

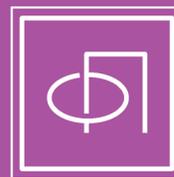
ISSN 0367-2921

Том 50, Номер 1

Январь 2024



ФИЗИКА ПЛАЗМЫ



НАУКА

— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 50, номер 1, 2024

МАГНИТНЫЕ ЛОВУШКИ

Исследование потоковой скорости плазмы в открытой винтовой ловушке смола

*А. А. Инжеваткина, И. А. Иванов, В. В. Поступаев,
А. В. Судников, М. С. Толкачёв, В. О. Устюжанин*

3

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЯМИ

Коэффициенты распыления бериллия и вольфрама различными атомами от водорода до вольфрама

В. С. Михайлов, П. Ю. Бабенко, А. П. Шергин, А. Н. Зиновьев

15

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

О влиянии двумерной неоднородности плазмы в магнитном острове на порог параметрического возбуждения захваченных верхних гибридных волн и уровень аномального поглощения в эцрн-экспериментах

А. Ю. Попов, Е. З. Гусаков, Н. В. Теплова

28

ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ

Генерация сверхжесткого рентгеновского излучения при сжатии алюминиевых проволочных сборок

В. Д. Королев, Ю. Л. Бакшаев, С. А. Данько

41

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА

Уравнение Захарова–Кузнецова для описания низкочастотных нелинейных пылевых звуковых возмущений в запыленной магнитосфере Сатурна

С. И. Копнин, Д. В. Шохрин, С. И. Попель

51

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ

Частотная зависимость параметров индуктивного ВЧ-разряда, помещенного в слабое магнитное поле

А. М. Никонов, К. В. Вавилин, И. И. Задириев, С. А. Двинин, Е. А. Кралькина

61

Моделирование индукционно-связанной плазмы пониженного давления с потенциалом смещения и расходом газа

А. Ю. Шемахин

74

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

Длина критических стримеров

Н. А. Богатов

87

Электрический разряд между металлическим катодом и жидким неметаллическим анодом <i>Р. Р. Каюмов, А. И. Купутдинова, Д. Н. Мирханов, Ал. Ф. Гайсин</i>	102
Динамика электрического разряда, инициированного мощным фемтосекундным лазерным импульсом в воздухе атмосферного давления в допробойных полях <i>Н. А. Попов, Н. А. Богатов, А. Н. Бочаров, Е. А. Мареев</i>	110
Исследование механизма филаментации наносекундного поверхностного барьерного разряда. Часть 1. Приближение локального поля <i>В. Р. Соловьев, Д. А. Лисицын, Н. И. Караваева</i>	122
Зажигание самостоятельного $E \times B$ -разряда; «вклад ионов» в понимание процесса <i>Н. А. Строкин, А. В. Ригин</i>	134
Столкновение двух плазменных диффузных струй с одинаковой и разной полярностью фронта при давлении воздуха 1 Торр <i>В. Ф. Тарасенко, Н. П. Виноградов, Е. Х. Бакит, Д. С. Печеницин</i>	144

УДК 533.9.08

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОТОКОВОЙ СКОРОСТИ ПЛАЗМЫ В ОТКРЫТОЙ ВИНТОВОЙ ЛОВУШКЕ СМОЛА

© 2024 г. А. А. Инжеваткина^{а*}, И. А. Иванов^а, В. В. Поступаев^а,
А. В. Судников^а, М. С. Толкачев^а, В. О. Устюжанин^б

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

^б Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

* e-mail: a.a.inzhevatkina@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 24.07.2023 г.

После доработки 20.10.2023 г.

Принята к публикации 01.11.2023 г.

Физика удержания вращающейся плазмы в магнитном поле с линейной винтовой симметрией изучается в Институте ядерной физики Сибирского отделения (ИЯФ СО) РАН на открытой ловушке СМОЛА. Показателем качества удержания является потоковая скорость плазмы в системе. В работе приведено описание применяемой диагностики на основе зонда Маха в условиях немагнитной плазмы, которая позволила определить продольную скорость течения в экспериментах. Измеренная продольная потоковая скорость составляла $(0.5-5) \cdot 10^6$ см/с в различных режимах работы установки. Обсуждаются зависимости скорости от величины гофрировки магнитного поля. Обнаружен обратный поток запертых частиц, возвращающихся в зону удержания.

Ключевые слова: магнитное удержание, открытая ловушка, винтовое удержание, СМОЛА, зонд Маха, потоковая скорость

DOI: 10.31857/S0367292124010019 EDN: SKYEKJ

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование физики плазмы, удерживаемой в открытых магнитных ловушках, имеет многолетнюю историю [1]. Прогресс в физике и технологии удержания плазмы в открытых магнитных системах [2] позволяют проектировать открытые ловушки нового поколения [3–5], которые вызывают интерес не только в области изучения магнитного удержания или различных материалов и структур, но и в использовании подобных установок в качестве источника нейтронов [6] либо чистого термоядерного реактора.

Достижения, опирающиеся на результаты экспериментальных работ на установках ГОЛ-3 [7] и ГДЛ [8], позволили создать проект ловушки нового поколения ГДМЛ (газодинамическая многопробочная ловушка) в ИЯФ СО РАН [9].

Физическая программа работ предусматривает интеграцию в одном экспериментальном устройстве нескольких известных способов улучшения продольного удержания плазмы для того, чтобы продемонстрировать возможность получения в открытой ловушке плазмы с параметрами, интересными для термоядерных приложений.

Часть физических принципов и технологий проходит в настоящее время экспериментальную

верификацию на небольших установках ГОЛ-NB [10], КОТ [11] и СМОЛА [12]. Каждая из таких систем является прототипом функциональных модулей ГДМЛ.

Установка СМОЛА является первой системой, использующей линейные многопробочные секции с винтовой симметрией магнитного поля. Такая магнитная система напоминает распрямленную магнитную систему классического стелларатора. В отличие от него, винтовая система оптимизирована таким образом, чтобы получить максимальную гофрировку поля, которая достигается при одной паре спиральных токоведущих элементов [13].

Напротив, вращательное преобразование не является одним из ключевых параметров оптимизации системы и ограничено лишь МГД-неустойчивостью. Если в винтовой ловушке плазма вращается вокруг оси, например за счет $E \times B$ -дрейфа, то во вращающейся системе отсчета плазмы возникают магнитные пробки, бегущие вдоль оси [14]. Такое движение способно передавать продольный импульс от катушек магнитного поля потоку плазмы. Из-за вязкости плазмы или столкновений с локально запертыми частицами плазма в целом будет приобретать продольную компоненту импульса, в результате чего возникает сила, с помощью

которой можно тормозить либо ускорять плазменные потоки.

Торможение плазмы внешней силой в системе с винтовыми пробками обеспечивает лучшее продольное удержание, что делает возможным получение более высоких параметров плазмы в ловушке при одинаковых технических ограничениях на параметры магнитной системы и систем нагрева плазмы.

Передача импульса между плазмой и магнитной пробкой сопровождается радиальными дрейфами и токами, возникающими из-за нарушения осевой симметрии. В теории такие радиальные дрейфы приводят к пинчеванию плазмы на ось системы, т.е. к процессу, противодействующему радиальной диффузии [15, 16].

В предыдущих экспериментах на установке СМОЛА было продемонстрировано, что предсказанные эффекты действительно наблюдаются. Показано улучшенное продольное удержание плазмы в ловушке с винтовой симметрией магнитного поля при умеренной столкновительности, когда длина свободного пробега соразмерна периоду винтовой гофрировки [17–19].

Для систем реакторного класса более интересным является режим слабостолкновительного течения. Эффективная передача импульса от плазменного потока через популяцию локально запертых частиц магнитному полю может происходить и в этом случае при достаточно высокой разнице потоковых скоростей этих популяций частиц. Тогда возникновение двухпотоковой неустойчивости делает такое трение эффективным даже в слабостолкновительной плазме.

Поток вещества в многопробочном поле при наличии продольной скорости движения магнитных возмущений может быть записан следующим образом:

$$\rho V_{\parallel} = D \frac{\partial \rho}{\partial z} + \kappa \rho V_z,$$

$$D \sim \lambda V_{Ti}, \quad \frac{\partial \rho}{\partial z} \sim \frac{\rho}{L}, \quad V_z \approx c \frac{h E_r}{2\pi r B_z}.$$

где ρ — массовая плотность, L — длина ловушки, V_{\parallel} — продольная потоковая скорость, D — коэффициент диффузии, κ — доля запертых частиц, V_z — продольная скорость движения магнитных возмущений в системе отсчета плазмы, λ — длина свободного пробега, V_{Ti} — тепловая скорость иона, h — длина отдельной ячейки многопробочного поля.

Первое слагаемое в данном выражении описывает диффузионное растекание плазмы в много-

пробочном магнитном поле [20], второе определяет добавку, связанную с движением локальных потенциальных ям с запертыми частицами.

Эффективное удержание плазмы в многопробочной ловушке достигается при длине свободного пробега, равной длине одной ячейки. В слабостолкновительной плазме это выполняется при наличии аномального рассеяния [21]. Таким образом, в предположении $\lambda \approx h$ коэффициент диффузии $D = h V_{Ti}$. При отрицательном (т.е. направленном навстречу потоку плазмы) значении V_z локальный поток в любой точке плазменного шнура может быть уменьшен по сравнению с многопробочной конфигурацией.

Хочется отметить, что продольная компонента скорости $[E \times B]$ дрейфа $V_{[E \times B]z}$ пренебрежительно мала по сравнению с V_z , так как

$$\frac{V_{[E \times B]z}}{V_z} = \frac{B_0}{B_z} \frac{2\pi r}{h} < \frac{(2\pi r)^2}{Lh} \sim \frac{h}{L} \sim \frac{1}{N} \ll 1,$$

где h — длина отдельной ячейки многопробочного поля, N — количество периодов гофрировки, причем конструктивной особенностью установки является то, что $2\pi r \sim h$ [13]. Отсюда локальная скорость плазмы может быть выражена как

$$V_{\parallel} \sim \frac{h}{L} V_{Ti} - \kappa c \frac{h E_r}{2\pi r B_z},$$

где E_r — радиальное электрическое поле, B_z — магнитное поле.

Заметим, что во втором слагаемом при приближении к оси одновременно происходит и более быстрое уменьшение глубины гофрировки вдоль силовой линии, за счет чего падает доля захваченных частиц. Тем самым локальная потоковая скорость может становиться отрицательной, т.е. в отдельных областях плазменного шнура поток может быть направлен от выхода из ловушки к области удержания.

Подобная ситуация не противоречит закону сохранения вещества, поскольку захват частиц в потенциальные ямы и их последующее движение вместе с магнитными возмущениями могут происходить в различных областях пространства.

В соответствии с теорией радиального и продольного переноса частиц в винтовом магнитном поле [16] при отрицательном потенциале на оси плазмы к подобному эффекту может привести перенос ионов при их рассеянии через границу конуса потерь. Таким образом, потоковая скорость плазмы в открытой ловушке с винтовым магнит-

ным полем является индикатором качества удержания.

На эффективность продольного удержания плазмы в винтовом магнитном поле влияет угловая скорость вращения. Она определяется радиальным электрическим полем, распределение которого задается потенциалами источника плазмы, радиальных секций выходного приемника плазмы, а также системы лимитеров. Продольная скорость движения потока истекающей и возвращенной обратно в зону удержания плазмы отражает, насколько сильно влияет винтовое поле на количество захваченных частиц, возвращаемых в зону удержания.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию зависимостей продольной скорости движения в транспортной секции установки СМОЛА от величины гофрировки магнитного поля. Применялось две диагностики для измерения продольной скорости в разных точках ловушки: доплеровская спектроскопия с высоким пространственным разрешением [22] и зонды Маха.

Описание открытой винтовой ловушки СМОЛА приведено в разд. 2. Разд. 3 посвящен конструкции зонда Маха и методу определения продольной скорости. В разд. 4 представлены экспериментальные результаты, полученные как зондом, установленным перпендикулярно потоку плазмы, так и вра-

щающимся зондом. Продемонстрирован обратный поток захваченных частиц, возвращающихся в зону удержания, приведены некоторые оценки доли этих частиц.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Схема установки СМОЛА представлена на рис. 1. Она включает в себя источник плазмы на основе накаливаемого катода LaB_6 [23], область удержания (входной расширитель), многопробочную винтовую секцию и выходной расширитель плазменного потока.

Далее в тексте в качестве начала отсчета продольной координаты Z принимается выходная апертура источника плазмы. Магнитная система состоит из катушек плазменной пушки, катушек входного и выходного расширителей, центрального соленоида с катушкой винтового поля, а также катушек коррекции положения плазменной струи. Прямая и винтовая компоненты магнитного поля задаются независимо друг от друга.

Выходной расширитель оснащен плазмоприемником, состоящим из пяти концентрических колец, потенциал каждого из которых задается независимо. Напряжение между каждой парой соседних пластин приемника плазмы $U = 50$ В. На входе и выходе из транспортной секции установлены

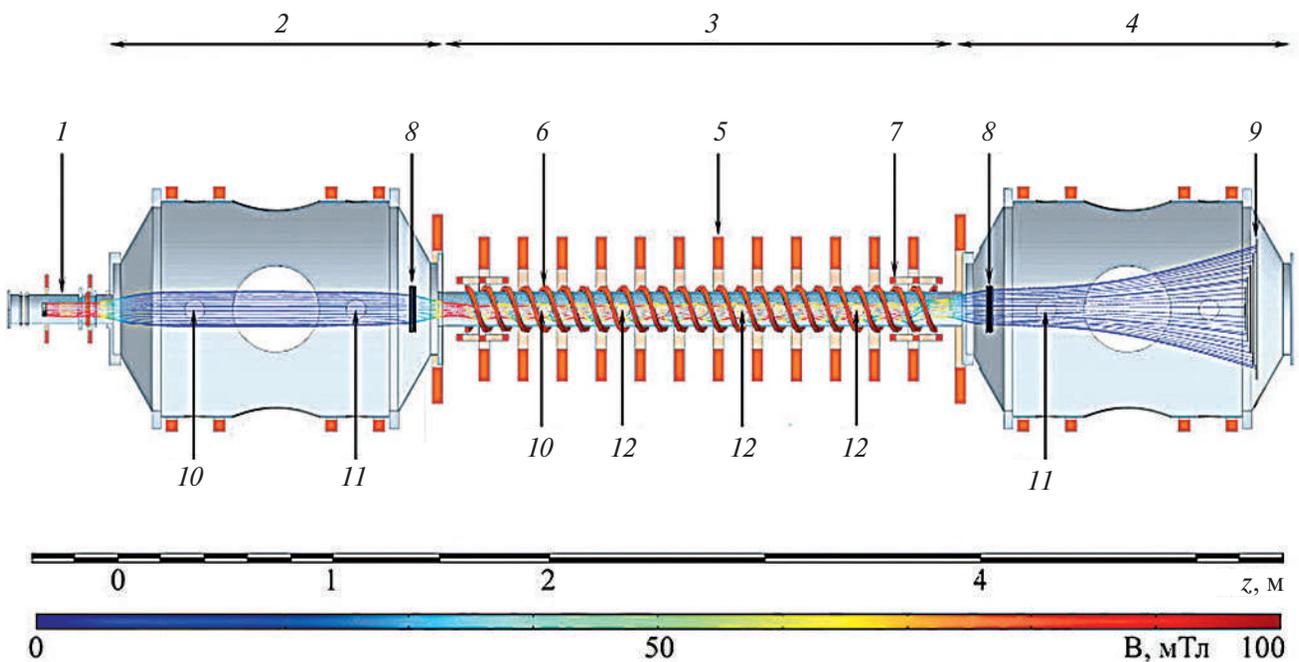


Рис. 1. Схема установки СМОЛА и использованные диагностики: 1 — источник плазмы, 2 — входной расширитель (зона удержания), 3 — транспортная секция, 4 — выходной расширитель, 5 — прямой соленоид, 6 — винтовая обмотка, 7 — катушки коррекции положения плазменной струи, 8 — лимитер, 9 — приемник плазмы, 10 — зондовая сборка: двойной зонд и два эмиссионных зонда, 11 — доплеровский спектрометр, 12 — зондовая сборка: зонд Маха и два эмиссионных зонда. Индивидуальные катушки показаны прямоугольниками. Тонкими линиями вблизи оси показана магнитная поверхность, опирающаяся на лимитеры.

секционированные лимитеры, обеспечивающие ограничение струи и возможность внесения потенциала в плазму. На входной лимитер может подаваться напряжение в диапазоне от -150 до 150 В относительно корпуса установки.

Диапазон основных параметров установки СМОЛА приведен в табл. 1.

Таблица 1. Основные параметры установки СМОЛА [13]

Параметр	Величина
Ионная плотность плазмы, n_i , 10^{18} м^{-3}	0.3–6
Электронная температура, T_e , эВ	5–35
Ионная температура, T_i , эВ	2–7
Радиус плазмы, a , см	5–10
Длительность разряда, $t_{\text{discharge}}$, с	0.15–1.5
Магнитное поле, B_z , мТл	50–150
Радиальное электрическое поле, E_r , В/см	10–35

Конфигурация магнитного поля в данной экспериментальной серии представлена на рис. 2 при значении ведущего магнитного поля в транспортной секции 70 мТл для прямого поля ($R = 1$). Здесь и далее R — отношение максимального и минимального магнитного поля на заданной силовой линии внутри транспортной секции, усредненное по сечению плазмы.

Очевидно, что локальное пробочное отношение максимально на периферийных силовых линиях и уменьшается до единицы на магнитной оси. Изменение магнитного поля проводится синхронно в области источника плазмы, зоне удержания, транспортной секции и выходном расширителе, чтобы конфигурация силовых линий оставалась неизменной.

Экспериментальные кампании проводились в двух конфигурациях, которые отличаются магнитными полями в области анодной катушки, входного и выходного лимитеров. Такие измене-

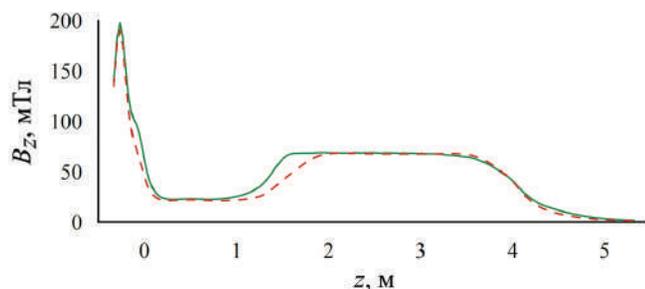


Рис. 2. Конфигурация магнитного поля при ведущем поле в соленоиде 70 мТл и выключенном винтовом поле: красная пунктирная линия — режим с широкой струей, зеленая сплошная линия — режим с узкой струей.

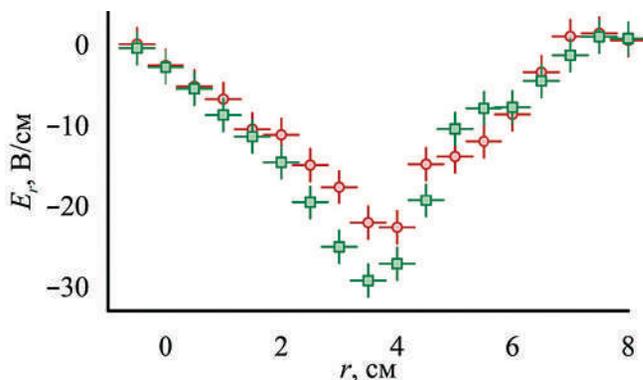


Рис. 3. Распределение радиального электрического поля на $Z = 2.04$ м в различных конфигурациях магнитного поля: красный круг — режим с широкой струей, зеленый квадрат — режим с узкой струей.

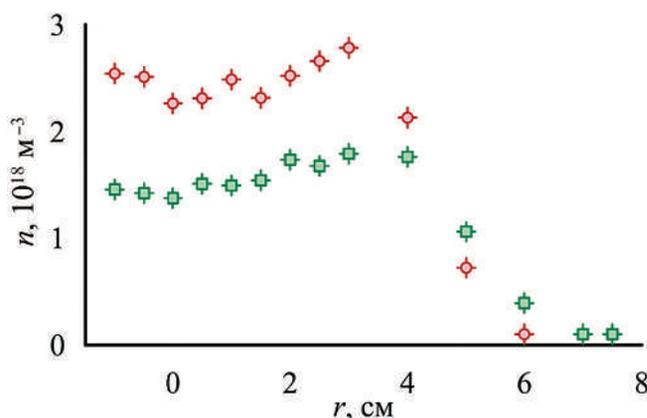


Рис. 4. Распределение плотности плазмы на $Z = 2.04$ м в различных конфигурациях магнитного поля: красный круг — режим с широкой струей, зеленый квадрат — режим с узкой струей.

ния влияют на радиальное распределение электрического поля (рис. 3) и плотности плазмы (рис. 4), а значит, и угловой скорости вращения в транспортной секции.

Результаты эксперимента при сниженном поле в области анода источника плазмы и лимитеров (красная пунктирная линия на рис. 2) представлены в разд. 4.1. В данной магнитной конфигурации силовая линия, выходящая из края анода, касается лимитера. Далее в тексте эта конфигурация будет обозначаться как режим с широкой струей. В разд. 4.2 представлены результаты при повышенном поле в области анодной катушки источника плазмы и лимитеров (зеленая сплошная линия на рис. 2). Силовая линия, выходящая с края анода, отстает от лимитера на $dr \sim 5$ мм. Электрический контакт плазмы с лимитером при этом ослаблен. Далее в тексте эта конфигурация будет обозначаться как режим с узкой струей. Во всех случаях

ведущее магнитное поле в транспортной секции составляет 70 мТл.

Спектрометр с пространственным разрешением на основе монохроматора МДР-23 [22] устанавливался для наблюдения свечения плазмы в выходном расширителе на $Z = 4.34$ м под углом 90° к оси для определения только азимутальной скорости либо на $Z = 5.3$ м под углом 30° (см. рис. 1) для наблюдения доплеровского сдвига линии излучения H_α , соответствующей скорости, определяемой как

$$V = V_\varphi \sin \alpha + V_{\parallel} \cos \alpha,$$

где V — регистрируемая спектрометром скорость, V_φ — азимутальная скорость, V_{\parallel} — продольная скорость движения плазмы.

КОНСТРУКЦИЯ ЗОНДА МАХА И ЕГО ОСОБЕННОСТИ

Зонд Маха представляет собой пару близко расположенных двойных ленгмюровских зондов, отделенных друг от друга изолирующей кварцевой перегородкой. При наличии потоковой скорости, т.е. асимметрии функции распределения плазмы в точке наблюдения, сигналы этих зондов будут различаться. Связь между скоростью и отношением токов ионного насыщения с “подветренной” и “навстречной” сторон имеет следующий вид [24]:

$$J = \frac{I_{up}}{I_{down}} = \exp(kM),$$

где J — отношение токов насыщения зондов, расположенных по разные стороны перегородки; I_{up} — ток насыщения ионов, летящих со стороны плазменной пушки, регистрируемый “навстречной” стороной зонда Маха, I_{down} — ток насыщения ионов, летящих со стороны плазмоприемника, регистрируемый “подветренной” стороной зонда Маха; число Маха $M = V_{\parallel}/C_s$, $C_s = \sqrt{T_e/m_i}$, k — коэффициент, определяемый выбранной моделью описания системы. Отсюда потоковую скорость можно определить как

$$V_{\parallel} = \frac{\ln\left(\frac{I_{up}}{I_{down}}\right)}{k} c_s.$$

Интерпретация результатов усложняется необходимостью учета влияния магнитного поля на сбор ионов электродами. В нашем случае целесообразно рассматривать модель незамагниченной плазмы, так как ларморовский радиус иона в установке СМОЛА $\rho_i = 0.6-1.8$ см превышает характерные размеры зонда.

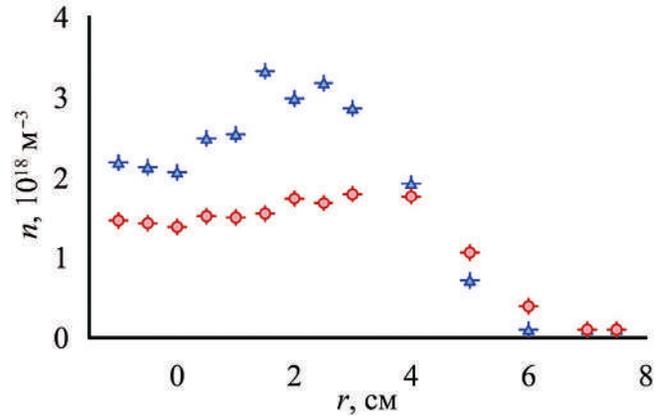


Рис. 5. Распределение плотности плазмы на $Z = 2.04$ м в режиме с узкой струей: красный круг — в прямом поле, синий треугольник — в винтовом поле.

В качестве простой модели выбрана одна из предложенных моделей [25], полученная аналитическим путем в приближении $T_i \ll T_e$, которое удовлетворяет параметрам плазмы на установке СМОЛА. Модельный коэффициент k , связывающий асимметрию сигналов зонда и число Маха, определяется в ней следующим образом:

$$k = 4 \sqrt{\frac{T_i}{T_e}}.$$

Данная модель представляет собой одномерную цилиндрически симметричную систему, предполагающую, что падения потенциала в “навстречных” и “подветренных” электродах изменяются из-за скорости дрейфа.

Электронная температура и плотность плазмы определяются по вольтамперной характеристике (ВАХ) двойного ленгмюровского зонда [23]. Радиальное электрическое поле измеряется напрямую при помощи двух эмиссионных зондов, расположенных на расстоянии 1 см друг относительно друга по радиусу [19]. Ионная температура определяется с помощью оптической диагностики на основе спектрометра с высоким пространственным разрешением по доплеровскому уширению спектральной линии излучения H_α . Данная методика позволяет определять радиальное распределение ионной температуры в каждом плазменном разряде. Спектрометры установлены на $Z = 1.15$ м и $Z = 4.34$ м.

В случае незамагниченной плазмы конструкция зондов Маха становится более сложной для правильного определения потока ионов, летящих строго с “навстречной” или “подветренной” стороны. Во избежание проблем с интерпретацией полученных значений токов ионного насыщения

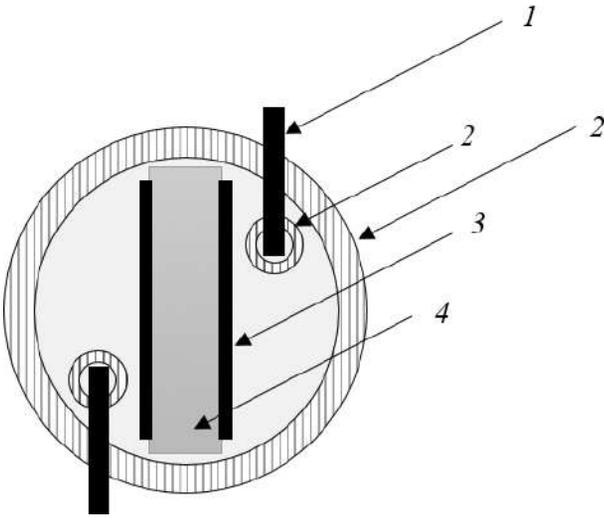


Рис. 6. Схема зонда Маха на установке СМОЛА: 1 — вольфрамовая проволока, 2 — керамический капилляр, 3 — напыленный молибденовый электрод, 4 — кварцевая пластинка.

была предложена следующая конструкция зонда Маха, схематично представленная на рис. 6.

Зонд Маха представляет собой два ассиметричных двойных зонда, у которых собирающий ионы электрод — слой молибдена толщиной ≈ 1 мкм, напыленный на кварцевую пластинку, а собирающий электроны — вольфрамовая проволока диаметром 200 мкм, помещенная в отдельный керамический капилляр. В качестве изолирующей перегородки используется кварцевая пластинка, на которую с двух сторон напыляется электрод. Плоский зонд позволяет предотвратить попадание ионов, летящих с обратной стороны относительно пластинки, что минимизирует неправильность интерпретации результатов.

Еще одной проблемой применения зондов Маха в открытых магнитных системах является то, что зонд создает геометрическую тень низкой плотности ниже по течению относительно перегородки. Это влияет на плотность тока, регистрируемого в столкновительной плазме. Если длина свободного пробега иона меньше длины тени зонда, это приводит к ошибочным значениям числа Маха, определяемого по стандартным формулам. В работе [26] рассмотрен случай влияния тени зонда на регистрируемую плотность плазмы в открытых системах. Нами произведены аналогичные оценки диффузии, размера тени, образуемой зондом.

Длину геометрической тени зонда можно оценить как

$$L_g = \frac{d^2 V_d}{D_{\perp}} \sim 5 \text{ см},$$

где V_d — скорость дрейфа ионов плазмы, d — размер зонда, D_{\perp} — поперечный коэффициент диффузии. Длина области обедненной плотности из-за воздействия зонда как физического препятствия в плазме не превышает периода гофрировки магнитного поля, поэтому в наших условиях можно использовать зонд Маха и приведенную ранее модель.

Относительная калибровка двух каналов зонда Маха проводилась путем поворота на 180° для нахождения соотношения площадей собирающих поверхностей. В качестве независимой калибровки были проведены измерения азимутальной скорости плазмы зондом Маха, повернутым на 90° , и электрического поля эмиссионными зондами в одном продольном сечении транспортной секции. Скорости — измеренная зондом Маха и рассчитанная по распределению радиального электрического поля — совпадают и достигают ионно-звуковой скорости на периферии плазмы (в области с максимальным значением E_r). Это не противоречит ранее полученным данным [22].

Зонд Маха, установленный на вращающейся подвижке, обеспечивающей поворот с шагом 15° , позволяет определять не только модуль скорости плазмы, но и угол между направлением скорости и ведущим магнитным полем. Зависимость скорости потока от угла поворота зонда имеет следующий вид:

$$V = V_{\parallel} \cos \theta + V_{\phi} \sin \theta = V_0 \cos(\theta + \phi_0),$$

где V_{\parallel} — потоковая скорость, ϕ_0 — угол между направлением скорости потока плазмы и ведущим магнитным полем.

Система позиционирования позволяет обеспечивать вращение зонда с шагом 15° и движение зонда по радиусу в диапазоне от 0 до 4 см.

Модуль скорости можно также определить, используя стационарный зонд Маха, измеряющий только продольную скорость, и два эмиссионных зонда, расположенных на расстоянии 1 см друг от друга, измеряющих радиальное электрическое поле. Тогда модуль скорости и угол относительно ведущего магнитного поля можно определить как

$$V = \sqrt{V_{\parallel}^2 + (V_{\phi})^2} = \sqrt{V_{\parallel}^2 + \left(c \frac{E_r}{B}\right)^2},$$

$$\theta = \text{arcctg} \left(\frac{V_{\parallel}}{V_{\phi}} \right),$$

Таким образом, используя два независимых способа измерения величин, можно сравнить полученные данные и определить, верно ли работает каждая из диагностик.

В модели переноса плазмы в винтовом поле [14] предполагается наличие обратного потока частиц в винтовом поле за счет пинчевания плазмы к центру шнура, увеличения радиального электрического поля и развития двухпоточковой неустойчивости, приводящей к движению популяции запертых частиц со сверхзвуковой скоростью в направлении зоны удержания.

Рассмотрим следующую модель движения частиц. В многопробочной ловушке с движущимися пробками можно выделить три популяции частиц: запертые, пролетные с положительной и отрицательной проекцией скорости, равной V_{Ti} . Учитывая концентрации и скорости каждой из популяций, можно определить среднюю продольную скорость движения следующим образом:

$$\langle V_{\parallel} \rangle \geq \frac{n_1 V_{Ti} - n_3 V_{Ti} - n_2 V_z}{n},$$

где n_1 — плотность пролетных частиц, движущихся в направлении выходного расширителя, V_{Ti} — тепловая скорость, n_3 — плотность пролетных частиц, возвращающихся в зону удержания, n_2 — плотность захваченных частиц, движущихся совместно с магнитными возмущениями, V_z — скорость бегущих магнитных пробок, n — общая плотность.

Учитывая, что в прямом поле ($R = 1$) отсутствует обратный поток захваченных частиц, движущихся за счет магнитных возмущений, можно составить следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} \langle V_{\parallel h} \rangle \geq \frac{n_{1h} V_{Tih} - n_{3h} V_{Tih} - n_2 V_z}{n_h} & \text{при } R > 1; \\ \langle V_{\parallel s} \rangle \geq \frac{n_{1s} V_{Tis} - n_{3s} V_{Tis}}{n_s} & \text{при } R = 1; \\ n = n_1 + n_2 + n_3; \\ n_2 = \varkappa n, \end{cases}$$

где индекс h соответствует винтовому полю (helical), s — прямому (straight), \varkappa — доля запертых частиц, движущихся за счет движения магнитных возмущений во вращающейся системе отсчета плазмы.

Решая систему уравнений с учетом того, что $V_{Tih} \approx V_{Tis}$, получаем следующие соотношения для плотностей пролетных в прямом и обратном направлении частиц:

$$\frac{n_1}{n_3} = \frac{V_{Ti} + V_{\parallel}}{V_{Ti} - V_{\parallel}},$$

а также для доли запертых частиц:

$$\varkappa = \frac{n_2}{n} = \frac{V_{\parallel h} - V_{\parallel}}{V_{\parallel s} + V_z}.$$

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. Сценарий эксперимента

В описываемых экспериментальных сериях изучалась зависимость продольной скорости движения от средней глубины гофрировки магнитного поля, определяемой соотношением токов в соленоидальной и винтовой обмотках транспортной секции. Зонды Маха устанавливались в транспортной секции установки СМОЛА на координатах $Z = 2.4, 2.94$ и 3.48 м. Профили токов ионного насыщения с “навстречной” и “подветренной” сторон были измерены с шагом 5 мм по радиусу плазмы.

Далее будут обсуждаться экспериментальные данные, полученные при ведущем магнитном поле 70 мТл и количестве напускаемого газа в газоразрядную область источника плазмы $\sim 2 \cdot 10^{20}$ атом/с. На рис. 7 приведены типичные осциллограммы основных сигналов в описываемых экспериментах. Ток ионного насыщения определяется как усредненное значение на участке от 90 до 150 мс от начала разряда. Среднеквадратичная величина флуктуаций измеряемого тока насыщения составляет $\sim 0,4$ мА.

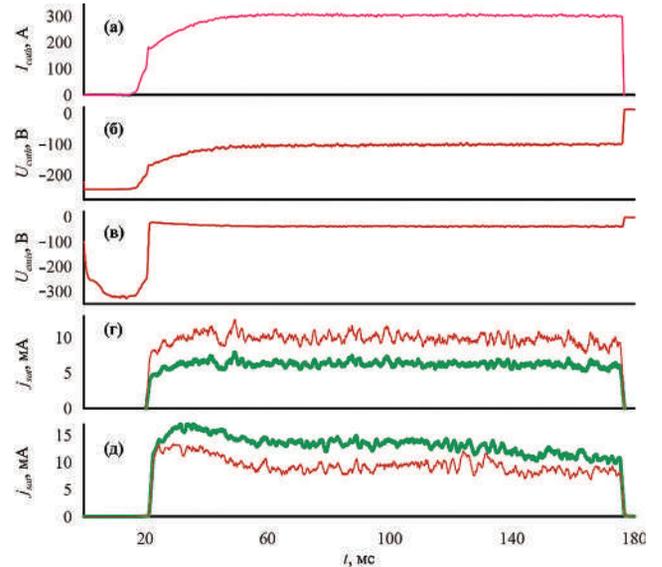


Рис. 7. Типичные осциллограммы основных сигналов: a — плазменный ток; b — напряжение, подаваемое между анодом и катодом источника плазмы, c — потенциал эмиссионного зонда, токи ионного насыщения навстречной up (тонкая красная линия) и подветренной $down$ (толстая зеленая линия) сторон в прямом (c) и винтовом (d) магнитном полях.

4.2. Сопоставление скоростей, полученных различными методами диагностики

В режиме с широкой струей были проведены экспериментальные серии, направленные на опре-

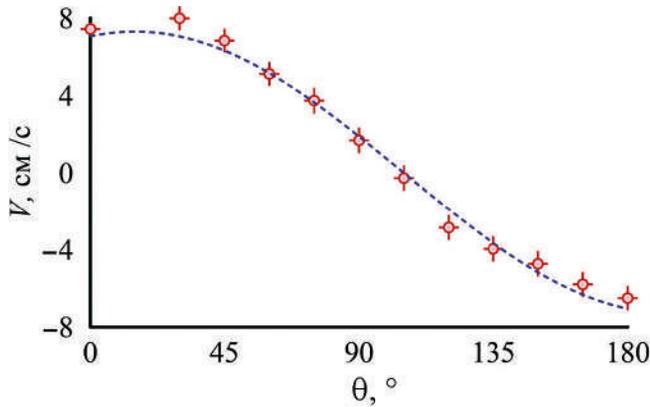


Рис. 8. Зависимость скорости потока от угла поворота зонда Маха на $Z = 2.4$ м и $r = 1$ см. Красный круг — экспериментально полученные результаты, синяя пунктирная линия — вписанная тригонометрическая функция.

деление потоковой скорости. Приведено сравнение продольных скоростей, полученных как с помощью зондовых методов измерений, так и доплеровской спектроскопии.

Зависимость потоковой скорости от угла поворота зонда Маха представлена на рис. 8. Скорости принимают значения больше и меньше нуля. Это согласуется с тем, что при вращении зонда “наветренная” и “подветренная” стороны сменяют друг друга, при этом модули скоростей при строго перпендикулярном и перевернутом на 180° зонде практически совпадают. Полученное распределение скорости отвечает функции вида $V = V_0 \cos(\theta + \phi_0)$, где $V_0 = (7.3 \pm 0.9) \cdot 10^6$ см/с, $\theta = 15 \pm 3^\circ$.

Радиальное распределение модуля скорости плазмы в транспортной секции в прямом ($R = 1$) и винтовом ($R = 1.52$) магнитном полях представлено на рис. 9. В прямом магнитном поле скорость выше, чем в винтовом, по всему плазменному

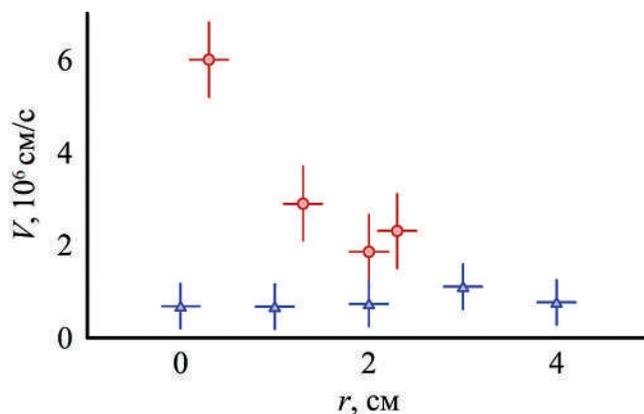


Рис. 9. Модуль скорости движения плазмы в прямом (красный круг) и винтовом (синий треугольник) магнитном полях на $Z = 2.4$ м.

шнуру. При приближении к центру данная разница увеличивается.

В режиме с широкой струей обратный поток не наблюдается, что может быть связано с недостаточным радиальным электрическим полем, а значит, и радиальным переносом, не приводящим к выполнению условий достижения скорости магнитных возмущений, достаточных для возникновения обратного потока.

При сниженном радиальном электрическом поле угловая скорость вращения, являющаяся одним из основных параметров, влияющих на качество удержания, спадает на периферии, что приводит к неэффективной передаче импульса запертым частицам с периферии к центру плазменного шнура. Вследствие этого в центре в прямом поле плазма вылетает с большой скоростью.

Для проверки правильности измерений, полученных вращающимся зондом ($Z = 2.4$ м), было проведено сравнение скоростей и углов относительно ведущего магнитного поля с результатами, полученными зондовой сборкой, которая может перемещаться по радиусу ($Z = 2.94$ м).

В центре плазменного шнура радиальное электрическое поле равно нулю, поэтому, зная его распределение, можно установить центр плазменной струи, что позволяет сравнивать полученные результаты скоростей в одинаковых координатах. Радиальные зависимости модуля скорости, измеренные в двух координатах, представлены на рис. 10. Видно, что диапазон и зависимость от радиуса плазмы совпадают. Максимальная продольная скорость около центральной области $\sim 5 \cdot 10^6$ см/с. Полученные данные по значению продольной скорости согласуются с ранее полученными результатами.

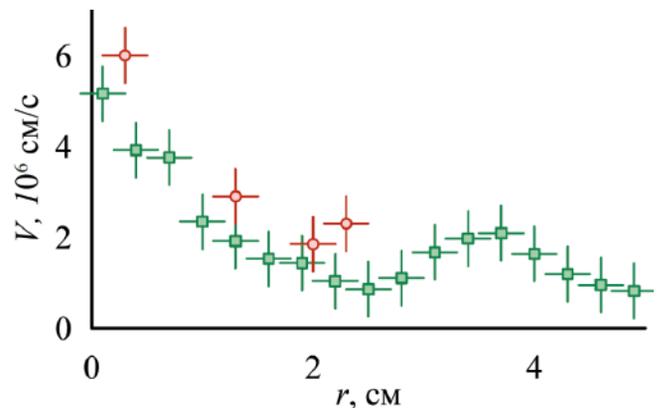


Рис. 10. Радиальная зависимость модуля скорости плазмы: красный круг — вращающийся зонд на $Z = 2.40$ м, зеленый квадрат — зондовая сборка на $Z = 2.94$ м.

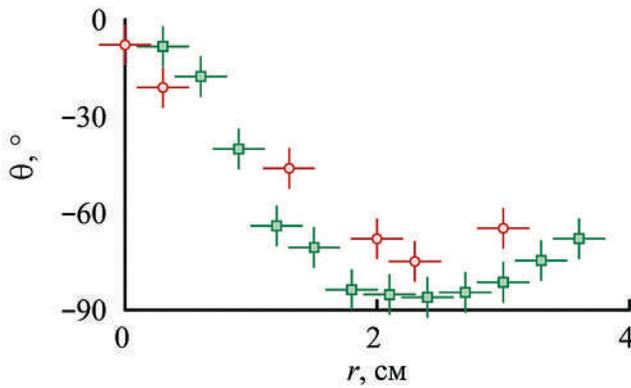


Рис. 11. Радиальная зависимость угла между потоковой скоростью и ведущим магнитным полем: красный круг — вращающийся зонд в $Z = 2.4$ м, зеленый квадрат — зондовая сборка в $Z = 2.94$ м.

Результаты измерений угла между потоковой скоростью и ведущим магнитным полем при помощи тех же зондов в прямом магнитном поле представлены на рис. 11. Величина этого угла зависит от локальной величины радиального электрического поля, приводящего к $E \times B$ -дрейфу плазмы.

Видим, что угол между потоковой скоростью и ведущим магнитным полем лежит в диапазоне от 0 до 90°. При увеличении радиуса плазмы он тоже увеличивается, а потоковая скорость уменьшается. Максимальное электрическое поле наблюдается на радиусе, соответствующем проекции лимитера. По рис. 11 видно, что максимальный вклад в модуль скорости на данном радиусе вносит именно азимутальная скорость.

Два различных способа измерения модуля потоковой скорости и угла между скоростью и ведущим магнитным полем (напрямую с помощью вращающегося зонда Маха и по измерениям радиального электрического поля и продольной компоненты скорости) дают близкие результаты с учетом измерительной погрешности и расположения зондов не в одной координате по длине установки.

Для проверки результатов, полученных зондовыми методами, была определена потоковая скорость плазмы в выходном расширителе установки СМОЛА с помощью доплеровской спектроскопии. При $R = 1$ получено распределение зависимости азимутальной скорости от радиуса плазмы в выходном расширителе (рис. 12а), которое отвечает твердотельному вращению, соответствующему угловой скорости вращения $\omega \approx 0.61 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$. На рис. 12б представлена радиальная зависимость потоковой скорости плазмы в выходном расширителе. Максимальная продольная скорость достигается в центре плазменного шнура: $V_{||} \sim 4 \cdot 10^6 \text{ см/с}$.

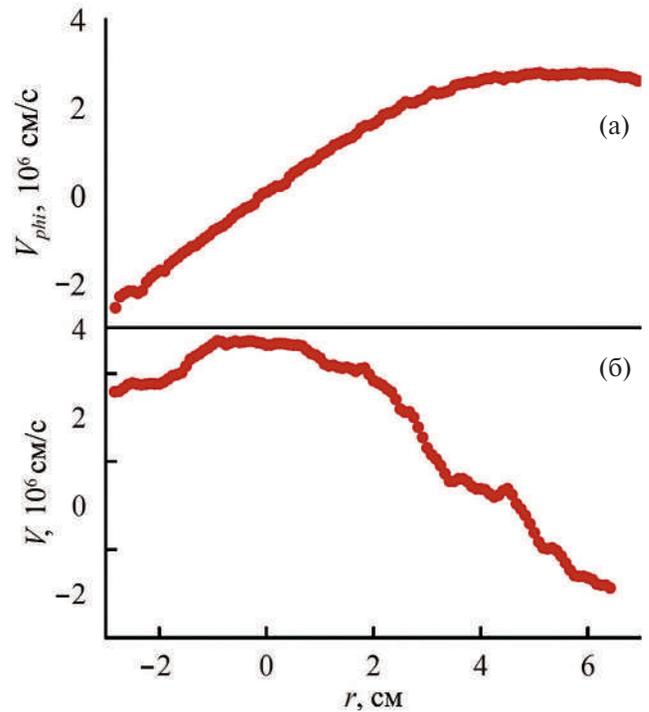


Рис. 12. а — радиальная зависимость азимутальной скорости плазмы в прямом поле в выходном расширителе на $Z = 4.34$ м; б — радиальная зависимость потоковой скорости в прямом поле в выходном расширителе на $Z = 5.3$ м.

Данная скорость соответствует ожидаемым оценкам и скоростям, полученным с помощью зондов Маха с учетом расположения диагностик в выходном расширителе и транспортной секции соответственно.

Такое распределение скоростей характерно для экспериментальных кампаний в прямом магнитном поле в режиме с широкой струей. Данный набор диагностик позволяет измерять потоковые скорости движения плазмы по всей длине установки в течение одного экспериментального разряда с необходимой точностью.

4.3. Наблюдение обратного потока плазмы

Эксперименты по изучению влияния глубины винтовой модуляции (гофрировки) магнитного поля в транспортной секции на продольную скорость движения плазмы проводились в магнитной конфигурации (см. рис. 2) в режиме узкой плазменной струи.

На рис. 13 показаны профили токов ионного насыщения “наветренной” и “подветренной” сторон зонда Маха для случаев прямого ($R = 1$) и винтового ($R = 1.52$) полей в транспортной секции, измеренные на $Z = 2.94$ м. Профили токов ионного

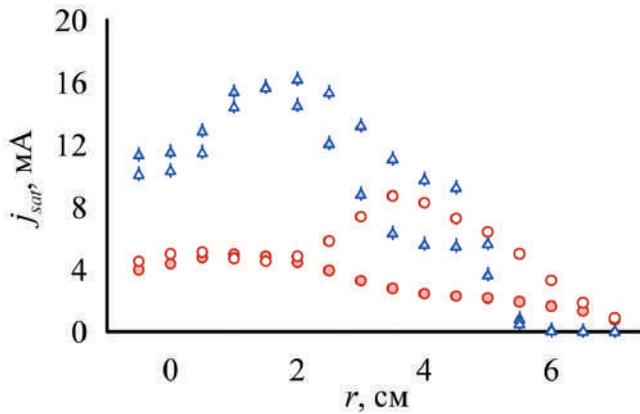


Рис. 13. Радиальное распределение токов ионного насыщения с “наветренной” (незакрашенные) и “подветренной” (закрашенные) сторон. Синий треугольник — винтовое поле, красный круг — прямое поле.

насыщения демонстрируют, что в транспортной секции максимум плотности достигается в окрестности $r = 3$ см, при этом плотность в центре плазменного шнура на треть меньше максимальной. Увеличение гофрировки магнитного поля приводит к повышению и смещению области более высокой плотности плазмы к центру (см. рис. 5).

Из данных рис. 13 можно вычислить продольную скорость движения, пользуясь формулами разд. 3. На рис. 14 представлены радиальные зависимости продольной компоненты потоковой скорости на $Z = 2.94$ м в прямом и винтовом магнитном полях.

Максимум скорости достигается на периферии плазмы как в прямом, так и в винтовом магнитном полях на уровне $\sim 5 \cdot 10^6$ см/с и $\sim 3 \cdot 10^6$ см/с соответственно. Продольная скорость в винтовом поле ниже, чем в прямом поле, при этом меняет свое направление на радиусе плазмы 1 см. Это свидетельствует об улучшенном удержании плазмы

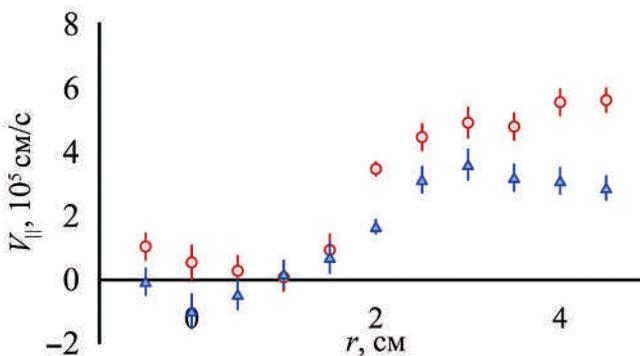


Рис. 14. Радиальные зависимости продольной компоненты потоковой скорости на $Z = 2.94$ м. Красный круг — прямое поле, синий квадрат — винтовое поле.

в винтовом магнитном поле и ее переносе в обратном направлении в транспортную секцию.

Для данного эксперимента можно рассчитать долю захваченных частиц при помощи модели, описанной в предыдущем разделе. При параметрах плазмы для режима с узкой струей доля запертых частиц на периферии плазмы составляет 8%, в центре плазмы — 6%. Достаточный для существования подобной доли запертых частиц объем фазового пространства, находящегося вне конуса потерь, достигается при пробочном отношении $R > 1.02$, что отвечает радиусу $r \approx 0.8$ см. Эта величина сравнима с ларморовским радиусом ионов, вследствие чего запертые частицы, формирующие обратный поток, могут существовать во всем объеме плазмы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В открытой ловушке с винтовым магнитным полем СМОЛА проведена серия экспериментов по изучению пространственных характеристик потоковой скорости плазмы при помощи зондов Маха и системы доплеровской спектроскопии. Измерения проводились при различных конфигурациях магнитного поля.

Показано, что диагностика потоковой скорости на основе зонда Маха может быть использована в открытых ловушках в условиях вращения плазмы. Установлено, что продольная скорость движения плазменной струи зависит от гофрировки магнитного поля. Максимальная скорость была достигнута $\sim 4 \cdot 10^6$ см/с, что составляет половину скорости звука для параметров плазмы установки СМОЛА.

