) от давления не зависят, что го-

ворит о малой роли трехчастичных процессов (реакций 4, 5, 16, 17, 41) в данных условиях. Здесь q — эффективная скорость ионизации в рассматриваемых смесях под действием ЭП.

3. ДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Источники q_i образования частиц различных сортов под действием пучка вычисляются следующим образом $q_i = \frac{jNL(\epsilon_0)}{eU_i}$, где U_i — энергетические цены соответствующих процессов (их вычисленные значения приведены в табл. 2 приложения),

$$L(\epsilon) = -\frac{1}{N} \frac{d\epsilon}{dx} \equiv \sigma_{el}(\epsilon) \frac{2m_e}{M} \epsilon + \sum_k \sigma_k(\epsilon) \epsilon_k + \sigma_i(\epsilon) I + \int_0^{(\epsilon-I)/2} \epsilon_s \sigma_{ii}(\epsilon, \epsilon_s) d\epsilon_s + \sigma_a(\epsilon) \epsilon$$

эффективное торможение пучка для чистого газа (в расчетах для исследуемых смесей учитывались относительные концентрации исходных компонентов), ϵ_k — энергетический порог неупругих процессов (возбуждение вращательных, колебательных и электронных уровней), I — потенциал ионизации, m_e — масса электрона, M — масса тяжелой частицы, σ_{el} — сечение упругих столкновений, σ_k — сечение неупругих столкновений k -го сорта, σ_i — сечение ионизации, $\sigma_{ii}(\epsilon_p, \epsilon_s)$ — дифференциальное сечение ионизации, которое аппроксимируется аналитической формулой Брейта—Вигнера [24], ϵ_p и ϵ_s — энергии первичного и вторичного электронов, σ_a — сечение прилипания электронов к молекулам.

При этом стоит отметить, что выбор значения ϵ_0 не приводит к существенному изменению результата для энергетической цены U_i того или иного процесса под действием ЭП. Это говорит о том, что распределение энергий по разным процессам не зависит от первоначальной энергии пучка и является универсальной величиной [24].

В отличие от U , значение $L(\epsilon_0)$ зависит от ϵ_0 и определяет глубину проникновения пучка $l(\epsilon_0) \sim \frac{\epsilon_0}{|d\epsilon/dx|} \sim \frac{\epsilon_0}{NL(\epsilon_0)}$. Основным каналом потери энергии ЭП является ионизация, сечение которой в области больших энергий можно аппроксими-

ровать как $\sigma_i \sim \frac{\ln(\epsilon_0 / I)}{\epsilon_0}$, что дает зависимость l от ϵ_0 :

$$l(\epsilon_0) \sim \frac{\epsilon_0^2}{\ln(\epsilon_0 / I)}. \quad (3)$$

Соответственно для $\epsilon_0 = 1$ кэВ и рассматриваемых смесей получим $l \sim 10$ см, $L(\epsilon_0) = (25 \div 26) \times 10^{-16}$ эВ·см² (см. табл. 2 в Приложении). При увеличении ϵ_0 до 10 кэВ l вырастет на $1.5 \div 2$ порядка. Такая элементарная оценка может быть полезна при создании реактора, если необходимо, чтобы ЭП действовал на обрабатываемую смесь по всей длине. При этом зависимость источника рождения частиц под действием электронного пучка q_i при постоянном давлении зависит от энергии и плотности тока следующим образом:

$$q_i \sim jL(\epsilon_0) \sim \frac{j \ln(\epsilon_0 / I)}{\epsilon_0}.$$

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Примеры нормированных функций распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) для смеси 1 (см. табл. 2) в исследуемом диапазоне приведенных электрических полей и для ЭП с энергией $\epsilon_0 = 1$ кэВ представлены на рис. 1 (для остальных смесей ситуация аналогичная). По мере увеличения E/N высокоэнергичная часть ФРЭЭ в случае нагрева электронов в электрическом поле растет, а ее низкоэнергичная часть снижается и становится более пологой (рис. 1а).

При ионизации газа ЭП в отсутствие внешних полей происходит рождение электронов с энергией около 15 эВ с последующим их охлаждением до температуры газа главным образом в результате неупругих столкновений — возбуждения и ионизации молекул электронным ударом.

Из расчетов следует, что скорость гибели электронов за счет прилипания (реакции 1–3) больше скорости ионизации (реакции 7–15), а значит, электрический разряд является несамостоятельным в исследуемом диапазоне E/N . Для всех смесей критическое поле, при котором скорость ионизации в нем равна скорости диссоциативного прилипания, составляет примерно 110 Тд. Отношение скоростей ионизации и прилипания оказывается наибольшим для смеси 3 (см. табл. 2) с большим содержанием O_2 и малым содержанием CH_4 . Для смеси 1 с наименьшим содержанием O_2 и наибольшим содержанием CH_4 ситуация обратная. Такая ситуация связана в основном с более эффективным диссоциативным прилипа-

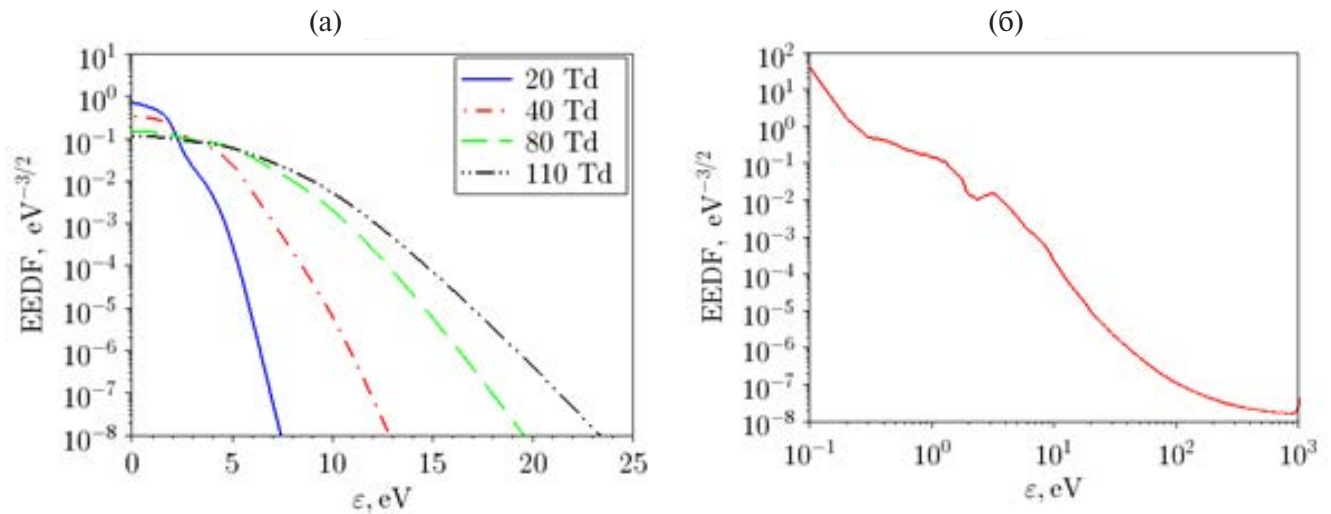


Рис. 1. Нормированные ФРЭЭ для смеси 1: а) в электрическом поле при разных E/N ($1 \text{ Тд} = 10^{-17}, \text{ см}^2$) без ЭП; б) под действием электронного пучка при $E = 0$.

нием электронов к O_2 по сравнению с прилипанием к CH_4 .

На рис. 2 приведен пример динамики изменения концентрации заряженных частиц в смеси 1 для $E/N = 70 \text{ Тд}$ и плотности тока ЭП j_{max} . В этом случае максимальное значение концентрации электронов n_e достигает величины $(10^{12} \div 10^{13}) \text{ см}^{-3}$, что дает степень ионизации на уровне $\sim 10^{-4}$. Основными положительными молекулярными ионами являются ионы O_2^+ , CH_5^+ и C_2H_5^+ , что обусловлено не только ионизацией электронным пучком, но и перезарядкой ионов на молекулах кислорода, а также быстрыми ионно-молекулярными процессами (реакции 45 и 47 в табл. 1). Концентрация отрицательных ионов оказывается зна-

чительно ниже концентраций электронов и основных положительных ионов. Характерное время выхода концентраций заряженных частиц на стационарный режим $\tau_{st} \sim 10 \text{ мкс}$. Для остальных смесей получены близкие значения n_e и τ_{st} .

Отметим, что характерное время установления решения нестационарного уравнения Больцмана для ЭП при исследуемых давлениях лежит в диапазоне $\tau_{EB} \sim 0.1 \div 10 \text{ мкс}$ [24], которое, в соответствии с рис. 2, меньше времени τ_{st} . При этом время установления энергетического спектра электронов τ_e под действием электрического поля лежит в диапазоне $10^{-2} \div 10^{-1} \text{ мкс}$ [30]. Таким образом, выполнение условия $\tau_e, \tau_{EB} \ll \tau_{st}$ дает возможность одновременного рассмотрения

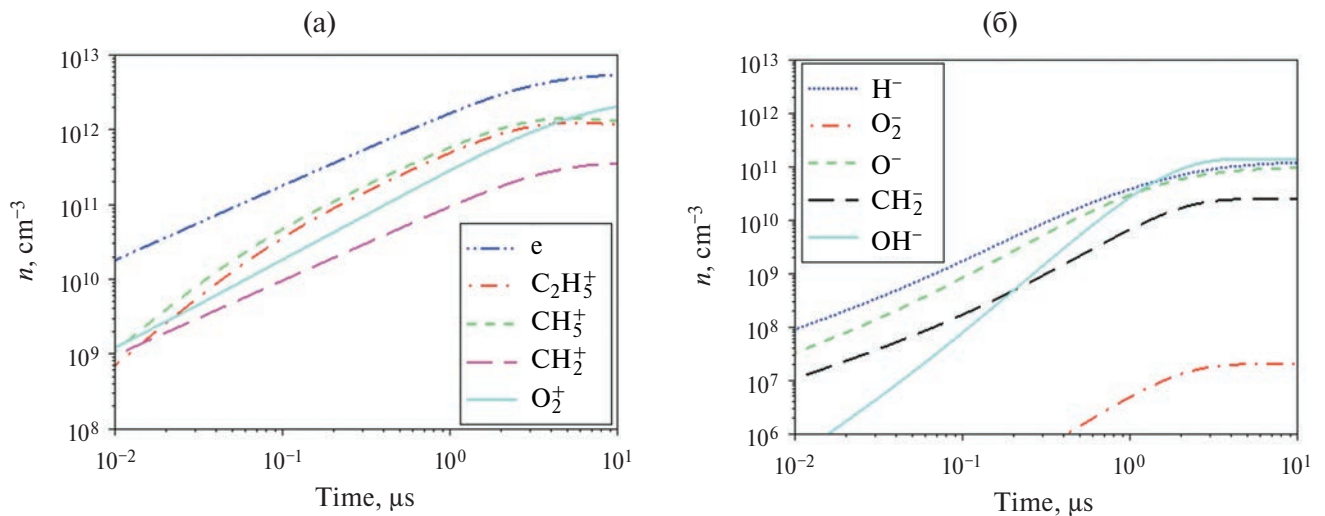


Рис. 2. Динамика изменения концентраций заряженных частиц в смеси 1 для $E/N = 70 \text{ Тд}$ и плотности тока ЭП j_{max} .

влияния ЭП и электрического поля на электронные характеристики путем разбиения задачи на две подзадачи: вычисление q и последующее решение нестационарной системы уравнений (1) с использованием уже готовых значений q и констант скорости реакций с участием электронов как функции E/N .

Длина энергетической релаксации плазменных электронов оценивается как $\lambda \sim \frac{\varepsilon}{eE} \sim (0.1 \div 0.2)$ см. применимость пространственно-однородного рассмотрения в уравнении (1) на оси ЭП справедливо, если выполняются следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \lambda &\ll R, \delta \\ \lambda &\ll l(\varepsilon_0), \end{aligned} \quad (4)$$

где R — радиус ЭП, δ — масштаб пространственной неоднородности электрического поля ($\delta \sim \frac{E}{|dE/dx|}$) или неоднородности плотности газа ($\delta \sim \frac{N}{|dN/dx|}$).

Значение установившейся концентрации электронов в зависимости от приведенного электрического поля для исследуемых смесей и плотности тока ЭП $j_{\min}$ представлено на рис. 3. В рамках предложенной модели источники ионизации, создаваемые ЭП и электрическим полем, действуют независимо. Поэтому, можно было ожидать, что по мере роста E/N квазистационарная концентрация электронов будет монотонно увеличиваться. Но результаты расчетов показали, что это не так. Немонотонное поведение

n_e связано с тем, что, по мере роста E/N , увеличивается доля высокоэнергичных электронов, способных преодолеть энергетический барьер в реакциях диссоциативного прилипания. Соответственно, растут константы скорости прилипания к метану и кислороду (реакции 1–3). Данная особенность характерна и для других соотношений метана, азота и кислорода в исследуемых смесях. Рост скорости диссоциативного прилипания электронов к молекулам с увеличением E/N и приводит к немонотонной зависимости установившейся концентрации n_e от E/N . Диссоциативное прилипание под действием электрического поля для трех рассматриваемых смесей происходит в основном на молекулах кислорода из-за относительно небольшого порога реакции (4.4 эВ) по сравнению с метаном (6.0 эВ). Только для смеси 1 при $E/N > 50$ Тд прилипание осуществляется главным образом на метане ввиду его большого количества и увеличения средней энергии электронов при больших значениях E/N .

В квазистационарных условиях становится важным отрыв электронов от отрицательных кислородных ионов при их столкновениях с электронно-возбужденными молекулами $O_2(a^1\Delta_g)$ [31]. На рассматриваемой в данной работе стадии развития разряда оценка сверху отношения скоростей отлипания электронов от отрицательных ионов O^- и O_2^- при столкновении с молекулами $O_2(a^1\Delta_g)$ к скорости ион-ионной рекомбинации есть $k_d k_{ex} n_{O_2} \tau_{st} / k_r \sim 5 \times 10^{-2}$, где $k_d = (2 \div 3) \times 10^{-10}$ см³/с, $k_{ex} < 10^{-9}$ см³/с — константы реакций $O_2(a^1\Delta_g) + O_2^-(O^-) \rightarrow O_2 + O_2(O) + e$ и $O_2 + e \rightarrow O_2(a^1\Delta_g) + e$, соответственно, взятые из [31] или рассчитанные с помощью BOLSIG+; $n_{O_2} = 4 \times 10^{15}$ см⁻³ (для смеси 1), $k_r = 2 \times 10^{-7}$ см³/с (табл. 1). Поэтому влиянием молекул $O_2(a^1\Delta_g)$ на разрушение отрицательных ионов кислорода в рассматриваемых условиях можно пренебречь.

На рис. 4 приведено отношение эффективных скоростей диссоциативной рекомбинации q_r и прилипания q_{att} для двух предельных случаев, когда это отношение минимально (смесь 3, $j_{\min}$) и максимально (смесь 1, $j_{\max}$). Соответственно, все остальные случаи будут лежать между этими двумя кривыми. Из расчетов следует, что для рассматриваемых параметров (состав смеси и плотность тока ЭП), значение E/N , при котором $q_r = q_{att}$, лежит в диапазоне $EN \sim 20 \div 50$ Тд.