Продemonстрирован обратный поток ионов, летящих со стороны плазмоприемника в сторону источника плазмы в винтовом поле в режиме с узкой плазменной струей. Установлено, что уже при 4% захваченных ионов и $R > 1.02$ такой эффект будет наблюдаться. Обратный поток обнаруживается в конфигурации магнитного поля, в которой плазма оторвана от входного и выходного лимитеров.

В винтовом магнитном поле продольная скорость движения плазмы в транспортной секции ($\sim 10^6$ см/с) ниже, чем в прямом поле ($\sim 5 \cdot 10^6$ см/с), что доказывает эффективность винтового удержания.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Проведение исследований вращения плазмы проводилось при финансовой поддержке гранта

Российского научного фонда № 22-12-00133, эксплуатация установки СМОЛА осуществляется при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Post R.F. // Nuclear. Fusion. 1987. V. 27. № 10. P. 1579. DOI: 10.1088/0029-5515/27/10/001
2. Simonen T.C., Anikeev A., Bagryansky P., Beklemishev A., Ivanov A., Lizunov A., Maximov V., Prikhodko V., Tsidulko Yu. // Journal of Fusion Energy. 2010. V. 29. P. 558. DOI: 10.1007/s10894-010-9342-7
3. Endrizzi D., Anderson J.K., Brown M., Egedal J., Geiger B., Harvey R.W., Ialovega M., Kirch J., Peterson E., Petrov Y.V., Pizzo J., Qian T., Sanwalka K., Schmitz O., Wallace J., Yakovlev D., Yu M., Forest C.B. // Journal of Plasma Physics. 2023. V. 89(5). P. 975890501. DOI: 10.1017/S0022377823000806
4. Imai T., Ichimura M., Nakashima Y., Sakamoto M., Katanuma I., Yoshikawa M., Kariya T., Hirata M., Kohagura J., Minami R., Numakura T., Ikezoe R., Oki K., Sakamoto K. // Fusion Sci. Technol. 2013. V. 63. P. 15. DOI: 10.13182/FST13-1T29
5. Gota H., Binderbauer M.W., Tajima T., Smirnov A., Putvinski S., Tuszewski M., Dettrick S.A., Gupta D.K., Korepanov S., Magee R.M., Park J., Roche T., Romero J.A., Trask E., Yang X., Yushmanov P., Zhai K., DeHaas T., Griswold M.E., Gupta S., Abramov S., Alexander A., Allfrey I., Andow R., Barnett B., Beall M., Bolte N.G., Bomgardner E., Bondarenko A., Ceccherini F., Chao L., Clary R., Cooper A., Deng C., Dunaevsky A., Feng P., Finucane C., Fluegge D., Galeotti L., Galkin S., Galvin K., Granstedt E.M., Hubbard K., Isakov I., Kaur M., Kinley J.S., Korepanov A., Krause S., Lau C.K., Lednev A., Leinweber H., Leuenberger J., Lieurance D., Madura D., Margo J., Marshall D., Marshall R., Matsumoto T., Matvienko V., Meekins M., Melian W., Mendoza R., Michel R., Mok Y., Morehouse M., Morris R., Morton L., Nations M., Necas A., Nicks S., Nwoke G., Onofri M., Ottaviano A., Page R., Parke E., Phung K., Player G., Sato I., Schindler T.M., Schroeder J.H., Sheftman D., Sibley A., Siddiq A., Signorelli M., Slepchenkov M., Smith R.J., Snitchler G., Sokolov V., Song Y., Steinhauer L.C., Stylianou V., Sweeney J., Titus J.B., Tkachev A., Tobin M., Ufnal J., Valentine T., Van Drie A.D., Ward J., Weixel C., White C., Wollenberg M., Ziaei S., the TAE Team, Schmitz L., Lin Z., Ivanov A.A., Asai T., Baltz E.A., Dikovskiy M., Heavlin W.D., Geraedts S., Langmore I., Norgaard P.C., Von Behren R., Madams T., Kast A. and Platt J.C. // Nucl. Fusion. 2021. V. 61. P. 106039. DOI:10.1088/1741-4326/ac2521
6. Yakovlev D., Chen Z., Bagryansky P., Bragin A., Kotelnikov I., Kuzmin E., Prikhodko V., Shikhovtsev I., Usov P., Wang Z., Zeng Q., Dong L., Zhang K., Ivanov A., Yu J. // Nucl. Fusion. 2022. V. 62(1). P. 076017. DOI: 10.1088/1741-4326/ac5224
7. Burdakov A., Azhannikov A., Astrelin V., Beklemishev A., Burmasov V., Derevyankin G., Ivanenko V., Ivanov I., Ivantsivsky M., Kandaurov I., Konyukhov V., Kotelnikov I., Kovenya V., Kozlinskaya T., Kuklin K., Kuznetsov A., Kuznetsov S., Lotov K., Timofeev I., Makarov A., Mekler K., Nikolaev V., Popov S., Postupaev V., Polosatkin S., Rovenskikh A., Shoshin A., Shvab I., Sinitsky S., Sulyaev Yu., Stepanov V., Trunyov Yu., Vyacheslavov L., Zhukov V. // Fusion Sci. Technol. 2007. V. 51. P. 106. DOI: 10.13182/FST07-A1327
8. Bagryansky P.A., Anikeev A.V., Denisov G.G., Gospodchikov E.D., Ivanov A.A., Lizunov A.A., Kovalenko Yu.V., Malygin V.I., Maximov V.V., Korobeinikova O.A. // Nuclear Fusion. 2015. V. 55. P. 053009. DOI: 10.1088/0029-5515/55/5/053009
9. Амиров В.Х., Астрелин В.Т., Багрянский П.А., Беклемишев А.Д., Бурдаков А.В., Горбовский А.И., Котельников И.А., Магоммедов Э.М., Полосаткин С.В., Поступаев В.В., Приходько В.В., Савкин В.Я., Сквородин Д.И., Солдаткина Е.И., Соломахи А.Л., Сорокин А.В., Судников А.В., Христо М.С., Черноштанов И.С., Шиянков С.В., Щербаков В.И., Яковлев Д.В. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. № 9. DOI: 10.31857/S0367292123600322
10. Postupaev V.V., Batkin V.I., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Ivanov I.A., Kuklin K.N., Lykova Yu.A., Melnikov N.A., Mekler K.I., Nikishin A.V., Polosatkin S.V., Rovenskikh A.F., Sidorov E.N. and Skovorodin D.I. // Nucl. Fusion. 2022. V. 62. P. 086003. <https://DOI.org/10.1088/1741-4326/ac69fa>
11. Akhmetov T.D., Davydenko V.I., Ivanov A.A., Murakh-tin S.V. // Plasma Physics and Technology. 2018. V. 5. № 3. P. 125. <https://DOI.org/10.14311/ppt.2018.3.125>
12. Sudnikov A.V., Beklemishev A.D., Postupaev V.V., Burdakov A.V., Ivanov I.A., Vasilyeva N.G., Kuklin K.N., Sidorov E.N. // Fusion Engineering Design. 2017. V. 122. P. 85. DOI: 10.1016/j.fusengdes.2017.09.005
13. Postupaev V.V., Sudnikov A.V., Beklemishev A.D., Ivanov I.A. // Fusion Eng. Des. 2016. V. 106. P. 29–33. <https://DOI.org/10.1016/j.fusengdes.2016.03.029>
14. Beklemishev A.D. // Fusion Sci. Technol. 2013. V. 63. 1T. P. 355. DOI: 10.13182/FST13-A16953
15. Beklemishev A.D. // Phys. Plasmas. 2015. P. 103506. DOI: 10.1063/1.4932075
16. Beklemishev A.D. // AIP Conf. Proc. 2016. V. 1771. P. 040006. DOI: 10.1063/1.4964191
17. Sudnikov A.V., Beklemishev A.D., Postupaev V.V., Ivanov I.A., Inzhevatkina A.A., Sklyarov V.F., Burdakov A.V., Kuklin K.N., Rovenskikh A.F., Melnikov N.A. // Plasma and Fusion Res. 2019. V. 14. P. 2402023. DOI: 10.1585/pfr.14.2402023

18. *Sudnikov A.V., Beklemishev A.D., Inzhevatkina A.A., Ivanov I.A., Postupaev V.V., Burdakov A.V., Glinskiy V.V., Kuklin K.N., Rovenskikh A.F., Ustyuzhanin V.O.* // Journal of Plasma Physics. 2020. V. 86. № 5. P. 905860515. DOI: 10.1017/S0022377820001245
19. *Sudnikov A.V., Ivanov I.A., Inzhevatkina A.A., Larichkin M.V., Lomov K.A., Postupaev V.V., Tolkachev M.S., Ustyuzhanin V.O.* // Journal of Plasma Physics. 2022. V. 88. № 1. P. 905880102. DOI: 10.1017/S0022377821001276
20. *Бурдаков А.В., Поступаев В.В.* // Успехи физических наук. 2018. Т. 188. С. 651–671.
21. *Burdakov A., Azhannikov A., Astrelin V., Beklemishev A., Burmasov V., Derevyankin G., Ivanenko V., Ivanov I., Ivantsivskiy M., Kandaurov I., Konyukhov V., Kotelnikov I., Kovenya V., Kozlinskaya T., Kuklin K., Kuznetsov A., Lotov K., Timofeev I., Makarov A., Mekler K., Nikolaev V., Popov S., Polosatkin S., Rovenskikh A., Shoshin A., Sinitsky S., Sulyaev Yu., Stepanov V., Trunov Yu., Vyacheslavov L., Zhukov V.* // Fusion Science and Technology. 2007. V. 51. P. 106. DOI: 10.13182/FST07-A1327
22. *Инжеваткина А.А., Бурдаков А.В., Иванов И.А., Ломов К.А., Поступаев В.В., Судников А.В., Устюжанин В.О.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 8. DOI: 10.31857/S0367292121080059
23. *Ivanov I., Ustyuzhanin V., Sudnikov A., Inzhevatkina A.* // J. Plasma Phys. 2021. V. 87. № 2. P. 845870201. DOI: 10.1017/S0022377821000131
24. *Chung K.S.* // Plasma Sourc. Sci. Technol. 2012. V. 21. P. 063001. DOI: 10.1088/0963-0252/21/6/063001
25. *Hudis M., Lidsky L.* // Journal of Applied Physics. 1970. V. 41. P. 5011. DOI: 10.1063/1.1658578
26. *Gosselin J.J., Thakur S.C., Sears S.H., McKee J.S., Scime E.E., Tynan G.R.* // Physics of Plasmas. 2016. V. 23. P. 073519. DOI: 10.1063/1.4954820

STUDY OF PLASMA FLOW VELOCITY IN AN OPEN SCREW TRAP SMOLA

**A. A. Inzhevatkina^{a,*}, I. A. Ivanov^a, V. V. Postupaev^a, A. V. Sudnikov^a,
M. S. Tolkachev^a, V. O. Ustyuzhanin^b**

^a *Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences,
630090, Novosibirsk, Russia*

^b *Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia*

* e-mail: a.a.inzhevatkina@inp.nsk.su

The physics of confinement of a rotating plasma in a magnetic field with linear helical symmetry is being studied at the Institute of Nuclear Physics SB RAS on the open SMOLA trap. An indicator of the quality of confinement is the plasma flow velocity in the system. The paper describes the applied diagnostics based on the Mach probe under conditions of non-magnetized plasma, which made it possible to determine the longitudinal flow velocity in experiments. The measured longitudinal flow velocity was $(0.5-5) \cdot 10^6$ cm/s in various operating modes of the installation. The dependence of the speed on the magnitude of the magnetic field corrugation is discussed. A reverse flow of trapped particles returning to the containment zone has been detected.

Keywords: magnetic confinement, open trap, screw confinement, SMOLA, Mach probe, flow velocity

УДК 538.971, 533.924

КОЭФФИЦИЕНТЫ РАСПЫЛЕНИЯ БЕРИЛЛИЯ И ВОЛЬФРАМА РАЗЛИЧНЫМИ АТОМАМИ ОТ ВОДОРОДА ДО ВОЛЬФРАМА

© 2024 г. В. С. Михайлов, П. Ю. Бабенко*, А. П. Шергин, А. Н. Зиновьев

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

**e-mail: babenko@npd.ioffe.ru*

Поступила в редакцию 01.07.2023 г.

После доработки 06.10.2023 г.

Принята к публикации 01.11.2023 г.

С помощью компьютерного моделирования рассчитаны коэффициенты распыления мишеней из Be и W, перспективных материалов для первой стенки и дивертора в токамаке ИТЭР, в широком диапазоне энергий налетающих атомов 10–100 000 эВ. В качестве налетающих частиц выбраны атомы: H, D, T, He, Be, C, N, O, Ne, Ar, W. Показано сильное влияние формы поверхности на получаемые результаты. Рассмотрены предельные случаи плоского потенциального барьера (гладкая поверхность) и сферического потенциального барьера (шероховатая поверхность). Получены данные о средней энергии и угловых распределениях распыленных атомов, необходимые для расчета поступления примесей в плазму токамака. Оценено поступление атомов материала стенки в плазму токамака ИТЭР при распылении стенки потоками быстрых атомов дейтерия и трития, покидающими плазму.

Ключевые слова: коэффициенты распыления, изотопы водорода, бериллий, вольфрам, первая стенка токамака ИТЭР, примеси

DOI: 10.31857/S0367292124010022 EDN: SKSYWL

1. ВВЕДЕНИЕ

Международный проект по созданию токамака-реактора ИТЭР является важным шагом в осуществлении управляемого термоядерного синтеза. Материалы первой стенки и дивертор (бериллий и вольфрам) во время работы реактора будут подвергаться воздействию интенсивных потоков быстрых атомов, ионов, электронов, нейтронов и излучения. Поступление в плазму сколько-нибудь значительного количества примесей может привести к затуханию термоядерной реакции.

Коэффициенты распыления бериллия и вольфрама изотопами водорода были рассчитаны в наших работах [1–3]. Также были получены и энергетические распределения распыленных частиц. Эти данные важны для расчета поступления распыленных частиц в горячую зону плазмы.

Как известно, гелий будет нарабатывается в ходе термоядерной реакции. Углерод, азот и кислород являются примесями в плазме. Их источником, как правило, является восстановление этих атомов из карбидов, нитридов или окислов при бомбардировке конструкционных материалов изотопами водорода. Азот, неон и аргон могут добавляться в плазму для понижения температуры плазмы в пристеночной области.

Чтобы значительно уменьшить радиационные потери энергии плазмой при поступлении в плазму материала стенки планируется выполнить ее из бериллия, материала с небольшим Z . Как было показано в работе [4], распыление стенки атомами дейтерия и трития может привести к поступлению в район сепаратрисы бериллия, при этом концентрация Be может составлять 2–4% от плотности плазмы.

Электронная температура в районе сепаратрисы может составлять 100–150 эВ, электронная плотность — 10^{13} частиц/см³ [5]. При этих параметрах частицы примесей присутствуют в плазме в виде многозарядных ионов. При бомбардировке дивертора ионы примесей ускоряются потенциалом плазма-стенка, их энергия существенно увеличивается. Тем самым, ионы примесей могут вызвать значительно большее распыление дивертора, по сравнению с распылением водородными частицами. Таким образом, достоверная информация о коэффициентах распыления бериллия и вольфрама примесями важна для оценки работоспособности материалов, применяемых в токамаке ИТЭР.

Популярный код SRIM [6] дает неверные результаты при расчете распыления, когда доминирует распыление потоком обратно рассеянных частиц. Это связано с тем, что для расчета рассеяния в коде

используются магические формулы, которые дают неверные результаты при рассеянии на большие углы. Имеется модификация кода SDTrimSP (SP — Sputtering), где этот недостаток устранен. Подробные расчеты коэффициентов распыления с использованием кода SDTrimSP для различных материалов в рамках приближения парных взаимодействий с использованием потенциала межатомного взаимодействия KrC представлены в работах [7, 8]. В задачи настоящей работы входило проведение более точных расчетов с использованием современной информации о многочастичных потенциалах [9–13] и предложенной нами коррекции представлений об электронных тормозных способностях с учетом многократности соударений [14].

2. ОПИСАНИЕ МЕТОДИКИ

Расчеты были проведены с помощью разработанного нами кода, основанного на методе Монте-Карло. Вначале рассчитывалась траектория налетающей частицы. Расчет прекращался при вылете частицы в вакуум (обратное рассеяние), либо когда энергия частицы вследствие торможения в веществе становилась меньше заданной (2 эВ). Обычно рассчитывался 1 млн траекторий налетающих частиц со случайно выбранными начальными условиями для набора требуемой статистики, а в случае расчета коэффициента распыления вблизи порога число налетающих частиц доходило до 100 млн. При расчете траекторий налетающих частиц нами использовались парные потенциалы, полученные в рамках теории функционала плотности, которые согласуются с данными экспериментов по изучению рассеяния в газовой фазе [15]. Вносилась коррекция на параметры потенциальной ямы в соответствии с работой [16].

Для описания электронных тормозных потерь мы использовали надежные экспериментальные

данные для алюминия [17] с применением масштабирования на различие в электронной плотности бериллия, вольфрама и алюминия с использованием методики, предложенной в работе [18], и с учетом поправки на многократность соударений [14].

Мишень описывалась как набор микрокристаллов рассматриваемого материала мишени размером в одну постоянную решетки, случайно ориентированных в пространстве. Поверхность мишени задавалась как случайный срез кристалла. Учитывались тепловые колебания атомов мишени, при этом амплитуда колебаний задавалась для комнатной температуры.

Налетающая частица при соударениях с атомами мишени образует быстрые частицы отдачи. Массив координат, энергий и векторов скорости этих частиц записывался в массив данных. Частицы отдачи в свою очередь могут генерировать появление каскадных частиц, которые дополнялись в этот массив. Траектории частиц отдачи вычислялись с использованием многочастичных потенциалов, полученных с использованием теории функционала плотности [9–13]. Частицы, преодолевшие поверхностный потенциальный барьер и вышедшие в вакуум, считались распыленными.

Модель потенциального барьера на границе твердое тело — вакуум [19] заметно влияет на результаты расчетов. Эта модель зависит от топографии поверхности (см. рис. 1). Для поверхности, состоящей из острий атомного масштаба, поверхностный потенциал может быть принят изотропным (сферическим). В этом случае энергия распыленной частицы E_2 должна быть больше энергии сублимации E_s . Для гладкой поверхности используется модель плоскостного потенциала. В этом случае для распыленной частицы должно выполняться условие

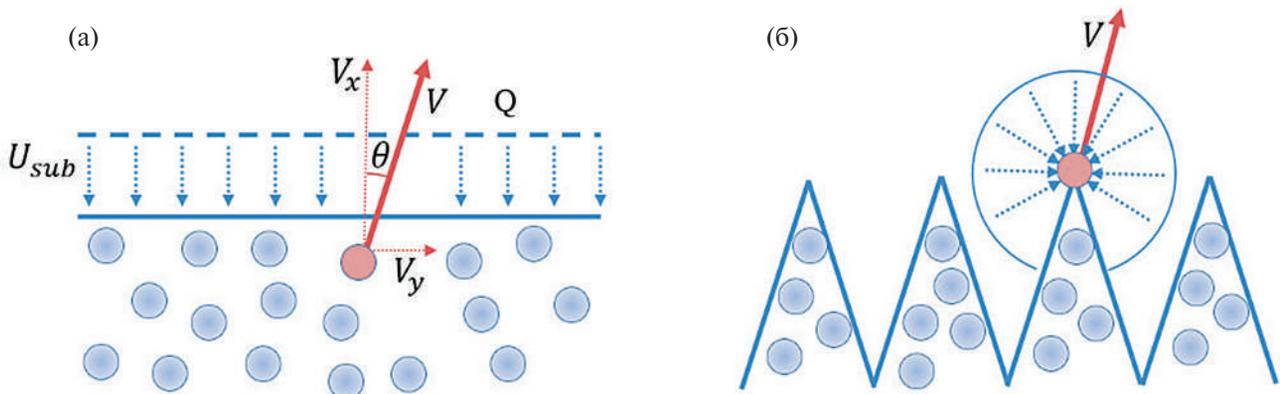


Рис. 1. Форма потенциального барьера для различных поверхностей: (а) плоскостной барьер (гладкая поверхность), (б) сферический барьер (поверхность, состоящая из остриев). Жирной стрелкой указано направление вылета распыленной частицы. Пунктирными стрелками показаны направления силовых линий электрического поля.

$E_2 \cdot \cos^2(\Theta) > E_s$, где Θ — угол вылета распыленной частицы, отсчитываемый от нормали к поверхности.

При расчете распыления поверхности с макроскопическими шероховатостями следует учитывать зависимость коэффициента распыления от угла падения пучка на мишень и эффекты перенапыления. В реальных условиях работы токамака шероховатость поверхности может значительно меняться, поэтому мы рассчитывали коэффициенты распыления для рассмотренных выше двух предельных случаев.

3. КОЭФФИЦИЕНТЫ РАСПЫЛЕНИЯ БЕРИЛЛИЯ И ВОЛЬФРАМА АТОМАМИ H, D, T, He, C, N, O, Ne, Ar, W

На рис. 2 приведены коэффициенты распыления бериллия атомами H, D, T, He, C, N, O, Ne, Ar в зависимости от энергии налетающих частиц для двух предельных случаев поверхностного потенциального барьера.

Из рис. 2 видно, что расчетные данные для сферического барьера дают большие значения коэффициента распыления, что связано с условием отбора распыленных частиц. Как видно из рис. 2, зависимости коэффициента распыления от энергии соударения для случаев $M_1 > M_2$ и $M_1 < M_2$ резко различаются. Здесь M_1 и M_2 — масса налетающей частицы и масса атома мишени, соответственно. С изменением массы налетающей частицы меняется положение энергетического порога для зависимости коэффициента распыления от энергии налетающих частиц. Для этих случаев различна физическая модель распыления. При $M_1 < M_2$, когда легкая частица налетает на

более тяжелый атом, доминирует распыление приповерхностных слоев потоком обратно рассеянных легких атомов. Этот случай был рассмотрен в работе [20]. При $M_1 > M_2$, однократное рассеяние налетающей частицы на угол больше $\arcsin(M_1/M_2)$ невозможно. Распыление происходит вследствие развития каскадов столкновений частиц мишени. Этот случай описывается теорией Зигмунда [21].

На рис. 3 представлены расчетные коэффициенты распыления для мишени из вольфрама. В данном случае масса налетающих частиц во всех случаях (кроме W–W), меньше, чем масса атома мишени. При увеличении массы налетающей частицы растет коэффициент распыления. Как и в случае бериллия коэффициенты распыления для сферического потенциального барьера больше, чем для случая плоскостного барьера.

Сравнение рис. 2 и 3 показывает, что существенным фактором, влияющим на поведение зависимости коэффициента распыления от энергии падающих частиц при нормальном падении, является соотношение масс взаимодействующих частиц.

4. АНАЛИЗ ВЕЛИЧИН ПОРОГОВ РАСПЫЛЕНИЯ

Под порогом для распыления будем понимать значение энергии соударения, когда коэффициент распыления стремится к 0. Рассмотрим вначале случай распыления легкой частицей тяжелой мишени. Переданная поверхностному атому энергия Q должна превышать поверхностную энергию связи E_s , т.е. $Q = \gamma \cdot E_1 > E_s$. Здесь $\gamma = 4M_1M_2/(M_1+M_2)^2$, M_1 и M_2 — массы налетающей частицы и атома мишени,

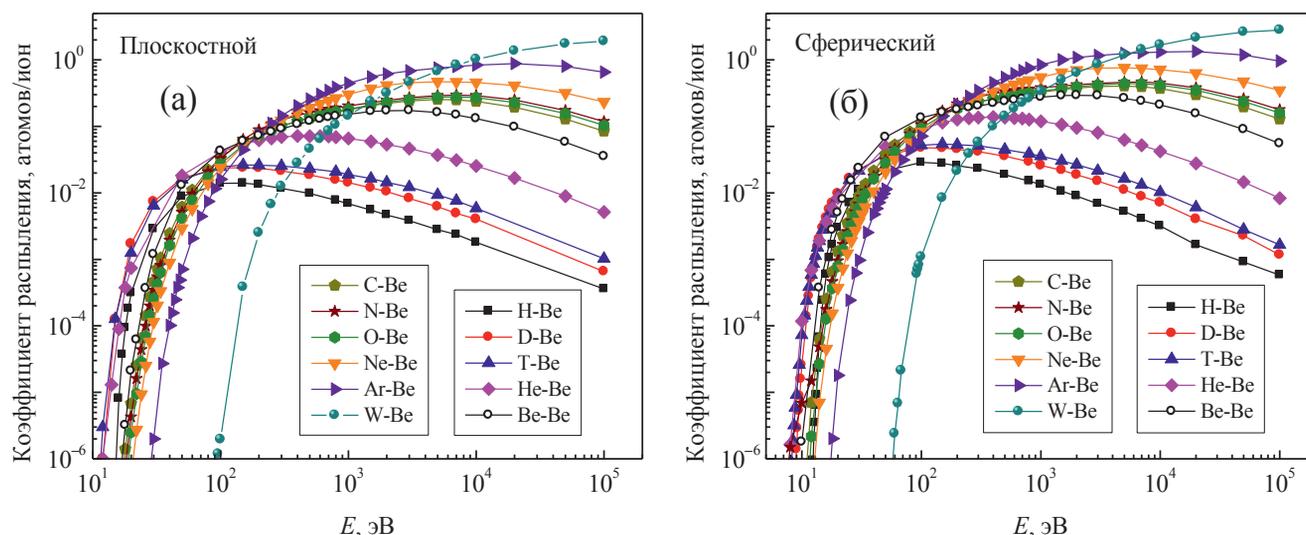


Рис. 2. Коэффициенты распыления для мишени из бериллия атомами H, D, T, He, C, N, O, Ne, Ar для нормального падения пучка на мишень в зависимости от энергии налетающих атомов: (а) — плоскостной барьер, плоская поверхность, (б) — сферический барьер, поверхность, состоящая из отдельных атомов.

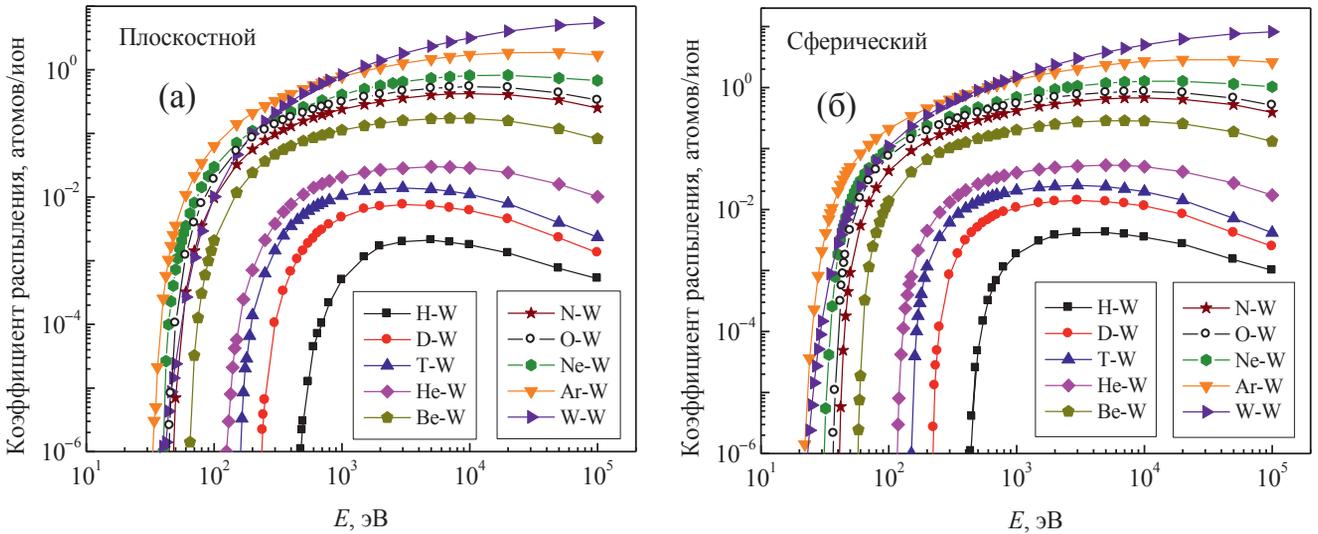


Рис. 3. Коэффициенты распыления для мишени из вольфрама атомами H, D, T, He, C, N, O, Ne, Ar, W для нормального падения в зависимости от энергии налетающих атомов: (а) — плоскостной барьер, плоская поверхность, (б) — сферический барьер, поверхность, состоящая из отдельных атомов.

E_1 — максимальная энергия обратно рассеянных частиц.

Чтобы налетающая частица выбила поверхностный атом, она должна развернуться на угол $90-180^\circ$. Энергия частицы после однократного рассеяния на угол θ в лабораторной системе координат описывается выражением:

$$\frac{E_1}{E_0} = \left(\frac{M_1}{M_1 + M_2} \right)^2 \left[\cos \theta \pm \left[\left(\frac{M_2}{M_1} \right)^2 - \sin^2 \theta \right]^{0.5} \right]^2 \quad (1)$$

При развороте на 90° ее энергия $E_1 = (M_2 - M_1) / (M_1 + M_2) \cdot E_0$, где E_0 — начальная энергия. При развороте на 180° энергия $E_1 = (M_2 - M_1)^2 / (M_1 + M_2)^2 \cdot E_0$. Объединяя условия передачи энергии частице отдачи и потерю энергии на поворот траектории, получаем: для угла разворота 90° величина $Q = \gamma \cdot E_1 = \gamma \cdot (1 - \gamma)^{0.5} \cdot E_0$, а для угла разворота 180° величина $Q = \gamma \cdot E_1 = \gamma \cdot (1 - \gamma) \cdot E_0$. Таким образом для пороговой энергии $E_{th} > E_s / [\gamma \cdot (1 - \gamma)^{0.5}]$ для угла поворота 90° , а для угла поворота 180° получаем условие $E_{th} > E_s / [\gamma \cdot (1 - \gamma)]$, ранее полученное в работе [22].

Как видно из рис. 4, условие для разворота на 180° хорошо описывает данные для $M_2/M_1 > 4$ для плоскостного барьера, предложенное нами условие лучше описывает данные для сферического барьера. Следует отметить, что многократные соударения дают большие значения энергии E_1 чем однократные. Как показано в работе [2], эта поправка существенно влияет на значение порога для случаев H, D, T-Be.

Рассмотрим случай $M_2 > M_1$. Механизм распыления потоком обратно рассеянных ионов в этом слу-

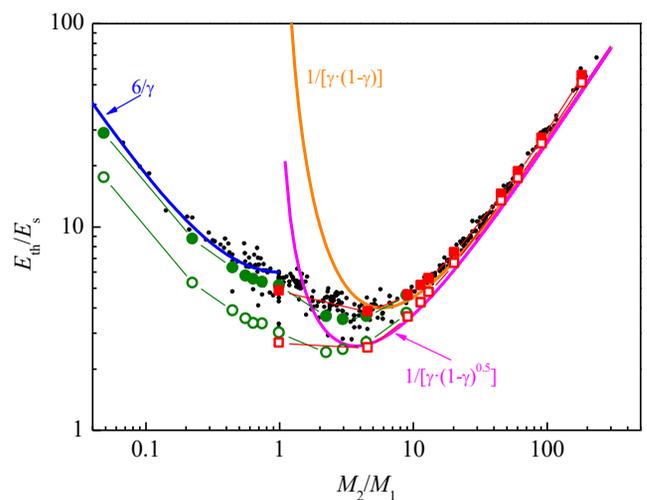


Рис. 4. Зависимость отношения пороговой энергии для распыления к энергии сублимации от соотношения масс сталкивающихся частиц. Результаты наших расчетов: мишень из Be, открытые кружки — сферический барьер, заполненные кружки — плоскостной барьер; мишень из W, открытые квадраты — сферический барьер, заполненные квадраты — плоскостной барьер. Маленькие черные точки — результаты работы [6]. Линии — аппроксимации (см. текст).

чае не работает. Переданная при первом столкновении энергия частицы отдачи $Q = \gamma \cdot E_0$. Затем частица отдачи летит вглубь твердого тела. Требуется хотя бы несколько столкновений частиц равной массы, чтобы произошел разворот траектории примерно на $90-180^\circ$. Как видно из рис. 4, эмпирическая зависимость $E_{th}/E_s = 6/\gamma$ неплохо описывает данные для случая $M_2/M_1 < 1$.

5. СРАВНЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ РАСПЫЛЕНИЯ БЕРИЛЛИЯ И ВОЛЬФРАМА С ДАННЫМИ ДРУГИХ АВТОРОВ

Приведем сопоставление полученных результатов с данными других авторов для ряда случаев. На рис. 5 показаны зависимости коэффициента распыления бериллия от энергии бомбардирующего пучка атомами He, Be, O, Ne, Ar. Показаны наши расчеты для плоскостного и сферического потенциального барьера на границе твердое тело — вакуум. Видно, что экспериментальные данные и расчет группы Экштайна лежат между двумя предельными рассмотренными нами случаями.

В случае He-Be наблюдается большой разброс экспериментальных данных. К сожалению, экспериментальные данные для всех случаев вблизи порога отсутствуют. Экспериментальные данные для случаев Be-Be и Ar-Be лежат ближе к нашему расчету для сферического барьера.

Авторы работы [20] предложили формулу для вычисления коэффициента распыления Y тяжелых мишеней при бомбардировке легкими частицами низких энергий в виде:

$$Y = 1.276 \cdot E_s^{-1} \frac{Z_1 Z_2}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}} \cdot \frac{\mu - 1}{(1 + \mu)^2} F(w), \quad (2)$$

здесь Z_1 и Z_2 — заряды ядер сталкивающихся атомов, $\mu = M_2/M_1$.

$$F(w) = \frac{\ln w + 3w^{-1/2} - (3w^{3/2})^{-1} - 8/3}{w^{1/2}},$$

$$w = \frac{E_0}{E_{th}}, \quad E_{th} = \frac{E_s}{\gamma(1 - \gamma)}.$$

Пороговая энергия распыления обозначена — E_{th} , E_0 — энергия налетающего атома.

Формула (2) применима только в случае $M_1 < M_2$, а хорошо работает, если $M_1 \ll M_2$. Как видно из рис. 5, в случае He-Be формула работает неудовлетворительно.

На рис. 6 приведены зависимости коэффициента распыления от энергии бомбардирующих частиц для мишени из вольфрама атомами He, Be, O, Ne, Ar и W. Для пар Ne-W и Ar-W штриховой линией приведен расчет по формуле (2). При энергиях меньше 1000 эВ формула занижает значения коэффициента распыления. Расчет группы Экштайна [7, 8] лежит очень близко к нашему расчету для случая плоской поверхности мишени. Экспериментальные данные для рассматриваемых случаев также группируются вдоль расчета для случая плоской

мишени. Возможно, это связано с хорошим качеством поверхности изучаемой мишени.

В случае He-W и O-W расчет группы Экштайна лежит между нашими расчетами для двух поверхностных потенциальных барьеров, в случаях Ne-W, Ar-W и W-W имеется хорошее согласие нашего расчета для плоскостного потенциала с расчетом группы Экштайна и экспериментальными данными. В случае He-W эксперимент характеризуется большим разбросом данных, в случае Be-W экспериментальные данные отсутствуют и имеется неплохое согласие с расчетами с использованием методов молекулярной динамики [23, 24], а также с расчетами по формуле из работы [25] и программой SDTrimSP [26]. Расчет с использованием теории Фальконе для случая W-W неприменим. В остальных случаях этот расчет неплохо описывает энергетическую зависимость коэффициента распыления от порога до энергии $E_0 \approx 3$ кэВ и значительно занижает коэффициент распыления при больших энергиях.

6. СРЕДНЯЯ ЭНЕРГИЯ РАСПЫЛЕННЫХ ЧАСТИЦ

Как видно из рис. 7, с ростом энергии налетающей частицы наблюдается рост средней энергии распыленной частицы. При энергии соударения более 10 кэВ этот рост замедляется. Средняя энергия распыленной частицы растет также с ростом массы налетающей частицы. Для плоскостного поверхностного барьера средняя энергия распыленной частицы больше, так как распыленные частицы с небольшой энергией не удовлетворяют условиям отбора $E_2 \cdot \cos^2(\Theta) > E_s$. При энергиях соударения свыше 1 кэВ отношение средних энергий частиц для плоскостного и сферического барьера практически не меняется и лежит в интервале 1.53–1.61 для бериллиевой мишени и 1.45–1.49 для вольфрамовой мишени. Это означает, что среднее значение $\cos^2(\Theta)$ усредненное с учетом углового распределения распыленных частиц равно 0.66–0.71. Это дает оценку угла вылета распыленной частицы $\Theta \approx 33$ – 36° (см. разд. 7).

Сведения о средних энергиях распыленных атомов нужны для оценки вероятности прохождения распыленных частиц через пристеночный слой плазмы.

7. УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РАСПЫЛЕННЫХ ЧАСТИЦ

Угловое распределение распыленных частиц, нормированное на значение в максимуме угловой зависимости, для широкого диапазона энергий соударения ($E_0 > 1$ кэВ) для всех исследованных случаев

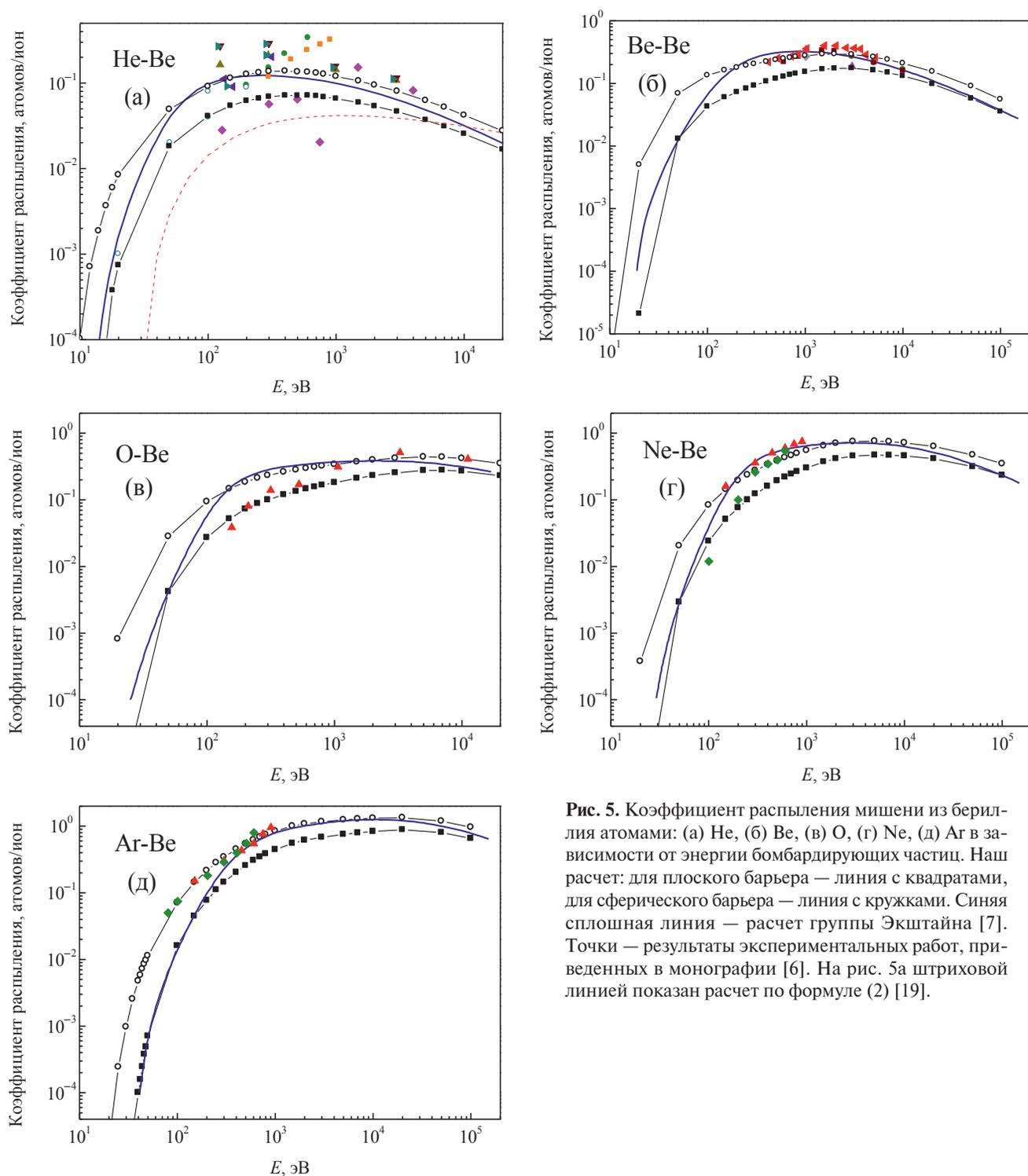


Рис. 5. Коэффициент распыления мишени из бериллия атомами: (а) He, (б) Be, (в) O, (г) Ne, (д) Ar в зависимости от энергии бомбардирующих частиц. Наш расчет: для плоского барьера — линия с квадратами, для сферического барьера — линия с кружками. Синяя сплошная линия — расчет группы Экштайна [7]. Точки — результаты экспериментальных работ, приведенных в монографии [6]. На рис. 5а штриховой линией показан расчет по формуле (2) [19].

носит универсальный характер. Как видно из рис. 8, максимум угловой зависимости лежит при $\Theta \approx 35^\circ$. Небольшие отличия наблюдаются только для энергий соударения вблизи порога распыления. Сравнение случаев (а) и (б) демонстрирует универсальность угловой зависимости также от массы атома мишени, а сравнение случаев (б) и (в) от массы налетающей частицы. В случае сферического потен-

циального поверхностного барьера угловое распределение отражает распределение по углу распыленных частиц до выхода из твердого тела.

Как видно из рис. 8в, при малых энергиях соударения, т.е. вблизи порога распыления, наблюдаются частицы, вылетевшие под углом $60\text{--}75^\circ$ к нормали поверхности. В данном случае имеет место многократное (двух-трехкратное) рассеяние, суммарный

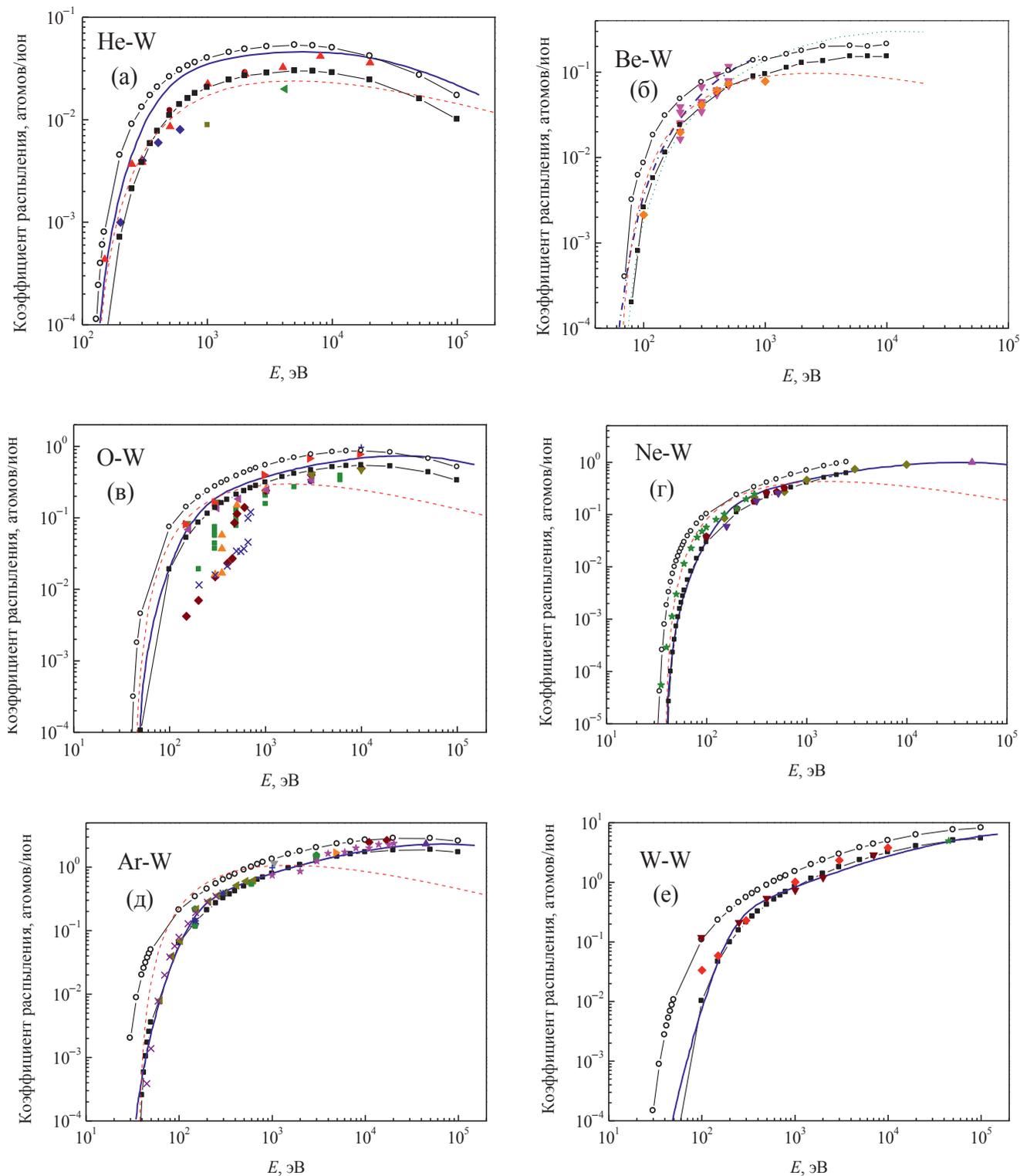


Рис. 6. Коэффициент распыления мишени из вольфрама атомами: (а) — He, (б) — Be, (в) — O, (г) — Ne, (д) — Ar и (е) — W в зависимости от энергии бомбардирующих частиц. Наш расчет: для плоского барьера — линия с квадратами, для сферического барьера — линия с кружками. Синяя сплошная линия — расчет группы Экштайна [6, 7]. Точки — результаты экспериментальных работ, приведенных в монографии [6]. Штриховая линия — расчет по формуле (2) [19]. Для случая Be-W приведены данные расчетов из работ [22, 23] (квадраты и треугольники) с использованием методов молекулярной динамики, пунктирная кривая — расчет с использованием формул из работы [24], штрихпунктирная линия — расчет программой SDTrimSP из работы [25]

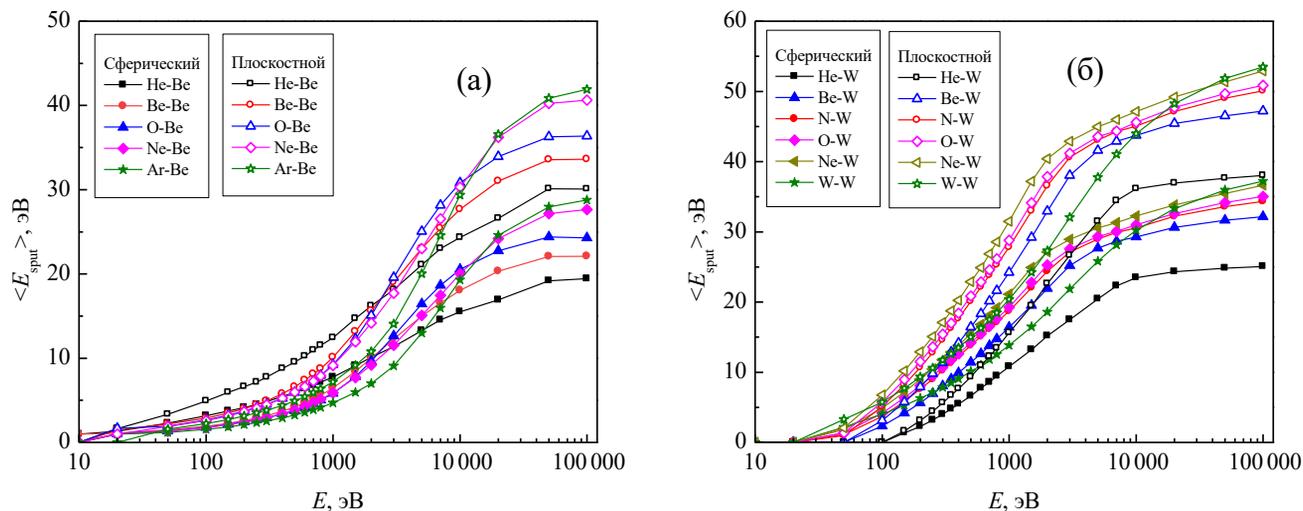


Рис. 7. Зависимость средней энергии распыленного атома от начальной энергии бомбардирующей частицы при облучении различными атомами: (а) — мишень из Be, (б) — мишень из W. Сплошные точки — плоскостной поверхностный барьер, открытые точки — сферический барьер.