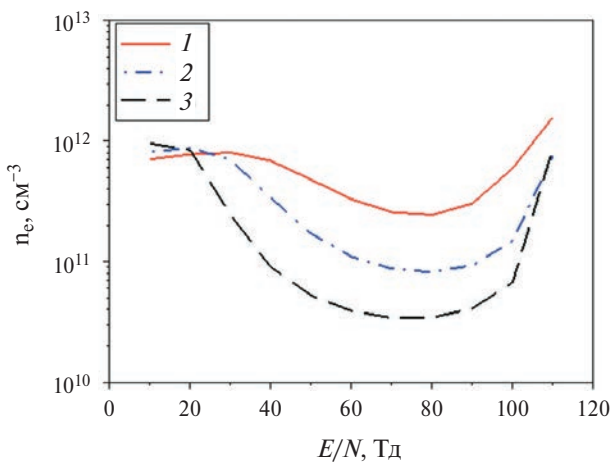


Рис. 3. Концентрации электронов после выхода на стационарный режим в исследуемых смесях при плотности тока ЭП $j_{\min}$.

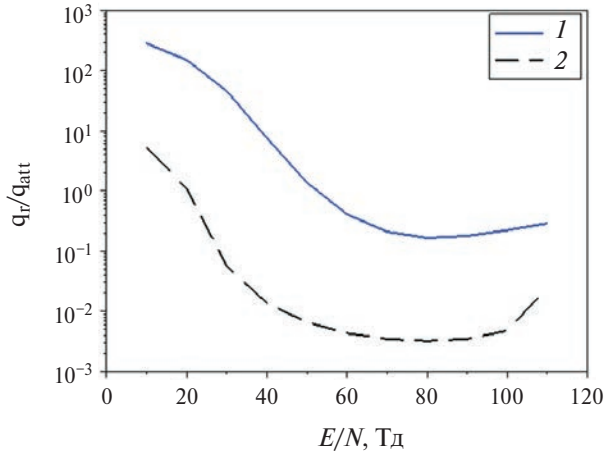


Рис. 4. Отношение скоростей убыли электронов за счет диссоциативной рекомбинации и диссоциативного прилипания: 1 – смесь 1, $j_{\max}$; 2 – смесь 3, $j_{\min}$.

Отношение скоростей образования различных атомов и радикалов под действием электрического поля q_{EF} и электронного пучка q_{EB} зависит от того, каким процессом определяется гибель электронов в плазме. В связи с этим можно выделить два предельных случая. Первый относится к убыли электронов, контролируемой диссоциативным прилипанием (соответствует электрическим полям правее значения, при котором $q_r = q_{att}$, на рис. 4), второй – диссоциативной рекомбинацией (левая часть графика на рис. 4 относительно этого значения E/N).

Для первого предельного случая, когда концентрация электронов определяется диссоциативным прилипанием, имеем $q_e = k_{att} n_e N$, где k_{att} – эффективный коэффициент прилипания. Для конкретного соотношения исходных компонент смеси получаем

$$\begin{aligned} \frac{q_{EF}}{q_{EB}} &= \frac{k(E/N) n_e N}{jNL(\epsilon_0) / eU} = \\ &= \frac{k(E/N)}{jNL(\epsilon_0) / eU} \frac{q_e}{k_{att}(E/N)} = \\ &= \frac{k(E/N)}{jNL(\epsilon_0) / eU} \frac{jNL(\epsilon_0) / eU_e}{k_{att}(E/N)} \sim f(E/N), \end{aligned} \quad (5)$$

откуда следует, что отношение q_{EF}/q_{EB} оказывается подобным. Оно не зависит как от параметров пучка j и ϵ_0 , так и от давления p , а определяется только приведенным электрическим полем E/N . Квазистационарная концентрация плазменных электронов зависит от j и ϵ_0

как $n_e \sim \frac{j \ln(\epsilon_0 / I)}{\epsilon_0}$ и не зависит от давления, пока выполняется условие подобия (доминирование диссоциативного прилипания при гибели электронов).

В соответствии с (1) для второго случая (преобладание диссоциативной электрон-ионной рекомбинации) в стационарном режиме можно записать $q_e = k_r n_e^2$, где k_r – эффективный коэффициент рекомбинации. Тогда для заданной смеси имеем

$$\begin{aligned} \frac{q_{EF}}{q_{EB}} &= \frac{k(E/N) n_e N}{jNL(\epsilon_0) / eU} = \\ &= \frac{k(E/N)}{jL / eU} \sqrt{\frac{q_e}{k_r(E/N)}} = \\ &= \frac{k(E/N)}{jL(\epsilon_0) / eU} \sqrt{\frac{jNL(\epsilon_0) / eU_e}{k_r(E/N)}} \sim \\ &\sim f(E/N) \left(\frac{p}{jL(\epsilon_0)} \right)^{1/2} \sim \\ &\sim f(E/N) \left(\frac{p\epsilon_0}{j \ln(\epsilon_0 / I)} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь отношение скоростей наработки активных частиц под действием электрического поля и электронного пучка зависит как от E/N , так и от параметров электронного пучка (плотность тока j и начальная энергия ϵ_0) и давления газа p . При этом квазистационарная концентрация плазменных электронов зависит от j , ϵ_0 и давления p как $n_e \sim \left(\frac{jp \ln(\epsilon_0 / I)}{\epsilon_0} \right)^{1/2}$ до тех пор, пока можно пренебречь трехчастичными столкновениями.

В рассматриваемом диапазоне j и E/N для смеси 3 существует область, где диссоциативное прилипание является основным каналом гибели электронов (рис. 4), и справедлив закон подобия (5). На примере образования атомарного кислорода на рис. 5а приведено отношение $\Psi = q_{EF}(j)/q_{EB}(j)$ как функция E/N для двух предельных значений плотности тока $j_{\min}$ и $j_{\max}$, отличающихся друг от друга на два порядка величины. Несмотря на это значительное отличие в токах ЭП в диапазоне E/N от 30 и до 100 Тд значения $q_{EF}(j)/q_{EB}(j)$ ложатся на одну кривую, то есть выполняется соотношение подобия (5). Выше 100 Тд в образование электронов дает заметный вклад ионизация в электрическом поле, и поэтому соотношение (5) нарушается.

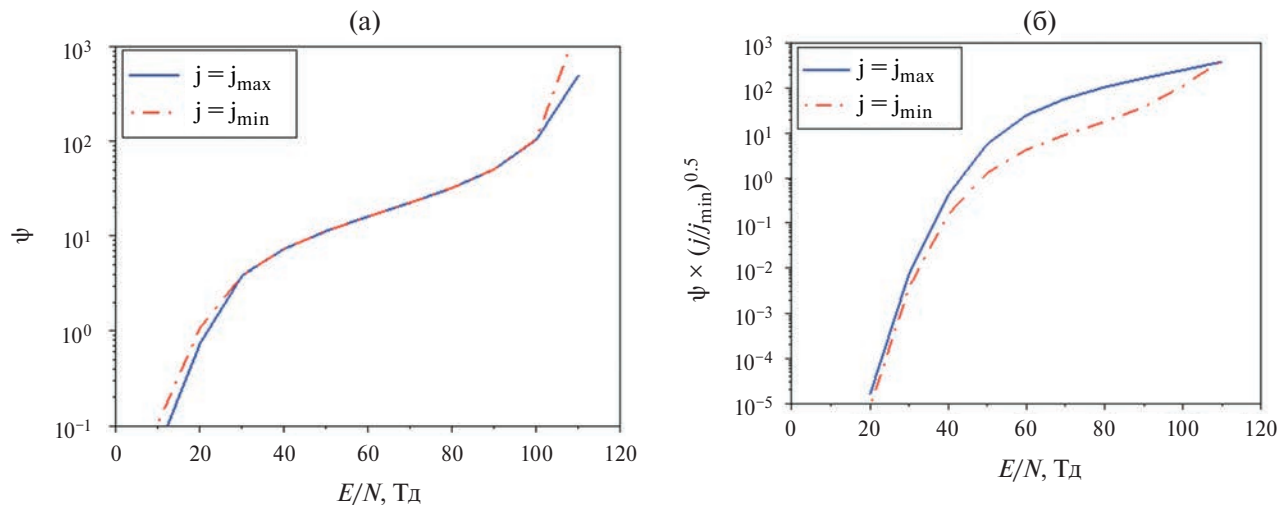


Рис. 5. Отношение скоростей под действием электрического поля и электронного пучка для: а) образования атомарного кислорода в смеси 1; б) развала молекулы метана в смеси 3.

В то же время для смеси 1 отношение скоростей гибели электронов в рекомбинации и прилипании не падает ниже 0.1 (рис. 4), а значит, для данного состава и рассматриваемых значений плотности тока ЭП j не существует области E/N , где было бы справедливо соотношение подобия (5). Но при этом можно выделить диапазон малых E/N , где преобладает гибель электронов при диссоциативной рекомбинации, и выполняется условие $q_{EF}/q_{EB} \sim j^{-1/2}$ в соответствии с (6). На примере развала молекул метана на рис. 5b показано, что значения $q_{EF}(j)/q_{EB}(j) \times (j/j_{\min})^{0.5}$ для двух предельных значений $j_{\min}$ и $j_{\max}$ и ниже определенной величины E/N (для данной смеси

это ~ 40 Тд) кривые достаточно близки друг к другу.

На рис. 6 приведен пример динамики наработки нейтральных активных частиц в результате плазмохимических реакций с участием заряженных частиц в смеси 1. При этом не учитывались дальнейшие реакции между нейтральными компонентами, поскольку основная цель данной работы состояла в моделировании производства первичных активных частиц. Тем не менее, концентрации всех нарабатываемых компонентов оказались существенно меньше исходных концентраций нейтральных частиц, что оправдывает предположение о неизменном составе основных

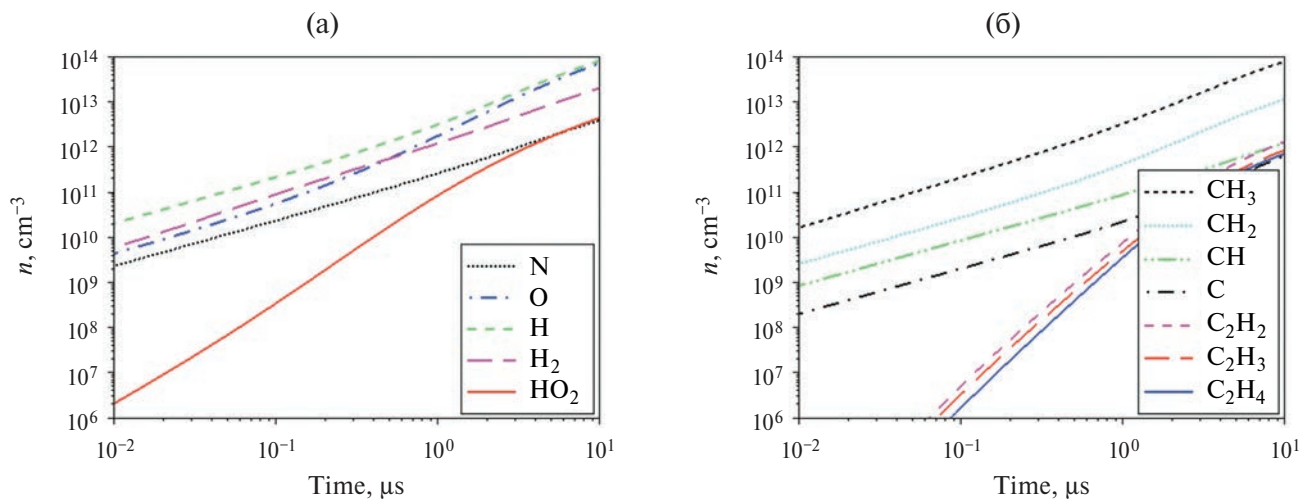


Рис. 6. Динамика изменения концентрации наработанных нейтральных активных частиц в смеси 1 для $E/N = 70$ Тд и плотности тока ЭП $j_{\max}$.

нейтральных составляющих смеси на исследуемых временах.

5. G-ФАКТОРЫ

Одним из важных параметров, характеризующих наработку различных компонентов, является G -фактор, который в стационарном и пространственно-однородном случае определяется как:

$$G = \frac{q + k_{ij}n_i n_j}{W_{tot}} \times 100e \quad (7)$$

$$W_{tot} = W_{EB} + W_J = \frac{jNL}{e} + en_e \mu_e E^2$$

и дает количество частиц данного сорта, образованных при вложенной в газ энергии 100 эВ, где k_{ij} — константа реакции между компонентами с концентрациями n_i и n_j в соответствии с уравнением (1).

На рис. 7 показана полная вкладываемая удельная мощность от ЭП и от разряда для рассматриваемых газовых смесей и плотностей тока ЭП. Наблюдается локальный минимум в зависимости удельного энерговклада от E/N , обусловленный уменьшением концентрации электронов в результате их диссоциативного прилипания к молеку-

лам. При этом для исследуемых параметров основной вклад в удельную мощность дает джоулев нагрев.

При рассматриваемых значениях E/N большая доля энергии электронов ($\eta = 0.2 \div 0.5$) идет в колебательные уровни азота, и может быть важным влияние колебательного возбуждения молекул N_2 на ФРЭЭ и константы реакций с участием электронов. Для примера возьмем рис. 2, который соответствует смеси 1 при $E/N = 70$ Тд ($\eta = 0.21$) и плотности тока ЭП j_{max} . В этих условиях колебательная энергия $E_v \sim \frac{\eta E \tau_{st}}{n_{N_2}} \sim 2$ эВ, где $j \times E \sim 400$ Вт/см³ (см. рис. 7), концентрация молекул азота $n_{N_2} \sim 4 \times 10^{15}$ см⁻³. Из соотношения

$$E_v = \frac{E_{N_2}}{\exp\left(\frac{E_{N_2}}{T_v}\right) - 1},$$

где $E_{N_2} = 0.29$ эВ, получим колебательную температуру молекул N_2 , равную $T_v = 2.2$ эВ. Отношение констант реакций с учетом $k(T_v)$ и без учета колебательного возбуждения азота k можно оценить по методике, предложенной в [32] для произвольных азотосодержащих газовых смесей. Согласно этому подходу $k(T_v) / k = 10^B = 1.09$, где