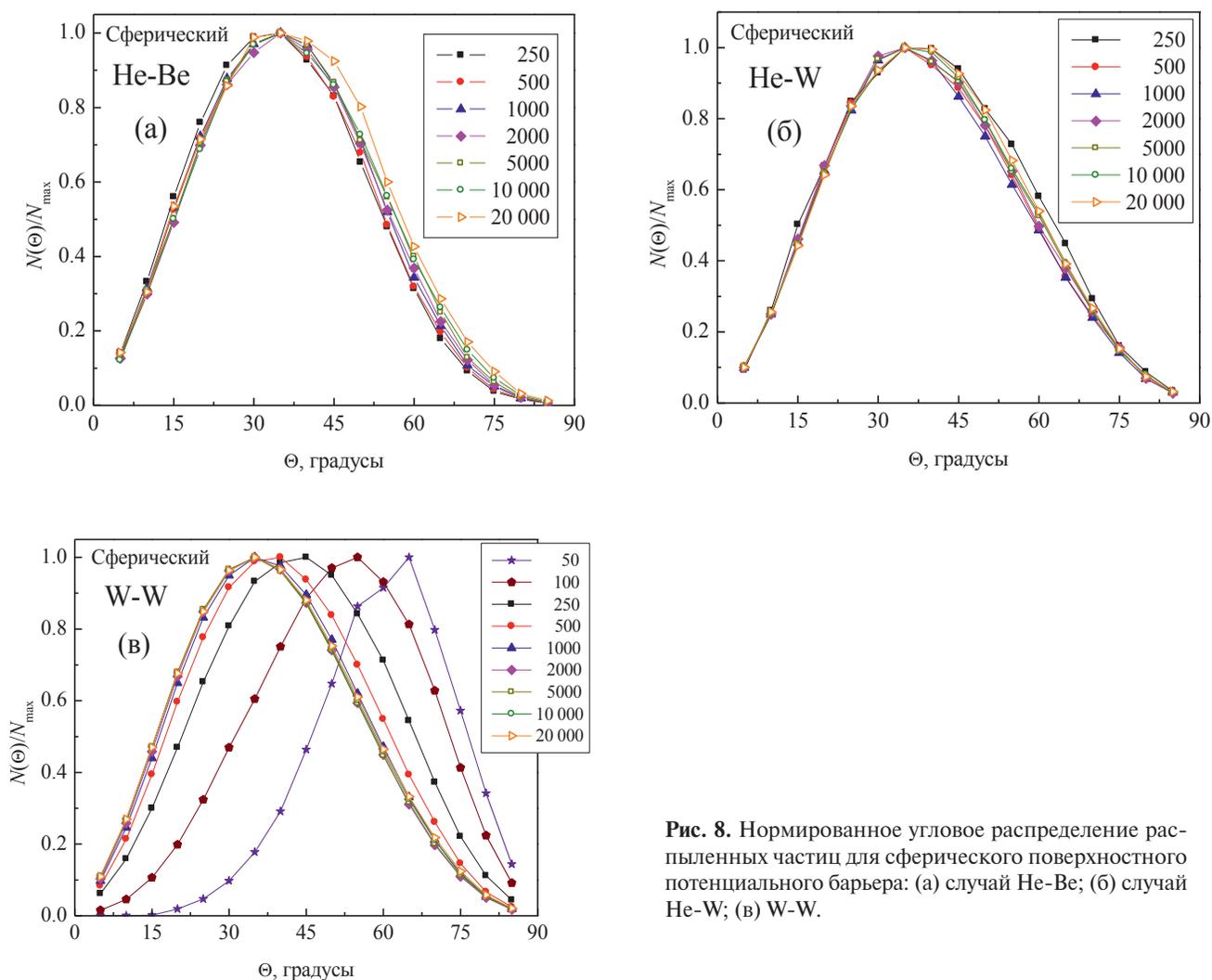


Рис. 8. Нормированное угловое распределение распыленных частиц для сферического поверхностного потенциального барьера: (а) случай He-Be; (б) случай He-W; (в) W-W.

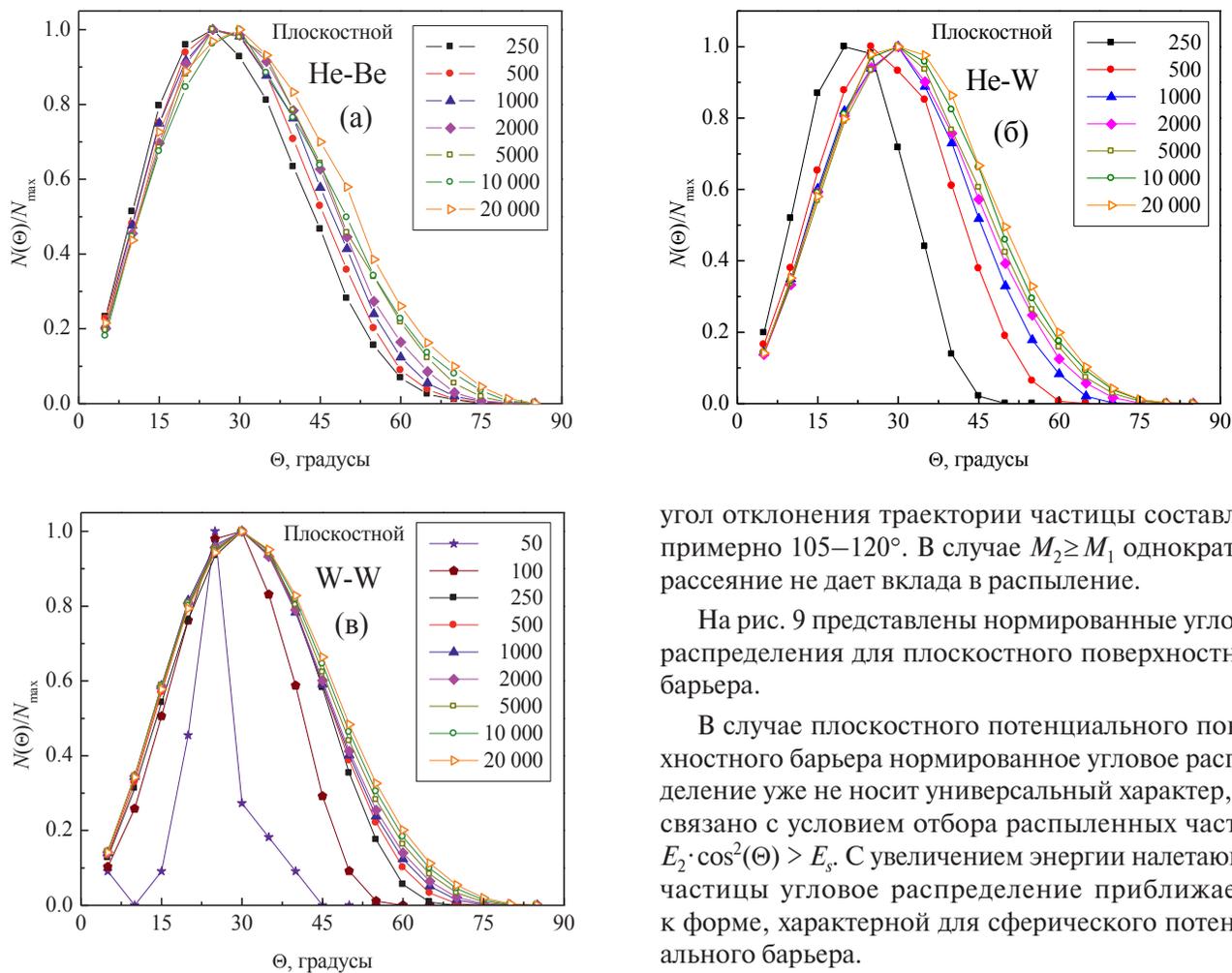


Рис. 9. Нормированные угловые зависимости распыленных частиц для случая плоскостного потенциального поверхностного барьера: (а) случай He-Be; (б) случай He-W; (в) случай W-W.

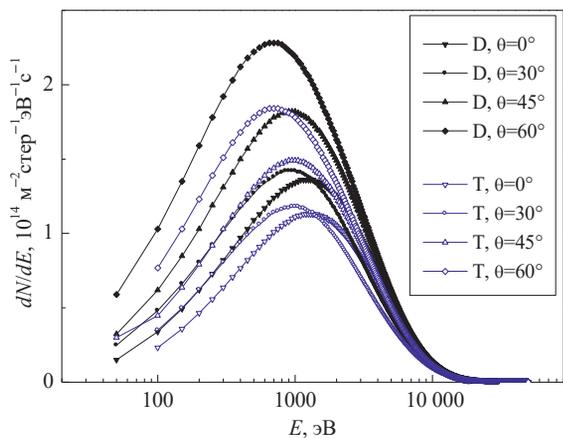


Рис. 10. Энергетический спектр dN/dE атомов дейтерия и трития, бомбардирующих первую стенку токамака. θ_n — угол падения относительно нормали к поверхности, $\varphi_n = 0^\circ$. Рисунок взят из нашей работы [4].

угол отклонения траектории частицы составляет примерно $105\text{--}120^\circ$. В случае $M_2 \geq M_1$ однократное рассеяние не дает вклада в распыление.

На рис. 9 представлены нормированные угловые распределения для плоскостного поверхностного барьера.

В случае плоскостного потенциального поверхностного барьера нормированное угловое распределение уже не носит универсальный характер, что связано с условием отбора распыленных частиц: $E_2 \cdot \cos^2(\Theta) > E_s$. С увеличением энергии налетающей частицы угловое распределение приближается к форме, характерной для сферического потенциального барьера.

В случае W-W отсутствует вклад однократного рассеяния. В связи с критерием отбора распыленных частиц для плоскостного потенциала вблизи порога наблюдаются частицы, вылетевшие под углом примерно 20° к нормали. Это означает, что в результате многократного рассеяния набирается больший суммарный угол отклонения примерно 160° , что приводит к большей потере энергии распыленных частиц. Наблюдаемая разница в суммарном угле отклонения траектории частицы при многократных соударениях для сферического и плоскостного потенциального барьеров приводит к изменению отношения E_{th}/E_s для этих случаев (см. рис. 4). Для пояснения приведем пример: рассмотрим случай трехкратного рассеяния частиц равной массы. После каждого соударения при рассеянии на угол Θ энергия частицы $E_2 = E_0 \cdot \cos^2\Theta$, а после трех соударений на угол Θ энергия распыленной частицы будет $E_4 = E_0 \cdot \cos^6\Theta$. Для сферического барьера при энергии соударения вблизи порога достаточен суммарный угол отклонения $\Theta_s = 120^\circ$, $E_4 = E_0 \cdot \cos^6(\Theta_s/3) = E_0 \cdot 0.202$. Для плоскостного барьера $\Theta_s = 160^\circ$, $E_4 = E_0 \cdot 0.045$, т.е. потеря в этом случае в 4 раза

больше. Это объясняет разницу в отношении E_{th}/E_s для различных барьеров.

8. РАСПЫЛЕНИЕ СТЕНКИ ИЗ БЕРИЛЛИЯ И ВОЛЬФРАМА БЫСТРЫМИ АТОМАМИ D И T В ТОКАМАКЕ ИТЭР

Как уже упоминалось, стенка камеры в токамаке ИТЭР будет подвергаться распылению потоками быстрых атомов D и T, покидающих плазму. Эти атомы возникают вследствие перезарядки и фото-рекомбинации ионов плазмы. Потоки атомов D и T для типичных параметров стационарного режима работы токамака ИТЭР [27] были рассчитаны в работе с помощью программы DOUBLE-МС [28].

Потоки нейтральных атомов рассчитывались для следующей геометрии. Точка наблюдения расположена на расстоянии $r = 8.5$ м от центральной оси тора и на высоте $Z = 0.5$ м относительно экваториальной плоскости. Угол θ_n — это угол между направлением на центр тора и линией наблюдения. Угол φ_n измеряется от горизонтальной плоскости.

На рис. 11 представлены энергетические спектры dN/dE атомов дейтерия и трития, бомбардирующих первую стенку токамака, полученные с помощью программы DOUBLE-МС в работе [4]. Видно, что спектр содержит частицы в широком диапазоне энергий, а максимум распределения лежит в районе 1 кэВ. При увеличении угла θ_n увеличивается интенсивность потока атомов, покидающих плазму, и спектр смещается в сторону меньших энергий.

Распыление первой стенки в зависимости от энергии частиц, вылетающих из плазмы, можно рассчитать следующим образом:

$$\frac{dQ_I}{dE} = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{dN_I(E, \theta, \varphi)}{d^2N/dEd\Omega} \cdot Y_I(E, \theta) \cdot \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (4)$$

где N_I — число атомов дейтерия или трития, бомбардирующих стенку токамака, $Y_I(E, \theta)$ — коэффициент распыления материала стенки в зависимости от энергии и угла падения θ для рассматриваемого вида бомбардирующих атомов.

Как видно из рис. 11, основной вклад в распыление Ве вносят частицы с энергиями от 100 до 2000 эВ, а в распыление стенки из W основной вклад вносят частицы с энергиями от 500 до 4000 эВ. Наблюдаемое значительное смещение энергетических спектров к большим энергиям для случая W связано с большими значениями порогов распыления.

Проинтегрировав данные спектры по энергии, получаем потоки распыленных атомов в плазму для различных случаев поверхностного потенциального барьера (см. табл. 1).

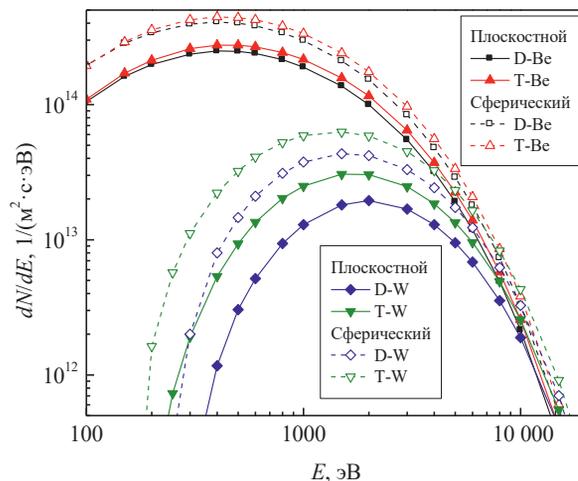


Рис. 11. Зависимость вклада быстрых атомов D и T, покидающих плазму, от их энергии в распыление стенки из Ве и W для различных поверхностных потенциальных барьеров. Сплошные линии — плоскостной барьер, штриховые линии — сферический барьер.

Таблица 1. Потоки распыленных атомов для различных материалов стенки, создаваемые быстрыми атомами D и T и суммарный поток. Потоки даны в единицах — частиц/($m^2 \cdot c$). В правой колонке оценка относительной концентрации примеси в плазме в процентах.

Поток		D	T	D+T	$n_z/n_e, \%$
Ве	Плоскостной	$5.24 \cdot 10^{17}$	$5.99 \cdot 10^{17}$	$1.12 \cdot 10^{18}$	3.82
	Сферический	$8.22 \cdot 10^{17}$	$9.27 \cdot 10^{17}$	$1.75 \cdot 10^{18}$	5.96
W	Плоскостной	$9.60 \cdot 10^{16}$	$1.46 \cdot 10^{17}$	$2.42 \cdot 10^{17}$	0.824
	Сферический	$1.97 \cdot 10^{17}$	$2.78 \cdot 10^{17}$	$4.76 \cdot 10^{17}$	1.62

Оценим возможную концентрацию примеси в модели: рассчитанный поток поступает в плазму со всей поверхности стенки токамака $S = 937 m^2$ и равномерно заполняет весь объем плазмы $V = 838 m^3$. Время удержания частиц в плазме t примем равным $t = 3$ с, среднюю плотность плазмы считаем равной $n_e = 1 \cdot 10^{20} m^{-3}$. Тогда отношение концентрации примеси n_z к средней плотности плазмы n_e равно

$$\frac{n_z}{n_e} = \frac{N_z S t}{V n_e}, \quad (5)$$

где N_z — суммарный поток атомов, распыленных быстрыми атомами D и T. Наша оценка концентрации Ве в плазме 4–6% от электронной плотности несколько больше оценки 2.5–4.2%, приведенной в работе [4]. Полученные оценки потоков для стенки из Ве в 3–6 раз больше, по сравнению с результатами работы [29], где для нашей геометрии получено значение $Q_{Be} = 3 \cdot 10^{17}$ атомов/($c \cdot m^2$), что, по-видимому,

связано с использованием в работе [29] заниженных значений коэффициентов распыления, даваемых программой SRIM [6]. На наш взгляд, подобная концентрация Ве не опасна для работы токамака, поскольку она заметно меньше летальной концентрации $\approx 25\%$ [30].

В случае W наша оценка концентрации вольфрама в плазме 0.8–1.6% от электронной плотности заметно больше летальной концентрации 0.2% [31]. Таким образом, рассчитанная нами величина потока распыленных атомов W при бомбардировке вольфрамовой стенки быстрыми атомами D и T, покидающими плазму, вызывает сомнение в перспективности использования вольфрамовой стенки.

Оценим прохождение распыленных атомов Ве и W через пристеночный слой плазмы. Пространственное распределение электронной температуры $T_e(x)$ и электронной плотности $n_e(x)$ бралось из работы [29]. Расстояние до сепаратрисы L принималось равным 10 см. Согласно нашим расчетам, средняя энергия распыленных атомов Ве составляла $E_{av} \approx 12.5$ эВ, а для W составляла $E_{av} \approx 20$ эВ. Ослабление пучка при прохождении длины L рассчитывалось по формуле

$$\eta = \exp \left[- \frac{\int_0^L n_e(x) R[T_e(x)] dx}{v_{at}} \right], \quad (6)$$

где $R[T_e(x)] = \langle \sigma_i v_e \rangle$ — скоростной коэффициент ионизации, σ_i — сечение ионизации, v_e — скорость электрона. Усреднение произведения $\sigma_i v_e$ ведется с учетом максвелловского распределения электронов по скоростям для конкретной электронной температуры. v_{at} — средняя скорость распыленных атомов. Значения $R(T_e)$ для Ве бралось из работы [32], а значения $R(T_e)$ для вольфрама рассчитаны нами с использованием сечения ионизации из работы [33].

Как показывают наши оценки, распыленные атомы при типичных параметрах плазмы ИТЭР будут полностью ионизоваться вблизи стенки. Ослабление потока атомов Ве при прохождении пучка от стенки в e раз происходит на пробеге 5 см, при пробеге до сепаратрисы $h = 6.7 \cdot 10^{-3}$, ослабление потока для атомов W в e раз происходит на пробеге 2 см внутрь плазмы, при пробеге до сепаратрисы ослабление очень велико — $h = 1.5 \cdot 10^{-34}$. Рядом сепаратрисы атомы не достигают и ионизируются. Чтобы более точно рассчитать поступление ионов примесей в горячую зону плазмы, необходимо применять сложные транспортные коды [34–38].

Наши оценки дают граничные условия потоков распыленных частиц и их энергий у границы

плазмы. В наших расчетах мы учитывали только распыление стенки потоками нейтральных атомов, покидающими плазму. Воздействие ионов плазмы и облучение нейтронами могут только увеличить эти потоки. При выборе материала стенки должны учитываться и другие параметры материалов: хрупкость, образование дефектов, насыщение тритием, вопросы утилизации и другое.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведены результаты моделирования коэффициентов распыления бериллия и вольфрама атомами H, D, T, He, Be, C, N, O, Ne, Ar, W в диапазоне энергий соударения 10–100 000 эВ, необходимые для оценки распыления первой стенки из бериллия и пластин дивертора из вольфрама в токамаке ИТЭР.

Показано сильное влияние рельефа поверхности на получаемые результаты. Расчет для случая плоской поверхности и поверхности, состоящей из острий, показывает, что эти два предельных случая задают диапазон значений коэффициента распыления. То есть экспериментальные данные должны укладываться в этот “коридор”, в соответствии с качеством обработки поверхности мишени.

Получена информация о средних энергиях распыленных атомов и их угловых распределениях, которая важна для оценки поступления распыленных частиц в плазму токамака.

С использованием полученных коэффициентов распыления рассчитаны потоки распыленных атомов при бомбардировке стенки из Ве и W быстрыми атомами D и T, покидающими плазму.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бабенко П.Ю., Михайлов В.С., Зиновьев А.Н.* // Письма в ЖТФ. 2023. Т. 49. №8. С. 42. DOI: 10.21883/PJTF.2023.08.55138.19432
2. *Бабенко П.Ю., Михайлов В.С., Шергин А.П., Зиновьев А.Н.* // ЖТФ. 2023. Т. 93. №5. С. 709. DOI: 10.21883/JTF.2023.05.55467.12-23
3. *Михайлов В.С., Бабенко П.Ю., Шергин А.П., Зиновьев А.Н.* // ЖЭТФ. 2023. Т. 163.
4. *Babenko P.Yu., Mironov M.I., Mikhailov V.S., Zinoviev A.N.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62. N4. ArtNo: 045020. DOI: 10.1088/1361-6587/ab7943
5. *Afanasyev V.I., Mironov M.I., Nesenevich V.G., Petrov M.P., Petrov S.Y.* // Plasma Phys. Control. Fusion.

2013. V. 55. N4. P. 045008. DOI: 10.1088/0741-3335/55/4/045008
6. Ziegler J.F., Biersack J.P. *SRIM*. <http://www.srim.org>.
 7. Behrisch R., Eckstein W. *Sputtering by Particle Bombardment*. Berlin: Springer, 2007. DOI: 10.1007/978-3-540-44502-9
 8. Clark R.E.H. *Atomic and plasma-material interaction data for fusion*, V. 7. Part B. Viena: IAEA, 2001.
 9. Granberg F., Byggmästar J., Nordlund K. // *J. Nucl. Mater.* 2021. V. 556. P. 153158. DOI: 10.1016/j.jnucmat.2021.153158
 10. Bjorkas C., Nordlund K. // *J. Nucl. Mater.* 2013. V. 439. P. 174. DOI: 10.1016/j.jnucmat.2013.04.036
 11. Lyashenko A., Safi E., Polvi J., Djurabekova F., Nordlund K. // *J. Nucl. Mater.* 2020. V. 542. P. 152465. DOI: 10.1016/j.jnucmat.2020.152465
 12. Bjorkas C., Juslin N., Timko H., Vortler K., Nordlund K., Henriksson K., Erhart P. // *J. Phys.: Condens. Matter.* 2009. V. 21. P. 445002. DOI: 10.1088/0953-8984/21/44/445002
 13. Прокофьев М.В., Светухин В.В., Тихончев М.Ю. // *Изв. Самарского НЦ РАН*. 2013. Т. 15. №4. С. 1024.
 14. Зиновьев А.Н., Бабенко П.Ю. // *ПЖЭТФ*. 2022. Т. 115. №9. С. 603. DOI: 10.31857/S1234567822090105
 15. Zinoviev A.N., Nordlund K. // *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. Sect. B*. 2017. V. 406. P. 511. DOI: 10.1016/J.NIMB.2017.03.047
 16. Zinoviev A.N., Babenko P.Yu., Nordlund K. // *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. Sect. B*. 2021. V. 508. P. 10. DOI: 10.1016/j.nimb.2021.10.001
 17. Primetzhofner D., Rund S., Roth D., Goebel D., Bauer P. // *Phys. Rev. Lett.* 2011. V. 107. N16. P. 163201. DOI: 10.1103/PhysRevLett.107.163201
 18. Mann A., Brandt W. // *Phys. Rev. B*. 1981. V. 24. N9. P. 4999. DOI: 10.1103/PhysRevB.24.
 19. Экутайн В. Компьютерное моделирование взаимодействия частиц с поверхностью твердого тела. М.: Мир, 1995.
 20. Falcone G., Gullo F. // *Phys. Lett. A*. 1987. V. 125. Iss. 8. P. 432. DOI: 10.1016/0375-9601(87)90178-2
 21. Sigmund P. // *Phys. Rev.* 1969. V. 184. P. 383. DOI: 10.1103/PhysRev.184.383
 22. Behrisch R., Maderlechner G., Scherzer B.M.U., Robinson M.T. // *Appl. Phys.* 1979. V. 18. Iss. 4. P. 391. DOI: 10.1007/BF00899693
 23. Мелузова Д.С., Бабенко П.Ю., Зиновьев А.Н., Шергин А.П. // *Письма в ЖТФ*. 2020. Т. 46. №24. С. 19. DOI: 10.21883/PJTF.2020.24.50422.18487
 24. Yang X., Hassanein A. // *Appl. Surf. Sci.* 2014. V. 293. P. 187. DOI: 10.1016/j.apsusc.2013.12.129
 25. Yamamura Y., Tawara H. // *Atom. Data Nucl. Data Tabl.* 1996. V. 62. P. 149. DOI: 10.1006/ADND.1996.0005
 26. Brezinsek S. // *J. Nucl. Mater.* 2015. V. 463. P. 11. DOI: 10.1016/j.jnucmat.2014.12.007
 27. Afanasyev V.I., Chernyshev F.V., Kislyakov A.I., Kozlovsky S.S., Lyublin B.V., Mironov M.I., Melnik A.D., Nesenevich V.G., Petrov M.P., Petrov S.Ya. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*. 2010. V. 321. P. 456. DOI: 10.1016/j.nima.2010.06.201
 28. 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. №1. С. 29. DOI: 10.31857/S0367292121010108
 29. Makarov S., Kaveeva E. // *MATEC Web of Conferences*. EECЕ-2018 V. 245 P. 13002. DOI: 10.1051/mateconf/201824513002
 30. Gervids V.I., Kogan V.I. // *JETP Lett.* 1975. V. 21 №6. P. 150.
 31. Meade D.M. // *Nucl. Fusion*. 1974. V. 14. Iss. 2. P. 289. DOI: 10.1088/0029-5515/14/2/017
 32. Bell K.L., Gilbody H.B., Hughes J.G., Kingston A.E., Smith F.J. // *J. Phys. Chem. Ref. Data*. 1983. V. 12. Iss.4. P. 891. DOI: 10.1063/1.555700
 33. Kwon D.-H., Rhee Y.-J., Kim Y.-K. // *Int. J. Mass Spectrom.* 2006. V. 252. Iss. 3. P. 213. DOI: 10.1016/j.ijms.2006.03.007
 34. Kukushkin A.S., Pacher H.D., Kotov V., Pacher G.W., Reiter D. // *Fusion Eng. Des.* 2011. V. 86 Iss.12. P. 2865. DOI: 10.1016/j.fusengdes.2011.06.009
 35. Senichenkov I.Yu., Kaveeva E.G., Sytova E.A., Rozhansky V.A., Voskoboynikov S.P., Veselova I.Yu., Coster D.P., Bonnin X., Reimold F., ASDEX-Upgrade Team // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2019. V. 61 Iss.4. P. 045013. DOI: 10.1088/1361-6587/ab04d0
 36. Jesko K., Marandet Y., Bufferand H., Gunn J.P., van der Meiden H.J., Ciraolo G. // *Contrib. Plasma Phys.* 2018. V. 58. Iss. 6–8. P. 798. DOI: 10.1002/ctpp.201700186
 37. Rozhansky V., Kaveeva E., Senichenkov I., Vekshina E. // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2018. V. 60. Iss. 3. P. 035001. DOI: 10.1088/1361-6587/aaa11a
 38. Köchl F., Loarte A., de la Luna E., Parail V., Corrigan G., Harting D., Nunes I., Reux C., Rimini F.G., Polevoi A. // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2018. V. 60. Iss. 7. P. 074008. DOI: 10.1088/1361-6587/aabf52

SPUTTERING COEFFICIENTS OF BERYLLIUM AND TUNGSTEN BY VARIOUS ATOMS FROM HYDROGEN TO TUNGSTEN

V. S. Mikhailov, P. Yu. Babenko, A. P. Shergin, A. N. Zinoviev

Ioffe Institute, 194021, Politekhnikeskaya, 26, St Petersburg, Russian Federation

e-mail: babenko@npd.ioffe.ru

Using computer simulation, the sputtering coefficients of Be and W targets, promising materials for the first wall and divertor in the ITER tokamak, are calculated in a wide range of incident atom energies 10–100 000 eV. The following atoms were chosen as projectiles: H, D, T, He, Be, C, N, O, Ne, Ar, W. A strong influence of the surface profile on the results obtained is shown. The limiting cases of a planar potential barrier (smooth surface) and a spherical potential barrier (rough surface) are considered. Data on the average energy and angular distributions of sputtered atoms were obtained, which are necessary for calculating the influx of impurities into the tokamak plasma. The influx of wall material atoms into the ITER tokamak plasma is estimated when the wall is sputtered by flows of fast deuterium and tritium atoms leaving the plasma.

Keywords: sputtering coefficients, hydrogen isotopes, beryllium, tungsten, first wall of the ITER tokamak, impurities

УДК 533.9

О ВЛИЯНИИ ДВУМЕРНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ОСТРОВЕ НА ПОРОГ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ЗАХВАЧЕННЫХ ВЕРХНИХ ГИБРИДНЫХ ВОЛН И УРОВЕНЬ АНОМАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ЭЦРН-ЭКСПЕРИМЕНТАХ

© 2024 г. А. Ю. Попов*, Е. З. Гусаков, Н. В. Теплова

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

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

Поступила в редакцию 22.06.2023 г.

После доработки 10.10.2023 г.

Принята к публикации 20.10.2023 г.

Обнаружен эффект двумерной локализации верхней гибридной (ВГ) волны в магнитном острове. Исследовано влияние этого эффекта на порог и уровень насыщения абсолютной параметрической распадной неустойчивости необыкновенной волны, в результате которой возбуждаются две двумерно локализованные ВГ-волны.

Ключевые слова: электронный циклотронный резонансный нагрев, СВЧ-волна, параметрическая распадная неустойчивость

DOI: 10.31857/S0367292124010033 EDN: SKRGQI

1. ВВЕДЕНИЕ

Физические явления, возникающие при взаимодействии нелинейных волн, играют важную роль в физике плазмы [1–3]. Трехволновое взаимодействие — нелинейное явление низшего порядка по амплитудам взаимодействующих волн — становится резонансным, если выполняются распадные условия для частот и волновых векторов взаимодействующих волн:

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2, \mathbf{k}_0 = \mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_2, \quad (1)$$

где подстрочный индекс 0 относится к частоте и волновому вектору волны накачки, а подстрочные индексы 1, 2 — к параметрам дочерних волн.

В однородной плазме порог неустойчивости определяется столкновениями или резонансным поглощением одной или всех взаимодействующих волн [4–8] и может быть легко преодолим. Это делает параметрические распадные неустойчивости (ПРН) ответственными за многие аномальные явления в плазме, характеризующиеся различными временными и пространственными масштабами.

Эти явления включают в себя аномальное (нелинейное) поглощение микроволнового излучения [9] и насыщение дрейфовых неустойчивостей из-за каскада вторичных распадов [10]. Математическая модель, описывающая ПРН в однородной плазме, а также последствия возбуждения нелинейных явлений, были рассмотрены в обзоре [8]. Однако, как

независимо обнаружили А.Д. Пиля [11, 12] и М. Розенблют [13], неоднородность плазмы сильно влияет на эффективность нелинейной связи взаимодействующих волн и может стабилизировать ПРН. Это связано с тем, что дочерние волны, не успевая значительно усилиться, быстро покидают область распада конечного вдоль направления неоднородности размера с присущими им групповыми скоростями, что приводит лишь к пространственному усилению и является причиной высокого порога этой конвективной неустойчивости.

Свойства различных конвективных ПРН в неоднородной плазме и последствия их возбуждения обсуждались в обзорах [14, 15]. Запирание дочерних волн в направлении плазменной неоднородности приводит к возбуждению абсолютной ПРН, по крайней мере в одномерной модели плазмы [16]. В этом случае происходит экспоненциальный рост амплитуд дочерних волн со временем с инкрементом, свойственным однородной плазме, но уменьшенным на величину отношения длины области распада к длине области локализации дочерней волны. Низкопороговое возбуждение абсолютной ПРН возможно и в реалистичной трехмерной модели плазмы, если обе или хотя бы одна дочерняя волна локализуется в конечной трехмерной области распада [17–19].

В рамках теории низкопороговой ПРН [20] запирание дочерних волн в направлении неоднород-

ности происходит, как правило, в локальном максимуме профиля плотности, где бы он ни находился, например в О-точке магнитного острова, в блоках на периферии плазменного шнура или на оси разряда. В двух других направлениях локализация дочерних волн обусловлена модификацией их дисперсионных уравнений при учете нелинейной электронной восприимчивости плазмы в присутствии волны накачки. Неустойчивость начинает развиваться, когда дифракционные потери в этих направлениях становятся меньше нелинейной накачки.

Основные выводы и предсказания теории были подтверждены в недавних экспериментах по электронному циклотронному резонансному нагреву (ЭЦРН) на токамаке ASDEX-Upgrade [21, 22] и стеллараторе Wendelstein 7-X [23, 24]. Модель позволила объяснить аномальное рассеяние волны накачки и воспроизвести регулярную и тонкую структуры спектров рассеянного сигнала [25–27], наблюдавшихся ранее в ЭЦРН-экспериментах на токамаке TEXTOR [28, 29] и в недавних экспериментах на стеллараторе Wendelstein 7-X [23, 24].

В рамках модели было предсказано аномальное излучение плазмы на полуволновых гармониках частоты волны накачки [30], которое впоследствии было обнаружено на токамаке ASDEX-Upgrade [21]. Теория предсказывает возможность значительного аномального поглощения используемой при ЭЦРН мощности пучка накачки [31, 32], что было подтверждено в модельном эксперименте в газовом разряде [33] и нашло косвенное подтверждение в тороидальных установках [34, 35].

В ходе анализа экспериментальных условий, характерных для ЭЦРН-экспериментов, цель которых была в локальном нагреве плазмы в магнитном острове для управления его параметрами, мы обнаружили возможность возбуждения дочерних волн, двумерно локализованных внутри этого образования. Такая локализация может снизить порог неустойчивости и ее инкремент.

В данной статье с использованием параметров, близких к параметрам ЭЦРН-экспериментов на токамаке TEXTOR [28, 29], исследовано влияние этого эффекта на порог и уровень насыщения абсолютной параметрической распадной неустойчивости необыкновенной волны, в результате которой возбуждаются две запертые ВГ-волны.

2. ПОСТАНОВКА ЭЦРН-ЭКСПЕРИМЕНТА НА ТОКАМАКЕ TEXTOR

Токамак TEXTOR представлял собой установку для магнитного удержания плазмы с круглыми маг-

нитными поверхностями, типичной средней плотностью $\langle n_e \rangle \geq 1.5 \div 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, большим $R_0 = 1.75 \text{ м}$ и малым $a = 0.46 \text{ м}$ радиусами, центральной температурой электронов $T_e = 500\text{--}800 \text{ эВ}$ и ионов $T_i = 300\text{--}500 \text{ эВ}$ и центральным магнитным полем $B_0 = 1.9\text{--}2.5 \text{ Т}$.

Хотя токамак был закрыт в 2013 г., собранные экспериментальные данные по-прежнему имеют большое значение для изучения различных аспектов удержания и нагрева плазмы в рамках термоядерных исследований. В этой статье мы акцентируем внимание на результатах, полученных в ходе ЭЦРН-экспериментов в конце 2000-х и начале 2010-х гг.

Основной целью этой экспериментальной деятельности было продемонстрировать, что ЭЦРН и генерация токов увлечения могут обеспечить управление неоклассической тиринг-неустойчивостью. Для создания магнитных островов использовались внешние катушки (динамический эргодический дивертор) [36]. На эти катушки подавался переменный ток [37], с помощью которого создавались вращающиеся магнитные острова $m/n = 2/1$ примерно на половине малого радиуса. В этом случае магнитное поле может быть представлено следующим образом:

$$\mathbf{B} = \nabla\Psi(r, \theta, \varphi) \times \mathbf{e}_\varphi + B_0(1 + r \cos\theta/R_0) \mathbf{e}_\varphi, \quad (2)$$

где r – малый радиус, θ – полоидальный угол, \mathbf{e}_φ – единичный вектор вдоль тороидальной координаты, и потоковая переменная имеет вид

$$\Psi(r, \theta, \varphi) \approx \Psi_0(r) - \delta_b \Psi_1(r) + \delta_b \left(\frac{r_w}{2r_q} \right)^2 \Psi_1(r_q) \cos(m\theta - n\varphi)$$

(см. выражение (10.1.11) в монографии [38]).

Первый член $\Psi_0(r)$ приводит к невозмущенному полоидальному магнитному полю

$$\nabla\Psi_0(r) \times \mathbf{e}_\varphi = rB_0 / (q(r)R_0) \mathbf{e}_\theta.$$

Второй член

$$\delta_b \Psi_1(r) = \delta_b \Psi_0(r_q) \exp\left(- (r - r_q)^2 / r_w^2\right) \times I_0\left((r - r_q)^2 / r_w^2\right)$$

моделирует магнитную конфигурацию вокруг рациональной магнитной поверхности, на которой малый радиус и запас устойчивости равны: $r_{m/n} = r_q \left(1 + r_w^2 / (\delta_b r_q^2)\right) = 28 \text{ см}$ и $q(r_{m/n}) = 2$. Третий член приводит к радиальной компоненте магнитного поля в магнитном острове. Параметр δ_b определяется отношением характерной напряженности возму-

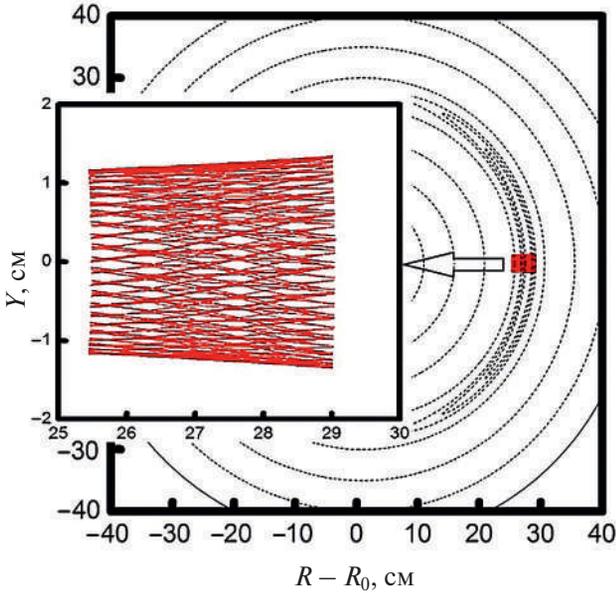


Рис. 1. Траектория верхней гибридной волны (сплошная линия, $f_m = 69.71$ ГГц, $m_x = 45$) показана в полоидальном сечении токамака TEXTOR [29]. Магнитные поверхности показаны пунктирными линиями. В окне в увеличенном масштабе показана траектория ВГ-волны в магнитном острове.

щенного магнитного поля, создаваемого внешними катушками, к тороидальному магнитному полю.

Следуя результатам анализа магнитной конфигурации в токамаке TEXTOR в экспериментах с динамическим эргодическим дивертором [36], мы пренебрегли шафрановским сдвигом, взяли $r_w = 1$ см и положили $\delta_b = 0.05$. На рис. 1 пунктирными линиями показана схема магнитных поверхностей $\Psi = \text{const}$ в полоидальном сечении токамака TEXTOR. Область внутри сепаратисты относится к магнитному острову. Заданное уравнением, магнитное поле остается бездивергентным, т.е. $\nabla \mathbf{B} = 0$, и полоидальная компонента возмущения магнитного поля равна нулю на резонансной поверхности $r_{m/n}$.

Профиль плотности в магнитном острове, вращающемся в полоидальном направлении, был исследован с помощью диагностики томсоновского рассеяния [39] и оказался немонотонным с локальным максимумом, расположенным в О-точке магнитного острова. Измерения показали, что профиль плотности немонотонен также в полоидальном направлении [40]. Это связано, по-видимому, с тем, что параметры плазмы остаются постоянными на замкнутых магнитных поверхностях, что подразумевает двумерный локальный максимум плотности внутри магнитного острова.

Пучок волн необыкновенной поляризации ($f_0 = 140$ ГГц) запускался в экваториальной плоскости

со стороны слабого магнитного поля. Поверхность второй гармоники ЭЦ-резонанса располагалась со стороны сильного магнитного поля и в экваториальной плоскости пересекала траекторию СВЧ-пучка. При этом было обнаружено сильное рассеяние волн накачки при прохождении О-точки магнитного острова со стороны слабого магнитного поля.

Обнаруженное излучение имело дискретный спектр в частотных полосах, смещенных на величину порядка 0.6–2.5 ГГц вверх (в синюю область спектра) и вниз (в красную область спектра) относительно частоты волны накачки [29]. В тех случаях, когда верхняя гибридная частота была равна или немного выше половины частоты гиротрона, излучение из плазмы было максимальным.

Эффект носил пороговый характер, и мощность рассеянного сигнала зависела от мощности СВЧ-пучка по экспоненциальному закону. Это указывало на нелинейную природу явления, которое было интерпретировано как последствия возбуждения низкороговой двухплазменной неустойчивости необыкновенной волны [27].

3. ДВУМЕРНО ЛОКАЛИЗОВАННАЯ ВЕРХНЯЯ ГИБРИДНАЯ ВОЛНА В МАГНИТНОМ ОСТРОВЕ

Дисперсионное уравнение ВГ-волны имеет вид [41]

$$D_{UH}(\omega) = l_T^2(\omega)q_{\perp}^4 + \varepsilon(\omega)q_{\perp}^2 + \eta(\omega)q_{\xi}^2 + \frac{\omega^2}{c^2}g(\omega)^2 = 0, \quad (3)$$

где последний член возникает из-за присутствия небольшой электромагнитной компоненты волны в окрестности ВГ-резонанса. В уравнении мы использовали новые обозначения: $q_{\perp} = |\mathbf{q} \times \mathbf{b}|$ и $q_{\xi} = \mathbf{q} \cdot \mathbf{b}$ — перпендикулярная и параллельная компоненты волнового вектора, \mathbf{b} — единичный вектор вдоль магнитного поля, ε, g, η — компоненты тензора диэлектрической проницаемости холодной плазмы, $l_T^2(\omega)q_{\perp}^2$ — тепловая поправка к диагональному элементу диэлектрического тензора холодной плазмы ε , v_{te} — тепловая скорость электронов, ω_{ce} — электронная циклотронная частота, ω_{pe} — электронная плазменная частота.

На рис. 1 показана траектория верхней гибридной волны (сплошная линия, $f_m = 69.71$ ГГц, $m_x = 45$) в полоидальном сечении токамака TEXTOR [29]. Магнитные поверхности изображены пунктирными линиями. В окне траектория ВГ-волны показана в увеличенном масштабе в окрестности экваториальной плоскости.

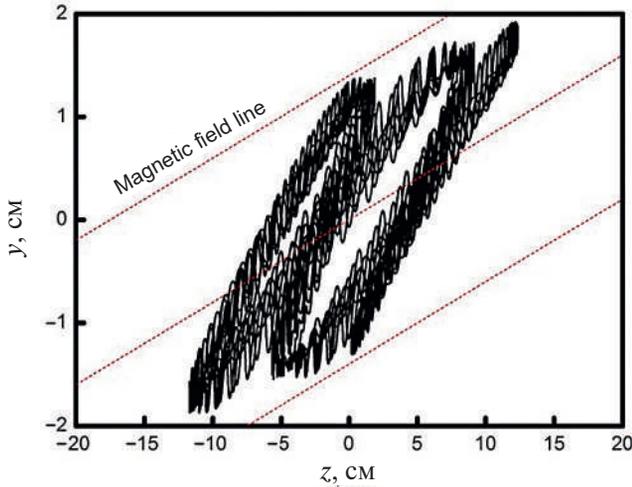


Рис. 2. Траектория верхней гибридной волны (сплошная линия, $f_m = 69.71$ ГГц, $m_x = 45$) показана в плоскости магнитной поверхности токамака TEXTOR [29]. Магнитные силовые линии показаны пунктирными линиями.

На рис. 2 показана траектория той же верхней гибридной волны в плоскости магнитной поверхности токамака TEXTOR [29]. Магнитные силовые линии здесь изображены пунктирными линиями. Видно, что траектория ВГ-волны оказывается двумерно локализованной – вдоль потоковой переменной в окрестности локального максимума плотности; вдоль поперечного направления на магнитной поверхности, как результат двумерной неоднородности профиля плотности в магнитном острове и неоднородности магнитного поля, которые являются факторами, действующими в тандеме.

Характерное время распространения луча в двумерном волноводе вдоль потоковой переменной значительно меньше, чем в поперечном направлении на магнитной поверхности. Для аналитического описания двумерно локализованных ВГ-волн мы будем использовать две локальные декартовы системы координат (x, ζ, ξ) и (x, y, z) с общим началом координат, расположенным в экваториальной плоскости тора в О-точке магнитного острова.

Координата x направлена внутрь плазмы вдоль большого радиуса R ; ζ и ξ являются координатами, перпендикулярными и параллельными магнитному полю на магнитной поверхности; y и z являются полоидальной и тороидальной координатами соответственно. Решение дисперсионного уравнения имеет следующий вид:

$$q_x^\pm(\omega, q_\zeta) = \sqrt{\frac{-\varepsilon \pm \sqrt{\Lambda(\omega)}}{2l_T^2(\omega)}} - q_\zeta^2,$$

$$\Lambda = \varepsilon^2 - 4l_T^2 \left(\frac{\omega^2}{c^2} g(\omega)^2 + \eta(\omega) q_\xi^2 \right), \quad (4)$$

где корень с надстрочным индексом плюс соответствует теплой, а с надстрочным индексом минус – холодной ветви дисперсионной кривой ВГ-волны.

К сожалению, в дисперсионном уравнении и в его решении переменные не разделяются. Тем не менее, пользуясь различием частот осцилляций луча, характеризующих его финитное движение в двумерном волноводе, а также локализацией луча вокруг экваториальной плоскости, воспользуемся процедурой, разработанной в работе [42].

На первом этапе мы используем процедуру квантования, предполагая координаты ζ и q_ζ постоянными, что дает модифицированное дисперсионное уравнение

$$\tilde{D}_{UH}(q_\zeta, \zeta) = \int_{x_l}^{x_r} q_x^+(\omega, \xi; q_\zeta, \zeta) d\xi + \int_{x_r}^{x_l} q_x^-(\omega, \xi; q_\zeta, \zeta) d\xi - \pi(2m_x + 1) = 0, \quad (5)$$

где x_l и x_r – точки поворота луча вдоль координаты x .

Интегрирование в уравнении может быть выполнено только численно для различных фиксированных ζ и q_ζ . В итоге получим зависимость $q_\zeta = q_\zeta(\zeta)$. Далее, используя процедуру квантования вдоль второй координаты

$$2 \int_{-\zeta_r}^{\zeta_r} q_\zeta(\omega_m, \zeta, m_x) d\zeta' = \pi(2m_\zeta + 1), \quad (6)$$

где ζ_r – точка поворота траектории вдоль координаты ζ , найдем собственную частоту двумерно локализованной волны, где собственное число имеет две компоненты $m = (m_x, m_\zeta)$.

На рис. 3 показана компонента волнового числа $q_x(x)$, полученная численно в результате одного из методов геометрической оптики – процедуры трассировки лучей (ray-tracing). Аналитическое решение показано символами и также указано стрелкой. Видно, что аналитическая зависимость с высокой точностью воспроизводит численное решение.

На рис. 4 показана компонента волнового вектора $q_\zeta(\zeta)$, полученная численно в результате трассировки лучей и указанная стрелкой. Аналитическое решение (5) показано пунктирной кривой и указано стрелкой. Видно, что аналитическое решение показывает усредненное значение численного решения, поскольку зависимость коэффициентов от быстрого движения по координате x усреднена на первом шаге процедуры разделения временных масштабов.

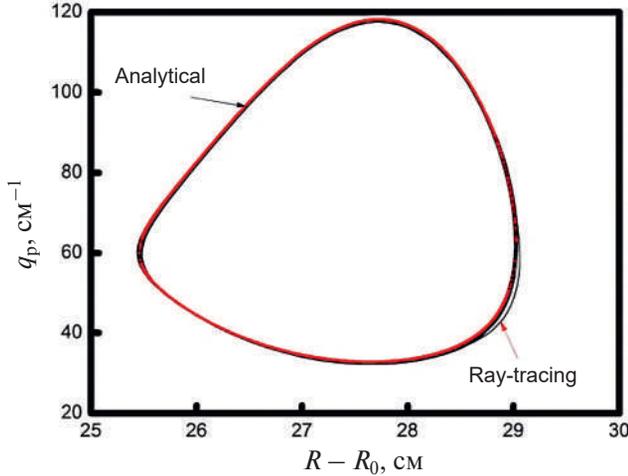


Рис. 3. Компонента волнового вектора $q_x(x)$, полученная численно в результате процедуры трассировки лучей (ray-tracing), указана стрелкой. Аналитическое решение показано точками и указано стрелкой.

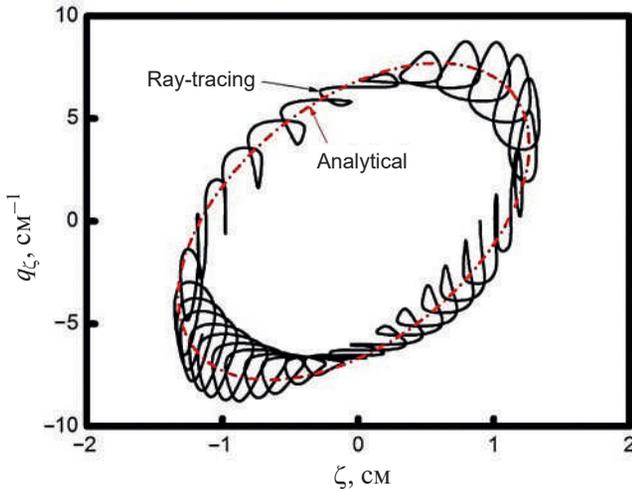


Рис. 4. Компонента волнового вектора $q_z(\zeta)$, полученная численно в результате трассировки лучей, указана стрелкой. Аналитическое решение показано пунктирной кривой и указано стрелкой.

Используя выражения (4)–(6), мы представляем собственные функции ВГ-волны в рамках ВКБ-приближения. Собственная функция, описывающая локализацию ВГ-волны вдоль направления x , имеет вид [20]

$$\begin{aligned} \phi_{m_1}(x) = & \frac{1}{\sqrt{L_{m_1}^+(x)}} \exp\left(i \int_{x_i}^x q_x^+(\omega_m, x') dx' - i \frac{\pi}{4}\right) + \\ & + \frac{1}{\sqrt{L_{m_1}^-(x)}} \exp\left(i \int_{x_i}^x q_x^-(\omega_m, x') dx' + i \frac{\pi}{4}\right), \\ L_{m_1}^\pm(x) = & \left| D_{q_x}^\pm(x) \right| \int_{x_i}^{x_r} dx' \left(\left| D_{q_x}^+(x') \right|^{-1} + \left| D_{q_x}^-(x') \right|^{-1} \right), \end{aligned} \quad (7)$$

где $D_{q_x}^\pm = \partial D_{UH} / \partial q_x \big|_{q_x^\pm(\omega, x), q_z=0, \zeta=0}$. Собственная функция вдоль координаты ζ имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \psi_{m_2}(\zeta) = & \frac{2}{\sqrt{L_{m_2}(\zeta)}} \cos\left(\int_{-\zeta_r}^{\zeta} q_z(\omega_m, \zeta') d\zeta' - \frac{\pi}{4}\right), \\ L_{m_2}(\zeta) = & 2 \left| D_{q_z}(\zeta) \right| \int_{-\zeta_r}^{\zeta_r} d\zeta' \left| D_{q_z}(\zeta') \right|^{-1}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $D_{q_z} = \partial \tilde{D}_{UH} / \partial q_z \big|_{q_x, \zeta}$. Используя описание двумерных собственных мод, в последующих разделах мы проанализируем распад необыкновенной волны, приводящий к возбуждению двух собственных мод ВГ волны.

4. НИЗКОПороГОВЫЙ РАСПАД НЕОБЫКНОВЕННОЙ ВОЛНЫ НА ДВЕ ДВУМЕРНО ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ ВГ-ВОЛНЫ

Рассмотрим распад необыкновенной волны на две верхнегибридные волны, распространяющиеся вдоль оси магнитного острова и локализованные в поперечном направлении.

Пучок монохроматических волн необыкновенной поляризации с частотой ω_0 , распространяющийся вдоль экваториальной плоскости внутрь плазмы вдоль координаты x , в области распада может быть представлен в рамках ВКБ-приближения в следующем виде:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_0 = & \frac{\mathbf{e}_0 C_0}{2} \sqrt{\frac{c}{v_{0g}(x)}} \times \\ & \times \exp\left(i \int^x k_x(\omega_0, x') dx' - i \omega_0 t\right) + \text{с.с.}, \end{aligned} \quad (9)$$

где вектор поляризации имеет вид $\mathbf{e}_0 = \mathbf{e}_\eta - i \mathbf{e}_x g(\omega_0) / \varepsilon(\omega_0)$, \mathbf{e}_x и \mathbf{e}_η – орты, вдоль соответствующих координат, v_{0g} – групповая скорость, $k_{0x} = \omega_0 n_{0x} / c$ – локальное значение волнового вектора, $n_{0x} = \sqrt{\varepsilon(\omega_0) - g(\omega_0)^2 / \varepsilon(\omega_0)}$ – коэффициент преломления [41].

Возникающие при распаде ВГ-волны, локализованные в окрестности двумерно немонотонного максимума профиля плотности, можно представить следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \phi_1 = & \frac{C_m(y, z)}{2} \phi_{m_1}(x) \psi_{m_2}(\zeta) \exp(i q_\zeta \zeta - i \omega_m t) + \text{с.с.}, \\ \phi_2 = & \frac{C_n(y, z)}{2} \phi_{n_1}(x) \psi_{n_2}(\zeta) \exp(i q_\zeta \zeta + i \omega_n t) + \text{с.с.}, \end{aligned} \quad (10)$$

где $\omega_n = \omega_0 - \omega_m$ и параметры q_ζ и ω_m выбираются так, чтобы условия квантования и выполнялись одно-

временно для обеих мод. Согласно работе [31], истощение волны накачки после распада на ВГ-волны в естественном предположении слабой дифракции приводит к уменьшению ее амплитуды:

$$C_0 = C_0|_{-\infty} - \delta C_0, \quad \delta C_0 = \frac{2\omega_0}{B} \int_{-\infty}^x dx' \frac{\chi_e^{(nl,pr)*}}{\sqrt{v_{0g}c}} \Phi_1 \Phi_2^* \times \exp\left(-i \int_{-\infty}^{x'} dx'' k_{0x}(x'')\right), \quad (11)$$

где $B = B(x_{dp})$, x_{dp} – положение резонансного слоя, w – радиус гауссова пучка, P_0 – мощность пучка накачки и $\chi_e^{(nl,pr)}$ – электронная восприимчивость плазмы второго порядка [43–45], описывающая нелинейную связь необыкновенной волны накачки и двух квази-продольных ВГ-волн. Второй член в уравнении описывает уменьшение амплитуды волны накачки из-за распада. Пока этот член остается малым по сравнению с первым членом, истощение волны накачки слабое. Изменение потока энергии волны накачки вдоль координаты x при этом равно

$$\delta S_x = \frac{c^2 k_{0x}}{8\pi\omega_0} \sqrt{\frac{c}{v_{0g}}} (\delta C_0 + \delta C_0^*) C_0|_{-\infty} = \frac{c^2 k_{0x}}{4\pi\omega_0} \sqrt{\frac{8P_0}{v_{0g}w^2}} \operatorname{Re}(\delta C_0) \exp\left(-\frac{\zeta^2}{2w^2} - \frac{\xi^2}{2w^2}\right). \quad (12)$$

На рис. 5 показано волновое число первой ВГ-волны $f_m = 69.71$ ГГц, $q_\xi^{mn} = 0.43$ см⁻¹, $m = (40, 3)$, сдвинутое вниз на величину волнового числа необыкновенной волны накачки, показано сплошной линией. Волновое число второй ВГ-волны – пунктирная линия. Профиль ВГ-частоты – толстая сплошная кривая. $T_e = 700$ эВ, $T_i = 350$ эВ – на оси разряда. $B = 2.1$ Т – в магнитном острове.

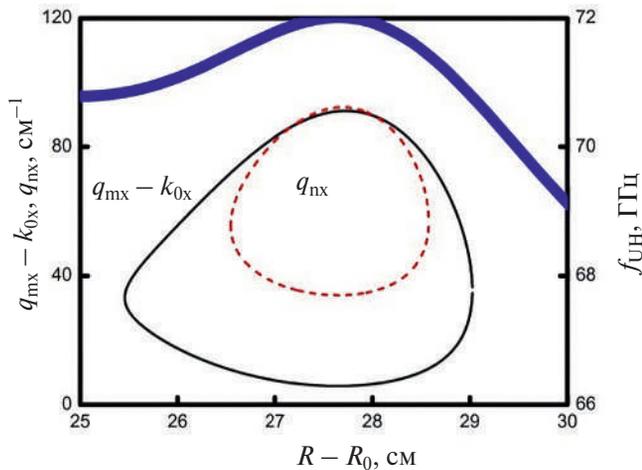


Рис. 5. Волновое число ВГ-волны $f_m = 69.71$ ГГц, $q_\xi^{mn} = 0.43$ см⁻¹, $m = (40, 3)$, сдвинутое вниз на величину волнового числа необыкновенной волны, – сплошная линия. Волновое число второй ВГ-волны – пунктирная линия. Профиль ВГ-частоты – толстая сплошная кривая. $T_e = 700$ эВ, $T_i = 350$ эВ – на оси разряда. $B = 2.1$ Т – в магнитном острове.

линией. Волновое число второй ВГ-волны – пунктирная линия. Профиль ВГ-частоты изображен толстой сплошной кривой.

В окрестности точек пересечения двух тонких кривых выполняются распадные условия для первичной неустойчивости. На оси разряда $T_e = 700$ эВ, $T_i = 350$ эВ, в магнитном острове – $B = 2.1$ Т. За первичной неустойчивостью следует вторичный распад первичной ВГ-моды, приводящий к появлению вторичной ВГ-волны и ионной бернштейновской (ИБ) волны, частота которой относится к нижнегибридному (НГ) диапазону частот.

Появление этой низкочастотной электростатической волны в качестве вторичной дочерней волны обусловлено двумя причинами.

Во-первых, в ЭЦРН-экспериментах на токамаке ТЕХТОР были зарегистрированы сигналы аномального излучения, частоты которых были смещены примерно на величину НГ-частоты одна относительно другой [28, 29].

Во-вторых, ИБ-волна обеспечивает оптимальную нелинейную связь между первичной и вторичной ВГ-волнами. На рис. 6 сплошной линией показана сумма волновых чисел первичной ($f_n = 70.29$ ГГц, $n = (12, 4)$) и вторичной ($f_l = 69.67$ ГГц, $q_\xi^{np} = 0.52$ см⁻¹, $l = (47, 3)$) ВГ-волн. Волновое число ИБ-волны ($f_l = 0.62$ ГГц, $q_{l\xi} = 0.09$ см⁻¹) – пунктирная линия. Профиль ВГ-частоты изображен толстой сплошной кривой. Около точек пересечения двух тонких кривых выполнены условия для вторичной ПРН.

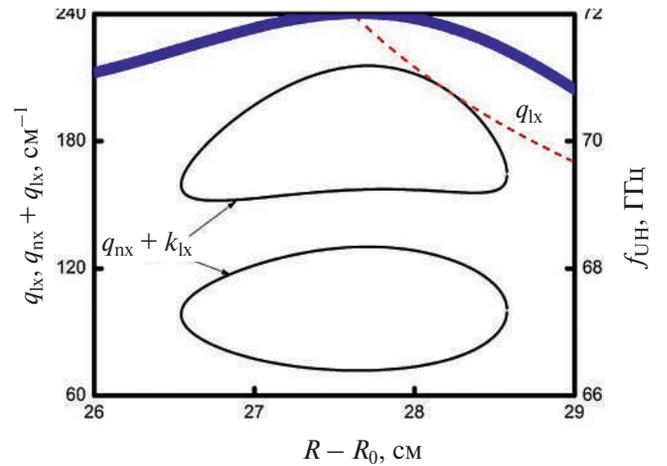


Рис. 6. Сумма волновых чисел первичной ($f_n = 70.29$ ГГц, $n = (12, 4)$) и вторичной ($f_l = 69.67$ ГГц, $q_\xi^{np} = 0.52$ см⁻¹, $l = (47, 3)$) ВГ-волн – сплошная линия. Волновое число вторичной ИБ-волны $f_l = 0.62$ ГГц, $q_{l\xi} = 0.09$ см⁻¹ – пунктирная кривая. Профиль ВГ-частоты – толстая сплошная кривая. Параметры те же, что и на рис. 4.

На рис. 6 используются те же параметры, что и на рис. 5. Последующий третичный распад вторичной ВГ-волны, как и вторичный распад первой первичной ВГ-волны, приводит к возбуждению незапертой ВГ-волны. Пороги подобных распадов существенно выше, чем порог возбуждения локализованной ВГ-волны, и намного превышают мощности современных гиротронов [46].

Как видно на рис. 6, ИБ-волна распространяется наружу в основном вдоль x -координаты. Это позволяет описать медленно меняющуюся (растущую) амплитуду ИБ-волны с помощью редуцированного уравнения первого порядка по x координате.

Решение последнего позволяет представить амплитуду ИБ-волны как интеграл от произведения амплитуд первичной и вторичной ВГ-волн вдоль координаты x . Таким образом, амплитуды необыкновенной волны накачки и вторичной ИБ-волны уже не участвуют в описании каскада распадов, а только входят в качестве сомножителей в коэффициентах, описывающих первичные и вторичные неустойчивости. Для анализируемого профиля плотности возможно возбуждение только одной вторичной неустойчивости, причем только для одного из двух первичных плазмонов. В данном случае амплитуды дочерних ВГ-волн описываются следующей системой уравнений

$$\begin{cases} \frac{\partial a_m}{\partial t} - u_m \frac{\partial a_m}{\partial \xi} = \sqrt{\frac{\omega_m}{\omega_n}} v_{pr} \exp\left(-\frac{\xi^2}{2w^2}\right) a_n - v_{dep} |a_n|^2 a_m; \\ \frac{\partial a_n}{\partial t} + u_n \frac{\partial a_n}{\partial \xi} = \sqrt{\frac{\omega_n}{\omega_m}} v_{pr}^* \exp\left(-\frac{\xi^2}{2w^2}\right) a_m - \\ - v_{dep}^* |a_m|^2 a_n - v_{sec} \sqrt{\frac{\omega_n}{\omega_l}} |a_l|^2 a_n; \\ \frac{\partial a_l}{\partial t} - u_l \frac{\partial a_l}{\partial \xi} = v_{sec}^* \sqrt{\frac{\omega_l}{\omega_n}} |a_n|^2 a_l. \end{cases} \quad (13)$$

Подробный вывод уравнений можно найти в приложении. В системе уравнений $a_s = C_s \times \sqrt{16\sqrt{\pi} T_e / (\omega_s \langle D_{sw} \rangle w)}$ – безразмерные амплитуды собственных мод ВГ-волны, $\langle D_{sw} \rangle = \langle \partial D_{UH} / \partial \omega \rangle_{\omega_s}$ – производные первого порядка дисперсионной функции по частотам волн с учетом усреднения $\langle \dots \rangle$ по области локализации дочерних волн, $s = m, n, l$. Групповые скорости вдоль магнитного поля u_s усреднены по области локализации соответствующей ВГ-волны $s = m, n, l$. Отметим, что в случае малого значения групповой скорости вторичных волн, удовлетворяющих условию

$$u_s \leq \frac{1}{w} \left| \frac{\partial^2 D_{UH}}{\partial q_\xi^2} \right|_{\omega_s},$$

потери ВГ-волн из области нелинейного взаимодействия определяются дифракционными эффектами, которые могут быть учтены в уравнении (13), используя подход, развитый в [20]. Коэффициенты v_{pr} , v_{dep} и v_{sec} описывают нелинейную связь необыкновенной волны с первичными дочерними ВГ-волнами, эффект истощения волны накачки и вторичную неустойчивость соответственно. За их явным представлением мы отсылаем читателей к работе [31].

В уравнениях мы не учитываем нелинейные процессы высшего порядка и нерезонансные процессы, которые при определенных условиях могут оказывать сильное влияние на уровень насыщения неустойчивости [47]. В частности, в выражении пренебрежено само воздействие каждой из мод ВГ-волны в результате модуляционной неустойчивости, которая приводит к эффекту диамагнетизма [48, 49]:

$$\frac{\delta B_z}{B} \propto -\frac{\omega^2}{\omega_{pe}^2} \frac{\sqrt{4\pi} T_e}{w B^2} |a_s|^2, \quad s = m, n, l,$$

т.е. к уменьшению внешнего магнитного поля в области их локализации. Этот эффект имеет тот же порядок по амплитуде взаимодействующих волн, что и эффект распадной неустойчивости. Он приводит к нелинейной поправке к частотам собственных мод ВГ-волн:

$$|\delta \omega_s| \approx \frac{\omega_{ce}^2 \omega_s}{\omega_{pe}^2} \frac{\sqrt{4\pi} T_e}{w B^2} |a_s|^2, \quad s = m, n, l.$$

Пренебрежение эффектом модуляционной неустойчивости дочерних волн является адекватным при амплитудах дочерних волн, для которых выполняется следующее неравенство:

$$|\delta \omega_s (|a_s|^2)| \ll v_{pr} \ll |\omega_n - \omega_l| \ll \omega_s, \quad s = m, n, l. \quad (14)$$

Далее мы решим уравнения и, используя результаты решения, проверим выполнение критерия, что позволит оценить адекватность пренебрежения эффектом самодействия (модуляционной неустойчивости) дочерних ВГ-волн.

Система уравнений похожа на систему, описывающую параметрическую распадную неустойчивость необыкновенной волны, которая приводит к возбуждению пары одномерно локализованных ВГ-волн и насыщается в результате вторичной неустойчивости каждой из них [31]. Однако в анализируемом случае дочерние волны являются двумерно локализованными, что увеличивает время их жизни в области распада.

Можно ожидать, что этот эффект снизит порог неустойчивости и увеличит инкремент дочерних

волн. Это также отличает рассматриваемый случай от случая, проанализированного в работе [31], – возможность вторичной неустойчивости только для одной из первичных волн. Как будет показано далее, это относительно небольшое изменение в нелинейном наборе дифференциальных уравнений приводит к значительным последствиям и требует пересмотра вывода о небольшом аномальном поглощении мощности накачки для нечетного числа вторичных распадков.

Далее мы разберем уравнения аналитически. Когда мощность накачки превышает пороговое значение P_0^{th} , возбуждается первичная неустойчивость, в результате которой обе первичные ВГ-волны начинают экспоненциально расти со временем. Амплитуда вторичной волны остается на уровне теплового шума, а истощение волны накачки пренебрежимо мало, что позволяет пренебречь члены $v_{dep}|a_n|^2 a_m$ и $v_{dep}|a_m|^2 a_n$, описывающие эти слабые эффекты.

Будем искать экспоненциально растущие решения уравнений (13) в рамках ВКБ-приближения, т.е. представим

$$a_{m,n} = a_{m,n}^0 \exp\left(\gamma t + i \int^{\xi} q_{\xi}(\zeta) d\zeta\right).$$

Примем во внимание, что групповые скорости первичных волн примерно равны $u_m \approx u_n$, и в результате найдем дисперсионное уравнение

$$q_{\xi} = \frac{1}{u_m} \sqrt{|v_{pr}|^2 \exp\left(-\frac{\xi^2}{w^2}\right) - \gamma^2}. \quad (15)$$

Выражение описывает локализованное решение для ВГ-волны вдоль магнитного поля. Если порог неустойчивости превзойден значительно и инкремент неустойчивости оказывается сопоставим с коэффициентом нелинейной связи $\gamma \leq |v_{pr}|$, мы можем разложить в ряд $\exp(-\xi^2/w^2) \approx 1 - \xi^2/w^2$. Используя процедуру квантования волнового числа (15), найдем инкремент в следующем виде:

$$\gamma_n = \sqrt{|v_{pr}(P_0)|^2 - \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{u_m}{w} |v_{pr}(P_0)|}, n \in \mathbb{Z}. \quad (16)$$

Если мы положим γ_n равным нулю, то получим уравнение, решение которого дает грубую оценку порога для самой неустойчивой основной моды

$$|v_{pr}(P_0^{th})| = \frac{u_m}{2w}. \quad (17)$$

Когда амплитуда первичной моды n ВГ-волны превышает некоторое пороговое значение, происходит вторичный распад. В итоге неустойчивость

переходит в режим насыщения. Уровни насыщения дочерних ВГ-волн можно оценить, анализируя баланс членов в правой и левой частях каждого из уравнений. Уровень насыщения первичной ВГ-моды n в пучке накачки $\varepsilon_n^s = |a_n^s|^2$ определяется балансом скорости изменения энергии вторичной волны и конвективной потери энергии вторичной моды p из области распада, характеризуемой временем $\tau_l = w/u_l$, т.е.

$$\varepsilon_n^s \approx 1/(|v_l| \tau_l). \quad (18)$$

Уровень насыщения роста первичной моды m в пучке накачки $\varepsilon_m^s = |a_m^s|^2$ определяется балансом нелинейной накачки первичной волны, описываемой членом $|v_{pr}(0)| a_n^s$, и потерями ее энергии из пятна СВЧ пучка a_m^s/τ_m , где $\tau_m = w/u_m$. В итоге можно получить следующую оценку

$$\varepsilon_m^s \approx |v_{pr}|^2 \tau_m^2 / (|\tau_l| |v_{sec}|). \quad (19)$$

Уровень вторичной моды l в пятне пучка накачки, $\varepsilon_l^s = |a_l^s|^2$, может быть найден из баланса эффективности первичной неустойчивости, описываемой членом $|v_{pr}| a_m^s$ и потерь энергии за счет вторичного распада $|v_{sec}| \varepsilon_l^s a_n^s$. При мощности нагревного пучка, существенно превышающей пороговое значение, потери энергии первичной моды n из области взаимодействия волн a_n^s/τ_n , характеризуемые временем $\tau_n = w/u_n$, являются пренебрежимо малыми в сравнении с членами, описывающими первичную и вторичную неустойчивости. Кроме того, как будет подтверждено далее, истощение волны накачки $|v_{dep}| \varepsilon_m^s a_n^s$ также оказывается в рассматриваемом случае слабым эффектом. В итоге оценка уровня насыщения вторичной ВГ-волны имеет вид

$$\varepsilon_l^s \approx |v_{pr}(0)|^2 \tau_m / |v_{sec}|. \quad (20)$$

Для оценки уровня аномального поглощения мощности в режиме насыщения подставим в (19), устремим $x \rightarrow \infty$ и проинтегрируем получившееся выражение по координате ξ

$$\begin{aligned} \delta S_x = T_e \frac{\omega_0}{\sqrt{\omega_m \omega_n}} \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi w}} v_{pr} \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \left(a_m(\xi) a_n^*(\xi) + a_m^*(\xi) a_n(\xi) \right) \exp\left(-\frac{\xi^2}{2w^2}\right) d\xi. \end{aligned}$$

Это дает следующую оценку сверху для искомой величины:

$$\delta S_x \leq 8 T_e v_{pr} a_m^s a_n^s \approx \alpha P_0, \quad (21)$$

где величина коэффициента нелинейной трансформации необыкновенной волны (по мощности)

$$\alpha = \frac{v_{Ig} l_{pd}^2}{v_{0g} l_{sd}^2}$$

зависит от отношения групповых скоростей ИБ-волны v_{Ig} и волны накачки v_{0g} , т.е. тех волн, которые, участвуя во вторичном и первичном распадах, покидают каждая свою область нелинейного взаимодействия конечного размера, l_{sd} и l_{pd} соответственно, вдоль направления неоднородности.

Поскольку групповая скорость ИБ-волны существенно меньше групповой скорости волны накачки, близкой к скорости света, коэффициент нелинейной трансформации по мощности оказывается значительно меньше единицы $\alpha \ll 1$, что позволяет обосновать пренебрежение эффектом истощения накачки в наших оценках.

В случае каскада с нечетным числом вторичных распадов обеих первичных ВГ-волн их амплитуды насыщаются на достаточно низком уровне, по крайней мере на таком, который значительно ниже уровней вторичных ВГ-волн. Это приводит к незначительному аномальному поглощению [20].

Напротив, при четном числе вторичных распадов первичных ВГ-волн их уровень насыщения становится намного выше, чем у вторичных волн, неравенство нарушается, и аномальное поглощение становится значительным [20].

В рассматриваемом случае распадающаяся первичная волна насыщается на низком уровне (18). Не распадающаяся первичная волна насыщается на существенно более высоком уровне (19). Он, однако, не превосходит значения, при котором начинает играть роль истощение накачки, описываемой членом $|v_d \parallel a_m^s|^2 a_n^s$.

Таким образом, можно ожидать, что уровень аномального поглощения будет существенно более высоким, чем в случае нечетного числа вторичных распадов обеих первичных ВГ-волн, но значительно меньшим, чем при четном числе вторичных распадов первичных ВГ-волн.

Для проверки аналитических предсказаний решения уравнения численно в одномерном “объеме”. Предположим начальный тепловой уровень всех ВГ-волн и используем периодические граничные условия. Набор уравнений с периодическими граничными условиями описывает многократное прохождение ВГ-волн через область интегрирования. Таким образом, физически разумное решение является промежуточной асимптотикой, справедливой для времен, значительно меньших, чем время прохода волн через весь одномерный “объем”.

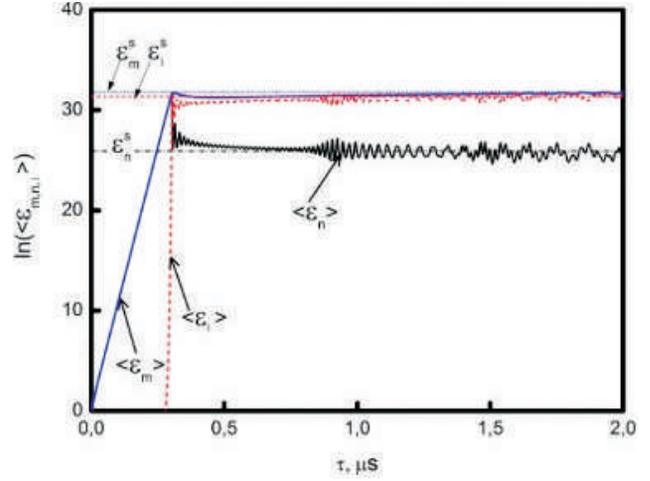


Рис. 7. Временная эволюция энергий первичных ВГ-волн и вторичной ВГ-волны в пятне пучка. Зависимости указаны стрелками. Тонкие горизонтальные линии дают уровни насыщения, предсказанные уравнениями (18)–(20). $P_0 = 1$ МВт, $w = 1$ см.

Результаты численного решения представлены на рис. 7 для $P_0 = 1$ МВт, $w = 1$ см, где показана временная эволюция энергий первичных ВГ-волн и вторичной ВГ-волны в пятне пучка

$$\langle \epsilon_s \rangle = (\sqrt{\pi}w)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} |a_s(\xi)|^2 \exp(-\xi^2/w^2) d\xi, \quad s = m, n, l.$$

Стрелки указывают, какой моде соответствует каждая из зависимостей. Тонкие горизонтальные линии показывают уровни насыщения, предсказанные уравнениями (18)–(20). Видно, что уровни насыщения, предсказанные аналитически, находятся в разумном согласии с результатами численного решения. Это позволяет быть уверенным в точности численного решения нелинейных дифференциальных уравнений.

Отметим также, что для получения аналитических оценок мы пренебрегали истощением накачки. Однако численное решение получено для полной системы (13), в которой эффект истощения волны накачки учтен. Разумное согласие между результатами расчета и аналитическими оценками указывает на сравнительно невысокий уровень истощения волны накачки.

На рис. 8 показана зависимость инкремента первичной неустойчивости от мощности накачки. Сплошная линия показывает аналитическую зависимость (16). Символы – результат численного решения уравнений (13).

В окне в увеличенном масштабе показана зависимость в районе пороговой мощности. Порог, предсказанный аналитически уравнением (17), равен

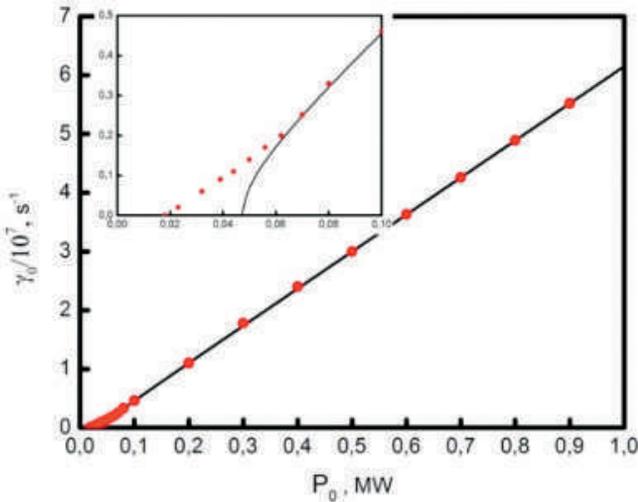


Рис. 8. Зависимость инкремента первичной неустойчивости от мощности накачки. Сплошная линия показывает аналитическую зависимость (16). Символы – результат численного решения уравнений (13). В окне в увеличенном масштабе показана зависимость в районе пороговой мощности.

$P_0^{th} = 47$ кВт ($P_0^{th} = 64$ кВт в случае одномерной локализации ВГ-волны) и превышает его реальное значение $P_0^{th} = 18$ кВт ($P_0^{th} = 27$ кВт в случае одномерной локализации ВГ-волны), полученное численно.

Подставляя найденные значения уровней насыщения в критерий (14), можно показать, что он выполняется для всех дочерних ВГ-волн: $|\delta\omega_{m,l}|/v_{pr} \approx 0.12 \ll 1$ и $|\delta\omega_n|/v_{pr} \approx 0.02 \ll 1$. Это подтверждает доминирование вторичной неустойчивости дочерних волн над их модуляционной неустойчивостью и адекватность рассмотренной модели.

Таким образом, дополнительное — двумерное — запыриание всех ВГ-волн не значительно, но увеличивает их время жизни в области распада по сравнению со случаем, когда возможна только их одномерная локализация [31]. Это снижает порог неустойчивости и приводит к увеличению ее инкремента.

Чтобы оценить уровень аномального поглощения, найдем численно энергию всех ВГ-волн во всей области расчета, т.е. $W_\Sigma = T_e (\sqrt{\pi w})^{-1} \times \int \sum_s |a_s(\xi)|^2 d\xi$, а затем вычислим ее производную по времени $\Delta P = dW_\Sigma/dt$. Рисунок 9 показывает зависимость энергии всех ВГ-волн от времени, в пределах области расчета W_Σ в режиме насыщения для различной мощности накачки. Наблюдается линейная зависимость W_Σ от времени.

Рисунок 10 показывает зависимость уровня аномального поглощения от мощности накачки. Символы показывают результат численного решения $\Delta P = dW_\Sigma/dt$. Сплошная линия показывает аналитическую зависимость (21).

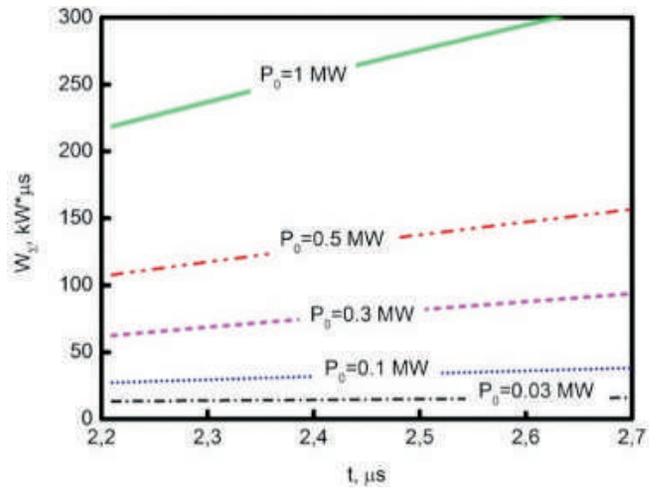


Рис. 9. Зависимость энергии всех ВГ-волн от времени в пределах бокса в области расчета W_Σ в режиме насыщения для различной мощности накачки.

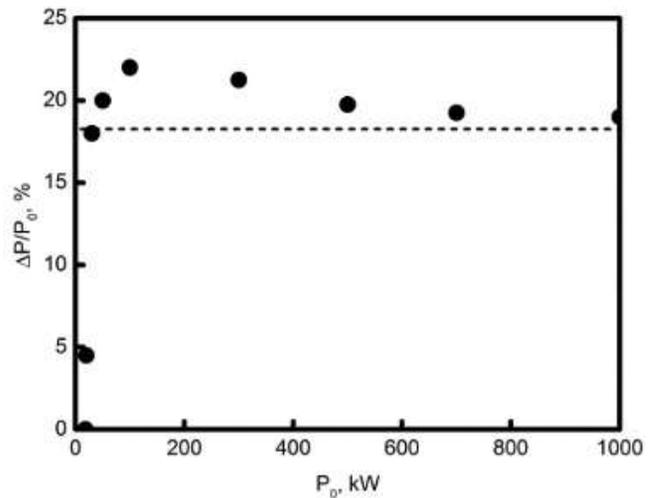


Рис. 10. Зависимость уровня аномального поглощения от мощности накачки. Символы показывают результат численного решения $\Delta P = dW_\Sigma/dt$. Сплошная линия показывает аналитическую зависимость (21).

волы показывают результат численного решения $\Delta P = dW_\Sigma/dt$. Сплошная линия дает аналитическую зависимость. Для мощности накачки 0.4–0.8 МВт, которая обычно использовалась в ЭЦРН-экспериментах на токамаке TEXTOR, аномальное поглощение достигает 20% и оказывается примерно в пять раз больше, чем в случае, когда обе первичные ВГ-волны могли испытывать нечетное число вторичных неустойчивостей [20]. Подчеркнем, что оно, тем не менее, существенно (в четыре раза) меньше, чем аномальное поглощение в случае, когда в обоих каналах число вторичных распадов оказывается четным [20].

5. ВЫВОДЫ

Мы проанализировали низкопороговую параметрическую распадную неустойчивость необыкновенной волны, которая приводит к возбуждению двух верхнегибридных волн, распространяющихся вдоль оси магнитного острова и запертых в поперечном двумерном сечении, и насыщается за счет вторичной неустойчивости только одной первичной волны.

Дополнительная локализация всех ВГ-волн увеличивает их время жизни в области распада по сравнению со случаем, когда возможно только их одномерное заперение [31]. В рассматриваемом случае, когда только одна первичная двумерно запертая ВГ-волна неустойчива по отношению к последующему вторичному распаду, аномальное поглощение больше примерно в пять раз по сравнению со случаем, когда обе первичные ВГ-волны испытывают вторичную неустойчивость [20, 31]. Тем не менее оно все еще существенно меньше, чем в случае, когда число распадов в обоих каскадах нечетное. Эти результаты подтверждает выводы работы [20] о влиянии числа каскадов вторичного распада (нечетного или четного) на уровень насыщения ПРН.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Аналитическое исследование выполнено при поддержке гранта РНФ 22-12-00010, численное моделирование – при поддержке государственного контракта ФТИ им. А.Ф. Иоффе 0040-2024-0028, а код для моделирования насыщения ПРН разработан при поддержке государственного контракта ФТИ им. А.Ф. Иоффе 0034-2021-0003.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Набор уравнений, описывающих распад первичной волны ВГ-волны, $\varphi_n \propto \exp(-i\omega_n t)$, на вторичную ИБ-волну, $\varphi_{IB} \propto \exp(-i(\omega_l - \omega_n)t)$, и вторичную ВГ-волну, $\varphi_l \propto \exp(i\omega_l t)$, имеет вид

$$\begin{cases} D_{UH}(x, \omega_n)\varphi_n = -\chi_e^{nl}\varphi_{IB}\varphi_l^*; \\ D_{UH}(x, \omega_l)\varphi_l = -\chi_e^{nl}\varphi_{IB}\varphi_n^*; \\ D_{IB}(x, \omega_n - \omega_l)\varphi_{IB} = -\chi_e^{nl}\varphi_n\varphi_l. \end{cases} \quad (A1)$$

В слабо неоднородной плазме операторы $D_{UH,IB}$ в левой части уравнений (A1), действующие на произвольную функцию F , могут быть представлены в следующем виде:

$$D_{UH,IB}F = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} F(\mathbf{r}') \left(\int_{-\infty}^{\infty} D_{UH,IB} \left(\mathbf{q}, \frac{\mathbf{r} + \mathbf{r}'}{2} \right) \times \right.$$

$$\left. \times \exp(i\mathbf{q}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')) d\mathbf{q} \right) d\mathbf{r}',$$

где ядро интегрального оператора $D_{UH=0}$ определяется уравнением (3), $D_{IB} = q^2 + \chi = 0$ – дисперсионное уравнение ИБ-волны,

$$\chi = \sum_{j=e,i} \frac{2\omega_{pj}^2}{\nu_{ij}^2} \left(1 + \frac{\omega_{IB}}{|q_{\xi}| \nu_{ii}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} Z \left(\frac{\omega_{IB} - m\omega_{cj}}{q_{\xi} \nu_{ij}} \right) \times \right. \\ \left. \times \exp \left(-\frac{q_{\perp}^2 \nu_{ij}^2}{2\omega_{cj}^2} \right) I_m \left(\frac{q_{\perp}^2 \nu_{ij}^2}{2\omega_{cj}^2} \right) \right)$$

– линейная восприимчивость плазмы,

$$Z(\xi) = -2 \exp(-\xi^2) \int_0^{\xi} \exp(t^2) dt + i\sqrt{\pi} \exp(-\xi^2)$$

– плазменная дисперсионная функция.

Операторы в правой части уравнений (A1), действующие на произведение двух функций U и V , имеют вид

$$\chi_e^{nl} U \cdot V = \int_{-\infty}^{\infty} U(\mathbf{r}') V(\mathbf{r}'') \left(\int_{-\infty}^{\infty} \chi_e^{nl}(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, \mathbf{r}) \times \right. \\ \left. \times \exp(i\mathbf{q}_1(\mathbf{r} - \mathbf{r}') + i\mathbf{q}_2(\mathbf{r} - \mathbf{r}'')) d\mathbf{q}_1 d\mathbf{q}_2 \right) \frac{d\mathbf{r}' d\mathbf{r}''}{(2\pi)^6}.$$

В однородной плазме χ_e^{nl} – это нелинейная восприимчивость плазмы второго порядка [43–45]. Проведем анализ уравнений (A1), используя подход теории возмущений. На первом этапе процедуры возмущения мы пренебрегаем нелинейной связью волн. В этом случае невозмущенные решения для двумерных локализованных ВГ-волн определяются так же, как и в уравнении (10). Потенциал ИБ-волны, распространяющейся в основном вдоль направления плазменной неоднородности, имеет вид

$$\varphi_{IB}(\mathbf{r}, t) = \frac{C_{IB}(\mathbf{r})}{2\sqrt{|\partial D_{IB}/\partial q_{Ix}|}} \times \\ \times \exp \left(i \int_{-\infty}^x q_{Ix}(x') dx' - i\omega_{IB} t \right) + \text{c.c.}, \quad (A2)$$

где амплитуда огибающей подчиняется редуцированному уравнению

$$i \frac{\partial}{\partial x} C_{IB} = -C_n(\xi) \psi_{n_2}(\zeta) C_l(\xi) \psi_{l_2}(\zeta) \times \\ \times \frac{\chi_e^{nl} \phi_{n_1}(x) \phi_{l_1}(x)}{2|\partial D_{IB}/\partial q_{Ix}|^{1/2}} \exp \left(-i \int_{-\infty}^x q_{Ix}(x') dx' \right). \quad (A3)$$

В уравнении (A3) мы опустим члены, описывающие пренебрежимо малый эффект дифракции

ИБ-волн в плоскости $\zeta \times \xi$. Интегрируя (A3), мы получим

$$\begin{aligned} \varphi_{IB}(\mathbf{r}, t) = & i \frac{\chi_e^{nl}}{4} \frac{C_n(\xi) \psi_{n_2}(\zeta) C_l(\xi) \psi_{l_2}(\zeta)}{|\partial D_{IB}(x)/\partial q_{Ix}|^{1/2}} \times \\ & \times \int_{-\infty}^x dx' \frac{\phi_{n_1}(x') \phi_{l_1}(x')}{|\partial D_{IB}(x')/\partial q_{Ix}|^{1/2}} \times \\ & \times \exp\left(i \int_{x'}^x q_{Ix}(x'') dx'' - i\omega_{IB}t\right) + \text{с.с.} \quad (\text{A4}) \end{aligned}$$

Подставим (A4) в правые части первых двух уравнений системы (A1) и умножим эти уравнения на $\phi_{n_1}^*(x) \cdot \psi_{n_2}^*(\zeta)$ и $\phi_{l_1}^*(x) \cdot \psi_{l_2}^*(\zeta)$ соответственно. Затем интегрируем по x и ζ , что дает

$$\begin{cases} \frac{\partial a_n}{\partial t} + u_n \frac{\partial a_n}{\partial \xi} = -v_l \sqrt{\frac{\omega_n}{\omega_p}} |a_l|^2 a_n; \\ \frac{\partial a_l}{\partial t} - u_l \frac{\partial a_l}{\partial \xi} = v_l^* \sqrt{\frac{\omega_p}{\omega_n}} |a_n|^2 a_l, \end{cases} \quad (\text{A5})$$

где $u_{n,l} \leq |\partial D_{UH}(x)/\partial q_{\xi}|_{\omega_{n,l}} > / < |\partial D_{UH}(x)/\partial \omega|_{\omega_{n,l}} >$ – групповые скорости ВГ-волн вследствие конечного значения параллельного волнового числа,

$$\begin{aligned} v_l = & \frac{4\pi |\chi_e^{nl}|^2}{\sqrt{\omega_n \omega_l} < |\partial D_{UH}(x)/\partial \omega|_{\omega_n} > < |\partial D_{UH}(x)/\partial \omega|_{\omega_l} >} \times \\ & \times \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta |\psi_{n_2}(\zeta)|^2 |\psi_{l_2}(\zeta)|^2 \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{\phi_{n_1}(x) \phi_{l_1}(x)^*}{|\partial D_{IB}(x)/\partial q_{Ix}|^{1/2}} \times \\ & \times \int_{-\infty}^x dx' \frac{\phi_{n_1}(x') \phi_{l_1}(x')}{|\partial D_{IB}(x')/\partial q_{Ix}|^{1/2}} \exp\left(i \int_{x'}^x q_{Ix}(x'') dx''\right) \end{aligned}$$

коэффициент, описывающий вторичную неустойчивость. Процедура усреднения произвольной функции W по области локализации мод определяется следующим образом:

$$\langle W(x, \zeta) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} dx |\phi_{n_1}(x)|^2 \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta |\psi_{n_2}(\zeta)|^2 W(x, \zeta).$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sagdeev R.Z., Galeev A.A. // In Nonlinear Physics Plasma Theory / Ed. by T. M. O'Neil and D. L. Book. New York: Benjamin, 1969.

2. Davidson B.C. // Methods in Nonlinear Plasma Theory. New York: Academic, 1972.

3. Hasegawa A. // Plasma Instabilities and Nonlinear Effects. Berlin: Springer, 1975.

4. Силин В.П. // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. С. 2254–2265.

5. Горбунов Л.М., Силин В.П. // ЖЭТФ. 1965. Т. 49. С. 1973.

6. Jackson E.A. // Phys. Rev. 1967. V. 153. P. 255.

7. Bers A., Kaup D.J., Reiman A. // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 37. P. 182.

8. Kaup D.J., Reiman A., Bers A. // Reviews of Modern Physics. 1979. V. 51. P. 275.

9. Силин В.П. // ЖЭТФ. 1966. Т. 51. С. 1842.

10. Horton W. // Reviews of Modern Physics. 1999. V. 71. P. 735.

11. Piliya A.D. // Proc. 10th Conf. Phenomena in Ionized Gases (Oxford, UK, 13–18 September 1971). P. 320.

12. Пулия А.Д. // ЖЭТФ. 1973. Т. 64. С. 1237.

13. Rosenbluth M.N. // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 29. P. 565.

14. Reiman A. // Reviews of Modern Physics. 1979. V. 51. P. 331.

15. Bers A. Basic Plasma Physics. Handbook of Plasma Physics by A.A. Galeev and R.N. Sudan. Elsevier Science Ltd, 1985.

16. Гусаков Е.З., Федоров В.И. // Физика плазмы. 1979. Т. 5. С. 827.

17. Попов А.Ю., Гусаков Е.З. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2015. V. 57. P. 025022.

18. Попов А. Ю., Гусаков Е. З. // Europhys. Lett. 2016. V. 116. P. 45002.

19. Попов А.Ю., Гусаков Е.З. // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 105. С. 64–69.

20. Гусаков Е.З., Попов А.Ю. // УФН. 2020. Т. 190. P. 396.

21. Hansen S.K., Nielsen S.K., Stober J., Rasmussen J., Stejner M., Hoelzl M., Jensen T. // Nucl. Fusion. 2020. V. 60. P. 106008.

22. Hansen S.K., Jacobsen A.S., Willensdorfer M., Nielsen S.K., Stober J., Höfler K., Maraschek M., Fischer R., Dunne M. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. P. 095002.

23. Tancetti A., Nielsen S.K., Rasmussen J., Gusakov E.Z., Popov A.Y., Moseev D., Stange T., Senstius M.G., Killer C., Vecsei M., Jensen T., Zanini M., Abramovic I., Stejner M., Anda G., Dunai D., Zoletnik S., Laqua H. // Nuclear Fusion. 2022. V. 62. P. 074003.

24. Tancetti A., Nielsen S.K., Rasmussen J., Moseev D., Stange T., Marsen S., Vecsei M., Killer C., Wurden G.A., Jensen T., Stejner M., Anda G., Dunai D., Zoletnik S., Rahbarnia K., Brandt C., Thomsen H., Hirsch M., Hoefel U., Chaudhary N., Winters V., Kornejew P., Harris J., Laqua H.P. and the W7-X Team // Plasma Phys. Control. Fusion. 2023. V. 65. P. 015001.

25. Gusakov E.Z., Popov A.Yu. // Physics of Plasmas. 2016. V. 23. P. 082503.

26. Гусаков Е.З., Попов А.Ю. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 128.

27. Гусаков Е.З., Попов А.Ю. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 753.

28. *Westerhof E., Nielsen S.K., Oosterbeek J.W., Salewski M., de Baar M.R., Bongers W.A., Bürger A., Hennen B.A., Korsholm S.B., Leipold F., Moseev D., Stejner M., Thoen D.J.* // *Phys. Rev. Lett.* 2009. V. 103. P. 125001.
29. *Nielsen S.K., Salewski M., Westerhof E., Bongers W., Korsholm S.B., Leipold F., Oosterbeek J.W., Moseev D., Stejner M.* // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2013. V. 55. P. 115003.
30. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu., Tretinnikov P.V.* // *Nucl. Fusion.* 2019. V. 59. 106040.
31. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu.* // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2020. V. 62. P. 025028.
32. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu.* // *Nucl. Fusion.* 2020. V. 60. P. 076018.
33. *Altukhov A.B., Arkhipenko V.I., Gurchenko A.D., Gusakov E.Z., Popov A.Yu., Simonchik L.V., Usachonak M.S.* // *Europhys. Lett.* 2019. V. 126. P. 15002.
34. *Мещеряков А.И., Вафин И.Ю., Гришина И.А.* // *Физика плазмы.* 2021. Т. 47. С. 22.
35. *Dnestrovskij Yu.N., Danilov A.V., Dnestrovskij A.Yu., Lysenko S.E., Melnikov A.V., Nemets A.R., Nurgaliev M.R., Subbotin G.F., Solovov N.A., Sychugov D.Yu., Cherkasov S.V.* // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2021. V. 63. P. 055012.
36. *Abdullaev S.S., Finken K.H., Jakubowski M.W., Kasilov S.V., Kobayashi M., Reiser D., Reiter D., Runov A.M. and Wolf R.* // *Nucl. Fusion.* 2003. V. 43. P. 299.
37. *Koslowski H.R., Westerhof E., de Bock M., Classen I., Jaspers R., Kikuchi Y., Krämer-Flecken A., Lazaros A., Liang Y., Löwenbrück K., Varshney S., von Hellermann M., Wolf R., Zimmermann O. and the TEXTOR team* // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2006. V. 48. P. B53.
38. *Бейтман Г.* // *МГД-неустойчивости.* М.: Энергоиздат, 1982.
39. *Kantor M.Yu., Donne A.J.H., Jaspers R., van der Meiden H. and TEXTOR Team* // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2009. V. 51. P. 055002.
40. *Kantor M.Y., Bertschinger G., Bohm P., Buerger A., Donné A.J.H., Jaspers R., Krämer-Flecken A., Mann S., Soldatov S., Zang Qing* // *Proc. 36th EPS Conference on Plasma Phys. (Sofia, Bulgaria) ECA 33E (2009)* P-1.184.
41. *Ахиезер А.И., Ахиезер И.А., Половин Р.В., Сутенко А.Г., Степанов К.Н.* *Электродинамика плазмы.* М.: Наука, 1974.
42. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu., Saveliev A.N.* // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2014. V. 56. P. 015010.
43. *Pustovalov V.V., Silin V.P.* *Theory of Plasmas.* Consultants Bureau, 1975.
44. *Larsson J.* // *J. Plasma Physics.* 1988. V. 40. P. 385.
45. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu., Tretinnikov P.V.* // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2019. V. 61. P. 085008.
46. *Cohen B.I., Cohen R.H., Nevins W.M., Rognlien T.D.* // *Rev. Mod. Phys.* 1991. V. 63. P. 949.
47. *Гусakov Е.З., Попов А.Ю.* // *Письма в ЖЭТФ.* 2022. Т. 116. С. 41.
48. *Петвиашвили В.И.* // *Письма в ЖЭТФ.* 1976. Т. 23. С. 682.
49. *Некрасов А.К.* // *Физика плазмы.* 1986. Т. 12. С. 971.

ON THE EFFECT OF TWO-DIMENSIONAL PLASMA INHOMOGENEITY IN A MAGNETIC ISLAND ON THE PARAMETRIC EXCITATION THRESHOLD OF TRAPPED UPPER HYBRID WAVES AND THE LEVEL OF ANOMALOUS ABSORPTION IN ECRH EXPERIMENTS

A. Y. Popov, E. Z. Gusakov, N. V. Teplova

Ioffe Institute of the Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia

The effect of two-dimensional localization of an upper hybrid (UH) wave in a magnetic island is found. The influence of this effect on the threshold and saturation level of the absolute parametric decay instability of an extraordinary wave, which results in the excitation of two two-dimensional localized UH waves, is investigated.

Keywords: electron cyclotron resonance heating, microwave, parametric decay instability

УДК 533.9

ГЕНЕРАЦИЯ СВЕРХЖЁСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ СЖАТИИ АЛЮМИНИЕВЫХ ПРОВОЛОЧНЫХ СБОРОК

© 2024 г. В. Д. Королёв*, Ю. Л. Бакшаев**, С. А. Данько***

Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

*e-mail: Korolev_VD@nrcki.ru

**e-mail: Bakshaev_YL@nrcki.ru

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

Поступила в редакцию 21.09.2023 г.

После доработки 07.11.2023 г.

Принята к публикации 20.11.2023 г.

На установке С-300 (2 МА, 400 кВ, 100 нс) наблюдалась генерация сверхжесткого рентгеновского излучения при магнитном сжатии цилиндрических вложенных алюминиевыхборок с погонной массой ~350 мкг/см, состоящих из алюминиевых проволочек диаметром 15 мкм. На конечной фазе сжатия сборки формируется компактный пинч, состоящий из большого количества располагающихся вдоль оси горячих точек. Эта фаза сопровождается эмиссией мягкого рентгеновского излучения длительностью ~10 нс. Одновременно с импульсами мягкого рентгеновского излучения было обнаружено сверхжесткое рентгеновское излучение с энергией, превышающей 450 кэВ. Сверхжесткое рентгеновское излучение измерялось сцинтилляционными детекторами, экранированными свинцом толщиной 20–70 мм. Основной причиной перенапряжения на плазменном столбе представляется перетяжная неустойчивость.

Ключевые слова: Z-пинч, перетяжная неустойчивость, высокоэнергетичный электронный пучок, сверхжесткое рентгеновское излучение.

DOI: 10.31857/S0367292124010046 EDN: SKPGVI

1. ВВЕДЕНИЕ

Использование Z-пинчей на высокоэнергетичных ускорителях мегамперного диапазона представляет большой интерес как один из вариантов решения проблемы управляемого термоядерного синтеза (УТС) и как источник мощного рентгеновского и нейтронного излучения, наряду с такими системами, как взрывоманитные генераторы, мощные лазеры, а также пучки высокоэнергетических частиц (ионов, электронов). Как правило, в большинстве таких систем происходит преобразование первоначально накопленной электромагнитной энергии в энергию теплового излучения, необходимого для облучения и сжатия вещества термоядерной мишени, располагающейся в специальной капсуле — хольрауме. Сжатие вещества сферической мишени происходит за счет реактивных сил, возникающих при испарении оболочки. Исключительные перспективы для инерционного термоядерного синтеза имеет использование мягкого рентгеновского излучения (МРИ). К настоящему времени проведены многочисленные эксперименты по магнитному сжатию плазменных нагрузок, называемых лайнерами, для получения мощных источников мягкого рентгеновского излучения на основе Z-пинча на высокоэнергетичных им-

пульсных генераторах мегамперных токов. Среди них установки: ZR (США), “Ангара-5” (Россия), С-300 (Россия), ГИТ-12 (Россия), ВМГ (Россия), PTS (КНР), MAGPIE (Великобритания), SPHINX (Франция) и др. В экспериментах на современных электрофизических установках в качестве лайнеров используются газовые и многопроволочные сборки, состоящие из нескольких десятков и даже сотен тонких проволочек [1–5]. Понимание механизмов преобразования энергии лайнеров в рентгеновское излучение имеет важное значение при конструировании импульсных драйверов и элементов нагрузки Z-пинча. Достижение высоких мощностей рентгеновского излучения с короткой длительностью требует высокой степени азимутальной симметрии плазмы, низкого уровня начальных возмущений и роста магнитных релей-тейлоровских неустойчивостей (МРТ).