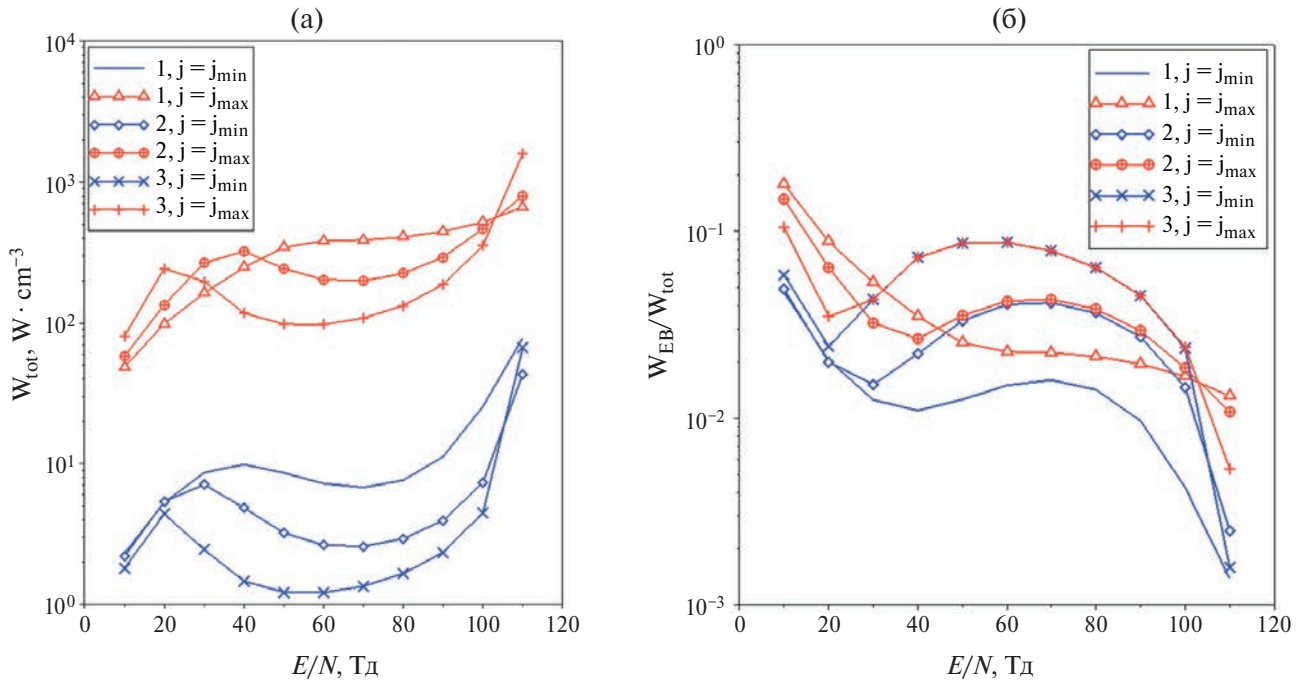


Рис. 7. а) Суммарная вкладываемая удельная мощность от ЭП и электрического поля и б) отношения энерговклада от пучка к суммарному энерговкладу для рассматриваемых газовых смесей и плотностей тока ЭП в зависимости от E/N .

$B = Cz / (E / N \times 0.1)^2$, E/N в Тд, $z = \exp(-E_{N_2} / T_v)$ и $C = 2$. Таким образом, константы диссоциации молекул электронным ударом и других электронных процессов изменятся не более, чем на 10%.

На рис. 8 приведены G -факторы образования атомов кислорода и развала молекулы метана в рассматриваемых газовых смесях в зависимости от параметра E/N . Здесь наблюдается локальный минимум G -факторов в области слабых электрических полей. Данное обстоятельство обусловлено тем, что при малых E/N образование радикалов происходит за счет ЭП. В этом случае, в соответствии с (7), $G \sim \frac{q}{W_{tot}}$, что ведет к уменьшению G -фактора, так как $q = \text{const}$, а W_{tot} растет с увеличением E/N , пока n_e меняется незначительно. Дальнейший рост E/N приводит к тому, что n_e падает (рис. 3), и вместе с концентрацией электронов уменьшается W_{tot} (рис. 7), что ведет к увеличению G -фактора. Еще больший рост E/N способствует возрастающей роли плазменных электронов, и для некоторых радикалов (О, Н, Н₂, СН₃, СН₂) данная роль превосходит действие ЭП. В результате G -фактор не зависит от концентрации электронов $G \sim \frac{k}{\mu_e N (E / N)^2}$, где k — константа скорости соответствующего процесса, отвечающего за образование нужного радикала. Как правило, k имеет экспоненциальный характер зависимости от E/N , что, в свою очередь, ведет к дальнейшему увеличению G -фактора в области сильных электрических полей (рис. 8).

Отметим, что приведенные значения G -фактора для наработки атомов кислорода включают образование атомов как в основном состоянии О(³P), так и в возбужденном — О(¹D). Химическая активность атомов О(¹D) значительно выше, чем у невозбужденных атомов О. Это, в частности, может сказаться на быстром разрушении молекул СН₄ при взаимодействии с О(¹D) с образованием других активных частиц (СН₃, ОН, СН₃О и Н) [33]. Оценки с использованием данных о сечениях диссоциации кислорода [34] и каналах диссоциативной рекомбинации электронов с ионами О₂⁺ [35] показывают, что в рассматриваемых условиях доля атомов О(¹D) составляет $40 \pm 10\%$ полного количества наработанных атомов О.

Оценки показывают, что на рассматриваемой стадии установления квазистационарных концентраций заряженных частиц влияние атомов О(¹D) на состав основных компонентов плазмы незначительно. Так, для условий, приведенных на рис. 6, получим, принимая константу реакции О(¹D) с СН₄ равной 2×10^{-10} см³/с [33], получим характерное время установления концентрации О(¹D) около 2×10^{-7} с. Этому времени отвечает концентрация атомов кислорода порядка 10^{11} см⁻³ (см. рис. 6). За время $\tau_{st} = 10$ мкс значение концентрации СН₄ уменьшится на величину 5×10^{12} см⁻³, много меньшую исходной концентрации.

При развале молекул метана в процессах прилипания, диссоциации и ионизации (с последующими электрон-ионной и ион-ионной рекомбинациями) образуются нейтральные компоненты

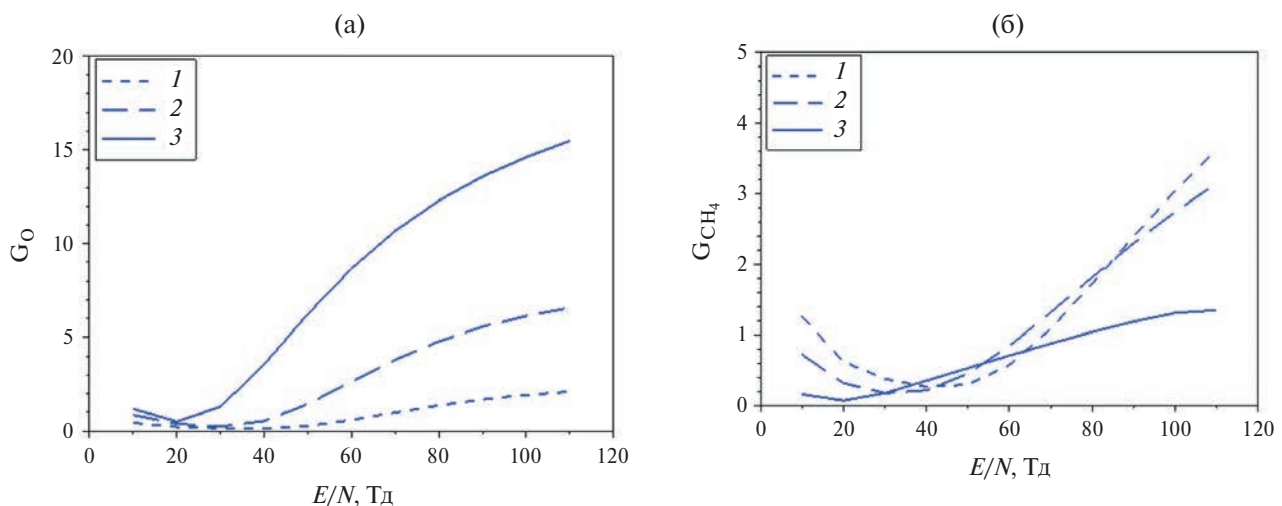


Рис. 8. G -факторы а) образования атомарного кислорода и б) развала молекул метана для исследуемых газовых смесей в зависимости от E/N и плотности тока ЭП j_{max} .

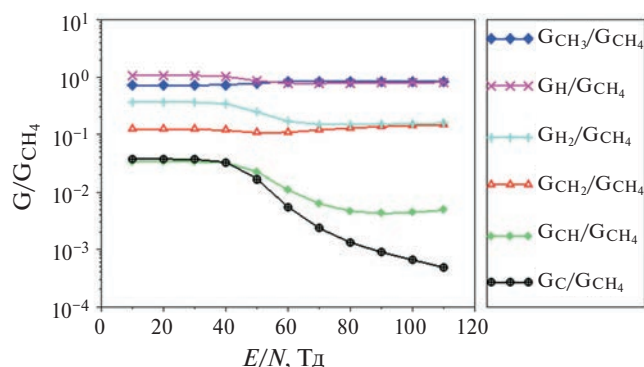


Рис. 9. Относительные G -факторы образования углеводородных радикалов при развале метана.

CH_3 , CH_2 , CH , C , H , H_2 . Поэтому целесообразно проанализировать кроме абсолютных значений G -факторов еще и их относительные значения в зависимости от поля, а именно отношение G -факторов образования углеводородных радикалов к G -фактору развала метана (рис. 9).

Высокопороговые реакции в основном идут под действием пучка, а энерговклад определяется Джоулевым энерговыделением. Поэтому относительные G -факторы для атомов C и радикала CH уменьшаются с ростом поля. Производство CH_3 и CH_2 идет под действием как плазменных электронов, так и ЭП. В результате относительные G -факторы для CH_3 и CH_2 растут. Таким образом, при увеличении E/N меняется состав нарабатываемых нейтралов — падает эффективность образования H , H_2 , CH и C , но растет эффективность получения CH_3 и CH_2 .

При изменении давления p значения G -факторов при заданной величине E/N остаются неизменными, если величина плотности тока пучка j меняется пропорционально p^2 . При таком изменении параметров удельные мощности также меняются пропорционально p^2 .

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена кинетическая схема взаимодействия электронов и ионов, как между собой, так и с молекулами в смесях метана, азота и кислорода. В смесях различного состава в пространственно-однородном стационарном случае вы-

числены ФРЭЭ как в электрическом поле в диапазоне значений $E/N = 10 \div 110$ Тд, так и под действием электронного пучка с начальной энергией 1 кэВ. Расчеты соответствуют температуре газа $T_g = 300$ К и давлению $p = 1$ Торр. На основе найденных ФРЭЭ рассчитаны константы скорости реакций с участием плазменных электронов, а также скорости ионизации и образования радикалов под действием электронного пучка.

При малых E/N убыль электронов определяется диссоциативной рекомбинацией. По мере роста E/N электроны также убывают за счет диссоциативного прилипания к молекулам, что, в свою очередь, ведет к немонотонной зависимости квазистационарного значения концентрации электронов от E/N . Кроме того, данное обстоятельство приводит к появлению локального минимума в зависимости суммарного G -фактора наработки радикалов от E/N .

Описаны два предельных случая для отношения скоростей наработки радикалов плазменными электронами и электронным пучком. Показано, что если гибель электронов определяется прилипанием, то данное отношение не зависит как от параметров пучка (плотности тока и энергии электронов), так и от давления газа, а определяется только значением E/N .

Из расчетов следует, что изменение приложенного поля в несамостоятельном разряде, поддерживаемом электронным пучком, позволяет оказывать влияние на состав наработанных углеводородных радикалов. Этот результат может быть использован при дальнейшем анализе, на основе решения задачи химической кинетики, влияния состава первичных активных частиц на состав конечных продуктов, с целью оптимизации процесса плазменной конверсии метана.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 21-79-30062) и АО «ТВЭЛ» (неядерный отдел отраслевых исследований и разработок) как индустриального партнера.

Таблица 1. Схема плазмохимических реакций и их константы скорости

№ п/п	Реакция	Константа скорости, см ³ /с, см ⁶ /с, T _g и T _e в К	Источник
Прилипание			
1	$e + CH_4 \rightarrow CH_3 + H^-$	$f(E/N)$	[28]
2	$e + CH_4 \rightarrow H_2 + CH_2^-$	$f(E/N)$	[28]
3	$e + O_2 \rightarrow O + O^-$	$f(E/N)$	[23] см. текст
4	$e + O_2 + O_2 \rightarrow O_2 + O_2^-$	$1.4 \times 10^{-29} \times 300/T_e \times \exp(-600/T_g) \times \exp(700 \times (T_e - T_g)/T_g)$	[35]
5	$e + O_2 + CH_4 \rightarrow CH_4 + O_2^-$	$k_4 \times 0.14$	[36]
Отлипание			
6	$O_2 + H^- \rightarrow e + HO_2$	1.2×10^{-9}	[36]
Ионизация			
7	$e + O_2 \rightarrow e + e + O_2^+$	$f(E/N)$	[23] см. текст
8	$e + N_2 \rightarrow e + e + N_2^+$	$f(E/N)$	[23] см. текст
9	$e + O_2 \rightarrow e + e + O + O^+$	$f(E/N)$	[23] см. текст
10	$e + N_2 \rightarrow e + e + N + N^+$	$f(E/N)$	[23] см. текст
11	$e + CH_4 \rightarrow e + e + CH_4^+$	$f(E/N)$	[28]
12	$e + CH_4 \rightarrow e + e + H + CH_3^+$	$f(E/N)$	[28]
13	$e + CH_4 \rightarrow e + e + H_2 + CH_2^+$	$f(E/N)$	[28]
14	$e + CH_4 \rightarrow e + e + H + H_2 + CH^+$	$f(E/N)$	[28]
15	$e + CH_4 \rightarrow e + e + CH_3 + H^+$	$f(E/N)$	[28]
Рекомбинация (электрон-ионная)			
16	$A^+ + e + e \rightarrow A + e$ $A^+ = N_2^+, O_2^+, N^+, O^+, CH_3^+, CH_4^+, CH_2^+, CH^+, H^+, CH_5^+, C_2H_5^+$	$1.0 \times 10^{-19} \times (300/T_e)^{4.5}$	[35]
17	$A^+ + e + M \rightarrow A + M$ $M = N_2, O_2, CH_4$ $A^+ = N_2^+, O_2^+, N^+, O^+, CH_3^+, CH_4^+, CH_2^+, CH^+, H^+, CH_5^+, C_2H_5^+$	$6.0 \times 10^{-27} \times (300/T_e)^{1.5}$	[35]
18	$N_2^+ + e \rightarrow N + N$	$2.8 \times 10^{-7} \times (300/T_e)^{0.5}$	[35]
19	$O_2^+ + e \rightarrow O + O$	$1.95 \times 10^{-7} \times (300/T_e)^{0.7}$	[37]
20	$CH_4^+ + e \rightarrow CH_3 + H$	$3.5 \times 10^{-7} \times (300/T_e)^{0.5}$	[37]
21	$CH_3^+ + e \rightarrow CH_2 + H$	$3.5 \times 10^{-7} \times (300/T_e)^{0.5} \times 0.4$	[37]
22	$CH_3^+ + e \rightarrow CH + H_2$	$3.5 \times 10^{-7} \times (300/T_e)^{0.5} \times 0.14$	[37]
23	$CH_3^+ + e \rightarrow CH + H + H$	$3.5 \times 10^{-7} \times (300/T_e)^{0.5} \times 0.16$	[37]