В ходе многолетних исследований было показано сходство физики сжатия проволочныхборок на различных электрофизических установках, включая и самую мощную на сегодняшний день установку ZR, несмотря на существенное различие значений разрядных токов установок. Так, первые эксперименты на установке “Ангара-5” [6] продемонстрировали

высокоэффективное преобразование электромагнитной энергии в излучение: при уровне тока до 4 МА возможно получение импульсов МРИ длительностью около 6 нс, мощностью 5–7 ТВт и энергией выше 30 кДж. Наибольшие мощности рентгеновского излучения (280–300) ТВт с полной энергией более 2,6 МДж были достигнуты на установке ZR с током 26 МА при сжатии цилиндрических лайнеров — концентрической двухкаскадной сборки из тонких вольфрамовых проволочек — с эффективностью преобразования электрической энергии в излучение 20% [7]. Внутренняя сборка способствует подавлению развития магнитной рэлей-тейлоровской неустойчивости во время имплозии, что приводит к повышению мощности и уменьшению длительности рентгеновского импульса по сравнению с одиночными цилиндрическими сборками. Экспериментальные исследования показали, что даже при большом количестве проволочек сборки не образуют сплошную плазменную оболочку на первой стадии (60–80)% имплозии лайнера. При этом проволочки остаются дискретными компактными объектами. Вложенные многопроволочные и другие комбинированные сборки в настоящее время рассматриваются в качестве перспективных источников излучения для инерциального синтеза.

Процесс имплозии сопровождается появлением многочисленных неустойчивостей, в результате развития которых на конечной стадии сжатия возникают сопутствующие явления: индуцированные электрические поля, частицы и излучения высоких энергий. В связи с процессами генерации быстрых электронов при сжатии многокаскадных лайнеров и сопутствующим им рентгеновским излучением, на установке “Ангара-5” были проведены измерения эмиссии жёсткого рентгеновского излучения [8,9]. Было показано, что на оси вольфрамовой проволочной сборки возникает электронный пучок, являющийся источником рентгеновского излучения с энергией более 50 кэВ и длительностью 20 нс. В этих экспериментах при полном разрядном токе 4 МА ток электронного пучка составлял 20 кА.

На установке NTF (Невада, США) с током 1,2 МА в экспериментах с нагрузкой X-пинч зарегистрировано два типа сверхжёсткого рентгеновского (СЖР) излучения с полной длительностью 100–150 нс и с энергией квантов, превосходящей заряд электрона, умноженный на напряжение высоковольтного диода [10]. В работе [11] также в экспериментах с X-пинчем при токах до 500 кА наблюдались ускоренные электроны с двумя характерными временами: “короткоживущие” 1–2 нс и

“долгоживущие” 5–10 нс, — при энергии электронов 10–30 кэВ и 100–200 кэВ, соответственно. Та же группа экспериментаторов опубликовала данные по регистрации коротких импульсов жёсткого рентгеновского (ЖР) излучения на измененной конструкции X-пинча (“гибридный пинч”) [12]. Длительность импульса ЖР-излучения составила 2–3 нс при энергии квантов выше 60 кэВ.

Более жёсткое излучение с энергией квантов >800 кэВ ($h\nu$ жёстче, чем eU , где U — напряжение импульса генератора, e — заряд электрона) было зарегистрировано в экспериментах на С-300 с X-пинчами [13], сформированными перекрещенными проволочками из различных материалов (вольфрам, молибден, нержавеющая сталь). Минимальный размер зарегистрированных локальных плазменных образований в X-пинче составил 20 мкм, а температура и концентрация плазмы составляли $T = (1,2–1,4)$ кэВ и $n = 10^{22}$ см⁻³, соответственно [14].

Результаты экспериментов по измерению сверхжёсткого излучения в конфигурации цилиндрических многопроволочных нагрузок на установке С-300 представлены в данной работе.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты по исследованию сверхжёсткого рентгеновского (СЖР) излучения проводились на мощном 8-мимодульном генераторе С-300 в импульсе со временем нарастания 100 нс при токах до 2 МА, напряжении до 400 кВ [15]. В качестве нагрузки использовались одиночные цилиндрические и двойные вложенные цилиндрические лайнеры, представляющие собой две коаксиальные многопроволочные сборки. Цилиндрические сборки имели высоту 15 мм и состояли из набора алюминиевых проволочек диаметром 15 мкм. Во вложенных сборках, изготовленных из двух, внешняя сборка диаметром 12 мм имела 48 алюминиевых проволочек, а внутренняя имела диаметр 6 мм и состояла из 24 проволочек. Было проведено несколько экспериментов и с одиночной сборкой диаметром 12 мм, которая состояла из 72 алюминиевых проволочек. Полная масса проволочек у всех лайнеров была ≈350 мкг.

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Для изучения динамики сжатия и измерения пространственно-временных параметров плазмы использовалась следующая диагностическая аппаратура: оптическая щелевая развертка; электронно-оптические преобразователи (ЭОПы) для фотографирования в видимом и в рентгеновском спектральных диапазонах с экспозицией кадров 4–6 нс;

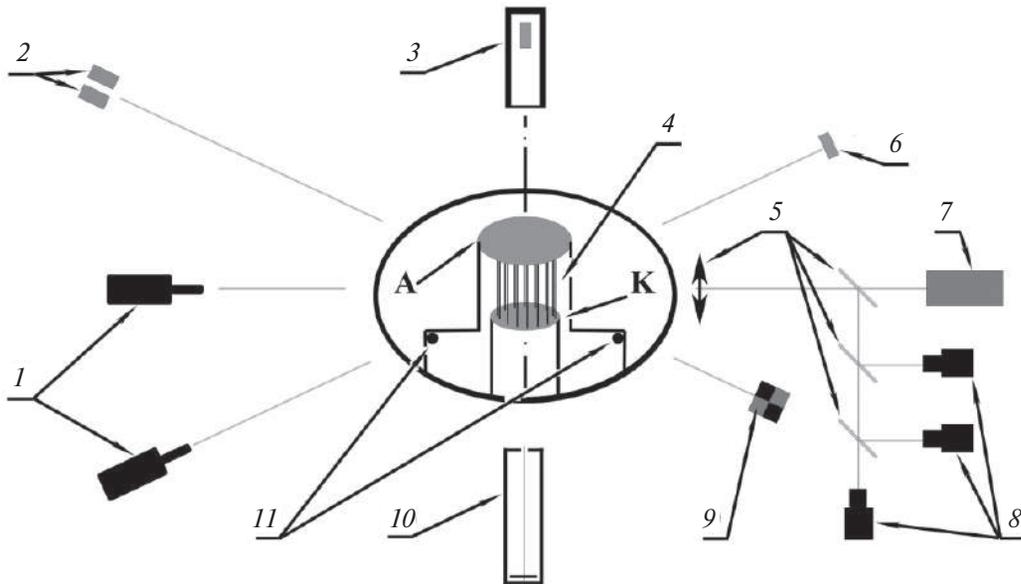


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 – сцинтилляционные детекторы, снабжённые свинцовыми фильтрами; 2 – полупроводниковые детекторы МР-излучения AXUV-5; 3 – полупроводниковый детектор СКД1-02 с коллиматором; 4 – проволочная сборка; 5 – линза и зеркала оптической системы; 6 – детектор СППД2-02; 7 – электронно-оптическая щелевая развёртка; 8 – три оптических кадровых ЭОПа; 9 – четырёхкадровый рентгеновский ЭОП; 10 – камера-обскура; 11 – магнитные петли для измерения тока; А – анод; К – катод.

рентгеновские камеры-обскуры; рентгеновский кристаллический спектрометр с регистрацией временного хода спектра излучения алюминия на щелевой развёртке [16]; полупроводниковые детекторы AXUV-5 с временным разрешением 3 нс, установленные на расстоянии 2.5 м от оси сборки для регистрации импульсного МР-излучения: $10 \text{ эВ} < h\nu < 6 \text{ кэВ}$. Из-за чрезвычайно высокой интенсивности МР-излучения его пришлось ослаблять фильтрами Ti (44 мкм) и Al (8 мкм) для работы в диапазоне линейной характеристики детекторов: это автоматически привело к некоторой спектральной селективности. Абсолютная чувствительность используемых детекторов мягкого рентгеновского излучения принималась равной декларированной производителем: 0.27 А/Вт. Напряжение на катоде измерялось делителем с временным разрешением ~ 2 нс. Сверхжесткое рентгеновское излучение с энергией ≥ 400 кэВ измерялось двумя сцинтилляционными детекторами, которые устанавливались на расстояниях 6 и 11.4 м в плоскости, перпендикулярной к оси сборки. Детекторы были выполнены на базе фотоумножителя фирмы Hamamatsu 1828-01 и быстрого пластмассового сцинтиллятора из полистирола с добавкой *p*-терфенила СПСБ18 диаметром 50 мм и длиной 50 мм. Спектральные зависимости катодной чувствительности детекторов были одинаковыми, а максимальная анодная чувствительность детекторов к

γ -квантам с энергией 1.25 МэВ составляла $1.1 \cdot 10^{-8}$ и $3.6 \cdot 10^{-9} \text{ А} \cdot \text{с/квант}$, соответственно указанному расположению; временное разрешение ~ 3 нс. Детекторы снабжались свинцовыми фильтрами толщиной 2–5 см. Для защиты от рассеянного жесткого рентгеновского излучения они помещались в свинцовые контейнеры толщиной более 70 мм. Жесткое рентгеновское (ЖР) излучение регистрировалось детекторами ССДИ-8, полупроводниковыми детекторами СППД2-02 и СКД1-02. Детекторы комплектовались медными фильтрами с максимальной толщиной 1 мм ($h\nu > 80$ кэВ). Для защиты детектора установленного вдоль оси (над анодом) СКД1-02 от рассеянного рентгеновского излучения использовался коллиматор.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 (пуск 06.06 № 2) представлена типичная картина сжатия вложенных алюминиевыхборок на оптической щелевой развёртке, а также синхронизированные по времени осциллограммы тока, напряжения, мягкого и жесткого рентгеновского излучения. На фотографии щелевой развёртки видна стадия “затянутого” плазмообразования, возникающего из проволочек под действием протекающего по ним электрического тока. Свечение плазмы появляется на 80 нс от начала тока, когда он был равен ≈ 1 МА. Внешний диаметр сборки не уменьшается в течение 80 нс, что связано с тем, что в течение

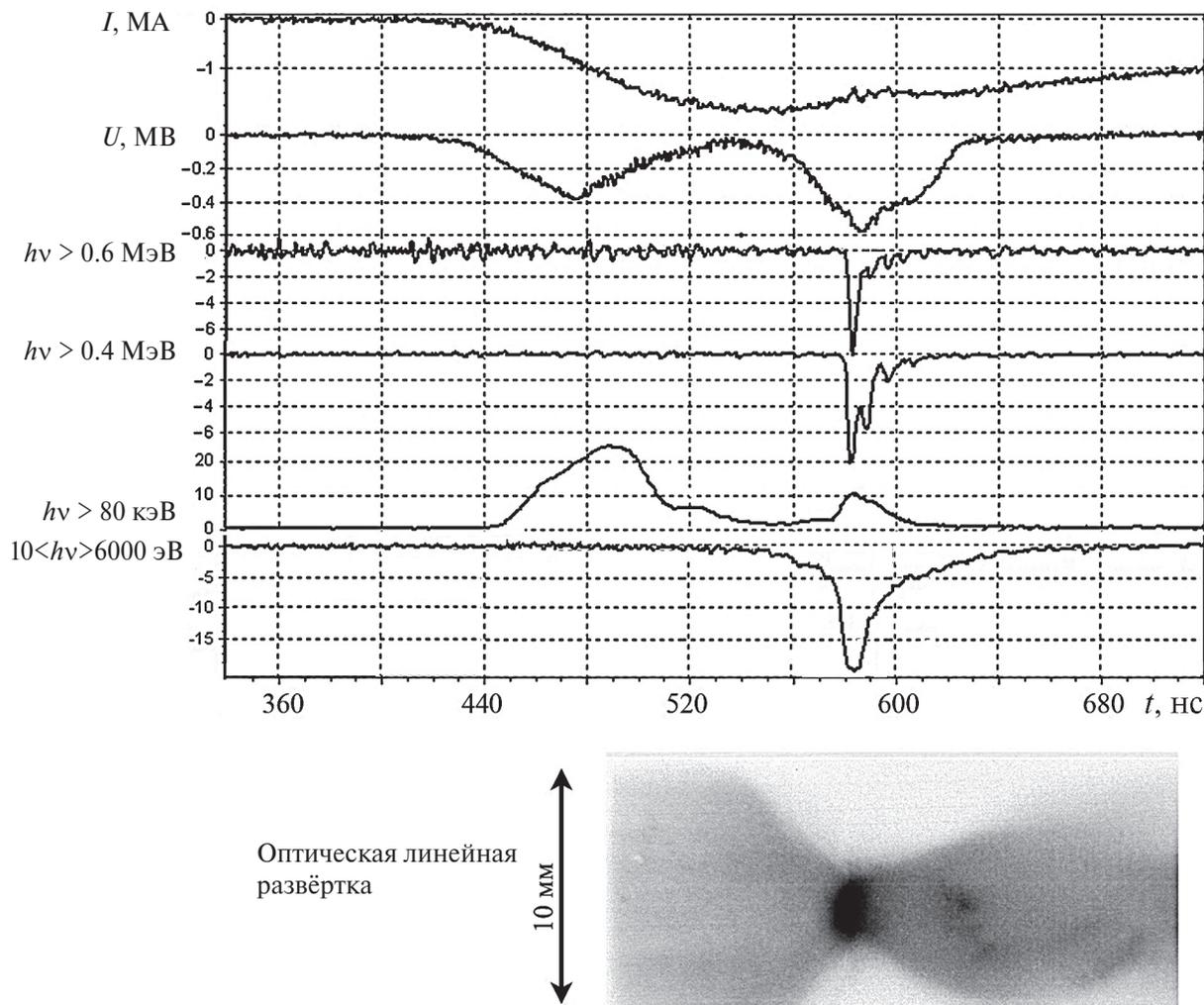


Рис. 2. Пуск 06.06 № 2. Осциллограммы тока I [МА]; напряжения U [МВ]; импульсов сверхжесткого рентгеновского излучения в условных диапазонах $h\nu > 600$ кэВ и $h\nu > 400$ кэВ; жесткого рентгеновского излучения в диапазоне $h\nu > 80$ кэВ; мягкого рентгеновского излучения с энергией $10 < h\nu < 6000$ эВ, и хронограмма сжатия многопроволочной сборки в видимом свете. Мощность излучения представлена в относительных единицах.

этого времени проволоочки полностью не испарились. Ускорение внешней границы сборки началось за $\gg 40$ нс до фазы образования пинча, скорость сжатия составляла $\geq 10^7$ см/с.

Как видно из щелевой развертки, за ≈ 20 нс до момента максимального сжатия, наблюдается уменьшение скорости внешней границы свечения, что соответствует столкновению внешнего и внутреннего лайнеров. Столкновение внешней сборки с внутренней на 560 нс соответствует излому внешней границы свечения сборки, и сопровождается короткой паузой в нарастании второго пика в напряжении (см. рис. 2). Наибольшее сжатие сборки в этом эксперименте происходило на 590 нс. В этот момент резко возрастает интенсивность свечения на фотографиях щелевой развертки, при этом радиус сборки достигает своего минимального значения. На стадии

максимального сжатия существенно увеличивается индуктивность нагрузки и появляется второй пик в импульсе напряжения с амплитудой до 580 кВ (это самое большое значение напряжения во втором пике за представляемую серию пусков). В этот момент регистрировались импульсы мягкого теплового рентгеновского излучения с энергией $10 < h\nu < 6000$ эВ и длительностью на полувысоте 20 нс и жесткого рентгеновского излучения с энергией $h\nu > 600$ кэВ и длительностью от 3 до 20 нс. Следует отметить, что наблюдаемая пологая часть переднего фронта МР-импульса может быть связана с ранним приходом на ось пинча предвестника с небольшим количеством плазмы до момента сжатия основной массы сборки [17]. Как видно из рис. 2 мягкое рентгеновское излучение появляется за ≈ 30 – 40 нс до фазы максимального сжатия.

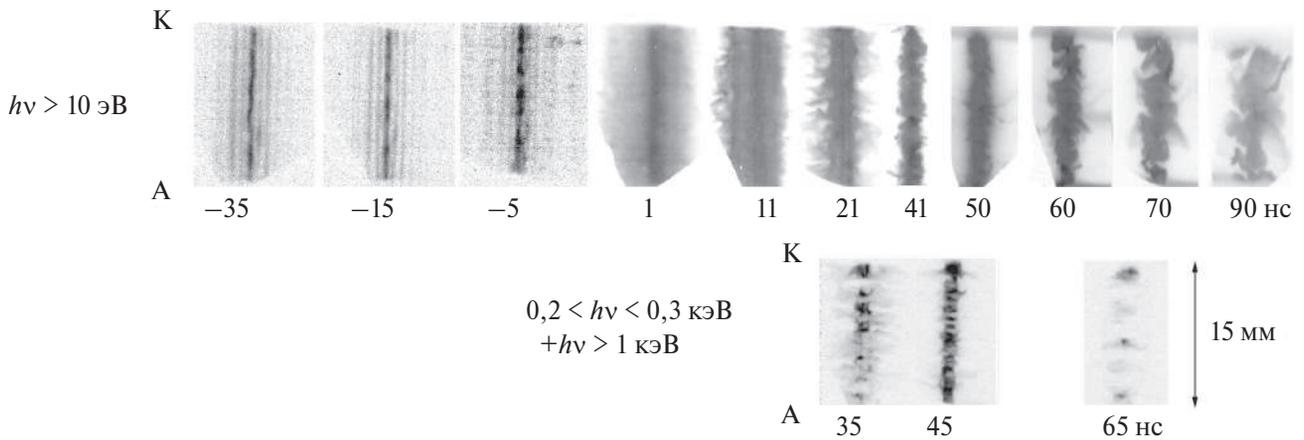


Рис. 3. Фотографии эволюции двухкаскадной алюминиевой сборки, полученные с помощью рентгеновских ЭОПов без фильтра ($h\nu > 10$ эВ) и с фильтром из лавсана толщиной 3 мкм ($0,3 > h\nu > 0,2$ и $h\nu > 1$ кэВ). Снимки располагаются в хронологическом порядке; указанное под ними время (нс) отсчитывается от максимума тока.

На рис. 3 приведена серия последовательных изображений плазмы, полученных с помощью рентгеновских ЭОПов, на которых время, указанное под снимками, отсчитывается от максимума тока. Из рентгеновских фотографий, полученных в области $h\nu \geq 10$ эВ, видно, что на “–35” нс формируется светящийся столбик диаметром 4 мм с ярким шнуром диаметром менее 1 мм на оси, которые подсвечивают еще не испарившиеся остовы проволочек сборки. Такая оболочечная структура образуется в результате прихода относительно горячей плазмы предвестника на ось сборки. На следующих рентгеновских фотографиях видно, что к максимуму тока интенсивность свечения шнура увеличивается за счет радиального сноса плазмы к оси. При этом через 11 нс после максимума тока образуется светящийся цилиндр с диаметром 6 мм, равным диаметру внутренней сборки лайнера. Дальнейшее ускорение сборки к оси заканчивается образованием на ее оси пинча с минимальным диаметром менее 1 мм.

В результате развития перетяжечной неустойчивости пинч на конечной стадии разбивался на горячие точки (ГТ), которые располагались вдоль оси. На рентгеновских ЭОПграммах, полученных за лавсановым фильтром толщиной 3 мкм, видна динамика формирования шнура, излучающего в области энергий $h\nu \geq 200$ эВ и состоящего из большого количества расположенных вдоль оси сборки горячих точек поперечным размером 0.2–0.6 мм. В соседних с перетяжками областях возникают радиальные выбросы плазмы. Обычно такая форма пинча наблюдается на конечной стадии сжатия традиционных вольфрамовыхборок [18]. После момента достижения максимального сжатия интенсивность свечения ГТ и их количество уменьшается [19]. За ~20 нс до фазы максимального сжатия возникает

рентгеновское излучение, а также регистрируются резонансные линии водородоподобных и гелиеподобных ионов алюминия, что свидетельствует о том, что в указанное время появляется горячая плазма с температурой $\approx 0,5$ кэВ.

Как уже отмечалось, сверхжесткое рентгеновское излучение регистрировалось сцинтилляционными детекторами. Свод результатов всех пусков с регистрацией СЖР-излучения представлен в табл. 1. Один из детекторов, установленный на расстоянии 11,4 м, экранировался свинцовыми фильтрами толщиной 20 мм или 30 мм с условной энергией отсечки $h\nu \geq 400$ кэВ и $h\nu \geq 470$ кэВ, соответственно, а второй детектор, установленный на расстоянии 6 м, фильтрами 50 мм с условной энергией отсечки $h\nu \geq 600$ кэВ. Длительность импульсов сверхжесткого рентгеновского излучения составляла 3–20 нс. Как в области энергий $h\nu \geq 600$ кэВ, так и в области $h\nu \geq 400$ кэВ в отдельных опытах наблюдались импульсы, состоящие из нескольких пиков с длительностью около 3 нс (см. рис. 2 и табл. 1, где j и τ — значение пикового тока датчика и длительность пика).

Максимальная энергия сверхжесткого рентгеновского излучения обычно превосходила заряд электрона, умноженный на напряжение, которое измерялось на центральном узле вакуумного концентратора установки в момент появления излучения. Высокие значения энергии сверхжесткого рентгеновского излучения свидетельствуют об ускорении в разряде пинча электронной компоненты до энергии, существенно превышающей 400 кэВ. На появление быстрых электронов непосредственно в области горячей плазмы указывает и генерация жесткого тормозного излучения с энергией $h\nu \geq 50$ кэВ, измеренного на оси сборки детектором

Таблица 1. Перечень пусков с регистрацией СЖР-излучения; j и τ — максимального значения тока датчика и длительность пика; U_1 и U_2 — максимальные значения в двух пиках, обычно наблюдаемых на осциллограмме напряжения; * — нелинейный режим фотоумножителя.

Дата (№) пуска	Кол-во $\varnothing 15$ мкм Al проволочек в сборке на $\varnothing 12+$ на $\varnothing 6$ мм	I , МА	Пиковые напряжения U_1/U_2 , кВ	Энергия электронов, кэВ	Сцинтилляционные детекторы			
					R=6 м, Pb 5 см		R=11,4м	
					j/τ , А/нс	Толщина Pb фильтра, см	j/τ , А/нс	
03.06 (1)	Одна оболочка 72	1,9	400/90	—	0,3/15	—	—	
03.06 (2)	48+24	1,6	400/200	740	0,1/8	2	0,5/10	
04.06 (2)	48+24	1,9	400/340	1400*	1,6*/9,5	2	1,6*/9,5	
06.06 (1)	48+24 Al 97%+Mg 3%	1,8	360/400	—	0	2	0,25/4	
06.06 (2)	48+24 Al 97%+Mg 3%	1,85	380/580	1400*	1,6*/3	2	1,6*/9	
09.06 (1)	48+24	1,8	340/430	860	0,14/5	2	0,4/5	
09.06 (2)	48+24	1,8	345/345	—	0,12/7,6	3	0	
10.06 (1)	Одна оболочка 72	1,9	350	—	0	3	0,02/6	
10.06 (2)	48+24	1,6	220	—	0	3	0	
24.06	Одна оболочка 72	1,9	320/100	520	0,03/7	3	0,16/15	
25.06	48+24	1,85	310/400	460	0,02/5	3	0,25/15	

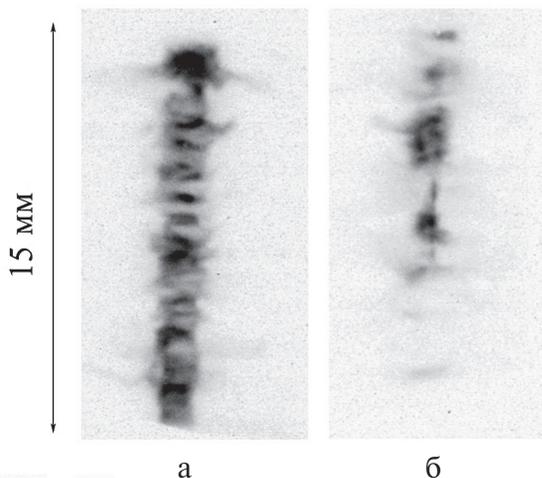


Рис. 4. Типичные рентгеновские ЭОП-граммы двухкаскадного (а) и одиночного лайнера (б) из алюминия, полученные в момент максимального сжатия за майларовым фильтром толщиной 3 мкм ($0,3 > h\nu > 0,2$ и $h\nu > 1$ кэВ).

СКД1-02, расположенным за коллиматором со стороны анода (рис. 4 пуск 06.04 № 2). На рентгеновских снимках (рис. 5) представлены рентгеновские фотографии максимальной фазы сжатия двухкаскадного и одиночного лайнеров. Следует отметить, что в экспериментах с одиночными алюминиевыми лайнерами образование вдоль оси большого количества ГТ не наблюдалось (рис. 5б). При этом СЖР-излучение также регистрировалось (см. табл. 1).

Энергия электронов, равная максимальной энергии квантов тормозного излучения, определялась

из предположения моноэнергетичности электронного пучка в каждый момент времени по отношению синхронизированных во времени сигналов двух детекторов в случае генерации излучения из железной мишени [20]. В представленных формулах (1) и (2), по которым рассчитывался ток детекторов, учтены следующие факторы: распределение квантов тормозного излучения по энергии, вычисленным в предположении моноэнергетичности излучающих электронов; пропускная способность свинцовых фильтров двух разных толщин и поглощающая способность сцинтиллятора, которым оснащены детекторы, регистрирующие тормозное излучение.

$$\frac{j_2}{j_1} = \frac{\int_0^E N(E, k) S_{\gamma 2}(k) \exp(-\mu(k)d_2) dk}{\int_0^E N(E, k) S_{\gamma 1}(k) \exp(-\mu(k)d_1) dk} \times \frac{(1 - \exp(-\mu_{sc}(k)d_{sc})) dk}{(1 - \exp(-\mu_{sc}(k)d_{sc})) dk}, \quad (1)$$

где E — энергия электрона, $k = h\nu$ — энергия кванта; $N(E, k)$ — распределение квантов тормозного излучения по энергии (формула Крамерса); $S_{\gamma}(k)$ — спектральная чувствительность детектора; $m(k)$ — линейные коэффициенты поглощения γ -квантов в свинце; $m_{sc}(k)$ — линейные коэффициенты поглощения γ -квантов в сцинтилляторе, d_1, d_2 — толщины свинцовых фильтров; d_{sc} — толщина сцинтиллятора; j — ток детектора. При фиксированной энергии электронов E абсолютные значения интенсивности тормозного излучения позволяют оценить ток пучка.

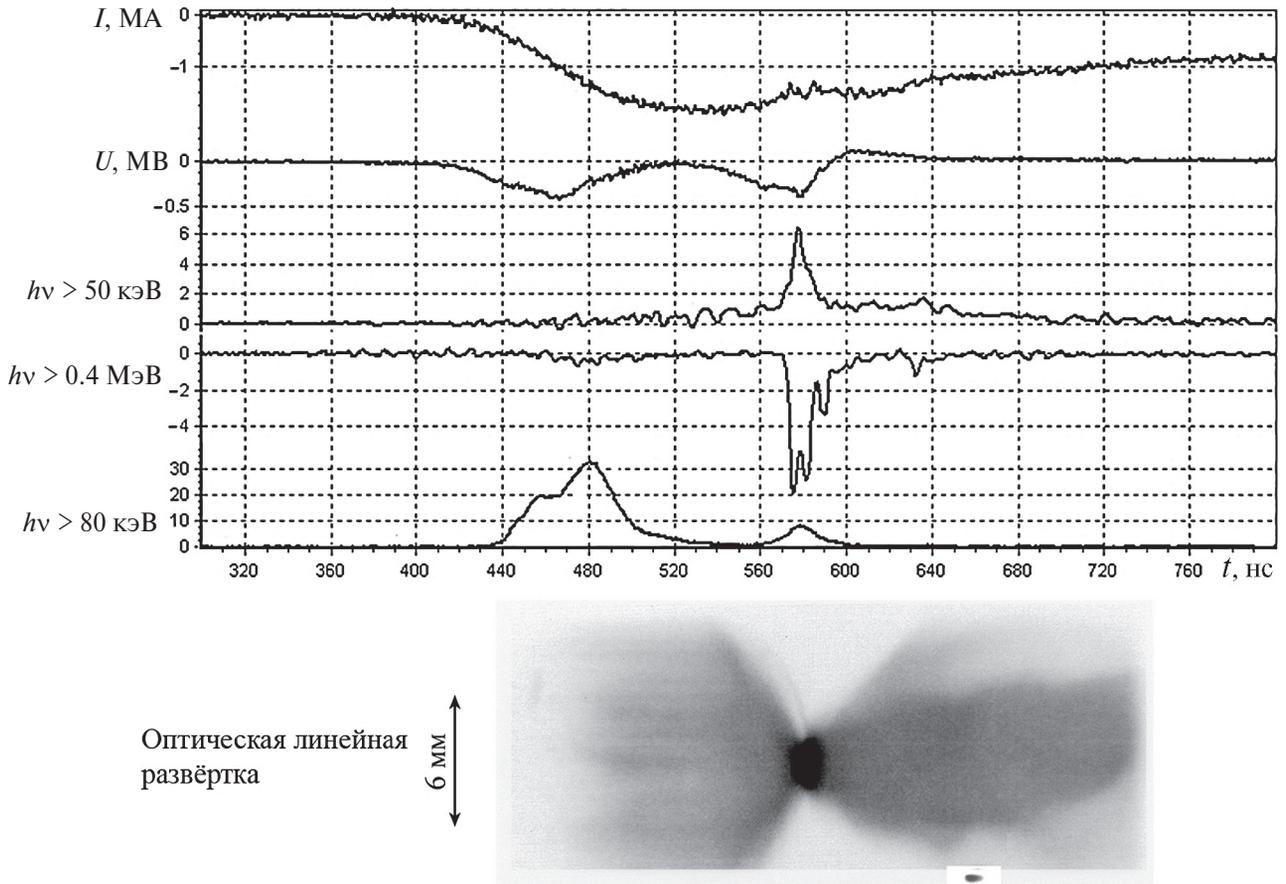


Рис. 5. Пуск 04.06 №2. Осциллограммы напряжения U [МВ]; тока I [МА]; сверхжёсткого рентгеновского излучения $h\nu > 400$ кэВ; ЖР-излучения $h\nu > 50$ кэВ, зарегистрированное коллимированным вдоль оси датчиком СКД1-02; ЖР-излучения в диапазоне $h\nu > 80$ кэВ (СППД2-02) и хронограмма сжатия многопроволочной сборки в видимом свете.

В предположении изотропности тормозного излучения ток пучка сверхэнергичных электронов $i(t)$ может быть получен из соотношения

$$i(t) = \frac{4\pi R^2}{\int_0^E N(E,k) S_{\gamma_1}(k) \exp(-\mu(k)d_1)} \times \frac{j(t)}{(1 - \exp(-\mu_{sc}(k)d_{sc})) dk}, \quad (2)$$

где R — расстояние от лайнера до детектора; остальное как в (1).

На рис. 6 представлен расчётный ток сцинтилляционного детектора, закрытого свинцовым фильтром толщиной 2 см, на удалении 11,4 м. На рис. 7 приведена расчетная кривая отношений сигналов использованных детекторов, имеющих одинаковую катодную чувствительность и экранированных свинцовыми фильтрами разной толщины. Отношения сигналов, зарегистрированных в эксперименте, выбирались для момента времени, соответствующего максимальной интенсивности тор-

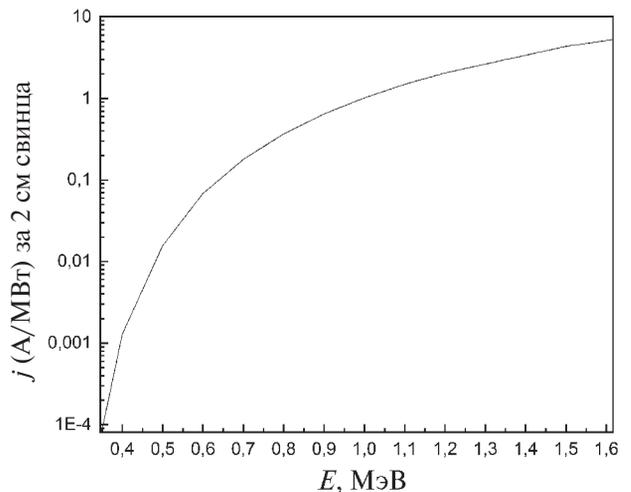


Рис. 6. Расчётный ток сцинтилляционного детектора, закрытого свинцовым фильтром толщиной 2 см, на удалении 11,4 м в зависимости от энергии электронов.

мозного излучения. Максимальная зарегистрированная энергия электронов во всех пусках, где были зарегистрированы сигналы обоих детекторов, превосходила измеренное значение напряжения,

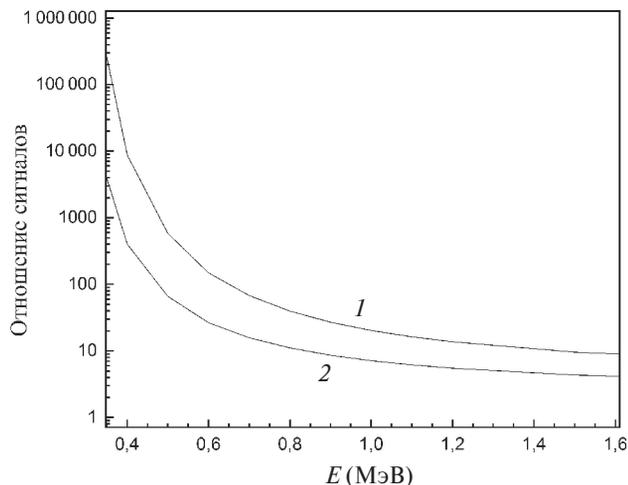


Рис. 7. Расчетные отношения сигналов ФЭУ, экранированных свинцовыми фильтрами толщиной 2 см и 5 см — 1 и фильтрами толщиной 3 см и 5 см — 2, в зависимости от энергии электронов.

умноженное на заряд электрона, и составляла от 460 кэВ до 1,4 МэВ. Отметим, что максимальные значения энергии в пусках 04.06 № 2 и 06.06 № 2 нельзя считать точными из-за высокого уровня тока ФЭУ, превосходящего его линейный предел 0,5 А.

Максимальный ток сверхэнергичных электронов, оценённый из расчетного соотношения, был зарегистрирован в эксперименте 09.06(1) и составил ~ 1 А, а мощность электронного потока — 0,8 МВт. Это ток электронов с энергией, соответствующей значению энергии, приведенной в столбце 5 табл. 1. Она заметно превосходит измеренные высоковольтным делителем значения напряжения, умноженные на электронный заряд (столбец 4 табл. 1). Следует отметить, чтобы получить более точную величину тока сверхэнергичных электронов и заметить кратковременные скачки напряжения, необходимо провести специальные измерения, в частности, с лучшим временным разрешением.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В экспериментах с одно- и двухкаскадными цилиндрическими проволочными сборками по жёсткости тормозного рентгеновского излучения была зарегистрирована энергия сверхэнергичных электронов, которая превосходила измеренное значение напряжения, умноженное на заряд электрона, и составила от 460 кэВ до 1,4 МэВ. Мощность сверхэнергичных электронов составила 0,8 МВт. На конечной стадии сжатия во всех пусках в результате развития перетяжечной неустойчивости пинч разбивался на горячие точки, которые располагались вдоль оси.

Причиной возникновения сильных электрических полей в плазме пинча является аномальное сопротивление [21,22], которое может возникнуть в результате развития кинетических неустойчивостей, турбулентного перемешивания плазмы и магнитного поля, и по другим причинам. К увеличению сопротивления в пинче, как показано в работе [23], может привести замагниченность электронов и неоднородное распределение плотности вдоль плазменного канала. При этих условиях ток течет не вдоль электрического поля, а по более сложной траектории (зигзагообразно). Генерация пучков электронов происходит в перетяжках при максимальном сжатии и продолжается некоторое время на стадии расширения плазмы.

В соответствии с представленными в данной работе наблюдениями основной причиной аномального сопротивления на плазменном столбе Z-пинча является перетяжечная неустойчивость, которая приводит к возникновению перенапряжения на нагрузке и сверхжёсткого рентгеновского излучения с энергией, превосходящей напряжение генератора, умноженное на заряд электрона.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Обработка и анализ экспериментального материала выполнены в рамках тематического плана НИЦ “Курчатовский институт” на 2023–2025 годы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Айвазов И.К., Бехтев М.Б., Булан В.В., Булатов А.Н., Вихарев В.Д., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Гигиберия В.П., Живихин В.В., Зайцев В.И., Захаров С.В., Золотов В.П., Знатнов Е.В., Комаров С.А., Конкашбаева Р.С., Карташов А.В., Костромин А.П., Красильников А.И., Лузин Ю.Н., Макаров В.В., Мишенский В.О., Никандров Л.Б., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Певчев В.П., Савочкин В.Н., Смоленкова О.А., Смирнов В.П., Сопкин Ю.В., Тулупов М.В., Фролов И.Н., Царфин В.Я., Ямпольский И.Р. // Физика плазмы. 1990. Т.16. № 6. С. 645.
2. Spielman R. B., Deeney C., Chandler G.A., Douglas M.R., Fehl D.L., Matzen M.K., McDaniel D.H., Nash T.J., Porter J.L., Sanford T.W.L., Seamen J.F., Stygar W.A., Struve K.W., Breeze S.P., McGurn J.S., Torres J.A., Zagar D.M., Gilliland T.L., Jobe D.O., McKenney J.L., Mock R.C., Vargas M., Wagoner T., Peterson D. L. // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. № 5. P. 2105. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.872881>
3. Калинин Ю.Г., Кингсен А.С., Смирнов В.П., Бакшаев Ю.Л., Бартов А.В., Блинов П.И., Данько С.А., Дубас Л.Г., Корельский А.В., Королёв В.Д., Мижирицкий В.И., Устров Г.И., Черненко А.С., Чикин Р.В.,

- Шашков А.Ю., Ли Дзэнхон, Хуа Синьшен, Пэн Сяньцзю, Фен Шупин, Гуо Цун, Цзян Шилун, Нинь Чен, Сон Фенджун, Сюй Жонкун, Сюй Цзэпин, Ян Ченли, Ян Цзюньлун, Ян Либин // *Физика плазмы*. 2006. Т. 32. № 8. С. 714.
4. Селемир В.Д., Демидов В.А., Ермолович В.Ф., Ермолович В.Ф., Спиоров Г.М., Репин П.Б., Пикулин И.В., Волков А.А., Орлов А.П., Борискин А.С., Таценко О.М., Моисеенко А.Н., Баринов М.А., Маркевцев И.М., Казаков С.А., Селявский В.Т., Шаповалов Е.В., Гитерман Б.П., Власов Ю.В., Дыдыкин П.С., Ряслов Е.А., Котельников Д.В., Гайдаш С.В. // *Физика плазмы*. 2007. Т. 33. № 5. С. 424.
 5. Xian-Bin Huang, Shao-Tong Zhou, Jia-Kun Dan, Xiao-Dong Ren, Kun-Lun Wang, Si-Qun Zhang, Jing Li, Qiang Xu, Hong-Chun Cai, Shu-Chao Duan, Kai Ouyang, Guang-Hua Chen, Ce Ji, Bing Wei, Shu-Ping Feng, Meng Wang, Wei-Ping Xie, Jian-Jun Deng, Xiu-Wen Zhou, and Yi Yang // *Phys. Plasmas*. 2015. V. 22. 072707. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.4926532>
 6. Альбикиов З.А., Велихов Е.П., Веретенников А.И., Глухих В.А., Грабовский Е.В., Грязнов Г.М., Гусев О.А., Жемчужников Г.Н., Зайцев В.И., Золотовский О.А., Истомин Ю.А., Козлов О.В., Крашенинников И.С., Курочкин С.С., Латманнизова Г.М., Матвеев В.В., Минеев Г.В., Михайлов В.Н., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Певчев В.П., Перлин А.С., Печерский О.П., Письменный В.Д., Рудаков Л.И., Смирнов В.П., Царфин В.Я., Ямпольский И.Р. // *Атомная энергия*. 1990. Т. 68. Вып. 1. С. 26.
 7. Deeney C., Douglas M.R., Spielman R.B., Nash T.J., Peterson D.L., L'Eplattenier P., Chandler G.A., Seaton J.F., and Struve K.W. // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 81. 4883.
 8. Александров В.А., Грабовский Е.В., Грибов А.Н., Грицук А.Н., Медовщиков С.Ф., Олейник Г.Н., Сасоров П.В. // *Физика плазмы*. 2008. Т. 34. № 4. С. 311.
 9. Александров В.А., Грабовский Е.В., Грибов А.Н., Грицук А.Н., Медовщиков С.Ф., Митрофанов К.Н., Олейник Г.Н. // *Физика плазмы*. 2009. Т.35. № 2. С.6.
 10. Kantsyrev V.L., Fedin D.A., Shlyaptseva A.S., Hansen S., Chamberlain D., and Quart N. // *Phys. Plasmas*. 2003. V. 10. P. 2519.
 11. Шелковенко Т.А., Пикуз С.А., Мингалеев А.Р., Агафонов А.В., Романова В.М., Тер-Оганесьян А.Е., Ткаченко С.И., Блеснер И.С., Митчелл М.Д., Чандлер К.М., Касси Б.Р., Хаммер Д.А. // *Физика плазмы*. 2008. Т. 34. №. 9. С. 816.
 12. Кахилл А.Д., Мингалеев А.Р., Пикуз С.А., Тиликин И.Н., Шелковенко Т.А., Хаммер Д.А., Хойт К.Л. // Тезисы доклада на ХLI Международной Звенигородской конф. по физике плазмы и УТС. 2014. С. 125.
 13. Ананьев С.С., Бакишев Ю.Л., Блинов П.И., Брызгунов А.А., Данько С.А., Зеленин А.А., Казаков Е., Кальнин Ю.Г., Кингсен А.С., Королев В.Д., Мижирецкий В.И., Пикуз С.А., Смирнов В.П., Соколов М.И., Ткаченко С.И., Черненко А.С., Шелковенко Т.А. // *Физика плазмы*. 2009. Т. 35. № 6. С. 507.
 14. Ананьев С.С., Бакишев Ю.Л., Бартов А.В., Блинов П.И., Брызгунов В.А., Данько С.А., Жужунашвили А.И., Зеленин А.А., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Кингсен А.С., Королев В.Д., Мижирецкий В.И., Пикуз С.А., Романова В.М., Смирнов В.П., Ткаченко С.И., Устроенов Г.И., Черненко А.С., Шелковенко Т.А., Шагин В.А. // *Письма ЖЭТФ*. 2008. Т. 87. Вып. 7. С. 426.
 15. Chernenko A.S., Gorbunin Yu.M., Kalinin Yu.G., Kingsep A.S., Koba Yu.V., Korolev V.D., Mizhiritskii B.I., Rudakov L.I. // *Proc. 11th Int. Conf. on High-Power Particle Beams*, Prague, Czech Republic. 1996. V. 1. P. 154.
 16. Данько С.А., Ананьев С.С., Калинин Ю.Г. // *ВАНТ. Серия: Термоядерный синтез*. 2009. Вып. 2. С. 43. http://vant.iterru.ru/vant_2009_2/2.pdf
 17. Калинин Ю.Г., Кингсен А.С., Смирнов В.П., Бакишев Ю.Л., Бартов А.В., Блинов П.И., Данько С.А., Дубас Л. Г., Корельский А.В., Королев В.Д., Мижирецкий В.И., Устроенов Г.И., Чикин А.С., Шашков А.Ю., Ли Дзэнхон, Хуа Синьшен, Пэн Сяньцзю, Фэн Шупин, Гуо Цун, Цзян Шилун, Нинь Чен, Фенджун, Сюй Жонкун, Сюй Цзэпин, Ян Ченли, Ян Цзюньлун, Ян Либин // *Физика плазмы*. 2006. Т. 32. № 8. С. 714.
 18. Черненко А.С., Королев В.Д., Устроенов Г.И., Иванов М.И., Александров С.Ю., Хунчунь Ц. // *ВАНТ Сер. Термоядерный синтез*. 2004. Вып. 2. С. 25.
 19. Hall G.N., Pikuz S.A., Shelkovenko T.A., S.N. Bland, Lebedev S.V., Ampleford D.J., Palmer J.B.A., Bott S.C., Rapley J., Chittenden J. P. // *Physics of Plasmas*. 2006. V.13. P. 082701.
 20. Блохин М.А. *Физика рентгеновских лучей*. М.: Гостехтеориздат, 1957.
 21. Выхрев В.В., Коржавин В.М. // *Физика плазмы*. 1978. Т. 4. С. 735.
 22. Сасоров П.В. // *Физика плазмы*. 1992. Т. 18. С. 275.
 23. Выхрев В.В. // *Прикладная физика*. 1999. № 5. С. 71.

GENERATION OF SUPERHARD X-RAY RADIATION AT THE COMPRESSING OF ALUMINUM WIRE ARRAYS

V. D. Korolev*, **Yu. L. Bakshaev****, **S. A. Danko*****

National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

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

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

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

At the S-300 generator (2 MA, 400 kV, 100 ns), the appearance of superhard X-ray radiation was observed during magnetic compression of cylindrical nested aluminum arrays with a linear mass of $\sim 350 \mu\text{g}/\text{cm}$, consisting of aluminum wires with a diameter of $15 \mu\text{m}$. At the final compression phase of the arrays, a compact pinch is formed, consisting of a large number of hot spots located along the axis. This phase is accompanied by the emission of soft X-rays with a duration of ~ 10 ns. Simultaneously with the pulses of soft X-ray radiation, superhard X-ray radiation with an energy exceeding 450 keV was discovered. Superhard X-ray radiation was measured with shielded scintillation detectors with lead filters 20–50 mm thick. The main cause of overvoltage on the plasma column appears to be constriction instability. Z-pinch, multiwire arrays compression, superhard radiation emission

Keywords: Z-pinch, sausage instability, high-current electron beam, ultra hard X-rays

УДК 533.9

УРАВНЕНИЕ ЗАХАРОВА–КУЗНЕЦОВА ДЛЯ ОПИСАНИЯ НИЗКОЧАСТОТНЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ ПЫЛЕВЫХ ЗВУКОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ЗАПЫЛЕННОЙ МАГНИТОСФЕРЕ САТУРНА

© 2024 г. С. И. Копнин^а, Д. В. Шохрин^б, С. И. Попель^{а, *}

^а Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

^б Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 16.08.2023 г.

После доработки 20.09.2023 г.

Принята к публикации 01.10.2023 г.

Представлено описание низкочастотных нелинейных пылевых звуковых волн в запыленной магнитосфере Сатурна, которая содержит электроны двух сортов (“горячие” и “холодные”), подчиняющиеся каппа-распределению, ионы магнитосферы, а также заряженные пылевые частицы. Для соответствующих условий приведен вывод уравнения Захарова–Кузнецова, описывающего нелинейную динамику пылевых звуковых волн в случае низких частот и блинообразной формы волнового пакета вдоль внешнего магнитного поля. Показано, что в условиях магнитосферы Сатурна существуют решения уравнения Захарова–Кузнецова в виде одномерных и трехмерных солитонов. Обсуждаются возможные наблюдения рассматриваемых солитонов в будущих космических миссиях.

Ключевые слова: пылевая плазма, уравнение Захарова–Кузнецова, пылевой звуковой солитон, каппа-распределение, магнитосфера Сатурна

DOI: 10.31857/S0367292124010056 EDN: SKJBCV

1. ВВЕДЕНИЕ

Трудно представить себе заполненную плазмой область Солнечной системы, свободную от пылевых частиц [1]. Нано- и микромасштабные пылевые частицы обнаруживаются в межпланетном космическом пространстве, плазме ионосфер и магнитосфер планет Солнечной системы, планетарных колец, окрестностях космических тел, не имеющих собственной атмосферы, и др.

Важным объектом с точки зрения исследований пылевой плазмы является магнитосфера Сатурна [2, 3]. Параметры плазмы в ней измеряли еще в 1980-х гг. в рамках миссий Voyager 1 и 2 [4]. Существование волн в плазме также было доказано на основе данных, полученных аппаратом Voyager 1 [5]. Теоретические исследования ионно-звуковых волн в магнитосфере Сатурна проводились в работе [6].

Плазма в магнитосфере Сатурна обладает рядом особенностей по сравнению с другими космическими системами, исследования которых в настоящее время проводят весьма активно (для Луны и Марса см., например, работы [7, 8]).

Измерения параметров электронов магнитосферы Сатурна, полученные в рамках миссий Voyager [4, 5] и Cassini [9], показали сосуществование

двух видов (“горячих” и “холодных”) электронов. Оказалось [9], что скорости электронных популяций подчиняются так называемому к-распределению с независимыми низкими значениями к.

Важным источником пылевых частиц в магнитосфере Сатурна является Энцелад — один из крупнейших спутников, известный своими ледяными гейзерами (ледяными вулканами, криовулканами). Пылевая плазма в его окрестностях была обнаружена в рамках миссии Cassini [2, 3].

Исследования в рамках этой миссии указали также на возможную причину ее появления — космический аппарат Cassini обнаружил фонтаны частиц пыли и небольших частиц водяного льда (которые также могут трактоваться как пылевые частицы) высотой во многие сотни километров, бьющие из четырех трещин в районе южного полюса Энцелада [10]. Все это указывает на актуальность проблемы исследования нелинейных волновых структур в условиях магнитосферы Сатурна, типичными для которой являются пылевые звуковые волны.

Важным видом нелинейных структур, наблюдавшихся в космосе [11, 12], являются солитоны, а в пылевой плазме — пылевые звуковые солитоны [13]. Для плазмы запыленной магнитосферы Сатурна рассмотрение пылевых звуковых солитонов

проводилось [14] в одномерном случае в ситуации, когда не учитывается анизотропия, связанная, например, с присутствием магнитного поля, что и позволяет использовать одномерные (в пространстве) уравнения.

Далее было разработано [15] двумерное описание нелинейных пылевых звуковых волн в запыленной магнитосфере Сатурна, которая содержит электроны двух сортов (“горячие” и “холодные”), подчиняющиеся каппа-распределению, ионы магнитосферы, а также заряженные пылевые частицы. В рамках данного рассмотрения приведен вывод уравнения Кадомцева–Петвиашвили, описывающего нелинейную динамику почти одномерных волновых структур, в которых локализация вдоль вектора магнитного поля, значительно сильнее, чем в других направлениях, и получены решения в виде пылевых звуковых одномерных солитонов и двумерных N -солитонов.

Вместе с тем в работе [15] рассматривалась ситуация, когда гирочастота пылевых частиц ω_{Bd} настолько мала, что для частот пылевых звуковых волн ω выполнено соотношение $\omega \gg \omega_{Bd}$. В этом случае, с одной стороны, влиянием магнитного поля можно пренебречь, но с другой — существует анизотропия, связанная с вектором магнитного поля, которая может повлиять на структуру нелинейной волны. Если при этом имеется почти одномерный волновой пакет, в котором локализация вдоль вектора магнитного поля значительно сильнее, чем в других направлениях, то, как показано в работе [15], нелинейные волны в запыленной магнитосфере Сатурна описываются уравнением Кадомцева–Петвиашвили.