Таблица 1. Продолжение

№ п/п	Реакция	Константа скорости, см ³ /с, см ⁶ /с, T _g и T _e в К	Источник
24	$\text{CH}_3^+ + e \rightarrow \text{C} + \text{H}_2 + \text{H}$	$3.5 \times 10^{-7} \times (300/T_e)^{0.5} \times 0.3$	[37]
25	$\text{CH}_2^+ + e \rightarrow \text{CH} + \text{H}$	$2.5 \times 10^{-7} \times (300/T_e)^{0.5} \times 0.25$	[37]
26	$\text{CH}_2^+ + e \rightarrow \text{C} + \text{H}_2$	$2.5 \times 10^{-7} \times (300/T_e)^{0.5} \times 0.12$	[37]
27	$\text{CH}_2^+ + e \rightarrow \text{C} + \text{H} + \text{H}$	$2.5 \times 10^{-7} \times (300/T_e)^{0.5} \times 0.63$	[37]
28	$\text{CH}^+ + e \rightarrow \text{C} + \text{H}$	$1.5 \times 10^{-7} \times (300/T_e)^{0.42}$	[37]
29	$\text{CH}_5^+ + e \rightarrow \text{CH}_3 + \text{H}_2$	$7.0 \times 10^{-7} \times (300/T_e)^{0.5} \times 0.05$	[37]
30	$\text{CH}_5^+ + e \rightarrow \text{CH}_4 + \text{H}$	$7.0 \times 10^{-7} \times (300/T_e)^{0.5} \times 0.05$	[37]
31	$\text{CH}_5^+ + e \rightarrow \text{CH}_3 + \text{H} + \text{H}$	$7.0 \times 10^{-7} \times (300/T_e)^{0.5} \times 0.7$	[37]
32	$\text{CH}_5^+ + e \rightarrow \text{CH}_2 + \text{H}_2 + \text{H}$	$7.0 \times 10^{-7} \times (300/T_e)^{0.5} \times 0.18$	[37]
33	$\text{CH}_5^+ + e \rightarrow \text{CH} + \text{H}_2 + \text{H}_2$	$7.0 \times 10^{-7} \times (300/T_e)^{0.5} \times 0.02$	[37]
34	$\text{C}_2\text{H}_5^+ + e \rightarrow \text{C}_2\text{H}_4 + \text{H}$	$6.0 \times 10^{-7} \times (300/T_e)^{0.5} \times 0.12$	[37]
35	$\text{C}_2\text{H}_5^+ + e \rightarrow \text{C}_2\text{H}_3 + \text{H} + \text{H}$	$6.0 \times 10^{-7} \times (300/T_e)^{0.5} \times 0.28$	[37]
36	$\text{C}_2\text{H}_5^+ + e \rightarrow \text{C}_2\text{H}_2 + \text{H} + \text{H} + \text{H}$	$6.0 \times 10^{-7} \times (300/T_e)^{0.5} \times 0.13$	[37]
37	$\text{C}_2\text{H}_5^+ + e \rightarrow \text{C}_2\text{H}_2 + \text{H}_2 + \text{H}$	$6.0 \times 10^{-7} \times (300/T_e)^{0.5} \times 0.30$	[37]
38	$\text{C}_2\text{H}_5^+ + e \rightarrow \text{CH}_3 + \text{CH}_2$	$6.0 \times 10^{-7} \times (300/T_e)^{0.5} \times 0.17$	[37]
<i>Рекомбинация (ион-ионная)</i>			
39	$\text{A}^- + \text{B}^+ \rightarrow \text{A} + \text{B}$ $\text{A}^- = \text{O}_2^-, \text{O}^-, \text{H}^-, \text{CH}_2^-, \text{OH}^-$ $\text{B}^+ = \text{N}_2^+, \text{O}_2^+, \text{N}^+, \text{O}^+, \text{CH}_4^+, \text{CH}_3^+, \text{CH}_2^+, \text{CH}^+, \text{H}^+, \text{CH}_5^+, \text{C}_2\text{H}_5^+$	$2.0 \times 10^{-7} \times (300/T_g)^{0.5}$	[35] см. текст
40	$\text{A}^- + (\text{BC})^+ \rightarrow \text{A} + \text{B} + \text{C}$ $\text{A}^- = \text{O}_2^-, \text{O}^-, \text{H}^-, \text{CH}_2^-, \text{OH}^-$ $(\text{BC})^+ = \text{N}_2^+, \text{O}_2^+, \text{CH}_4^+, \text{CH}_3^+, \text{CH}_2^+, \text{CH}^+, \text{CH}_5^+, \text{C}_2\text{H}_5^+$	1.0×10^{-7}	[35] см. текст
41	$\text{A}^- + \text{B}^+ + \text{M} \rightarrow \text{A} + \text{B} + \text{M}$ $\text{M} = \text{N}_2, \text{O}_2, \text{CH}_4$ $\text{A}^- = \text{O}_2^-, \text{O}^-, \text{H}^-, \text{CH}_2^-, \text{OH}^-$ $\text{B}^+ = \text{N}_2^+, \text{O}_2^+, \text{N}^+, \text{O}^+, \text{CH}_4^+, \text{CH}_3^+, \text{CH}_2^+, \text{CH}^+, \text{H}^+, \text{CH}_5^+, \text{C}_2\text{H}_5^+$	$2.0 \times 10^{-25} \times (300/T_g)^{2.5}$	[35] см. текст
<i>Перезарядка</i>			
42	$\text{N}_2^+ + \text{O}_2 \rightarrow \text{N}_2 + \text{O}_2^+$	$6.0 \times 10^{-11} \times (300/T_g)^{0.5}$	[35]
43	$\text{N}^+ + \text{O}_2 \rightarrow \text{N} + \text{O}_2^+$	2.8×10^{-10}	[35]
44	$\text{O}^+ + \text{O}_2 \rightarrow \text{O} + \text{O}_2^+$	$3.3 \times 10^{-11} \exp(-0.00169 \times T_g)$	[35]
45	$\text{CH}_3^+ + \text{CH}_4 \rightarrow \text{C}_2\text{H}_5^+ + \text{H}_2$	1.2×10^{-9}	[38]
46	$\text{CH}_4^+ + \text{O}_2 \rightarrow \text{CH}_4 + \text{O}_2^+$	1.0×10^{-9}	см. текст
47	$\text{CH}_4^+ + \text{CH}_4 \rightarrow \text{CH}_5^+ + \text{CH}_3$	1.5×10^{-9}	[38]
48	$\text{H}^+ + \text{O}_2 \rightarrow \text{H} + \text{O}_2^+$	1.0×10^{-9}	см. текст
49	$\text{CH}_4 + \text{O}^- \rightarrow \text{CH}_3 + \text{OH}^-$	1.0×10^{-10}	см. текст

Таблица 1. Окончание

№ п/п	Реакция	Константа скорости, см ³ /с, см ⁶ /с, T _g и T _e в К	Источник
Диссоциация (без образования заряженных частиц)			
50	$\text{CH}_4 + e \rightarrow \text{CH}_3 + \text{H} + e$	$f(E/N)$	[29]
51	$\text{CH}_4 + e \rightarrow \text{CH}_2 + \text{H}_2 + e$	$f(E/N)$	[29]
52	$\text{CH}_4 + e \rightarrow \text{CH} + \text{H} + \text{H}_2 + e$	$f(E/N)$	[29]
53	$\text{CH}_4 + e \rightarrow \text{C} + 2\text{H}_2 + e$	$f(E/N)$	[29]
54	$\text{O}_2 + e \rightarrow 2\text{O} + e$	$f(E/N)$	[39]
55	$\text{N}_2 + e \rightarrow 2\text{N} + e$	$f(E/N)$	[39]

Для реакций 4–5 известно, что константы скорости этих процессов для тепловых электронов соотносятся как 1:7. Соответствующее отношение было взято и для электронов, нагретых электрическим полем.

В литературе не удалось найти информации о продуктах реакций 11–15. Поэтому для них было принято предположение о том, что образование осколков должно соответствовать минимальной диссоциации.