В настоящей работе рассматривается противоположная ситуация, когда частоты пылевых звуковых волн не превышают ω_{Bd} . В обычной плазме (не содержащей пылевых частиц) в случае низких частот и блинообразной формы волнового пакета вдоль внешнего магнитного поля нелинейные волны описываются хорошо известным уравнением Захарова–Кузнецова (см., например, [16]).

Особенности пылевой плазмы магнитосферы Сатурна по сравнению с обычной плазмой весьма велики и ограничиваются не просто заменой ионов на заряженные пылевые частицы. В частности, электроны плазмы магнитосферы Сатурна двух сортов подчиняются каппа-распределению, а при рассмотрении обычной плазмы используется распределение Больцмана для электронов [16]. Поэтому существенный интерес представляет рассмотрение нелинейных пылевых звуковых волн в ситуации низких частот, не превышающих ω_{Bd} .

Целью настоящей работы является подобное рассмотрение, вывод дифференциального уравнения, описывающего нелинейные пылевые звуковые волны в ситуации низких частот, рассмотрение некоторых частных его решений для параметров плазмы запыленной магнитосферы Сатурна.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Волновые явления, связанные с пылевой звуковой модой, в магнитосфере Сатурна определяются, главным образом, динамикой и процессами зарядки пылевых частиц. С учетом влияния магнитного поля \mathbf{B} (без ограничения общности можно считать, что вектор \mathbf{B} сонаправлен с осью z), уравнения непрерывности и движения (в координатной форме) имеют вид

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial n_d v_{d,x}}{\partial x} + \frac{\partial n_d v_{d,y}}{\partial y} + \frac{\partial n_d v_{d,z}}{\partial z} = 0, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial v_{d,x}}{\partial t} + v_{d,x} \frac{\partial v_{d,x}}{\partial x} + v_{d,y} \frac{\partial v_{d,x}}{\partial y} + \\ & + v_{d,z} \frac{\partial v_{d,x}}{\partial z} + \frac{q_d}{m_d} \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{q_d B}{m_d c} v_{d,y}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial v_{d,y}}{\partial t} + v_{d,x} \frac{\partial v_{d,y}}{\partial x} + v_{d,y} \frac{\partial v_{d,y}}{\partial y} + \\ & + v_{d,z} \frac{\partial v_{d,y}}{\partial z} + \frac{q_d}{m_d} \frac{\partial \varphi}{\partial y} = -\frac{q_d B}{m_d c} v_{d,x}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial v_{d,z}}{\partial t} + v_{d,x} \frac{\partial v_{d,z}}{\partial x} + v_{d,y} \frac{\partial v_{d,z}}{\partial y} + \\ & + v_{d,z} \frac{\partial v_{d,z}}{\partial z} + \frac{q_d}{m_d} \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь n_d , m_d , $q_d = eZ_d$ — концентрация, масса и заряд пылевых частиц (Z_d — зарядовое число пылевой частицы); $B = |\mathbf{B}|$, $-e$ — заряд электрона; $v_{d,x}$, $v_{d,y}$, $v_{d,z}$ — компоненты скорости пылевых частиц, φ — самосогласованный электростатический потенциал плазмы, удовлетворяющий уравнению Пуассона

$$\Delta \varphi = 4\pi e (n_{e,c} + n_{e,h} - n_i - n_d Z_d). \quad (5)$$

Здесь n_i — концентрация ионов, $n_{e,c(e,h)}$ — концентрация “холодных” (“горячих”) электронов.

В магнитосфере Сатурна присутствуют два сорта электронов: “горячие” (с характерными температурами порядка несколько 100 эВ) и “холодные” (с характерными температурами около 10 эВ). Такие электроны удовлетворяют к-распределению по скоростям и соответствуют двум типам распределений (распределениям для “холодных” и “горячих” электронов) [17]:

$$n_{e,c} = n_{e,c0} \left(1 - \frac{1}{\kappa_c - 3/2} \frac{e\varphi}{T_{ec}} \right)^{-\kappa_c + 1/2}, \quad (6)$$

$$n_{e,h} = n_{e,h0} \left(1 - \frac{1}{\kappa_h - 3/2} \frac{e\varphi}{T_{eh}} \right)^{-\kappa_h + 1/2}. \quad (7)$$

Здесь $n_{e,c0(h0)}$ — невозмущенная концентрация “холодных” (“горячих”) электронов, $T_{e,c(eh)}$ — температура “холодных” (“горячих”) электронов, выраженная в энергетических единицах; κ_c и κ_h — параметры для κ -распределений “холодных” и “горячих” электронов соответственно. Отметим, что $\kappa_c, \kappa_h > 3/2$. Ионы подчиняются распределению Больцмана

$$n_i = n_{i0} e^{-e\varphi/T_i}, \quad (8)$$

где T_i — температура ионов, выраженная в энергетических единицах. Здесь и далее индекс 0 соответствует невозмущенным состояниям.

В данной работе не учитываются вариации зарядов пылевых частиц внутри нелинейной пылевой звуковой волновой структуры. Возможность использования такого приближения обусловлена медленностью пылевых звуковых временных масштабов по сравнению с временными масштабами, характеризующими процессы зарядки пылевых частиц (см., например, работу [18]). Тем не менее для нахождения характерного заряда пылевой частицы внутри нелинейной волновой структуры при определении, скажем, формы нелинейной структуры следует провести вычисления зарядового числа, которые, вообще говоря, отличаются от вычислений в обычной пылевой плазме, поскольку в рассматриваемой ситуации электроны удовлетворяют κ -распределениям, тогда как в обычной пылевой плазме на данных временных масштабах электроны — больцмановские. Таким образом, представляется необходимым привести уравнение, характеризующее заряд пылевой частицы.

Можно считать, что на пространственно-временных масштабах, характерных для пылевых звуковых волн, заряд пылевой частицы описывается трансцендентным уравнением

$$I_i(Z_d) = I_{e,c}(Z_d) + I_{e,h}(Z_d), \quad (9)$$

где ионный ток описывается выражением [19]

$$I_i(Z_d) = 4\pi a^2 e n_{i0} \sqrt{\frac{T_i}{2\pi m_i}} \left(1 - \frac{e^2 Z_d}{a T_i} \right), \quad (10)$$

а токи “холодных” (“горячих”) электронов — уравнением

$$I_{e,c(h)}(Z_d) = 2\sqrt{\pi} a^2 e n_{e0,c(h)} \frac{\sqrt{\kappa_{c(h)} - 3/2}}{\kappa_{c(h)} (\kappa_{c(h)} - 1)} \times$$

$$\times \frac{\Gamma(\kappa_{c(h)} + 1)}{\Gamma(\kappa_{c(h)} - 1/2)} \sqrt{\frac{T_{e,c(h)}}{m_e}} \left(1 - \frac{1}{\kappa_{c(h)} - 3/2} \frac{e^2 Z_d}{a T_{e,c(h)}} \right)^{-\kappa_{c(h)} + 1}, \quad (11)$$

где a — характерный размер пылевых частиц, m_i — масса ионов, $\Gamma(\kappa_{c(h)})$ — гамма-функция.

Следует отметить, что в условиях плазмы магнитосферы Сатурна заряды пылевых частиц оказываются отрицательными (см, например, работы [14, 15]).

В условиях квазинейтральности

$$n_{i0} + Z_d n_{d0} = n_{e0}, \quad (12)$$

где $n_{e0} = n_{e0,c} + n_{e0,h}$ — суммарная концентрация невозмущенных “холодных” и “горячих” электронов. Удобно ввести коэффициент соотношения между концентрациями “холодных” и “горячих” электронов α (отметим, что $0 \leq \alpha \leq 1$), тогда

$$n_{e0,c} = \alpha (n_{i0} + Z_d n_{d0}), \quad (13)$$

$$n_{e0,h} = (1 - \alpha) (n_{i0} + Z_d n_{d0}). \quad (14)$$

В предположении малости параметра $\tilde{\varphi} = e\varphi/T_i$ распределения электронов (6) и (7) принимают вид

$$n_{e,c(h)} = n_{e,c(h)0} \left(1 + a_{1,c(h)} \tilde{\varphi} + a_{2,c(h)} \tilde{\varphi}^2 \right), \quad (15)$$

где

$$a_{1,c(h)} = \frac{\kappa_{c(h)} - 1/2}{\kappa_{c(h)} - 3/2} \frac{T_i}{T_{e,c(h)}}, \quad (16)$$

$$a_{2,c(h)} = \frac{(\kappa_{c(h)} - 1/2)(\kappa_{c(h)} + 1/2)}{2(\kappa_{c(h)} - 3/2)^2} \left(\frac{T_i}{T_{e,c(h)}} \right)^2. \quad (17)$$

При этом распределение ионов (8) принимает вид

$$n_i = n_{i0} \left(1 - \tilde{\varphi} + \tilde{\varphi}^2/2 \right). \quad (18)$$

Систему уравнений (1)–(5) удобно представить в следующих безразмерных переменных (отметим, что поскольку заряд пылевых частиц для параметров магнитосферы Сатурна оказывается отрицательным, в последующих обозначениях следует использовать модуль зарядового числа: $|Z_d|$):

$$t \rightarrow \omega_{pd}^{-1} \tilde{t}, \quad (19)$$

$$(x, y, z) \rightarrow (\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) \lambda_D, \quad (20)$$

$$(v_{d,x}, v_{d,y}, v_{d,z}) \rightarrow (\tilde{v}_{d,x}, \tilde{v}_{d,y}, \tilde{v}_{d,z}) C_{Sd}, \quad (21)$$

$$\varphi \rightarrow T_i \tilde{\varphi}/e, \quad (22)$$

$$n_d \rightarrow \tilde{n}_d n' / |Z_d|, \quad (23)$$

где $\omega_{pd} = \sqrt{4\pi n' |Z_d| e^2 / m_d}$ — пылевая плазменная частота, $\lambda_D = \sqrt{T_i / 4\pi n' e^2}$ — дебаевский радиус ионов, $C_{SD} = \omega_{pd} \lambda_D$, а также

$$n' = n_{e,c0} a_{1,c} + n_{e,h0} a_{1,h} + n_{i0}. \quad (24)$$

Таким образом, система уравнений (1)–(5) в безразмерном виде (19)–(24) с учетом разложения (15)–(18) по малому параметру $\tilde{\varphi} \ll 1$ с точностью до $o(\tilde{\varphi}^3)$ имеет вид

$$\frac{\partial \tilde{n}_d}{\partial \tilde{t}} + \frac{\partial \tilde{n}_d \tilde{v}_{d,x}}{\partial \tilde{t}} + \frac{\partial \tilde{n}_d \tilde{v}_{d,y}}{\partial \tilde{y}} + \frac{\partial \tilde{n}_d \tilde{v}_{d,z}}{\partial \tilde{z}} = 0, \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{v}_{d,x}}{\partial \tilde{t}} + \tilde{v}_{d,x} \frac{\partial \tilde{v}_{d,x}}{\partial \tilde{x}} + \tilde{v}_{d,y} \frac{\partial \tilde{v}_{d,x}}{\partial \tilde{y}} + \\ + \tilde{v}_{d,z} \frac{\partial \tilde{v}_{d,x}}{\partial \tilde{z}} - \frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial \tilde{x}} = -\omega_B \tilde{v}_{d,y}, \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{v}_{d,y}}{\partial \tilde{t}} + \tilde{v}_{d,x} \frac{\partial \tilde{v}_{d,y}}{\partial \tilde{x}} + \tilde{v}_{d,y} \frac{\partial \tilde{v}_{d,y}}{\partial \tilde{y}} + \\ + \tilde{v}_{d,z} \frac{\partial \tilde{v}_{d,y}}{\partial \tilde{z}} - \frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial \tilde{y}} = \omega_B \tilde{v}_{d,x}, \end{aligned} \quad (27)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{v}_{d,z}}{\partial \tilde{t}} + \tilde{v}_{d,x} \frac{\partial \tilde{v}_{d,z}}{\partial \tilde{x}} + \tilde{v}_{d,y} \frac{\partial \tilde{v}_{d,z}}{\partial \tilde{y}} + \\ + \tilde{v}_{d,z} \frac{\partial \tilde{v}_{d,z}}{\partial \tilde{z}} - \frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial \tilde{z}} = 0, \end{aligned} \quad (28)$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{\varphi}}{\partial \tilde{x}^2} + \frac{\partial^2 \tilde{\varphi}}{\partial \tilde{y}^2} + \frac{\partial^2 \tilde{\varphi}}{\partial \tilde{z}^2} = \frac{n_{e,c0} + n_{e,h0} - n_{i0}}{n'} + \tilde{n}_d + \tilde{\varphi} + \tilde{n} \tilde{\varphi}^2, \quad (29)$$

где введены следующие обозначения:

$$\tilde{n} = n'' / n', \quad (30)$$

$$n'' = n_{e,c0} a_{2,c} + n_{e,h0} a_{2,h} - n_{i0} / 2, \quad (31)$$

$$\omega_B = \omega_{Bd} / \omega_{pd}. \quad (32)$$

Здесь $\omega_{Bd} = (q_d B) / (m_d c)$ — пылевая ларморовская частота.

3. ЛИНЕЙНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

В линейном приближении концентрацию пылевых частиц можно представить в следующем виде:

$$\tilde{n}_d = n_0 + \delta \tilde{n}_d, \quad (33)$$

где $\delta \tilde{n}_d$ — безразмерная величина возмущения концентрации пылевых частиц, вызванного изменениями потенциала $\tilde{\varphi}$, а безразмерная невозмущенная концентрация пылевых частиц имеет вид

$$n_0 = |Z_d| \frac{n_{d0}}{n'}. \quad (34)$$

С учетом квазинейтральности (12) уравнение Пуассона (29) в безразмерном виде (в предположении $\tilde{\varphi} \ll 1$) с точностью до $o(\tilde{\varphi}^3)$ принимает вид

$$\frac{\partial^2 \tilde{\varphi}}{\partial \tilde{x}^2} + \frac{\partial^2 \tilde{\varphi}}{\partial \tilde{y}^2} + \frac{\partial^2 \tilde{\varphi}}{\partial \tilde{z}^2} = \tilde{\varphi} + n \tilde{\varphi}^2 + \delta \tilde{n}_d. \quad (35)$$

В условиях распространения гармонических волн

$$\delta \tilde{n}_d \propto \exp(-i\omega t + i \mathbf{k} \mathbf{r}), \quad (36)$$

$$\tilde{\varphi} \propto \exp(-i\omega t + i \mathbf{k} \mathbf{r}) \quad (37)$$

из системы уравнений (25)–(28) и линеаризованного уравнения (35) следует выражение, описывающее эволюцию безразмерного потенциала $\tilde{\varphi}$:

$$\left\{ \left(\frac{\partial^2}{\partial \tilde{t}^2} + \omega_B^2 \right) \left[(1 - \tilde{\Delta}) \frac{\partial^2}{\partial \tilde{t}^2} - n_0 \tilde{\Delta} \right] + n_0 \tilde{\Delta}_\perp \omega_B^2 \right\} \tilde{\varphi} = 0. \quad (38)$$

Здесь оператор Лапласа представлен в безразмерном виде $\tilde{\Delta} = \partial^2 / \partial \tilde{x}^2 + \partial^2 / \partial \tilde{y}^2 + \partial^2 / \partial \tilde{z}^2$, а также $\tilde{\Delta}_\perp = \partial^2 / \partial \tilde{x}^2 + \partial^2 / \partial \tilde{y}^2$.

Уравнение (38) позволяет получить хорошо известный закон дисперсии (в безразмерном виде) (см., например, [16]):

$$\mathbf{k}^2 + 1 = \frac{n_0 \mathbf{k}_\parallel^2}{\omega^2} + \frac{n_0 \mathbf{k}_\perp^2}{\omega^2 - \omega_B^2}, \quad (39)$$

где \mathbf{k}_\parallel и \mathbf{k}_\perp — составляющие волнового вектора \mathbf{k} вдоль и поперек магнитного поля соответственно.

Например, для длин волн, значительно превосходящих ларморовский радиус, при малых углах между направлением распространения волны и магнитным полем закон дисперсии (39) принимает вид [16]

$$\omega(\mathbf{k}) = n_0 |\mathbf{k}_\parallel| \left[1 - \frac{|\mathbf{k}_\parallel|^2}{2} - \frac{(\omega_B^2 + n_0) |\mathbf{k}_\perp|^2}{\omega_B^2} \right] \quad (40)$$

или в размерном виде:

$$\omega(\mathbf{k}) = C_{SD} n_0 |\mathbf{k}_\parallel| \left[1 - \frac{|\mathbf{k}_\parallel|^2}{2} \lambda_D^2 \left(1 + \frac{n_0 \omega_{pd}^2 + \omega_{Bd}^2 |\mathbf{k}_\perp|^2}{\omega_{Bd}^2 |\mathbf{k}_\parallel|^2} \right) \right], \quad (41)$$

где характерная скорость пылевого звука

$$C_{SD} = \sqrt{|Z_d| \frac{n_{d0}}{n'}} C_{SD}.$$

Поскольку вектор \mathbf{k}_\parallel сонаправлен с \mathbf{B} , а значит, параллелен оси z , уравнение в координатном

пространстве, соответствующее закону дисперсии (41), имеет вид

$$\frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial t} + C_{SD} \frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial z} + \frac{C_{SD} \lambda_{De}^2}{2} \frac{\partial^3 \tilde{\varphi}}{\partial z^3} + \frac{C_{SD} \lambda_{De}^2}{2} \frac{n_0 \omega_{pd}^2 + \omega_{Bd}^2}{\omega_{Bd}^2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \tilde{\varphi} = 0. \quad (42)$$

4. УРАВНЕНИЕ ЗАХАРОВА–КУЗНЕЦОВА

Уравнение (42) является уравнением линейного типа. Оно по форме совпадает с аналогичным уравнением для ионно-звуковых волн, полученном в работе [16] для случая обычной плазмы, когда электроны подчиняются бальцмановскому распределению. Учет более высоких порядков малости в системе уравнений (25)–(29) приводит к нелинейному уравнению.

Для его вывода можно воспользоваться стандартным методом разложения по малому параметру ε [20, 21]. Используя метод асимптотического представления на основе классического анализа размерностей, новые переменные можно представить в следующем виде:

$$\tau = \varepsilon^{3/2} t, \quad (43)$$

$$\xi = \varepsilon^{1/2} x, \quad (44)$$

$$\eta = \varepsilon^{1/2} y, \quad (45)$$

$$\zeta = \varepsilon^{1/2} z - M \varepsilon^{1/2} t. \quad (46)$$

При этом разложения по малому параметру ε принимают вид

$$n_d = n_0 + \varepsilon n_1 + \varepsilon^2 n_2, \quad (47)$$

$$v_{d,x} = \varepsilon^{3/2} v_{1,d,x} + \varepsilon^2 v_{2,d,x}, \quad (48)$$

$$v_{d,y} = \varepsilon^{3/2} v_{1,d,y} + \varepsilon^2 v_{2,d,y}, \quad (49)$$

$$v_{d,z} = \varepsilon v_{1,d,z} + \varepsilon^2 v_{2,d,z}, \quad (50)$$

$$\varphi = \varepsilon \varphi_1 + \varepsilon^2 \varphi_2. \quad (51)$$

Полученное таким образом нелинейное уравнение для пылевых звуковых возмущений в плазме магнитосферы Сатурна с учетом влияния магнитного поля для длин волн, значительно превосходящих ларморовский радиус, при малых углах между направлением распространения волны и магнитным полем имеет вид

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial \tau} - C_{SD} \frac{2n_0 n + 3}{2n_0} \varphi_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial \zeta} + \frac{C_{SD} \lambda_D^2}{2} \frac{\partial^3 \varphi_1}{\partial \zeta^3} + \frac{C_{SD} \lambda_D^2}{2} \frac{n_0 \omega_{pd}^2 + \omega_{Bd}^2}{\omega_{Bd}^2} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \right) \varphi_1 = 0. \quad (52)$$

Подробности вывода нелинейного уравнения (52) приведены в приложении 1.

Уравнение (52) можно переписать в канонической форме, для этого необходимо заменить φ_1 на $-\varphi_1$:

$$\varphi_1 \rightarrow -\varphi_1. \quad (53)$$

В случае замены (53) уравнение (52) принимает вид

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial \tau} + C_{SD} \frac{2n_0 n + 3}{2n_0} \varphi_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial \zeta} + \frac{C_{SD} \lambda_D^2}{2} \frac{\partial^3 \varphi_1}{\partial \zeta^3} + \frac{C_{SD} \lambda_D^2}{2} \frac{n_0 \omega_{pd}^2 + \omega_{Bd}^2}{\omega_{Bd}^2} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \right) \varphi_1 = 0. \quad (54)$$

Полученное таким образом уравнение (54) является уравнением Захарова–Кузнецова (см., например, работу [16]), полученное для ионно-звуковых волн в обычной плазме, не содержащей пылевых частиц.

5. СОЛИТОННЫЕ РЕШЕНИЯ

Решение уравнения Захарова–Кузнецова (54) ищем в виде распространяющихся пылевых звуковых волн с характерными пространственными размерами, значительно превосходящими дебаевский радиус λ_D . Перейдем для этого в систему отсчета, в которой ось ζ' ориентирована в направлении распространения волнового пакета. Вводя угол ϑ между направлением ζ' и магнитным полем \mathbf{B} , развернем систему координат согласно замене:

$$\xi' = \xi \cos \vartheta - \zeta \sin \vartheta, \quad (55)$$

$$\eta' = \eta, \quad (56)$$

$$\zeta' = \xi \sin \vartheta + \zeta \cos \vartheta. \quad (57)$$

В новой системе координат уравнение (54) принимает вид (ср. с работой [22])

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial \tau} + \gamma_1 \varphi_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial \zeta'} + \gamma_2 \varphi_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial \xi'} + \gamma_3 \frac{\partial^3 \varphi_1}{\partial \zeta'^3} + \gamma_4 \frac{\partial^3 \varphi_1}{\partial \xi'^3} + \gamma_5 \frac{\partial^3 \varphi_1}{\partial \xi' \partial \zeta'^2} + \gamma_6 \frac{\partial^3 \varphi_1}{\partial \zeta' \partial \xi'^2} + \gamma_7 \frac{\partial^3 \varphi_1}{\partial \zeta' \partial \eta'^2} + \gamma_8 \frac{\partial^3 \varphi_1}{\partial \xi' \partial \eta'^2} = 0, \quad (58)$$

где

$$\gamma_1 = C_{SD} \frac{2n_0 n + 3}{2n_0} \cos \vartheta, \quad (59)$$

$$\gamma_2 = -C_{SD} \frac{2n_0 n + 3}{2n_0} \sin \vartheta, \quad (60)$$

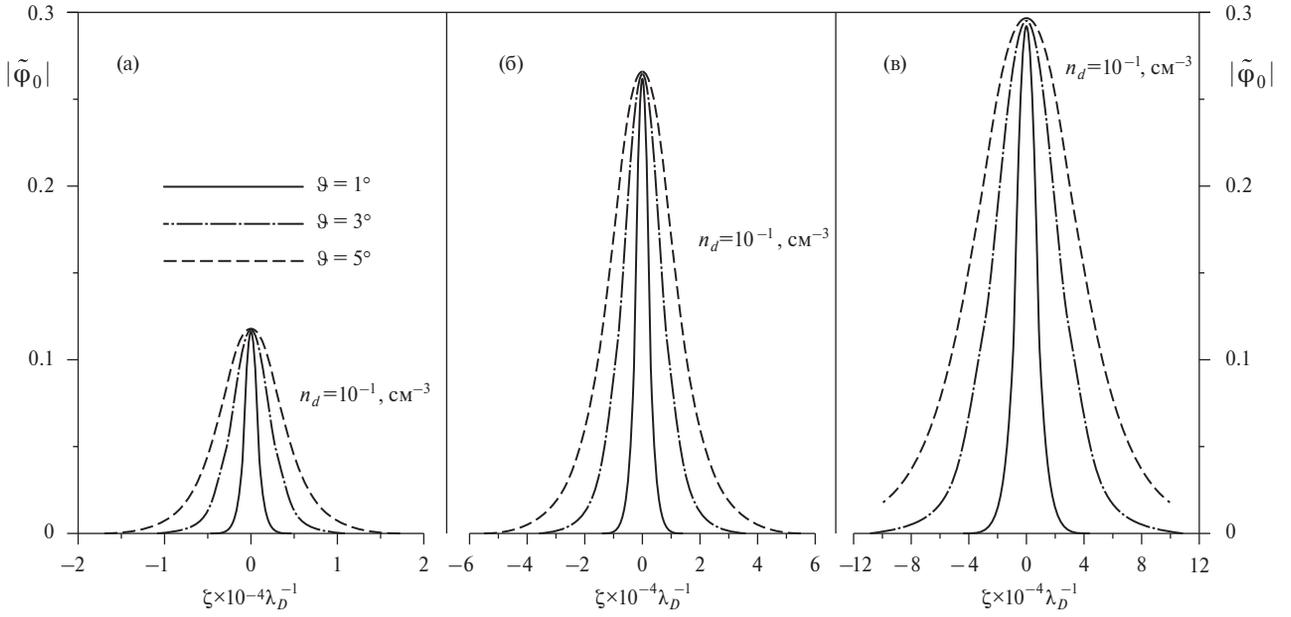


Рис. 1. Характерный вид одномерных солитонов, распространяющихся под углом ϑ к магнитному полю: $\vartheta = 1^\circ$ — сплошная кривая, $\vartheta = 3^\circ$ — штрихпунктирная кривая, $\vartheta = 5^\circ$ — штриховая кривая. Графики построены для трех случаев возможных концентраций пылевых частиц: $n_{d0} = 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ (а), $n_{d0} = 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ (б), $n_{d0} = 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ (в).

$$\gamma_3 = \frac{C_{SD}\lambda_D^2}{2} \cos^3 \vartheta + \frac{C_{SD}\lambda_D^2}{2} \frac{n_0 \omega_{pd}^2 + \omega_{Bd}^2}{\omega_{Bd}^2} \cos \vartheta \sin^2 \vartheta, \quad (61)$$

$$\gamma_4 = -\frac{C_{SD}\lambda_D^2}{2} \sin^3 \vartheta - \frac{C_{SD}\lambda_D^2}{2} \frac{n_0 \omega_{pd}^2 + \omega_{Bd}^2}{\omega_{Bd}^2} \sin \vartheta \cos^2 \vartheta, \quad (62)$$

$$\gamma_5 = -\frac{3C_{SD}\lambda_D^2}{2} \cos^2 \vartheta \sin \vartheta + \frac{C_{SD}\lambda_D^2}{2} \frac{n_0 \omega_{pd}^2 + \omega_{Bd}^2}{\omega_{Bd}^2} (2 \cos^2 \vartheta \sin \vartheta - \sin^3 \vartheta), \quad (63)$$

$$\gamma_6 = \frac{3C_{SD}\lambda_D^2}{2} \cos \vartheta \sin^2 \vartheta - \frac{C_{SD}\lambda_D^2}{2} \frac{n_0 \omega_{pd}^2 + \omega_{Bd}^2}{\omega_{Bd}^2} (2 \cos \vartheta \sin^2 \vartheta - \cos^3 \vartheta), \quad (64)$$

$$\gamma_7 = \frac{C_{SD}\lambda_D^2}{2} \frac{n_0 \omega_{pd}^2 + \omega_{Bd}^2}{\omega_{Bd}^2} \cos \vartheta, \quad (65)$$

$$\gamma_8 = -\frac{C_{SD}\lambda_D^2}{2} \frac{n_0 \omega_{pd}^2 + \omega_{Bd}^2}{\omega_{Bd}^2} \sin \vartheta. \quad (66)$$

Уравнение (58) имеет решение в виде одномерных солитонов, распространяющихся вдоль оси ζ' со скоростью u_0 :

$$\Phi_{Sol} = \frac{3u_0/\gamma_1}{\text{ch}^2 \left[\frac{1}{2} \sqrt{\frac{u_0}{\gamma_3}} (\zeta' - u_0 \tau) \right]}. \quad (67)$$

На рис. 1 представлены семейства таких солитонов, построенных для различных параметров, характерных для плазмы магнитосферы Сатурна. При вычислениях использовались следующие значения: $n_{i0} = 10 \text{ см}^{-3}$, $T_i = 100 \text{ К}$, $T_{ec} = 10 \text{ эВ}$, $T_{eh} = 700 \text{ эВ}$, $\alpha = 0,5$; $\kappa_c = \kappa_h = 2$, $u_0 = 0,1 C_{SD}$, $a = 1 \text{ мкм}$, $n_{d0} = 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ (рис. 1а), $n_{d0} = 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ (рис. 1б), $n_{d0} = 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ (рис. 1в), $B = 0,18 \text{ Гс}$ [23]. Характерные значения пылевых плазменных и пылевых лармовских частот при этом равны: для случая а — $\omega_{pd} = 0,4 \text{ с}^{-1}$, $\omega_{Bd} = 3,4 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$; для случая б — $\omega_{pd} = 0,24 \text{ с}^{-1}$, $\omega_{Bd} = 6,3 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$; для случая в — $\omega_{pd} = 0,082 \text{ с}^{-1}$, $\omega_{Bd} = 6,8 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1}$.

Из приведенных графиков видно, что характерная ширина солитонов составляет от нескольких тысяч до нескольких десятков тысяч дебаевских радиусов, и чем больше угол ϑ , тем больше пространственный размер солитона.

Следует отметить, что в силу замены (53) изначальные амплитуды всех солитонов оказываются отрицательными, что не противоречит (см., например, работу [24]) ранее полученным результатам о корреляции знаков пылевых частиц и амплитуды пылевых звуковых солитонов.

На рис. 2 приведены модули амплитуд $|\tilde{\varphi}_0|$ солитонных решений (67) в зависимости от характерных

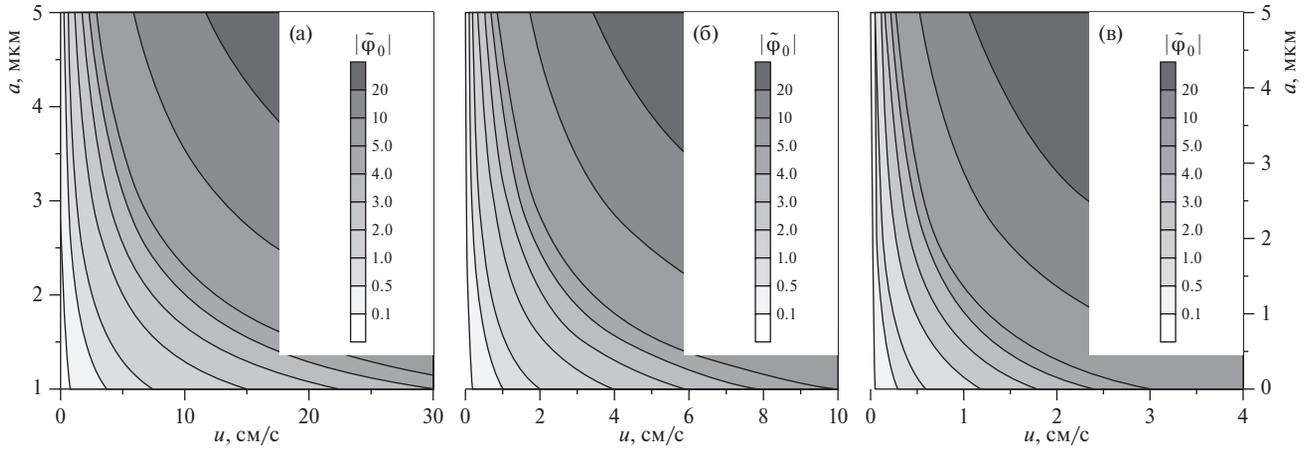


Рис. 2. Модули амплитуд $|\tilde{\varphi}_0|$ солитонных решений (67) в зависимости от характерных средних размеров пылевых частиц a и скорости распространения солитона u при $\vartheta = 5^\circ$ для $n_{d0} = 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ (а), $n_{d0} = 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ (б), $n_{d0} = 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ (в).

размеров пылевых частиц a и скорости распространения солитона u при $\vartheta = 5^\circ$ для $n_{d0} = 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ (рис. 2а), $n_{d0} = 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ (рис. 2б), $n_{d0} = 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ (рис. 2в).

Уравнение (54) допускает трехмерное сферически симметричное решение, распространяющееся с некоторой скоростью u вдоль направления магнитного поля. Для нахождения такого решения нужно провести следующую замену:

$$\phi(\tilde{\xi}, \tilde{\eta}, \tilde{\zeta}) = \frac{C_{SD}}{u} \frac{2n_0 n + 3}{4n_0} \varphi_1(\xi, \eta, \zeta), \quad (68)$$

$$\tilde{\zeta} = \sqrt{\frac{2u}{C_{SD}}} \frac{\zeta - u\tau}{\lambda_D}, \quad (69)$$

$$\tilde{\xi} = \sqrt{\frac{2u}{C_{SD}}} \frac{\omega_{Bd}^2}{n_0 \omega_{pd}^2 + \omega_{Bd}^2} \frac{\xi}{\lambda_D}, \quad (70)$$

$$\tilde{\eta} = \sqrt{\frac{2u}{C_{SD}}} \frac{\omega_{Bd}^2}{n_0 \omega_{pd}^2 + \omega_{Bd}^2} \frac{\eta}{\lambda_D}. \quad (71)$$

В новых переменных уравнение Захарова–Кузнецова (54) принимает вид [16]

$$\tilde{\Delta}\phi = \phi - \phi^2. \quad (72)$$

Это уравнение допускает численное решение в виде сферически симметричного солитона. Такое решение приведено на рис. 3 для трех ситуаций, соответствующих различным значениям концентрации пыли: $n_{d0} = 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ (рис. 3а), $n_{d0} = 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ (рис. 3б), $n_{d0} = 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ (рис. 3в).

Во всех случаях скорость распространения солитона $u = 0.1 C_{SD}$. Графики построены в координатах $(\rho_\perp = \sqrt{\xi^2 + \eta^2}, \zeta)$. Из численного решения видно, что такой солитон имеет блиноподобную форму,

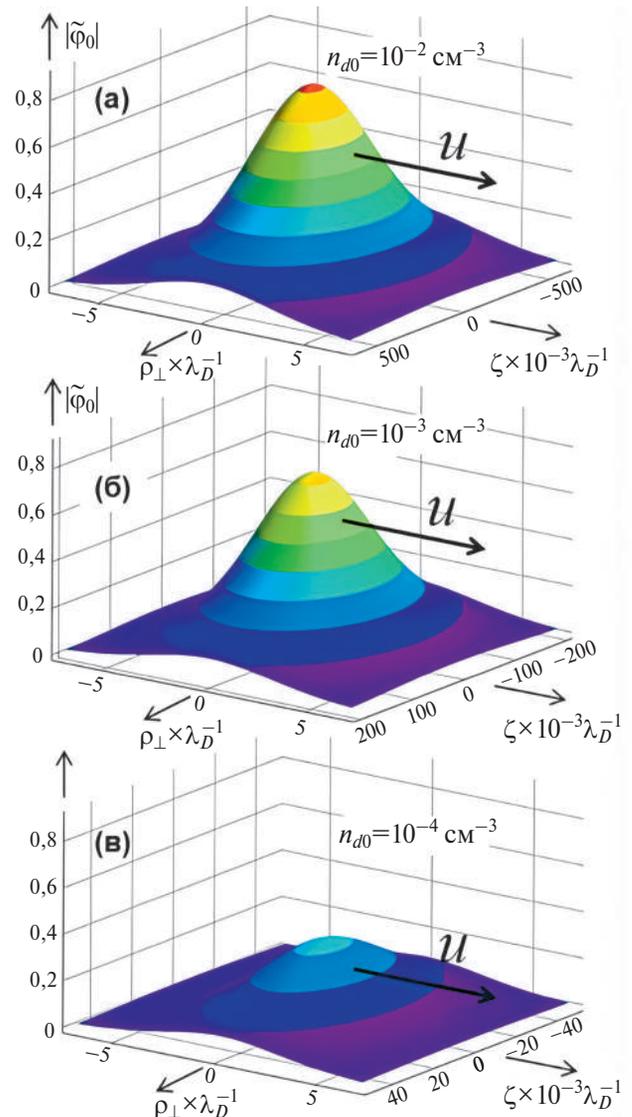


Рис. 3. Трехмерный солитон для случаев: $n_{d0} = 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ (а), $n_{d0} = 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ (б), $n_{d0} = 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ (в).

т.е. форму эллипсоида, сильно сжатого в направлении распространения: характерный продольный масштаб солитона составляет около 10 дебаевских радиусов, в то время как характерный поперечный размер волны может достигать от нескольких десятков до нескольких сотен тысяч дебаевских радиусов.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, для условий пылевой плазмы в магнитосфере Сатурна, состоящей из ионов, удовлетворяющих закону распределения Больцмана, двух сортов электронов: “холодных” и “горячих”, подчиняющихся κ -распределению, а также заряженных пылевых частиц рассмотрена ситуация низких частот, не превышающих пылевой ларморовской частоты.

В данной ситуации получено нелинейное уравнение Захарова–Кузнецова для пылевых звуковых возмущений, что отличает ее от ситуации [14, 15], когда гирочастота пылевых частиц настолько мала, что частоты пылевых звуковых волн ее существенно превосходят, и, например, в двумерном случае нелинейные пылевые звуковые возмущения описываются уравнением Кадомцева–Петвиашвили.

Рассмотренная ситуация отличается также от ситуации нелинейных пылевых звуковых волн в пылевой плазме в экзосфере Луны [22], когда роль захваченных волной частиц велика и нелинейность в уравнении Захарова–Кузнецова носит неаналитический характер.

В рассматриваемой ситуации магнитосферы Сатурна роль κ -распределений, характеризующих электроны, не столь велика, и поэтому получившееся нелинейное уравнение оказывается классическим уравнением Захарова–Кузнецова.

В нашей работе найдены частные решения уравнения Захарова–Кузнецова в одномерном и трехмерном сферически симметричном случаях. Показано, что характерный пространственный размер солитонов сильно зависит от направления распространения солитонов по отношению к направлению магнитного поля.

В случае одномерных солитонов чем больше угол ϑ , тем больше характерная ширина солитона. В случае трехмерного солитона, распространяющегося вдоль магнитного поля, характерный поперечный размер сильно (в тысячи, а иногда и в сотни тысяч раз) превосходит его продольный размер.

Что касается возможных наблюдений рассмотренных солитонов в будущих космических миссиях, несмотря на их малые (но конечные) амплитуды,

такие наблюдения в магнитосфере Сатурна, по-видимому, возможны, на что указывают наблюдения нижнегибридных солитонов в магнитосфере Земли в эксперименте “Фрея” [12].

Для проведения подобных наблюдений будущими космическими аппаратами, направленными к Сатурну, необходима аппаратура, аналогичная размещенной на космическом аппарате “Фрея”, позволяющая с высокой точностью измерять электрические поля в космическом пространстве.

Данная работа была частично поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики “Базис”.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Подробности вывода нелинейного уравнения (52)

Вывод нелинейного уравнения (52) для пылевых звуковых возмущений удобно провести в безразмерных переменных. При этом выражения для новых переменных (43)–(46), а также разложения (47)–(51) в безразмерном виде имеют по форме такой же вид, как и в размерном случае:

$$\tilde{\tau} = \varepsilon^{3/2} \tilde{t}, \quad (\text{П.1})$$

$$\tilde{\xi} = \varepsilon^{1/2} \tilde{x}, \quad (\text{П.2})$$

$$\tilde{\eta} = \varepsilon^{1/2} \tilde{y}, \quad (\text{П.3})$$

$$\tilde{\zeta} = \varepsilon^{1/2} \tilde{z} - \tilde{M} \varepsilon^{1/2} \tilde{t}. \quad (\text{П.4})$$

При этом разложения по малому параметру ε принимают вид

$$\tilde{n}_d = n_0 + \varepsilon \tilde{n}_1 + \varepsilon^2 \tilde{n}_2, \quad (\text{П.5})$$

$$\tilde{v}_{d,x} = \varepsilon^{3/2} \tilde{v}_{1d,x} + \varepsilon^2 \tilde{v}_{2d,x}, \quad (\text{П.6})$$

$$\tilde{v}_{d,y} = \varepsilon^{3/2} \tilde{v}_{1d,y} + \varepsilon^2 \tilde{v}_{2d,y}, \quad (\text{П.7})$$

$$\tilde{v}_{d,z} = \varepsilon \tilde{v}_{1d,z} + \varepsilon^2 \tilde{v}_{2d,z}, \quad (\text{П.8})$$

$$\tilde{\phi} = \varepsilon \tilde{\phi}_1 + \varepsilon^2 \tilde{\phi}_2. \quad (\text{П.9})$$

Подставляя новые переменные (П.1)–(П.4), а также разложения (П.5)–(П.9) в (25)–(28) и (35), получаем следующие соотношения (здесь и далее для того, чтобы не загромождать приведенные выражения, знак “тильда” опускаем, имея в виду, что все переменные приведены в безразмерном виде; знак “тильда” оставляем только перед безразмерными коэффициентами $\tilde{\omega}_B$ и \tilde{n}).

Уравнение непрерывности:

$$\begin{aligned} & \varepsilon^{5/2} \frac{\partial n_1}{\partial \tau} - M \varepsilon^{3/2} \frac{\partial n_1}{\partial \zeta} + \varepsilon^{7/2} \frac{\partial n_2}{\partial \tau} - M \varepsilon^{5/2} \frac{\partial n_2}{\partial \zeta} + \\ & + \varepsilon^{1/2} \frac{\partial}{\partial \xi} (n_0 + \varepsilon n_1 + \varepsilon^2 n_2) (\varepsilon^{3/2} v_{1d,x} + \varepsilon^2 v_{2d,x}) + \\ & + \varepsilon^{1/2} \frac{\partial}{\partial \eta} (n_0 + \varepsilon n_1 + \varepsilon^2 n_2) (\varepsilon^{3/2} v_{1d,y} + \varepsilon^2 v_{2d,y}) + \\ & + \varepsilon^{1/2} \frac{\partial}{\partial \zeta} (n_0 + \varepsilon n_1 + \varepsilon^2 n_2) (\varepsilon v_{1d,z} + \varepsilon^2 v_{2d,z}) = 0, \quad (\text{П.10}) \end{aligned}$$

откуда, объединяя слагаемые при соответствующих степенях относительно малого параметра ε , имеем

$$\varepsilon^{3/2} : M \frac{\partial n_1}{\partial \zeta} = n_0 \frac{\partial v_{1d,z}}{\partial \zeta}, \quad (\text{П.11})$$

$$\varepsilon^2 : n_0 \left(\frac{\partial v_{1d,x}}{\partial \xi} + \frac{\partial v_{1d,y}}{\partial \eta} \right) = 0, \quad (\text{П.12})$$

$$\begin{aligned} & \varepsilon^{5/2} : \frac{\partial v_{1d,x}}{\partial \tau} - M \frac{\partial n_2}{\partial \zeta} + n_0 \times \\ & \times \left(\frac{\partial v_{2d,x}}{\partial \xi} + \frac{\partial v_{2d,y}}{\partial \eta} + \frac{\partial v_{2d,z}}{\partial \zeta} \right) + \frac{\partial (n_1 v_{1d,z})}{\partial \zeta} = 0. \quad (\text{П.13}) \end{aligned}$$

Уравнение движения (проекция вдоль оси ξ):

$$\begin{aligned} & \varepsilon^{3/2} \frac{\partial (\varepsilon^{3/2} v_{1d,x} + \varepsilon^2 v_{2d,x})}{\partial \tau} - \\ & - M \varepsilon^{1/2} \frac{\partial (\varepsilon^{3/2} v_{1d,x} + \varepsilon^2 v_{2d,x})}{\partial \zeta} + \\ & + (\varepsilon^{3/2} v_{1d,x} + \varepsilon^2 v_{2d,x}) \varepsilon^{1/2} \frac{\partial (\varepsilon^{3/2} v_{1d,x} + \varepsilon^2 v_{2d,x})}{\partial \xi} + \\ & + (\varepsilon^{3/2} v_{1d,y} + \varepsilon^2 v_{2d,y}) \varepsilon^{1/2} \frac{\partial (\varepsilon^{3/2} v_{1d,x} + \varepsilon^2 v_{2d,x})}{\partial \eta} + \\ & + (\varepsilon v_{1d,z} + \varepsilon^2 v_{2d,z}) \varepsilon^{1/2} \frac{\partial (\varepsilon^{3/2} v_{1d,x} + \varepsilon^2 v_{2d,x})}{\partial \zeta} - \\ & - \varepsilon^{1/2} \frac{\partial (\varepsilon \varphi_1 + \varepsilon^2 \varphi_2)}{\partial \xi} - \tilde{\omega}_B (\varepsilon^{3/2} v_{1d,y} + \varepsilon^2 v_{2d,y}) = 0, \quad (\text{П.14}) \end{aligned}$$

отсюда получаем

$$\varepsilon^{3/2} : \frac{\partial \varphi_1}{\partial \xi} + \tilde{\omega}_B v_{1d,y} = 0, \quad (\text{П.15})$$

$$\varepsilon^2 : M \frac{\partial v_{1d,x}}{\partial \zeta} + \tilde{\omega}_B v_{2d,y} = 0, \quad (\text{П.16})$$

$$\varepsilon^{5/2} : M \frac{\partial v_{2d,x}}{\partial \zeta} + \frac{\partial \varphi_2}{\partial \xi} = 0. \quad (\text{П.17})$$

Уравнение движения (проекция вдоль оси η):

$$\begin{aligned} & \varepsilon^{3/2} \frac{\partial (\varepsilon^{3/2} v_{1d,y} + \varepsilon^2 v_{2d,y})}{\partial \tau} - \\ & - M \varepsilon^{1/2} \frac{\partial (\varepsilon^{3/2} v_{1d,y} + \varepsilon^2 v_{2d,y})}{\partial \zeta} + \\ & + (\varepsilon^{3/2} v_{1d,x} + \varepsilon^2 v_{2d,x}) \varepsilon^{1/2} \frac{\partial (\varepsilon^{3/2} v_{1d,y} + \varepsilon^2 v_{2d,y})}{\partial \xi} + \\ & + (\varepsilon^{3/2} v_{1d,y} + \varepsilon^2 v_{2d,y}) \varepsilon^{1/2} \frac{\partial (\varepsilon^{3/2} v_{1d,y} + \varepsilon^2 v_{2d,y})}{\partial \eta} + \\ & + (\varepsilon v_{1d,z} + \varepsilon^2 v_{2d,z}) \varepsilon^{1/2} \frac{\partial (\varepsilon^{3/2} v_{1d,y} + \varepsilon^2 v_{2d,y})}{\partial \zeta} - \\ & - \varepsilon^{1/2} \frac{\partial (\varepsilon \varphi_1 + \varepsilon^2 \varphi_2)}{\partial \eta} + \tilde{\omega}_B (\varepsilon^{3/2} v_{1d,x} + \varepsilon^2 v_{2d,x}) = 0, \quad (\text{П.18}) \end{aligned}$$

отсюда получаем

$$\varepsilon^{3/2} : \frac{\partial \varphi_1}{\partial \eta} - \tilde{\omega}_B v_{1d,x} = 0, \quad (\text{П.19})$$

$$\varepsilon^2 : -M \frac{\partial v_{1d,y}}{\partial \zeta} + \tilde{\omega}_B v_{2d,x} = 0, \quad (\text{П.20})$$

$$\varepsilon^{5/2} : M \frac{\partial v_{2d,y}}{\partial \zeta} + \frac{\partial \varphi_2}{\partial \eta} = 0. \quad (\text{П.21})$$

Уравнение движения (проекция вдоль оси ζ):

$$\begin{aligned} & \varepsilon^{3/2} \frac{\partial (\varepsilon v_{1d,z} + \varepsilon^2 v_{2d,z})}{\partial \tau} - M \varepsilon^{1/2} \frac{\partial (\varepsilon v_{1d,z} + \varepsilon^2 v_{2d,z})}{\partial \zeta} + \\ & + (\varepsilon^{3/2} v_{1d,x} + \varepsilon^2 v_{2d,x}) \varepsilon^{1/2} \frac{\partial (\varepsilon v_{1d,z} + \varepsilon^2 v_{2d,z})}{\partial \xi} + \\ & + (\varepsilon^{3/2} v_{1d,y} + \varepsilon^2 v_{2d,y}) \varepsilon^{1/2} \frac{\partial (\varepsilon v_{1d,z} + \varepsilon^2 v_{2d,z})}{\partial \eta} + \\ & + (\varepsilon v_{1d,z} + \varepsilon^2 v_{2d,z}) \varepsilon^{1/2} \frac{\partial (\varepsilon v_{1d,z} + \varepsilon^2 v_{2d,z})}{\partial \zeta} - \\ & - \varepsilon^{1/2} \frac{\partial (\varepsilon \varphi_1 + \varepsilon^2 \varphi_2)}{\partial \zeta} = 0, \quad (\text{П.22}) \end{aligned}$$

отсюда получаем

$$\varepsilon^{3/2} : M \frac{\partial v_{1d,z}}{\partial \zeta} + \frac{\partial \varphi_1}{\partial \zeta} = 0, \quad (\text{П.23})$$

$$\varepsilon^{5/2} : \frac{\partial v_{1d,z}}{\partial \tau} - M \frac{\partial v_{2d,z}}{\partial \zeta} + v_{1d,z} \frac{\partial v_{1d,z}}{\partial \zeta} - \frac{\partial \varphi_2}{\partial \zeta} = 0. \quad (\text{П.24})$$

5. Уравнение Пуассона:

$$\varepsilon \left(\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} \right) (\varepsilon \varphi_1 + \varepsilon^2 \varphi_2) =$$

$$= \varepsilon \varphi_1 + \varepsilon^2 \varphi_2 + \tilde{n} (\varepsilon \varphi_1 + \varepsilon^2 \varphi_2)^2 + \varepsilon n_1 + \varepsilon^2 n_2, \quad (\text{П.25})$$

отсюда получаем

$$\varepsilon: n_1 + \varphi_1 = 0, \quad (\text{П.26})$$

$$\varepsilon^2: \left(\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} \right) \varphi_1 = \varphi_2 + \tilde{n} \varphi_1^2 + n_2. \quad (\text{П.27})$$

Разрешая систему уравнений (П.11)–(П.13), (П.15)–(П.17), (П.19)–(П.21), (П.23), (П.24), (П.26) и (П.27) относительно φ_1 и переходя вновь к размерному виду, приходим к уравнению (52). В частности, для выполнения одновременного равенства (П.11), (П.23) и (П.26), необходимо, чтобы $M^2 = n_0$, что в размерном виде означает равенство величины M скорости пылевого звука (см. выражение (42)).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Попель С.И. // Природа. 2015. № 9. С. 48.
2. Wahlund J.-E., André M., Eriksson A.I.E., Lundberg M., Morooka M.W., Shafiq M., Averkamp T.F., Gurnett D.A., Hospodarsky G.B., Kurth W.S., Jacobsen K.S., Pedersen A., Farrell W., Ratynskaia S., Piskunov N. // Planetary Space Sci. 2009. V. 57. P. 1795.
3. Yaroshenko V.V., Ratynskaia S., Olson J., Brenning N., Wahlund J.-E., Morooka M., Kurth W.S., Gurnett D.A., Morfill G.E. // Planetary Space Sci. 2009. V. 57. P. 1807.
4. Sittler Jr. E.C., Ogilvie K.W., Scudde J.D. // J. Geophys. Res. 1983. V. 88. P. 8847.
5. Barbosa D.D., Kurth W.S. // J. Geophys. Res. 1993. V. 98. P. 9351.
6. Koen E.J., Collier A.B., Maharaj S.K., Hellberg M.A. // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 072122.
7. Popel S.I., Zelenyi L.M., Golub' A.P., Dubinskii A.Yu. // Planetary Space Sci. 2018. V. 156. P. 71.
8. Голубь А.П., Попель С.И. // Письма ЖЭТФ. 2021. Т. 113. С. 440.
9. Schippers P., Blanc M., Andre N., Dandouras I., Lewis G.R., Gilbert L.K., Persoon A.M., Krupp N., Gurnett D.A., Coates A.J., Krimigis S.M., Young D.T., Dougherty M.K. // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. P. A07208.
10. Yeager A. // Nature. 2008. DOI: 10.1038/news.2008.1254.
11. Pécseli H.L., Lybekk B., Trulsen J., Eriksson A. // Plasma Phys. Controlled Fusion. 1997. V. 39. P. A227.
12. Попель С.И. // Физика плазмы. 2001. Т. 27. С. 475.
13. Копнин С.И., Косарев И.Н., Попель С.И. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 224.
14. Копнин С.И., Шохрин Д.В., Попель С.И. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 163.
15. Копнин С.И., Шохрин Д.В., Попель С.И. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 582.
16. Петвиашвили В.И., Похотелов О.А. Уединенные волны в плазме и атмосфере. М.: Энергоатомиздат, 1989.
17. Banerjee G., Maitra S. // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 043708.
18. Popel S.I., Kopnin S.I., Kosarev I.N., Yu M.Y. // Adv. Space Res. 2006. V. 37. P. 414.
19. Rubab N., Murtaza G. // Physica Scripta. 2006. V. 73. P. 178.
20. Зейтунян Р.Х. // УФН. 1995. Т. 165. С. 1403.
21. Рыскин Н.М., Трубецков Д.И. Нелинейные волны. М.: URSS, 2021. С. 180.
22. Кассем А.И., Копнин С.И., Попель С.И., Зеленый Л.М. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. P. 871.
23. Sulaiman A.H., Kurth W.S., Hospodarsky G.B., Averkamp T.F., Ye S.-Y., Menietti J.D., Farrell W.M., Gurnett D.A., Persoon A.M., Dougherty M.K., Hunt G.J. // Geophys. Res. Lett. 2018. V. 45. P. 7347.
24. Kopnin S.I., Kosarev I.N., Popel S.I., Yu M.Y. // Planetary Space Sci. 2004. V. 52. P. 1187.

ZAKHAROV–KUZNETSOV EQUATION FOR DESCRIBING LOW-FREQUENCY NONLINEAR DUST ACOUSTIC PERTURBATIONS IN SATURN'S DUSTY MAGNETOSPHERE

S. I. Kopnin^a, D. V. Shokhrin^b, S. I. Popel^{a,*}

^a Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997, Russia

^b National Research University "Higher School of Economics," Moscow, 101000, Russia

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

A description is given of low-frequency nonlinear dust acoustic waves in Saturn's dusty magnetosphere, which contains electrons of two types (hot and cold) obeying the kappa distribution, magnetospheric ions, and charged dust particles. For the corresponding conditions, the derivation of the Zakharov–Kuznetsov equation is given, which describes the nonlinear dynamics of dust acoustic waves in the case of low frequencies and a pancake-shaped wave packet along an external magnetic field. It is shown that under the conditions of Saturn's magnetosphere there exist solutions of the Zakharov–Kuznetsov equation in the form of one-dimensional and three-dimensional solitons. Possible observations of the considered solitons in future space missions are discussed.

Keywords: dust plasma, Zakharov–Kuznetsov equation, dust sound soliton, kappa distribution, magnetosphere, Saturn

УДК 533.9.03, 537.5

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ ИНДУКТИВНОГО ВЧ-РАЗРЯДА, ПОМЕЩЕННОГО В СЛАБОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

© 2024 г. А. М. Никонов, К. В. Вавилин, И. И. Задириев, С. А. Двинин, Е. А. Кралькина*

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

* e-mail: ekralkina@mail.ru

Поступила в редакцию 11.09.2023 г.

После доработки 15.10.2023 г.

Принята к публикации 25.10.2023 г.

Выполнены исследования свойств индуктивного ВЧ-разряда, помещенного в продольное внешнее магнитное поле с индукцией менее 70 Гс при частотах 2, 4 и 13.56 МГц. Экспериментально изучены зависимости области существования разряда, эффективности вложения ВЧ-мощности и структуры ВЧ магнитного поля от индукции внешнего магнитного поля. Экспериментальные результаты сравниваются с расчетами на основании разработанной ранее электромагнитной модели разряда. Показано, что локальный максимум плотности плазмы, наблюдаемый при слабых магнитных полях, связан с резонансным возбуждением волн в источнике плазмы. При частоте 2 МГц возбуждаемая волна близка к поперечному геликону, а при частоте 13.56 МГц по своим свойствам приближается к волне Трайвелписа–Голда.

Ключевые слова: высокочастотный разряд, индуктивный, волна, фазовая скорость, вложение мощности

DOI: 10.31857/S0367292124010066 EDN: SJWLQJ

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из наиболее интересных модификаций ВЧ-разряда с точки зрения физики и возможностей использования в практических приложениях является индуктивный ВЧ-разряд, помещенный во внешнее магнитное поле (геликонный разряд). Физическая особенность геликонного разряда состоит в том, что при наличии внешнего магнитного поля появляются области прозрачности, где ВЧ-поля проникают в глубину плазмы и эффективно нагревают электроны [1]. Это выгодно отличает геликонный разряд от индуктивного, где ВЧ-поля скинируются. Указанное свойство дает возможность получать в разряде высокую плотность плазмы при относительно небольших мощностях ВЧ-генератора, что делает разряд привлекательным для использования в широком круге плазменных технологий [2–8].

Основополагающие исследования геликонного разряда были начаты Р. Босвеллом в 1970-е гг. В работе [4] впервые была продемонстрирована возможность получения плотной плазмы (до $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) при мощности ВЧ-генератора 1500 Вт и давлениях менее 10 мТорр. В последующих работах [5–15] были выполнены исследования основных свойств разряда.

Теоретическое рассмотрение причин, приводящих к значительному повышению концентрации плазмы в геликонном разряде, было начато Ф. Ченом в работе [16] и продолжено в работах [11–13, 16–19]. Статьи

[4, 16–19] заложили основу современных представлений о геликонном разряде, а также определили направление дальнейших исследований.

Одним из наиболее важных экспериментальных результатов, полученных Р. Босвеллом, является обнаруженная им линейная зависимость концентрации плазмы n_e от индукции магнитного поля B при мощностях ВЧ-генератора P_{gen} , превышающих 400–500 Вт, и магнитных полях, превышающих 400–500 Гс. Этот экспериментальный факт послужил основанием для вывода, что в разряде возбуждаются геликонные волны, дисперсионное соотношение для которых [1]

$$\omega = \Omega_e \frac{k_{\parallel} k c^2}{\omega_{Le}^2} - i\nu \frac{k^2 c^2}{\omega_{Le}^2}, \quad (1)$$

предполагает, что при фиксированной рабочей частоте ω изменение индукции магнитного поля должно сопровождаться пропорциональным изменением плотности плазмы. В выражении (1) $k^2 = k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2$ — квадрат полного волнового числа, k_{\parallel} — продольное волновое число, k_{\perp} — поперечное волновое число, ν — частота столкновений электронов с атомами и ионами, ω_{Le} — ленгмюровская частота.

Исследование свойств геликонного разряда при высоких значениях магнитного поля выполнено в большом числе работ [2–19]. В значительно меньшей степени к настоящему времени изучены свой-

ства разряда при низких магнитных полях ($B < 100$ Гс), т.е. в области магнитных полей, где наблюдаются существенные отклонения зависимости $n_e(B)$ от линейной.

В работах [20–22] было обнаружено, что при магнитных полях 30–50 Гс наблюдается резонансное увеличение концентрации плазмы. В цикле работ [23–25] были выполнены подробные исследования зависимости концентрации плазмы, волновой структуры от магнитного поля низкой величины. Авторы [23] сообщают, что в их экспериментах величина n_e в области основного максимума превосходила плотность плазмы в разряде без магнитного поля практически на порядок. При некоторых условиях при $B < 100$ Гс ученые [23] наблюдали появление не одного, а двух максимумов электронной плотности.

К настоящему времени природа появления локального максимума при низких магнитных полях находится в стадии обсуждения. Ф. Чен в работе [13] объясняет появление пика электронной плотности отражением геликонной волны от фланца, ограничивающего источник плазмы. Однако остается неясным, почему этот эффект характерен именно для магнитного поля, при котором наблюдается пик электронной плотности.

Другое объяснение содержится в работе [26]. Автор объясняет появление максимума n_e резонансным поглощением волны Трайвелписа–Голда при определенных значениях магнитного поля. В цикле работ [23–25] в качестве причины появления локальных максимумов плотности электронов авторы считают возбуждение не только продольных, но и радиальных мод, которые приводят к резонансному поглощению геликонных волн, возникающему при их косом распространении.

Систематические исследования индуктивного ВЧ-разряда, помещенного в слабое магнитное поле, было представлено также в работах [27–32], выполненных при участии авторов данной статьи. Экспериментально было показано, что количество максимумов электронной плотности в области низких магнитных полей зависит от мощности ВЧ-генератора типа использованной антенны, геометрических размеров источника плазмы и т.д.

Теоретическое рассмотрение проблемы было выполнено в работах [27, 28, 30]. Численные расчеты показали, что локальные максимумы плотности плазмы, наблюдаемые при низких магнитных полях, связаны с возбуждением различных радиальных мод, причем основным механизмом поглощения ВЧ-мощности при работе на частоте 13.56 МГц является поглощение волны Трайвелписа–Голда.

В нашей работе выполнены исследования свойств индуктивного ВЧ-разряда, помещенного в слабое магнитное поле, при частотах 2, 4 и 13.56 МГц. Экспериментальные результаты сопоставлены с расчетами, выполненными на основании модели [27, 28, 30].

2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

Схема экспериментальной установки подробно описана в работе [31]. Основой источника плазмы (ИП) является кварцевый цилиндр диаметром 20 см и длиной 52 см. Кварцевый цилиндр крепится на верхнем фланце вакуумной камеры так, что его верхняя часть длиной 22 см находится вне камеры при атмосферном давлении, а часть длиной 30 см — внутри вакуумной камеры (рис. 1).

Длина разряда в кварцевом цилиндре (длина ИП) регулируется с помощью металлического ограничителя — электрода, который может перемещаться вдоль оси цилиндра. В нашей работе эксперименты были выполнены с ИП длиной 30 см. Сверху кварцевый цилиндр закрыт металлическим фланцем, на котором размещены газовод и ввод для магнитного зонда или зонда Ленгмюра.

Откачка вакуумной камеры осуществляется с помощью турбомолекулярного и форвакуумного насосов. Контроль давления выполняется с помощью датчиков WRG-S-NW25 S/S 4.

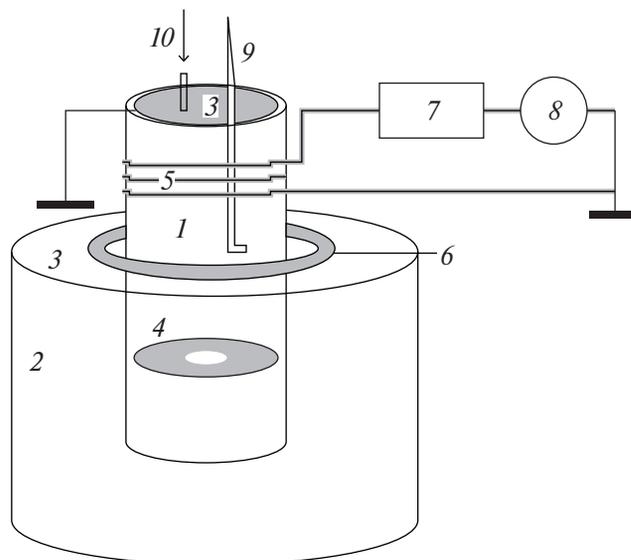


Рис. 1. Схема источника плазмы: 1 — кварцевый цилиндр, 2 — вакуумная камера, 3 — металлический фланец, 4 — нижний электрод с отверстием, 5 — спиральная антенна, 6 — электромагнит; 7 — система согласования; 8 — ВЧ-генератор, 9 — зонд, 10 — газовод.

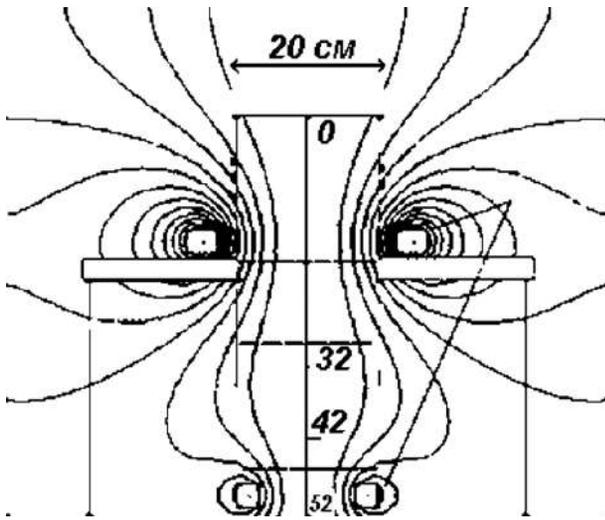


Рис. 2. Типичное распределение магнитного поля вдоль оси ИП. Ток через электромагнит равен 6 А. Координата z отсчитывается от верхнего фланца.

Ввод ВЧ-мощности в разряд осуществляется с помощью спиральной антенны, расположенной вокруг газоразрядной камеры на расстоянии $z = 8-12$ см от верхнего фланца источника плазмы при работе на частотах 2, 4 МГц и 8–10 см при работе на частоте 13.56 МГц. Антенна подключается к системе согласования, связанной с ВЧ-генератором.

В работе использовались ВЧ-генераторы с частотой 2, 4 и 13.56 МГц. Мощность генератора P_{gen} могла плавно изменяться от 10 до 1000 Вт. Отметим, что указанные частоты используются при разработке прототипов ВЧ индуктивных электроракетных двигателей [33], т.е. представляют интерес для практических приложений.

Магнитное поле в ИП создавалось с помощью двух электромагнитов, расположенных на расстояниях 22 и 50 см от верхнего фланца ИП. Типичное распределение магнитного поля в объеме ИП показано на рис. 2. В дальнейшем в качестве значений магнитного поля будут показаны значения в области расположения антенны $z = 8$ см.

Величина мощности, поглощаемая плазмой P_{pl} , а также эффективность вложения ВЧ-мощности η

$$\eta = P_{pl} / P_{gen} \quad (2)$$

находились с помощью методики, основанной на измерении значений мощности ВЧ-генератора P_{gen} , отдаваемой во внешнюю цепь, и тока, текущего через антенну без разряда, и в конкретных условиях экспериментов [29, 31].

Пространственное распределение продольного ВЧ магнитного поля B_z , возбуждаемого в разряде,

измерялось с помощью магнитного зонда, который мог перемещаться вдоль оси и по радиусу источника плазмы.

Магнитный зонд представлял собой небольшую катушку диаметром 1 см, помещенную внутрь плазмы так, чтобы ось катушки совпала с единичным вектором измеряемой ВЧ магнитной компоненты. Для подавления ВЧ-наводок использовались сбалансированные зонды с трансформатором 1:1 на ферритовом сердечнике [31, 32]. Для оценки корректности работы магнитного зонда было выполнено сравнение экспериментальных и расчетных радиальных распределений B_z в разряде без внешнего магнитного поля [31].

Для контроля пространственного распределения плазмы при работе на частоте 13.56 МГц измерялся зондовый ионный ток насыщения i^+ . Цилиндрический зонд Ленгюра имел длину 10 мм, диаметр 0.38 мм. Для минимизации влияния ВЧ-колебаний на зондовую характеристику в цепь зонда включали 2 резонансных фильтра-пробки, настроенных на частоты 13.56 и 27 МГц. ВЧ-скомпенсированный зонд мог перемещаться вдоль оси и по радиусу ИП. Измерения проводили при значениях потенциала зонда -50 В относительно плавающего потенциала.

Эксперименты были выполнены в аргоновой плазме при давлениях $p = 0.6, 0.8, 3$ и 6 мТорр, мощностях ВЧ-генератора $P_{gen} = 300, 500$ и 800 Вт, частотах $f = 2, 4$ и 13.56 МГц. Индукция внешнего магнитного поля B изменялась в пределах от 0 до 72 Гс.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

3.1. Эффективность вложения ВЧ-мощности

На рис. 3 показаны зависимости эффективности вложения ВЧ-мощности η в разряд от индукции внешнего магнитного поля B , измеренные при различных рабочих частотах, мощностях ВЧ-генератора и давлениях аргона.

При работе на частоте 2 МГц область существования разряда ограничена со стороны больших магнитных полей. При достижении критического значения магнитного поля B^* происходит срыв (погасание) разряда. Рост мощности ВЧ-генератора, как и давления аргона, приводит к увеличению B^* , т.е. расширению диапазона B , в котором существует разряд.

С увеличением рабочей частоты до 4 МГц срыв разряда наблюдается только при наименьшем из рассмотренных давлений 0.3 мТорр и мощности $P_{gen} = 300$ Вт. При более высоких давлениях и мощностях ВЧ-генератора разряд существует во всей

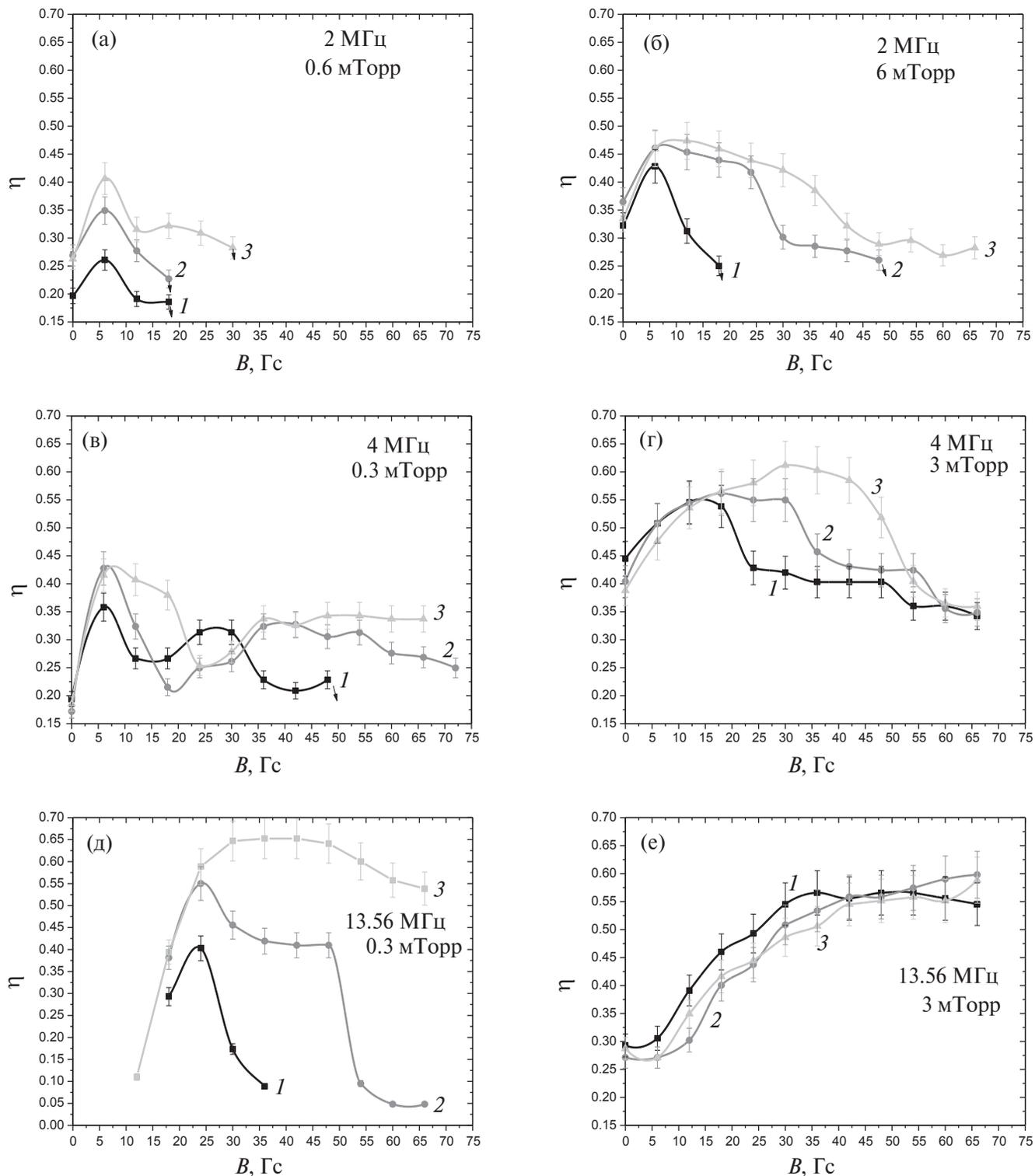


Рис. 3. Зависимость эффективности вложения ВЧ-мощности от индукции внешнего магнитного поля при мощностях ВЧ-генератора: 1 – 300 Вт, 2 – 500 Вт, 3 – 800 Вт; $f = 2$ МГц, $p = 0.6$ мТорр (а); $f = 2$ МГц, $p = 6$ мТорр (б); $f = 4$ МГц, $p = 0.3$ мТорр (в); $f = 4$ МГц, $p = 3$ мТорр (г); $f = 13.56$ МГц, $p = 0.3$ мТорр (д); $f = 13.56$ МГц, $p = 3$ мТорр (е).

области рассмотренных условий поддержания разряда.

На частоте 13.56 МГц разряд существует при всех рассмотренных внешних условиях. Однако при давлении 0.3 мТорр и $B < 10$ Гс свечение разряда в целом очень слабое, а рядом с витками антенны отчетливо видны области повышенной светимости, свидетельствующие о доминировании емкостной составляющей разряда.

При $P_{gen} = 300$ Вт и $B > 36$ Гс наблюдается аналогичная картина. В связи с этим измерение эффективности вложения ВЧ-мощности в указанных областях не проводилось.

Эксперименты показали, что эффективность вложения ВЧ-мощности немонотонно зависит от величины магнитного поля. Положение основного максимума η смещается в область больших B при увеличении частоты, мощности ВЧ-генератора и давления аргона, одновременно происходит уширение максимума.

При работе на частоте 13.56 МГц и давлении 3 мТорр положение максимума η , по-видимому, смещено в область более высоких магнитных полей, чем рассмотрена в настоящем эксперименте. Одновременно исчезает зависимость η от мощности генератора. В целом эксперименты показывают, что рост частоты, мощности и давления аргона сопровождаются увеличением абсолютных значений η .

При работе на частоте 4 МГц было обнаружено, что дополнительно к основному максимуму η появляется дополнительный локальный максимум в области $B = 35-70$ Гс (рис. 4). С ростом давления на-

блюдается смещение положения локального максимума и его сглаживание.

Немонотонное изменение эффективности вложения ВЧ-мощности может быть связано с возбуждением волн в источнике плазмы [31, 32]. Рассмотрим этот вопрос более подробно.

3.2. Распределение продольного ВЧ магнитного поля в объеме источника плазмы

На рис. 5 показаны аксиальные распределения амплитуды и фазы продольного ВЧ магнитного поля B_z , измеренные при давлении 0.8 мТорр и мощности ВЧ-генератора 500 Вт.

При работе на частоте 2 МГц уже при магнитном поле 6 Гс появляется частично бегущая волна. Увеличение B до 12 Гс сопровождается формированием локального максимума в области $z > 14$ см. Дальнейшее увеличение внешнего магнитного поля приводит к росту амплитуды поля B_z в области расположения антенны 6–12 см, при этом локальный максимум ВЧ-поля становится менее выраженным, и амплитуда B_z убывает с ростом z . Скорость падения амплитуды B_z возрастает с увеличением величины внешнего постоянного магнитного поля.

С увеличением рабочей частоты до 4 МГц при $B = 24$ Гс наблюдается широкий локальный максимум амплитуды ВЧ-поля в области $z = 15-25$ см. Изменение фазы B_z в указанной области z замедляется, т.е. фазовая скорость волны уменьшается. Естественно предположить, что локальный максимум B_z возникает в результате суперпозиции волны, возбуждаемой узлом ввода ВЧ-мощности, и волной, возникающими в результате отражения основной волны от торцевого металлического фланца источника плазмы [31, 32]. В этом случае уравнение для амплитуды результирующей волны A_z принимает вид

$$A_z = A_z^0 (e^{-\Delta kz} e^{-ikz} + r e^{-\Delta k(2L-z)} e^{-ik(L-z)}), \quad (3)$$

где $k = \pi n/L$ — волновой вектор, n — число длин полуволн, уместающихся на длине источника L , Δk — коэффициент затухания, r — коэффициент отражения.

Амплитуда отраженной волны тем больше, чем меньше коэффициент затухания волны. Неудивительно, что значительный по величине локальный максимум B_z наблюдается при условиях, когда эффективность поглощения ВЧ-мощности проходит через минимум. При увеличении B выше 24 Гс локальный максимум B_z пропадает, и, как при частоте 2 МГц, амплитуда поля B_z уменьшается с ростом

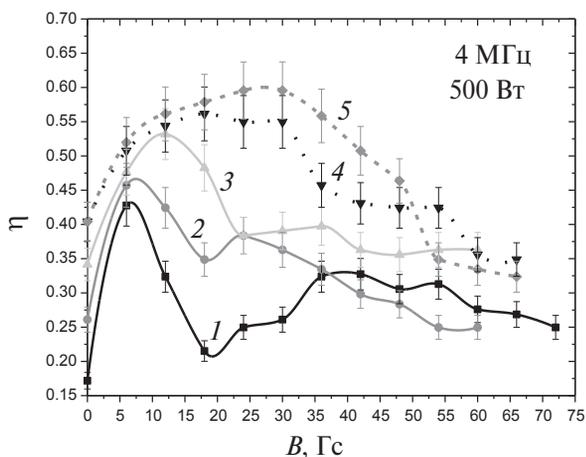


Рис. 4. Зависимость эффективности вложения ВЧ-мощности от индукции внешнего магнитного поля при различных давлениях аргона: 1 — 0.3 мТорр, 2 — 0.6 мТорр, 3 — 0.8 мТорр, 4 — 3 мТорр, 5 — 6 мТорр; $f = 4$ МГц, $P_{gen} = 500$ Вт.

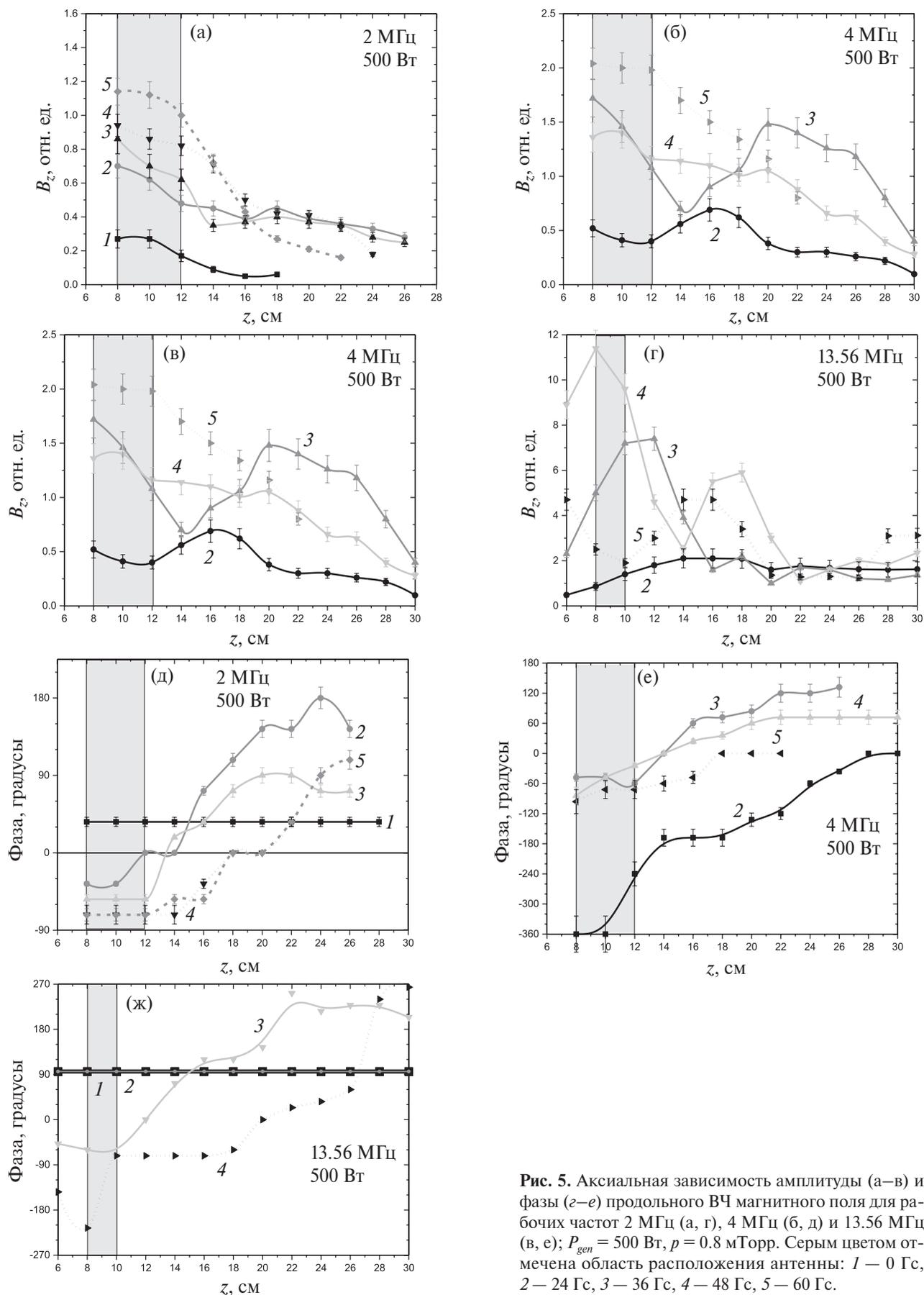


Рис. 5. Аксиальная зависимость амплитуды (а–в) и фазы (г–е) продольного ВЧ магнитного поля для рабочих частот 2 МГц (а, г), 4 МГц (б, д) и 13.56 МГц (в, е); $P_{gen} = 500$ Вт, $p = 0.8$ мТорр. Серым цветом отмечена область расположения антенны: 1 – 0 Гс, 2 – 24 Гс, 3 – 36 Гс, 4 – 48 Гс, 5 – 60 Гс.

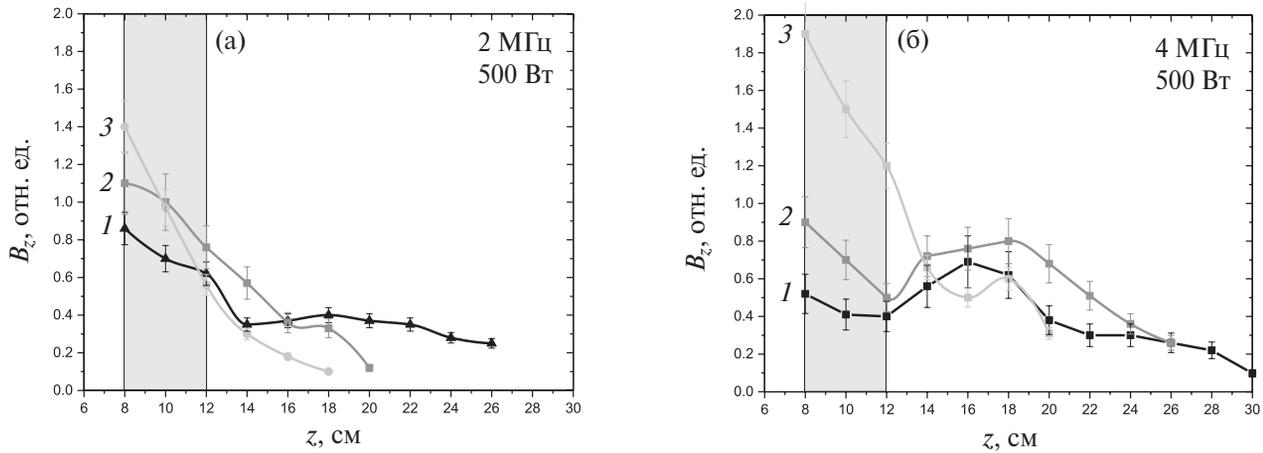


Рис. 6. Аксиальная зависимость амплитуды продольного ВЧ магнитного поля для рабочих частот 2 МГц (а) и 4 МГц (б), измеренные: 1 — на оси источника плазмы, на расстоянии 2 — 5 см и 3 — 8.7 см от оси. $P_{gen} = 500$ Вт, $p = 0.8$ мТорр, $B = 24$ Гс. Серым цветом отмечена область расположения антенны.

продольной координаты z . Скорость падения амплитуды тем выше, чем больше B . Причем эффективность вложения ВЧ-мощности в разряд повышается.

На частоте 13.56 МГц практически при всех рассмотренных магнитных полях наблюдается сложная структура поля B_z . Максимальное значение B_z в области антенны существует при индукции внешнего постоянного магнитного поля 36 Гс.

Результаты экспериментов, представленные на рис. 5, были получены на оси источника плазмы. Рассмотрим, как изменяется распределение $B_z(z)$ при удалении по радиусу на расстояние r от оси источника плазмы к его стенкам.

Результаты измерений на рабочих частотах 2 и 4 МГц показаны на рис. 6. Итоги исследования $B_z(z, r)$ при частоте 13.56 МГц подробно рассмотрены в работе [31].

Эксперименты, выполненные в работе [31], показали, что при отсутствии внешнего магнитного поля ВЧ-поля скинируются: амплитуда B_z максимальна у стенок ИП и быстро убывает при продвижении к приосевым частям. Этот эффект сохраняется при всех рассмотренных значениях z .

Наложение на разряд магнитного поля кардинально меняет картину (см. рис. 4). В области расположения антенны, как и в случае $B = 0$, поле B_z максимально у стенок, однако начиная с $z = 14$ см, где формируется локальный максимум B_z , значения ВЧ-поля вблизи оси возрастают и сравниваются с пристеночными.

При работе на частоте 13.56 МГц значения ВЧ магнитного поля вблизи оси приближаются к пристеночным при магнитном поле 36 Гс, оставаясь чуть ниже их [31]. Дальнейшее увеличение B сопро-

вождается понижением значений B_z вблизи оси и повышением роли пристеночных областей.

Косвенным подтверждением указанного эффекта является изменение пространственного распределения зондового ионного тока i^+ насыщения при увеличении магнитного поля (рис. 7), полученное при частоте 13.56 МГц.

При наличии продольного внешнего магнитного поля роль длины свободного пробега электронов в радиальном направлении начинает играть ларморовский радиус, который меньше радиуса ИП. В этом случае начинает проявляться радиальная неоднородность параметров плазмы.

Неудивительно, что при $B = 36$ Гс наблюдается относительный рост ионного тока в области $r = 2.5-5$ см, по сравнению с $r = 0$ см. Дальнейшее увеличение внешнего магнитного поля сопровождается падением B_z и i^+ в приосевых частях разряда. Это наглядно видно из рис. 7в, соответствующего значению $B = 60$ Гс.

4. РАСЧЕТ ЭКВИВАЛЕНТНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ И ВЧ-ПОЛЕЙ

Для расчета эквивалентного сопротивления плазмы в нашей работе использовалась модель, развитая в работах [17, 28, 30]. Источник плазмы рассматривается как резонатор, где возбуждаются стоячие волны с продольным волновым числом $k_z = l\pi/L$, где L — длина источника плазмы, а $l = 1, 2, 3, \dots$ — число, характеризующее возбуждаемую продольную моду.

Предполагается, что при изменении индукции магнитного поля при определенных резонансных значениях магнитного поля происходит возбуждение

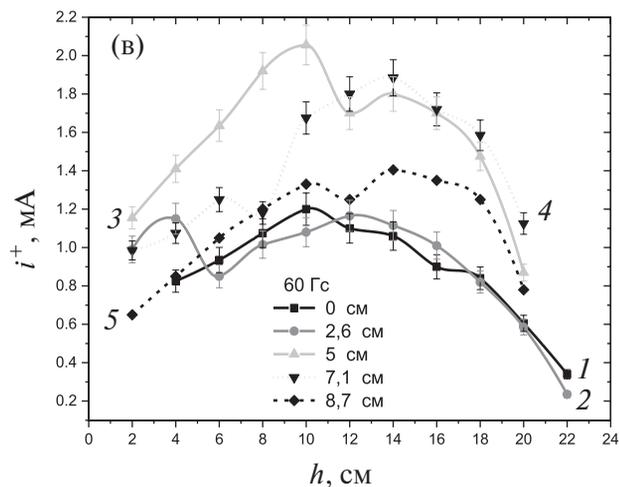
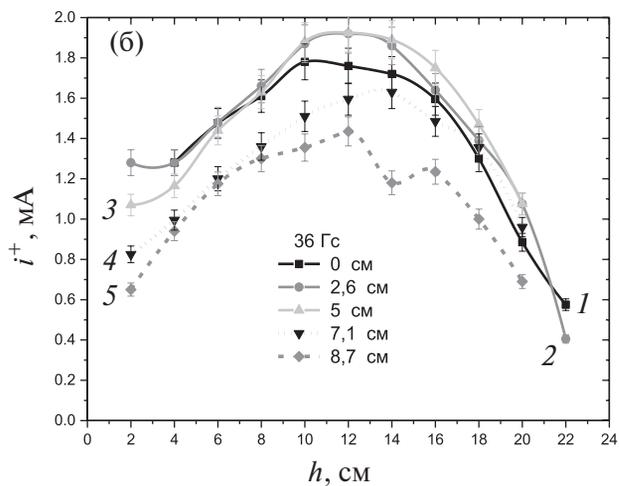
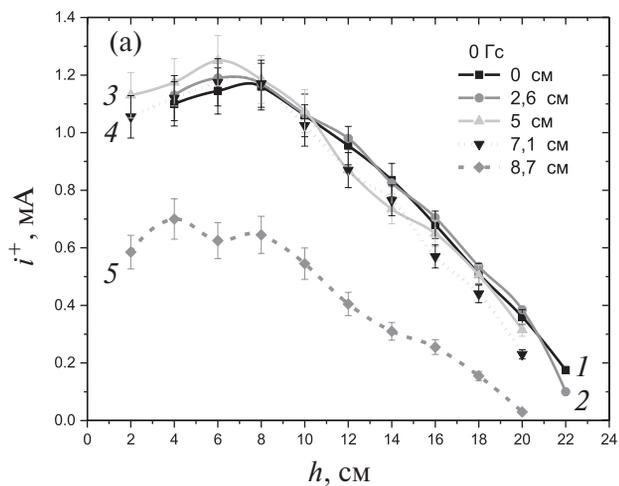


Рис. 7. Зависимость ионного тока насыщения i^+ от расстояния от верхнего фланца z на различных расстояниях от оси ИП r : 0 Гс (а), 36 Гс (б), 60 Гс (в).

радиальных мод, а продольное волновое число остается постоянным.

Каждому значению l соответствует свой набор радиальных мод. Электродинамическая задача решается с использованием тензора диэлектрической проницаемости магнитоактивной плазмы с учетом как столкновительного, так и бесстолкновительного поглощения. Предполагается, что магнитное поле и концентрация плазмы однородны в объеме ИП, а внешнее магнитное поле имеет преимущественную аксиальную составляющую.

На рис. 8 показана зависимость эквивалентного сопротивления плазмы от индукции магнитного поля, рассчитанная для значений $l = 1, 2, 3, 4$. Для расчетов использовано значение концентрации электронов $n_e = 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ — значение, характерное для центральных частей рассмотренного ИП [31]. Можно видеть, что при увеличении l происходит смещение основного максимума в сторону меньших B .

Кроме того, при малых l наблюдается богатая структура эквивалентного сопротивления, связанная с резонансным возбуждением радиальных мод.

В дальнейшем все расчеты были выполнены с $l = 2$, так как изменение фазы волны в рассмотренном диапазоне z не превышало 360° . Рассчитанные зависимости R_{pl} от магнитного поля для концентрации

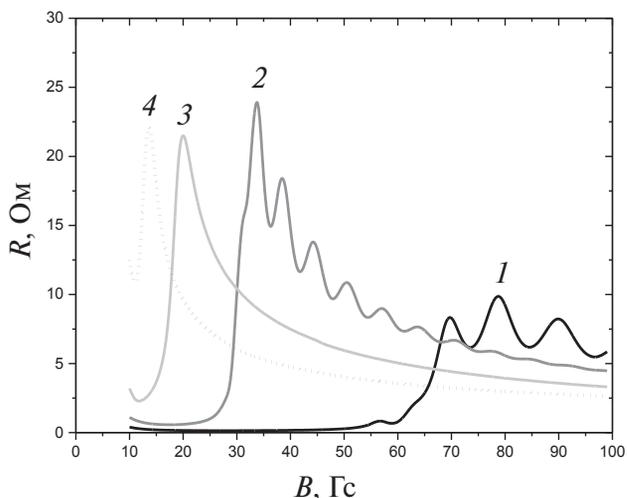


Рис. 8. Зависимость эквивалентного сопротивления плазмы от индукции магнитного поля, рассчитанная для значений $l = 1, 2, 3, 4; f = 13.56 \text{ МГц}, p = 1 \text{ мТорр}, n_e = 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

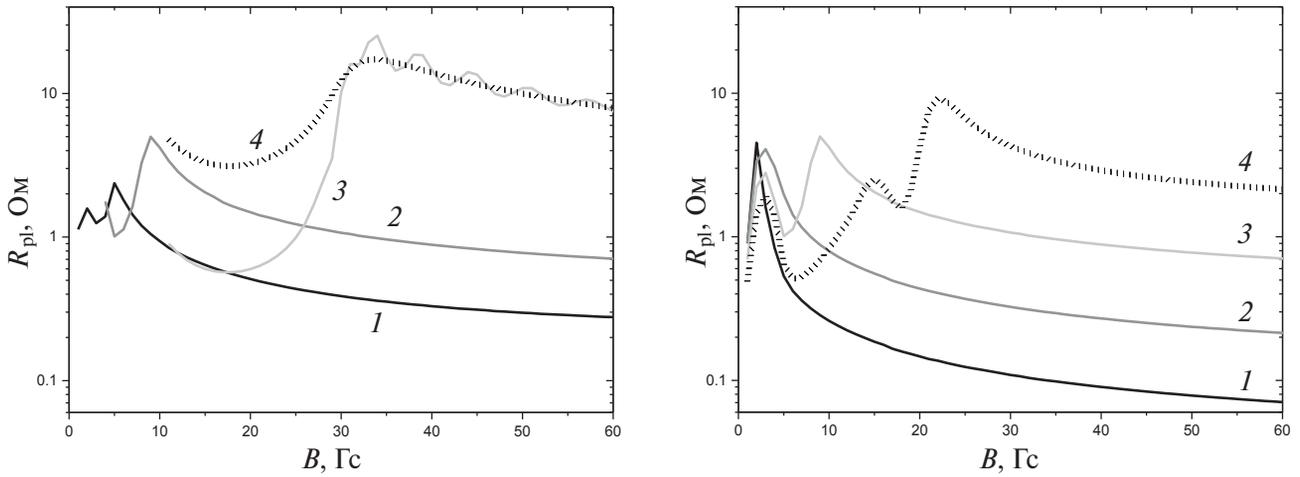


Рис. 9. Зависимость эквивалентного сопротивления плазмы от индукции внешнего магнитного поля для $l = 2$: 1 — $f = 2$ МГц, $p = 1$ мТорр; 2 — $f = 4$ МГц, $p = 1$ мТорр; 3 — $f = 13.56$ МГц, $p = 1$ мТорр; 4 — $f = 13.56$ МГц, $p = 6$ мТорр; $n_e = 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

электронов $1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и трех рассмотренных частот показаны на рис. 9.

Расчеты показали, что при частотах 2 и 4 МГц эквивалентное сопротивление плазмы достигает максимума при значениях магнитного поля менее 10 Гс, а затем убывает. При частоте 13.56 МГц наблюдается серия резонансов, связанная с возбуждением в источнике плазмы различных радиальных мод. Абсолютные значения R_{pl} увеличиваются с ростом частоты.

Рост давления сопровождается сглаживанием зависимости $R_{pl}(B)$. Это связано с повышением вклада столкновений в поглощение ВЧ-мощности [30]. Рост концентрации электронов, сопровождающий увеличение мощности ВЧ-генератора, в области, где частота электрон-ионных соударений меньше частоты электрон-атомных столкновений, приводит к росту эквивалентного сопротивления плазмы и смещению основного максимума R_{pl} в область больших магнитных полей (рис. 10). Аналогичный результат наблюдался экспериментально в данной работе (см. рис. 3) и ранее [31, 32].

Далее с помощью модели [27, 28, 30] были рассчитаны зависимости продольного E_z , радиального E_r и азимутального E_ϕ электрических полей от величины магнитного поля. Полученные результаты показаны на рис. 11.

Как видно, при рабочей частоте 2 МГц азимутальное поле E_ϕ существенно превосходит продольное, т.е. волна является квазипоперечной. При увеличении рабочей частоты до 13.56 МГц ситуация изменяется, и при подавляющем числе значений B поле E_z превосходит E_ϕ , что характерно для квазипродольной волны.

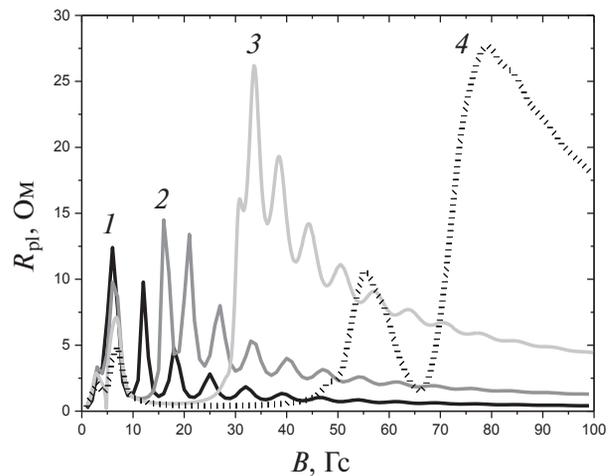


Рис. 10. Зависимость рассчитанного эквивалентного сопротивления плазмы от магнитного поля; $f = 13.56$ МГц, $p = 1$ мТорр; 1 — $n_e = 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, 2 — $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, 3 — $1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, 4 — $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Величины электрических полей, представленные на рис. 11, получены как линейная комбинация двух решений, определяющих значения радиального волнового вектора [27, 28, 30]. Одно из решений принято сопоставлять с волной Трайвелписа–Голда, а второе — с геликоном.

Напомним, что геликон является длинноволновой поперечной волной, а волна Трайвелписа–Голда — продольной коротковолновой. Вычисления показали (рис. 12), что в случае $f = 2$ МГц амплитуда геликона существенно превосходит амплитуду волны Трайвелписа–Голда. При $f = 13.56$ МГц и $B < 50$ Гс амплитуды продольных компонент волн Трайвелписа–Голда и геликона близки друг к другу, а при $B > 50$ Гс волна Трайвелписа–Голда доминирует.