Для ион-ионной рекомбинации с участием углеводородных ионов были взяты константы скорости по аналогии с соответствующими процессами для ионов азота и кислорода [35]. В соответствии с литературными данными, константы скорости ионно-молекулярных реакций с участием ионов CH_3^+ и CH_4^+ при взаимодействии с молекулами метана [38] оказались достаточно большими (на уровне $\sim 10^{-9}$ см³/с). Для оценок такого же порядка величины были взяты константы и для перезарядки ионов CH_4^+ и H^+ на O_2 (реакции 46, 48).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Starikovskaia S.M.* // J. Phys.D: Appl. Phys. 2006. V. 39. P. 265.
doi: 10.1088/0022-3727/39/16/r01.
2. *Popov N.A.* // High Temp. 2007. V. 45. P. 261.
doi: 10.1134/S0018151X07020174.
3. *Fridman A.* Plasma Chemistry. Cambridge: Cambridge University Press, 2008.
4. *Adamovich I.V., Choi I., Jiang N., Kim J.-H., Keshav S., Lempert W.R., Mintusov E., Nishihara M., Samimy M., Uddi M.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2009. V. 18. P. 034018.
doi: 10.1088/0963-0252/18/3/034018.
5. *Starikovskiy A., Aleksandrov N.* // Progr. Energy Comb. Sci. 2013. V.39. P. 61.
doi: 10.1016/j.pecs.2012.05.003.
6. *Starikovskaia S.M.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2014. V. 47. 353001.
doi: 10.1088/0022-3727/47/35/353001.
7. *Ju Y., Sun W.* // Progr. Energy Comb. Sci. 2015. V. 48. P. 21.
doi: 10.1016/j.pecs.2014.12.002.
8. *Adamovich I.V., Lempert W.R.* // Plasma Phys. Contr. Fusion. 2015. V. 57. P. 014001.
doi: 10.1088/0741-3335/57/1/014001.
9. *Tropina A.A., Shneider M.N., Miles R.B.* // Combust. Sci. Technol. 2016. V. 188. P. 831.
doi: 10.1080/00102202.2015.1125347.
10. *Yang S., Nagaraja S., Sun W., Yang V.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. V. 50. 433001.
doi: 10.1088/1361-6463/aa87ee.
11. *Snoeckx R., Rabinovich A., Dobrynin D., Bogaerts A., Fridman A.* // Plasma Proc. Polim. 2017. V. 14. 1600115.
doi 10.1002/ppap.201600115.
12. *Панов В.А., Абрамов А.Г., Угрюмов А.В.* // УПФ. 2022. № 10. С. 534.
doi: 10.51368/2307-4469-2022-10-6-534-576.
13. *Lee D.H., Kang H., Kim Y., Song H., Lee H., Choi J., Kim K.-T., Song Y.-H.* // Fuel Process. Technol. 2023. V. 247. P. 107761.
doi: 10.1016/j.fuproc.2023.107761.
14. *Шарафутдинов Р.Г., Константинов В.О., Федосеев В.И., Шукин В.Г.* // Прикладная физика. 2017. № 2. С. 13.
15. *Sharafutdinov R.G., Konstantinov V.O., Fedoseev V.I., Shchukin V.G.* // High Energy Chem. 2018. V. 52. P. 330.
doi: 10.1134/S001814391804015X.
16. *Sharafutdinov R.G., Konstantinov V.O., Fedoseev V.I., Shchukin V.G., Gorodetskii S.A.* // Pet. Chem. 2019. V. 59 (Suppl. 1). S45.
doi: 10.1134/S0965544119130127.

17. *Kuznetsov D.L., Uvarin V.V., Filatov I.E.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2021. V. 54. P. 435203.
doi: 10.1088/1361-6463/ac17b2.
18. *Ponomarev A.V.* // Chem. Eng. J. Adv. 2023. V. 15. P. 100513.
doi: 10.1016/j.cej.2023.100513.
19. *Пушкарев А.И., Сазонов Р.В.* // Химия высоких энергий. 2009. Т. 43. № 3. С. 202.
20. *Sun J., Chen Q., Guo Y., Zhou Z., Song Y.* // J. Energy Chem. 2020. V. 46. P. 133.
doi: 10.1016/j.jechem.2019.11.002.
21. *Sun J., Chen Q., Yang X., Koel B.E.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2020. V. 53. 064001.
doi: 10.1088/1361-6463/ab57dc.
22. *Hagelaar G.J.M., Pitchford L.C.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2005. V. 14. P. 722.
doi: 10.1088/0963-0252/14/4/011.
23. *Коновалов В.П.* // ЖТФ. 1993. Т. 63. № 3. С. 23.
24. *Коновалов В.П.* // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 296.
doi: 10.31857/S0367292122601175.
25. *Shcherbanev S.A., Popov N.A., Starikovskaia S.M.* // Combust. Flame. 2017. V. 176. P. 272–284.
doi: 10.1016/j.combustflame.2016.07.035.
26. *Adamovich I.V., Li T., Lempert W.R.* // Philos. Trans. R. Soc. Lond. A: Math., Phys. Eng. Sci. 2015. V. 373. P. 20140336.
doi: 10.1098/rsta.2014.0336.
27. *Kim W., Mungal M.G., Cappelli M.A.* // Combust. Flame. 2010. V. 157. P. 374–383.
doi: 10.1016/j.combustflame.2009.06.016.
28. *Song M.Y., Yoon J.S., Cho H., Itikawa Y., Grzegorz P., Karwasz G.P., Kokoouline V., Nakamura Y., Tennyson J.* // J. Phys. Chem. Ref. Data. 2015. V. 44. P. 023101.
doi: 10.1063/1.4918630.
29. *Gadoun A., Benyoucef D.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2019. V. 47. P. 1505.
doi: 10.1109/TPS.2018.2885610.
30. *Winkler R., Loffhagen D., Sigeneger F.* // Appl. Surf. Sci. 2002. V. 192. P. 50.
doi: 10.1016/S0169-4332(02)00020-X.
31. *Ionin A.A., Kochetov I.V., Napartovich A.P., Yuryshchev N.N.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40. P. 25.
doi: 10.1088/0022-3727/40/2/r01
32. *Александров Н.Л., Кочетов И.В.* // ТВТ. 1987. Т. 25. С. 1062.
33. *Popov N.A.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2016. V. 25. P. 043002.
doi: 10.1088/0963-0252/25/4/043002.
34. *Alves L.L., Coche P., Ridenti M.A., Guerra V.* // Eur. Phys. J. D. 2016. V. 70. P. 124.
doi: 10.1140/epjd/e2016-70102-1.
35. *Kossyi I.A., Kostinsky A.Yu., Matveyev A.A., Silakov V.P.* // Plasma Sources Sci. Technol. 1992. V. 1. P. 207.
doi: 10.1088/0963-0252/1/3/011.
36. *Мак-Ивен М., Филлипс Л.* Химия атмосферы. М.: Мир, 1978.
37. *Florescu-Mitchell A.I., Mitchell J.B.A.* // Phys. Rep. 2006. V. 430. P. 277.
doi: 10.1016/j.physrep.2006.04.002.
38. *Millar T.J., Farquhar P.R.A., Willacy K.* // Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 1997. V. 121. P. 139.
doi: 10.1051/aas:1997118.
39. *Поллак Л.С., Овсянников А.А., Словецкий Д.И., Вурзель Ф.Б.* Теоретическая и прикладная плазменная химия. М.: Наука, 1975.

FORMATION OF ACTIVE PARTICLES IN METHANE, NITROGEN, AND OXYGEN MIXTURES UNDER SIMULTANEOUS ACTION OF AN ELECTRIC FIELD AND AN ELECTRON BEAM

**D. V. Tereshonok^{a,*}, N. L. Aleksandrov^{a,b}, N. Yu. Babaeva^a, V. P. Kononov^a,
G. V. Naidis^a, V. A. Panov^a, and A. V. Ugryumov^c**

^aJoint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, Moscow, 125412 Russia

^bMoscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow oblast, 141701 Russia

^cTVEL Joint Stock Company, Moscow, 115409 Russia

*e-mail: tereshonokd@gmail.com

The paper presents a computational and theoretical analysis of kinetic processes in methane, nitrogen, and oxygen mixtures for non-self-sustaining direct current discharges supported by an electron beam. Within

an approximate approach, the kinetic coefficients in plasma under the simultaneous action of an applied electric field and an electron beam are determined. In a zero-dimensional (spatially homogeneous) approximation, the quasi-stationary composition of charged particles is calculated. The rate constants for generation of chemically active neutral particles of various types in plasma are calculated along with the energy efficiencies (G-factors) of the production of these particles depending on the magnitudes of the reduced electric field and the beam current. Similarity rules are proposed for the relation between the rates of production of active particles under the action of an electric field and an electron beam. It is shown that, by varying the applied field, it is possible to influence the composition of the produced hydrocarbon radicals.

Keywords: electric discharge, plasma, electron distribution function, electron beam