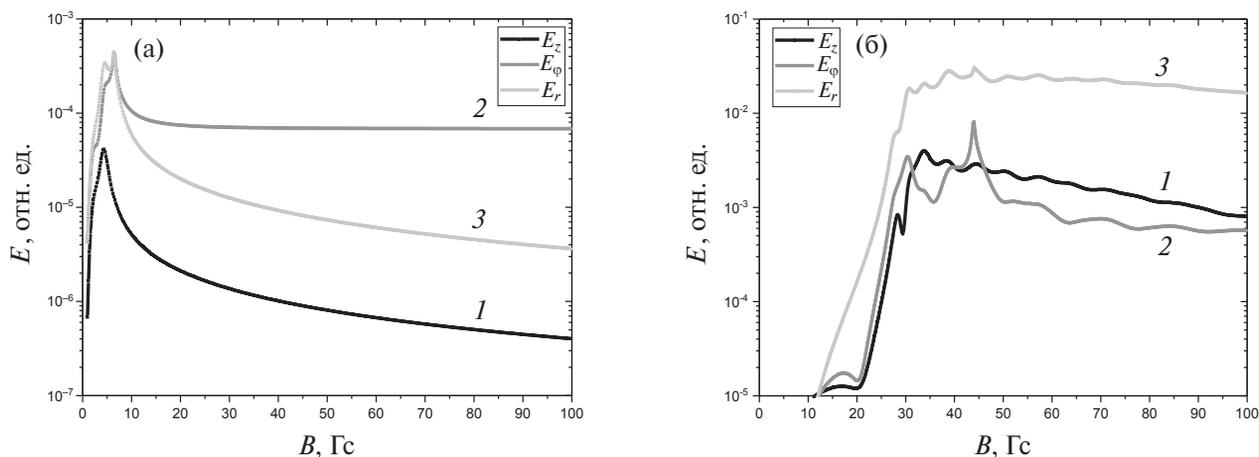


Рис. 11. Зависимости рассчитанных продольного, радиального и азимутального электрических полей от величины внешнего магнитного поля: 2 МГц (а), 13.56 МГц (б); 1 — E_z , 2 — E_ϕ , 3 — E_r ; $n_e = 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

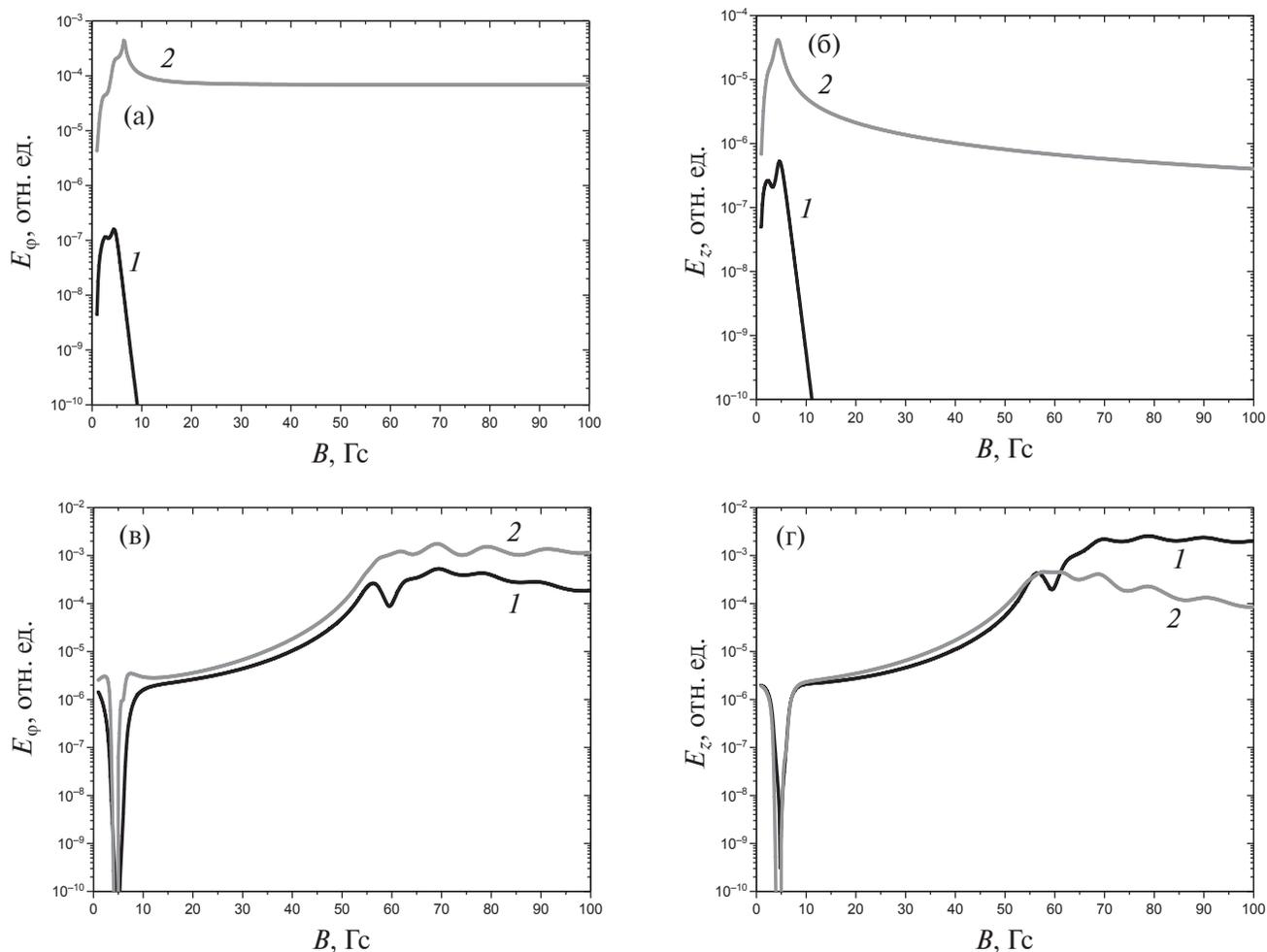


Рис. 12. Зависимость рассчитанных амплитуд азимутальной и продольной компонент волн Трайвелписа–Голда (1) и геликона (2) от величины внешнего магнитного поля: 2 МГц (а, б); 13.56 МГц (в, г); $n_e = 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Отметим, что ранее [30] при исследовании разряда, горящего на частоте 13.56 МГц, было показано, что при уменьшении концентрации плазмы повышается роль волны Трайвелписа–Голда, а при увеличении n_e — геликона.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Прежде всего найдем причину ограниченности области существования разряда по магнитному полю, наблюдавшуюся при работе на частотах 2 и

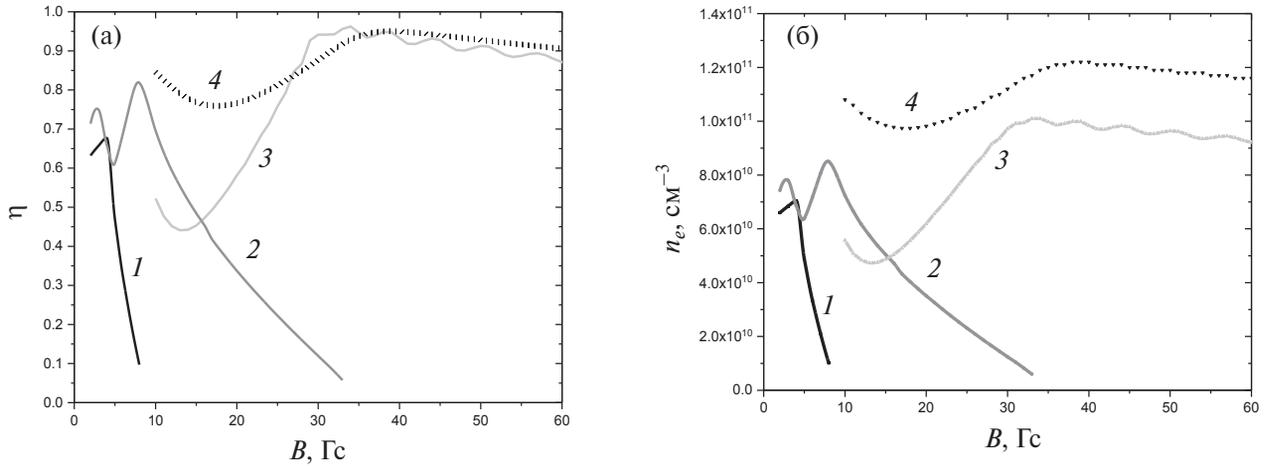


Рис. 13. Зависимость рассчитанных эффективности вложения ВЧ-мощности в источник плазмы (а) и концентрации электронов (б) от величины внешнего магнитного поля: 1 — $f = 2$ МГц, $p = 1$ мТорр; 2 — $f = 4$ МГц, $p = 1$ мТорр; 3 — $f = 13.56$ МГц, $p = 1$ мТорр; 4 — $f = 13.56$ МГц, $p = 6$ мТорр; $P_{gen} = 800$ Вт, $R_{ant} = 1$ Ом.

4 МГц. Для этого воспользуемся самосогласованной моделью индуктивного ВЧ-разряда, развитой в работе [27].

Известно, что часть мощности ВЧ-генератора, поддерживающего индуктивный ВЧ-разряд, теряется во внешней цепи разряда [29]. Баланс мощности во внешней цепи ВЧ-генератора определяется соотношением

$$P_{gen} = \frac{1}{2} I_{ant}^2 (R_{ant} + R_{pl}), \quad (4)$$

где I_{ant} — ток, текущий через антенну; R_{ant} , R_{pl} — сопротивление антенны и эквивалентное сопротивление плазмы. Очевидно, что мощность, поглощенная плазмой,

$$P_{pl} = \frac{1}{2} I_{ant}^2 R_{pl}. \quad (5)$$

Соотношение между P_{gen} и P_{pl} определяется соотношением между активным сопротивлением внешней цепи (сопротивление антенны) R_{ant} и эквивалентным сопротивлением плазмы R_{pl} , определяющим способность плазмы поглощать ВЧ-мощность. При условии, что $R_{ant} < R_{pl}$ практически вся мощность ВЧ-генератора поглощается плазмой, $P_{pl} \approx P_{gen}$, и концентрация плазмы слабо зависит от магнитного поля. При выполнении противоположного неравенства $R_{ant} \geq R_{pl}$ изменение R_{pl} , имеющее место, например, при изменении индукции внешнего магнитного поля, приводит к сильным изменениям величины вложенной в плазму мощности, что сопровождается значительными изменениями концентрации плазмы.

Эксперименты, выполненные в работе [23], где концентрация плазмы в области локального макси-

муму на порядок превосходила n_e без магнитного поля, по-видимому, была выполнена при условии $R_{ant} \geq R_{pl}$.

Зная тенденции изменения эквивалентного сопротивления плазмы при изменении внешних и внутренних параметров разряда, рассмотрим качественно, что происходит с характеристиками плазмы при изменении индукции внешнего магнитного поля.

При заданной мощности ВЧ-генератора и отсутствии магнитного поля поджигается разряд. Часть мощности ВЧ-генератора поступает в разряд, и устанавливается некоторая концентрация плазмы.

При увеличении магнитного поля в области роста R_{pl} доля мощности, поступающая в разряд, увеличивается, соответственно растет концентрация плазмы n_e . Рост n_e приводит к дополнительному росту R_{pl} , что способствует дальнейшему увеличению вклада мощности в разряд и, соответственно, концентрации электронов.

Равновесные значения n_e устанавливаются в результате баланса мощности между внешней цепью и плазмой. При магнитных полях, соответствующих области падения R_{pl} , падает доля мощности, поступающая в плазму, и ее концентрация. При достижении некоторого магнитного поля P_{pl} оказывается недостаточной для поддержания плазмы, и разряд гаснет. На рис. 13 показана рассчитанные на основании модели зависимости эффективности вложения ВЧ-мощности и концентрация электронов в разряде от B .

Как видно, качественно результаты расчетов воспроизводят эксперимент. При низких частотах, когда эквивалентное сопротивление плазмы отно-

сительно мало, существование разряда ограничено со стороны больших магнитных полей. Рост частоты сопровождается расширением области существования разряда и увеличением максимальных значений концентрации плазмы. Кроме того, также как в эксперименте с ростом частоты возрастает эффективность вложения ВЧ-мощности в разряд.

В целом рассмотрение расчетных материалов позволяет сделать вывод, что локальный максимум плотности плазмы, наблюдаемый при слабых магнитных полях, связан с резонансным возбуждением волн в ИП. При частоте 2 МГц возбуждаемая волна близка к поперечному геликону, а при частоте 13.56 МГц по своим свойствам приближается к волне Трайвелписа–Голда. Количество наблюдаемых максимумов зависимости $n_e(B)$ определяется условиями экспериментов.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В нашей работе выполнены исследования свойств индуктивного ВЧ-разряда, помещенного магнитное поле с индукцией менее 70 Гс, при частотах 2, 4 и 13.56 МГц. Эксперименты показали, что на частотах 2 и 4 МГц при малых мощностях ВЧ-генератора область существования разряда ограничена со стороны больших магнитных полей.

Эффективность вложения ВЧ-мощности монотонно зависит от величины магнитного поля. Положение основного максимума η смещается в область больших B при увеличении частоты, мощности ВЧ-генератора и давления аргона. Одновременно происходит уширение максимума.

При работе на частоте 13.56 МГц и давлении 3 мТорр положение максимума η , по-видимому, смещено в область более высоких магнитных полей, чем рассмотрена в настоящем эксперименте. Одновременно исчезает зависимость η от мощности генератора. Рост частоты, мощности и давления аргона сопровождаются увеличением абсолютных значений η .

При работе на частоте 4 МГц было обнаружено, что дополнительно к основному максимуму η появляется локальный максимум в области $B = 35\text{--}70$ Гс. С ростом давления наблюдаются смещение положения локального максимума и его сглаживание.

При частотах 4 и 13.56 МГц при ряде значений B наблюдается сложный характер волновой структуры B_z , возникающий в результате суперпозиции волны, возбуждаемой узлом ввода ВЧ-мощности, и волны, возникающей при отражении основной волны от торцевого металлического фланца источника плазмы.

Сравнение экспериментальных данных с расчетными позволяет сделать вывод, что локальный максимум плотности плазмы, наблюдаемый при слабых магнитных полях, связан с резонансным возбуждением волн в ИП. При частоте 2 МГц возбуждаемая волна близка к поперечному геликону, а при частоте 13.56 МГц по своим свойствам приближается к волне Трайвелписа–Голда.

Авторы выражают глубокую благодарность профессору М.В. Кузелеву и доценту И.Н. Карташову за плодотворное обсуждение полученных результатов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-29-00642, <https://rscf.ru/project/22-29-00642/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ginzburg V.L., Rukhadze A.A.* Waves in Magnetoplasma, Springer Verlag, Heidelberg, 1972.
2. *Perry A. J., Vender D., Boswell R. W.* // *J. Vacuum Sci. Technol.* 1991. V. B9. P. 310. DOI: 10.1116/1.585611.
3. *Charles C.* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2009. V. 42. P. 163001. DOI: 10.1088/0022-3727/42/16/163001
4. *Chen F.F., Chevalier G.* // *J. Vacuum Sci. Technol.* 1991. V. 9. P. 310.
5. *Isayama S., Hada T., Shinohara Sh.* // *Plasma Fusion Res.* 2018. V. 13. P. 1101014. DOI: 10.1585/pfr.13.1101014
6. *Boswell R., Charles C., Alexander P., Dedrick J., Takahashi K.* // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2011. V. 39. P. 2512. DOI: 10.1109/TPS.2011.2143434
7. *Takahashi K.* // *Rev. Modern Plasma Phys.* 2019. V. 3. P. 3. DOI: 10.1007/s41614-019-0024-2.
8. *Masillo S., Romano F., Soglia R., Herdrich G., Roberts P., Boxberger A., Chan Y.A., Traub C., Fasoulas S., Smith K. et al.* // *7th Russian-German Confer. on Electric Propulsion*, 2018.
9. *Boswell R.W.* // *Phys. Lett.* 1977 V. A33. P. 457. DOI: 10.1016/0375-9601(70)90606-7.
10. *Boswell R.W., Chen F.F.* // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1997. V. 25. P. 1229. DOI: 10.1109/27.650898
11. *Boswell R.W., Chen F.F.* // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1997 V. 25. P. 1246. DOI: 10.1109/27.650899
12. *Chen F.F.* // *High Density Plasma Sources* / Ed. O. A. Popov. Noyes publications, 1996. P. 1.
13. *Chen F.F.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2015. V. 24. P. 014001. DOI: 10.1088/0963-0252/24/1/014001
14. *Shinohara Sh.* // *Adv. Phys.:* X. 2013. V. 3. P. 1420424. DOI: 10.1080/23746149.2017.1420424
15. *Isayama S., Hada T., Shinohara Sh.* // *Plasma Fusion Res.* 2018. V. 13. P. 1101014. DOI: 10.1585/pfr.13.1101014

16. *Chen F.F.* // *Plasma Phys. Contr. Fusion*. 1991. V. 33. P. 339.
17. *Александров А.Ф., Рухадзе А.А., Кралькина Е.А., Обухов В.А., Рухадзе А.А.* // *ЖТФ*. 1994. Т. 64. С. 53.
18. *Shamrai K.P., Taranov V.B.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 1996. V. 5 P.475.
DOI: 10.1088/0963-0252/5/3/015
19. *Карташов И.Н., Кузелев М.В.* // *ЖЭТФ*. 2020. Т. 158. С. 738. DOI: 10.31857/S0044451020100168
20. *Chen F.F.* // *Phys. Plasmas*. 2003. V. 10. P. 2586.
DOI: 10.1063/1.1575755
21. *Degeling A.W., Jung C.O., Boswell R.W., Ellingboe A.R.* // *Phys. Plasmas*. 1996. V. 3. P. 2788.
DOI: 10.1063/1.871712
22. *Sato G., Oohara W., Hatakeyama R.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2007. V. 16. P. 734.
DOI: 10.1088/0963-0252/16/4/007
23. *Barada K.K., Chattopadhyay P. K., Ghosh J., Kumar S., Saxena Y.C.* // *Phys. Plasmas*. 2013. V. 20. P. 042119.
DOI: 10.1063/1.4802823
24. *Barada K.R., Chattopadhyay P. K., Ghosh J., Kumar S., Saxena Y.C.* // *Phys. Plasmas*. 2013. V. 20. P. 012123.
DOI: 10.1063/1.4789456
25. *Chattopadhyay P.K., Barada K.K., Ghosh J., Sharma D., Saxena Y.C.* // *AIP Conf. Proc.* 2014. V. 1582. P. 251.
DOI: 10.1063/1.4865362
26. *Cho S.* // *Phys. Plasmas*. 2006. V. 13. P. 033504. DOI: 10.1063/1.2179773
27. *Александров А.Ф., Бугров Г.Э., Вавилин К.В. Керимова И.К., Кондранин С.Г., Кралькина Е.А., Павлов В.Б., Плаксин В.Ю., Рухадзе А.А.* // *Физика плазмы*. 2004. Т. 30. С. 434.
28. *Вавилин К.В., Рухадзе А.А., Ри М.Х., Плаксин В.Ю.* // *ЖТФ*. 2004. Т. 74. С. 29.
29. *Кралькина Е.* // *УФН*. 2008. Т. 178. С. 519.
DOI: 10.3367/UFNr.0178.200805f.0519
30. *Kralkina E.A., Rukhadze A.A., Nekliudova P.A., Pavlov V.B., Petrov A.K., Vavilin K.V.* // *AIP Advances* 2018. V. 8. P. 035217. DOI: 10.1063/1.5023631
31. *Kralkina E.A., Nikonov A.M., Vavilin K.V., Zadiriev I.I.* // *Plasma Sci. Technol.* 2020. V. 22. P. 115404.
DOI: 10.1088/2058-6272/abb0dc
32. *Petrov A.K., Kralkina E.A., Nikonov A.M., Vavilin K.V., Zadiriev I.I.* // *Vacuum*. 2020. V. 181. P. 109634.
DOI: 10.1016/j.vacuum.2020.109634
33. *Loeb H.* // *AIAA 7th Electric Propulsion Confer.* 1969. P. 285.

FREQUENCY DEPENDENCE OF THE PARAMETERS OF THE INDUCTIVE RF DISCHARGE LOCATED IN THE LOW VALUE MAGNETIC FIELD

A. M. Nikonov, K. V. Vavilin, I. I. Zadiriev, S. A. Dvinin, E. A. Kral'kina*

**Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

In this work, we carried out studies of the properties of an inductive RF discharge placed in a magnetic field with an induction of less than 70 G at frequencies of 2, 4 and 13.56 MHz. Experiments have shown that when operating at frequencies of 2 and 4 MHz at low powers of the RF generator, the range of existence of the discharge is limited by large magnetic fields. The efficiency of RF power input η non-monotonically depends on the magnitude of the magnetic field. The position of the main maximum η shifts to the region of higher B with increasing frequency, power of the RF generator and argon pressure, and at the same time the maximum broadens. An increase in frequency, power and argon pressure is accompanied by an increase in the absolute values of η . When operating at a frequency of 4 MHz, in addition to the main maximum η , a local maximum appears in the region B 35–70 G. With increasing pressure, a shift in the position of the local maximum and its smoothing is observed. Comparison of experimental data with calculated data allows us to conclude that the local maximum of plasma density observed at weak magnetic fields is associated with resonant excitation of waves in the plasma source. At a frequency of 2 MHz, the excited wave is close to a transverse helicon, and at a frequency of 13.56 MHz, its properties approach the Trivelpiece–Gold wave.

Keywords: radio-frequency discharge, inductive, wave, phase velocity, power input

УДК 533.9

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНДУКЦИОННО-СВЯЗАННОЙ ПЛАЗМЫ Пониженного Давления с Потенциалом Смещения и Расходом Газа

© 2024 г. А. Ю. Шемахин

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

e-mail: shemakhin@gmail.com

Поступила в редакцию 19.05.2023 г.

После доработки 10.10.2023 г.

Принята к публикации 18.10.2023 г.

Численно исследована зависимость параметров индукционно-связанной плазмы аргона при пониженном давлении (13.3–113 Па) и частоте поля 13.56 МГц от приложенного к электроду потенциала и от расхода газа до 4000 ссст. Модель разработана в среде COMSOL Multiphysics и верифицирована с экспериментальными данными, а также по числу Кнудсена. В результате численного эксперимента выявлено: при линейном увеличении потенциала смещения экспоненциально увеличивается концентрация заряженных частиц и наблюдается несущественный прирост температуры электронов; при линейном увеличении расхода газа экспоненциально растет концентрация заряженных частиц, концентрация возбужденных состояний имеет экстремум при 2000 ссст, температура газа и электронов растет линейно.

Ключевые слова: математическое моделирование, индукционно-связанная плазма, ВЧИ-разряд, COMSOL, комбинированный ВЧ-разряд

DOI: 10.31857/S0367292124010074 EDN: SJVJCE

ВВЕДЕНИЕ

Существует ряд исследований, в которых используется индукционно-связанная плазма (ИСП) с приложенным потенциалом смещения к подложке образца для увеличения энергии заряженных частиц [1–7]. Соединение ИСП с приложенным потенциалом образует комбинированный емкостной и высокочастотный индукционный (ВЧИ) разряд [3]. Комбинированная плазма обладает положительными свойствами объединенных типов разрядов: высокая температура электронов и чистота плазмы от ИСП, смещение заряженных частиц и контроль концентрации ионов с помощью приложенного напряжения к электроду – от емкостного разряда.

Зависимость параметров плазмы от приложенного потенциала уже исследовалась во множестве публикаций.

В работе [5] моделировали ВЧИ-разряд с потенциалом смещения, и был получен экспоненциальный рост концентрации электронов в зависимости от потенциала, однако последний был приложен к индуктору, что не позволяет добиться смещения заряженных частиц.

В работе [7] исследована зависимость параметров комбинированного разряда от давления 0.4 и 20 Па с потенциалом смещения, однако сам потенциал не изменялся.

В работе [8] проведено моделирование зависимости ВЧИ плазмы с потенциалом смещения от –100 до –300 В при давлениях 0.1–10 Па с плоским индуктором. При увеличении модуля потенциала смещения поток ионов на подложку возрастал, однако в работе не приведены концентрации заряженных частиц.

В работе [9] численно исследована зависимость энергии ионов аргона и кислорода от потенциала смещения на индукторе. В результате расчетов энергия ионов возрастает с повышением потенциала смещения.

Еще одним способом вывода заряженных частиц из плазменного сгустка ВЧИ-разряда является их сдвиг потоком газа [10–12]. Данный способ сдвига в совокупности с приложенным потенциалом смещения зачастую используется в реактивном ионном травлении [13–23].

Поток ВЧ-плазмы был численно исследован в работах [24–29].

В работе [30] исследовали температуру нейтрального газа и скорость потока в зависимости от расхода газа при атмосферном давлении. В результате сопоставлены подходящие значения расхода газа и диаметра сопла для получения оптимальных характеристик разряда, однако не проведены исследования

зависимости концентрации заряженных частиц от расхода газа.

Была представлена также модель с расходом газа [31], но, как и в работе [30], изучали ИСП атмосферного давления без расчетов концентраций электронов, ионов и метастабильных состояний атомов.

На основе проведенного обзора видно, что в перечисленных работах зависимости параметров ВЧИ-плазмы, таких как концентрации электронов, ионов, возбужденных состояний атома и температуры от приложенного потенциала и расхода газа, изучены недостаточно хорошо. К тому же большинство работ по исследованию зависимости от потенциала смещения посвящены установкам с плоским индуктором; эффекты, связанные с приложенным потенциалом смещения в геометрии с соленоидальной катушкой, остаются весьма плохо изученными.

Данная работа посвящена численному исследованию влияния потенциала смещения на электроде и расхода газа на индукционно-связанную плазму пониженного давления в геометрии с соленоидальным индуктором. Такие параметры выбраны для верификации разработанной модели с экспериментальной работой [1].

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ИНДУКЦИОННОГО РАЗРЯДА

Двумерная осесимметричная модель индуктивно-связанной плазмы разработана с помощью пакета COMSOL multiphysics. Модель состоит из уравнений Навье–Стокса (модуль laminar flow), модифицированных уравнений Максвелла (модуль magnetic fields); уравнений для плотности электронов, плотности энергии электронов и плотности возбужденных состояний.

Использована упрощенная схема атома аргона, в которой четыре низших близко расположенных электронно-возбужденных состояния (два метастабильных и два резонансных состояния) заменены единым уровнем с концентрацией n_m . Такая схема часто используется при моделировании аргоновой плазмы и обоснована эффективным перемешиванием этих уровней электронным ударом [32].

Схема установки и расчетная область представлены на рис. 1.

2.1. Моделирование течения плазмообразующего газа

Для рассматриваемых в настоящей работе расходов газа до 8000 ссм число Рейнольдса не превы-

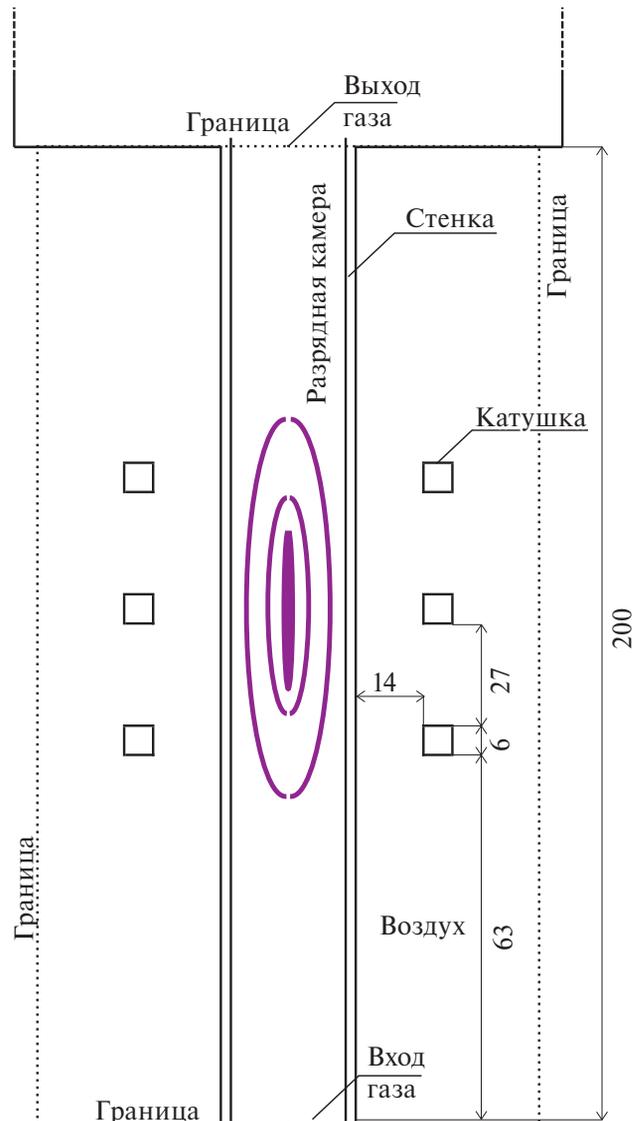


Рис. 1. Схема установки, обозначения границ и геометрия расчетной области двумерной осесимметричной модели. Размеры даны в мм, подача аргона проходит с нижнего торца трубки, на верхнем торце задано постоянное давление (граничное условие откачки газа). Фиолетовыми линиями схематично изображен плазменный стусок.

шает 10, поэтому течение плазмообразующего газа моделируется с помощью модуля Laminar Flow. Газодинамика модели основана на уравнениях Навье–Стокса для сжимаемых потоков (число Маха < 0.3):

$$\nabla \cdot [-p\mathbf{I} + \mathbf{K}] = 0, \tag{1}$$

$$\nabla \cdot (\rho_n \mathbf{v}) = 0, \tag{2}$$

$$\mathbf{K} = \mu(\nabla \mathbf{v} + (\nabla \mathbf{v})^T) - \frac{2}{3}\mu(\nabla \mathbf{v})\mathbf{I}, \tag{3}$$

плотность рассчитывается из уравнения Менделеева–Клайперона:

$$\rho_n = \frac{pM_n}{RT}. \quad (4)$$

Здесь \mathbf{I} — единичный тензор, p — давление, ρ_n — плотность газа, \mathbf{v} — скорость газа, μ — динамическая вязкость, R — газовая постоянная, M_n — молярная масса.

Граничные условия для уравнений Навье–Стокса следующие. На границе inlet рассчитывается граничная скорость газа из значения массового расхода газа

$$-\int_{\partial\Omega} \rho_n (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) dS = m, \quad (5)$$

где m — массовый поток газа, \mathbf{n} — вектор нормали, \mathbf{v} — вектор скорости потока, задаваемый пуазейлевским профилем течения.

На границе outlet установлено постоянное давление в диапазоне 13.3–113 Па.

2.2. Модель высокочастотного электромагнитного поля

Для приведения периодичных во времени уравнений Максвелла, решаемого COMSOL multiphysics (модуль Magnetic Fields), используется модифицированный закон Ампера, включающий в себя токи смещения:

$$\begin{aligned} (-i\omega\sigma - \omega^2\varepsilon_0)\mathbf{A} + \nabla \cdot (\mu^{-1}\nabla \cdot \mathbf{A} - \mathbf{M}) - \\ - \sigma\mathbf{v} \cdot (\nabla \cdot \mathbf{A}) = 0, \\ -\mathbf{E}_{\text{curl}} = -i\omega\mathbf{A}, \end{aligned} \quad (6)$$

где i — мнимая единица, ω — циклическая частота, σ — электропроводность, ε_0 — электрическая постоянная, \mathbf{A} — векторный потенциал, μ_0 — магнитная постоянная, \mathbf{M} — вектор намагниченности, \mathbf{J}_e — плотность тока, \mathbf{E}_{curl} — вихревая составляющая напряженности электрического поля.

Данные уравнения имеют следующее граничное условие (на границе ins, см. рис. 1):

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{A} = 0. \quad (7)$$

2.3. Моделирование динамики плазмы

Следующие уравнения были введены с использованием интерфейса PDE в пакете COMSOL multiphysics. Используется предположение о максвелловской функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ). Оценки отклонения ФРЭЭ от максвелловской, выполненные с учетом влияния электромагнитного поля и представления в виде суммы максвелловской части f_{00} и полевой f_1 [33], показали, что для частоты 13,56 МГц отклонение от

максвелловской ФРЭЭ не превышает 10% при частоте соударений 10^8 Гц. Поэтому использование ФРЭЭ Максвелла в расчетах считаем допустимым [34].

Уравнения для плотности электронов, энергии электронов и возбужденных состояний имеют следующий вид:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \Gamma_e = R_e - \nabla \cdot (\mathbf{v}n_e), \quad (8)$$

$$\frac{\partial n_\varepsilon}{\partial t} + \nabla \Gamma_\varepsilon = S_{en} - \nabla \cdot (\mathbf{v}n_\varepsilon) + \sigma E^2 n_e / e, \quad (9)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \nabla \Gamma_p = R_p - \nabla \cdot (\mathbf{v}n_p), \quad (10)$$

$$\frac{\partial n_m}{\partial t} - \nabla D_m \nabla n_m = \nu_{c2} n_e - \nu_{c4} n_m - \nabla \cdot (\mathbf{v}n_e), \quad (11)$$

$$\rho_n C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho_n C_p \mathbf{u} \cdot \nabla T + \nabla \cdot \mathbf{q}_{\text{hf}} = Q. \quad (12)$$

Здесь C_p — теплоемкость несущего газа, \mathbf{q}_{hf} — вектор потока тепла, Q — источник тепла. Вектор скорости \mathbf{u} получен из уравнений Навье–Стокса (3), n_e — плотность электронов, n_p — плотность ионов, t — время, $R_e = \nu_{c3} n_e + \nu_{c4} n_m$ — источник электронов, который представляет собой сумму реакций ионизации; ν_{c3} , ν_{c4} — частоты ионизации для реакции 3 и 4 (табл. 1), n_m — плотность возбужденных состояний, $n_\varepsilon = (3/2)kT_e n_e$ — плотность энергии электронов, $S_{en} = \nu_c \delta_{\varepsilon 1} n_\varepsilon + \nu_{c2} \delta_{\varepsilon 2} n_e + \nu_{c3} \delta_{\varepsilon 3} n_e + \nu_{c4} \delta_{\varepsilon 4} n_m$ — потеря энергии электронов, которая представляет собой сумму потерь энергии при столкновениях во всех реакциях, $\delta_{\varepsilon 2-4}$ — потеря энергии для соответствующей реакции, n_c — частота упругих столкновений, k — постоянная Больцмана, T — температура несущего газа (в данной модели начальная температура $T = 300$ К), e — элементарный заряд, D_m — коэффициент диффузии возбужденных атомов. Потоки Γ_e , Γ_p и Γ_ε имеют вид

$$\Gamma_e = -(\mu_e \mathbf{E}_p) n_e - D_e \nabla n_e, \quad (13)$$

$$\Gamma_p = (\mu_p \mathbf{E}_p) n_p - D_p \nabla n_p, \quad (14)$$

$$\Gamma_\varepsilon = -(\mu_\varepsilon \mathbf{E}_p) n_\varepsilon - D_\varepsilon \nabla n_\varepsilon, \quad (15)$$

где E_p — потенциальная составляющая электрического поля (считается, что усреднение по времени по вихревому электрическому полю дает ноль), μ_e — подвижность электронов, D_e — коэффициент диффузии электронов, μ_p — подвижность ионов, D_p — коэффициент диффузии ионов, μ_ε — коэффициент пропорциональности между дрейфовым переносом энергии и приложенным электрическим полем

Таблица 1. Используемые при моделировании реакции (сверху вниз: столкновение, возбуждение, ионизация в основном состоянии, ступенчатая ионизация). Ar^* относится к возбужденным состояниям $\text{Ar}(4s)$. Для каждой реакции приведены потери энергии $\Delta\varepsilon_j$ [эВ] и частота реакции ν_{cj} [1/с], ($j=1, 2, 3, 4$).

Процесс	Реакция	$\Delta\varepsilon_j$ [эВ]	ν_{cj}
Упругие соударения	$e + \text{Ar} \rightarrow e + \text{Ar}$	–	ν_c
Первичное возбуждение	$e + \text{Ar} \rightarrow e + \text{Ar}^*$	11.55	ν_{c2}
Первичная ионизация	$e + \text{Ar} \rightarrow 2e + \text{Ar}^+$	15.76	ν_{c3}
Ступенчатая ионизация	$e + \text{Ar}^* \rightarrow 2e + \text{Ar}^+$	4.21	ν_{c4}

(энергетическая подвижность), D_ε — коэффициент диффузии энергии электронов.

На стенке разрядной трубки wall граничные условия для потоков частиц и энергии выглядят следующим образом:

$$n \cdot \Gamma_e = \left(\frac{1}{2} \nu_e n_e \right) - \sum \gamma_j (\Gamma_j \cdot n), \quad (16)$$

$$n \cdot \Gamma_\varepsilon = \left(\frac{5}{6} \nu_e n_\varepsilon \right) - \sum \gamma_j \varepsilon_j (\Gamma_j \cdot n), \quad (17)$$

$$-n \cdot \rho \omega_p (v_p + u) = \Gamma_p, \quad (18)$$

где ν_e — средняя хаотическая скорость электрона, ν_p — мультикомпонентная скорость диффузии для ионов, ω_p — массовая доля ионов, ρ — плотность смеси, γ_j — коэффициент вторичной эмиссии электронов с поверхности, n — единичный вектор нормали, ε — средняя энергия. На выходной границе outlet разрядной области формулируются “мягкие” краевые условия

$$n \cdot \Gamma_e = 0, \quad (19)$$

$$n \cdot \Gamma_\varepsilon = 0, \quad (20)$$

$$-n \cdot \rho \omega_p v_p = 0. \quad (21)$$

Граничные условия для заряда:

$$n \cdot D = 0. \quad (22)$$

Здесь D — вектор электрического смещения.

Начальные условия задаются следующим образом: $n_e(0, \mathbf{r}) = 10^{15} \text{ м}^{-3}$, $n_p(0, \mathbf{r}) = 10^{15} \text{ м}^{-3}$, $n_m(0, \mathbf{r}) = 10^{15} \text{ м}^{-3}$, $n_\varepsilon(0, \mathbf{r}) = 3 \cdot 10^{15} \text{ эВ/м}^3$.

Ключевым моментом в исследовании расчетной модели является описание реакций, проходящих в плазменной системе и при движении плазменного потока, а также компонентов этих реакций. Ключевой тип реакции — столкновение электронов с тяжелыми частицами, который задается в узлах electron

impact reaction. В программу задается химическая формула соответствующего типа реакции, скорость реакции зависит от порядка реакции и молярной концентрации каждого вида. В компактной форме уравнение для j -й скорости реакции выглядит следующим образом:

$$r_j = k_{f,j} \prod_{k=1}^Q c_k^{\nu_{k,j}}, \quad (23)$$

$$k_f = \gamma \int_0^\infty \varepsilon \sigma_k(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (24)$$

где c_k — молярная концентрация образца k [моль/м³], $k_{f,j}$ — коэффициент скорости j -й реакции (в [1/с] для первого порядка реакций, [м³/(моль·с)] для реакций второго порядка или [м⁶/(моль²·с)] для реакций третьего порядка), $\nu_{k,j}$ — стехиометрическая матрица, соответствующая прямым реакциям, $\gamma = \sqrt{2e/m_e}$, σ_k — сечение столкновений k -й реакции, $f(\varepsilon)$ — функция распределения.

Коэффициенты переноса электронов и ионов рассчитываются с помощью функции распределения электронов по энергиям

$$D_e = \frac{\gamma}{3N_n} \int \frac{\varepsilon}{\sigma_{cs}(\varepsilon)} f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (25)$$

$$\mu_e = -\frac{\gamma}{3N_n} \int \frac{\varepsilon}{\sigma_{cs}(\varepsilon)} \frac{df(\varepsilon)}{d\varepsilon} d\varepsilon, \quad (26)$$

$$D_p = \frac{k_B T_a \mu_p}{e}, \quad (27)$$

$$\mu_p = \frac{e}{m_a \nu_{cp}}, \quad (28)$$

где $\gamma = \sqrt{2e/m_e}$, m_e — масса электрона, $N_n = p/(kT)$ — концентрация нейтрального газа, e — энергия электронов, $\sigma_{cs}(\varepsilon)$ — транспортное сечение рассеяния электронов на атомах, зависящее от энергии, из базы данных PHELPS [35], ν_{cp} — частота упругих соударений ионов с нейтральными атомами, $f(\varepsilon)$ — функция распределения электронов по энергии (ФРЭЭ).

Для энергии электронов и компонент переноса возбужденных состояний, рассчитанных из μ_e и температуры электронов T_e , выражения выглядят следующим образом:

$$\mu_\varepsilon = \frac{5}{3} \mu_e, \quad (29)$$

$$D_\varepsilon = \mu_\varepsilon T_e, \quad (30)$$

$$D_m = \frac{kT}{m_a \nu_c}, \quad (31)$$

где $T_e = 2/3\langle \varepsilon \rangle$, $\langle \varepsilon \rangle = n_\varepsilon/n_e$ — средняя энергия и $m_a = 6.68 \cdot 10^{-26}$ кг — масса аргона.

Частота упругих столкновений, используемая для расчета n_ε также получена из ФРЭЭ и данных поперечного сечения

$$v_c = \gamma N_n \int \varepsilon \sigma_{cs}(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (32)$$

$$v_{c2} = \gamma N_n \int \varepsilon \sigma_{cs2}(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (33)$$

$$v_{c3} = \gamma N_n \int \varepsilon \sigma_{cs3}(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (34)$$

$$v_{c4} = \gamma n_m \int \varepsilon \sigma_{cs4}(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (35)$$

Частоты упругих и неупругих столкновений вычисляются по формулам (32)–(35). $\sigma_{cs}(\varepsilon)$ — $\sigma_{cs4}(\varepsilon)$ — функции поперечных сечений реакций, указанных в табл. 1.

ФРЭЭ рассчитывается с использованием распределения Максвелла

$$f(\varepsilon) = \langle \varepsilon \rangle^{-3/2} \beta_1 \exp\left(\frac{-\varepsilon \beta_2}{\langle \varepsilon \rangle}\right), \quad (36)$$

$$\beta_1 = 3^{3/2} 2^{-1/2} \pi^{-1/2}, \quad (37)$$

$$\beta_2 = 3/2, \quad (38)$$

Электропроводность в области разряда рассчитывается по формуле

$$\sigma = \frac{e^2 n_e}{m_e (v_c + i\omega)}, \quad (39)$$

где $i\omega$ — мнимая часть угловой частоты тока на катушке.

Потенциальная компонента напряженности электрического поля \mathbf{E}_p рассчитывается из уравнения Пуассона

$$\rho_q = e(n_i - n_e),$$

$$\nabla^2 \varphi = -\rho_q / \varepsilon_0, \quad (40)$$

$$\mathbf{E}_p = -\nabla \varphi.$$

Здесь ρ_q — плотность заряда, φ — потенциал, ε_0 — электрическая постоянная.

Граничные условия для уравнения Пуассона записываются в следующем виде. На диэлектрической стенке wall $-\mathbf{n} \cdot \mathbf{D} = \sigma_s$, и решается уравнение

$$\frac{\partial \sigma_s}{\partial t} = \mathbf{n} \cdot \mathbf{j}_i + \mathbf{n} \cdot \mathbf{j}_e, \quad (41)$$

где σ_s — плотность поверхностного заряда, $\mathbf{j}_i = e\Gamma_i$, $\mathbf{j}_e = e\Gamma_e$; на границе inlet $\mathbf{n} \cdot \mathbf{E}_p = 0$ и outlet $\varphi_{outlet} = V_{shift}$, т. е. задается потенциал смещения.

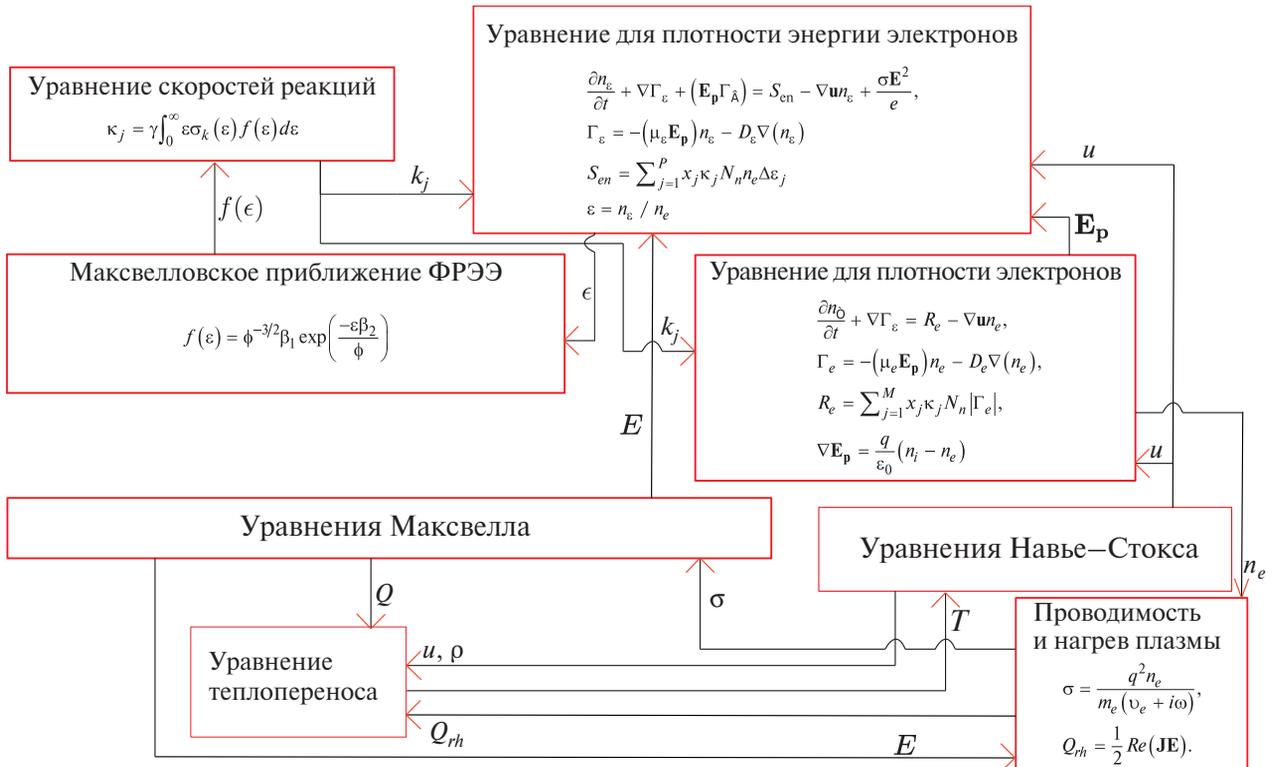


Рис. 2. Блок-схема численной модели. Основные уравнения приведены в блоках, каждый блок принимает на вход определенный набор переменных и выдает результаты расчетов в виде следующих переменных. Стрелками обозначены переходы из одного блока уравнений в другой.

3. АЛГОРИТМ РЕШЕНИЯ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ

Алгоритм решения уравнений модели представлен на рис. 2. Каждый блок состоит из уравнений, которые решаются в нем для каждой ячейки в сетке модели. Стоит отметить, что приведены лишь основные уравнения, чтобы не перегружать блок-схему. Переменные, получаемые при решении уравнений переходят из блока в блок, таким образом модель получается самосогласованной.

Рассмотрим схему подробнее. Учтем, что в начале расчета заданы значения тока на индукторе, давления, частоты тока, граничные условия и начальные приближения. Тогда из блока *Уравнения Максвелла* (модуль *Magnetic Fields*) мы получаем вихревую компоненту электрического поля \mathbf{E} , которая подается на вход *Уравнения для плотности энергии электронов*, откуда мы получаем значение n_e . Решаются уравнение для плотности электронов, ионов и уравнение Пуассона, находящиеся в блоке *Уравнение на плотность электронов*.

Далее определяется средняя энергия ε , с помощью нее вычисляются ФРЭЭ и частоты столкновений, ионизации и возбуждения атомов. Дополнительно, рассчитав проводимость плазмы в блоках *Проводимость и нагрев плазмы*, *Уравнения Навье–Стокса* и *Уравнение теплопереноса*, можно получить значение удельной мощности разряда Q_r и параметров s , p и v , T ; итерация завершается.

4. РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ПРИ Пониженном Давлении С ПОТЕНЦИАЛОМ СМЕЩЕНИЯ И ПОТОКОМ ГАЗА

4.1. Геометрия расчетной области

Были проведены расчеты параметров плазмы с помощью пакета Comsol multiphysics [36] в двумерной осесимметричной постановке с учетом приложенного потенциала на верхнем фланце камеры, а также с потоком нейтрального газа вдоль разрядной трубки. Разрядная трубка представляет собой цилиндр высотой 200 мм, радиусом 12 мм с кварцевой стенкой толщиной 2 мм и трехвитковым индуктором с диаметром катушки 4 мм. Для упрощения построения сетки индуктор задан в виде трех колец с квадратным сечением.

Геометрия расчетной области изображена на рис. 1. Разряд моделировался при следующих параметрах: газ аргон, частота тока на индукторе 13.56 МГц, мощность на индукторе 1300 Вт.

Геометрия разделена на несколько расчетных областей: внутренняя часть трубки, заполненная аргоном, ее кварцевые стенки, медный индуктор и окружающая среда, заполненная воздухом. Внутренняя часть трубки и стенка разбиты на квадратные элементы с размером стороны в 1 мм, индуктор и окружающая среда имеют шаг сетки в 2 мм.

Проведены были численные эксперименты в двух вариантах:

1) с различными значениями потенциала смещения, поданного на верхний фланец, вследствие чего увеличивается z -компонента потенциального электрического поля $E_{p,z}$;

2) с различными значениями потока газа, продуваемого через трубку, что увеличивает z -компоненту скорости газа v_z .

Целью этих экспериментов было выявление зависимостей концентрации заряженных частиц и их температуры от данных параметров $E_{p,z}$ и v_z

4.2. Моделирование с потенциалом смещения на границе

В первой серии экспериментов на верхнем фланце задавался потенциал смещения ϕ в диапазоне от -8 до 3 В относительно кварцевой стенки. Данное смещение вносит вклад в напряженность электрического поля $E_{p,z}$ (уравнение (40)), вследствие чего заряженные частицы приобретают дополнительную скорость по полю или против поля в зависимости от знака заряда частицы. Данный эффект объясняется увеличением дрейфового потока $\mu_{e,i} E_p n_{e,i}$ и, следовательно, относительным уменьшением диффузионного потока $D_{e,i} \nabla n_{e,i}$ в уравнениях для n_e , n_i (8).

Распределение аксиальной компоненты потенциального поля $E_{p,z}$ вдоль оси z показано на рис. 3. Поле $E_{p,z}$ изменяется на расстоянии 10 мм от выходного отверстия плазмотрона, вследствие чего изменения концентрации электронов и ионов приходится на малую часть от всей расчетной области.

Зависимость концентрации частиц от приложенного потенциала показана на рис. 4. Как видно на графике, при повышении потенциала, концентрация электронов и ионов увеличивается экспоненциально. Причем концентрация электронов n_e при $\phi > 0$ увеличивается быстрее, чем ионов n_i . Следует отметить, что при $\phi < 0$ n_i имеют большую концентрацию, чем n_e .

Также установлено, что потенциал смещения на концентрации возбужденных и нейтральных частиц

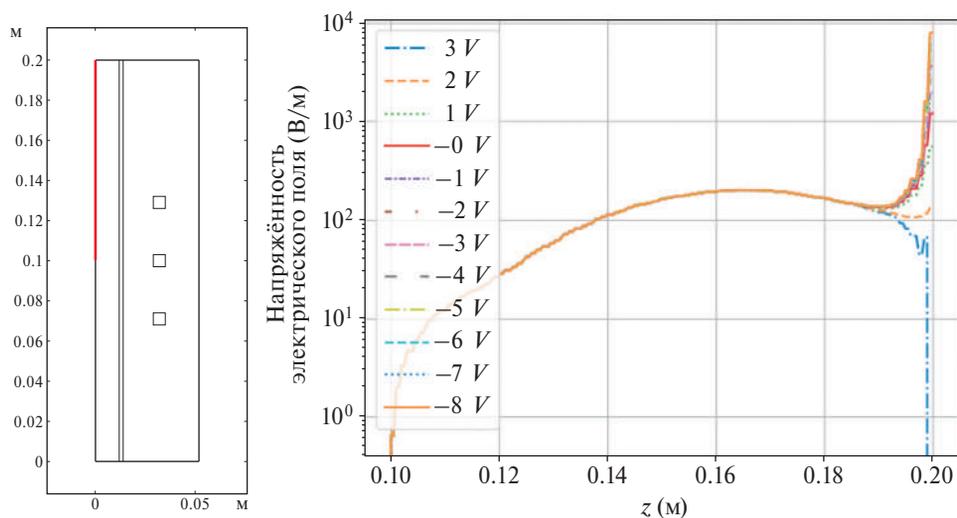


Рис. 3. Область распределения (а), распределение напряженности потенциального поля $E_{p,z}$ вдоль разрядной трубки при разных значениях потенциала смещения ϕ на верхней границе (б).

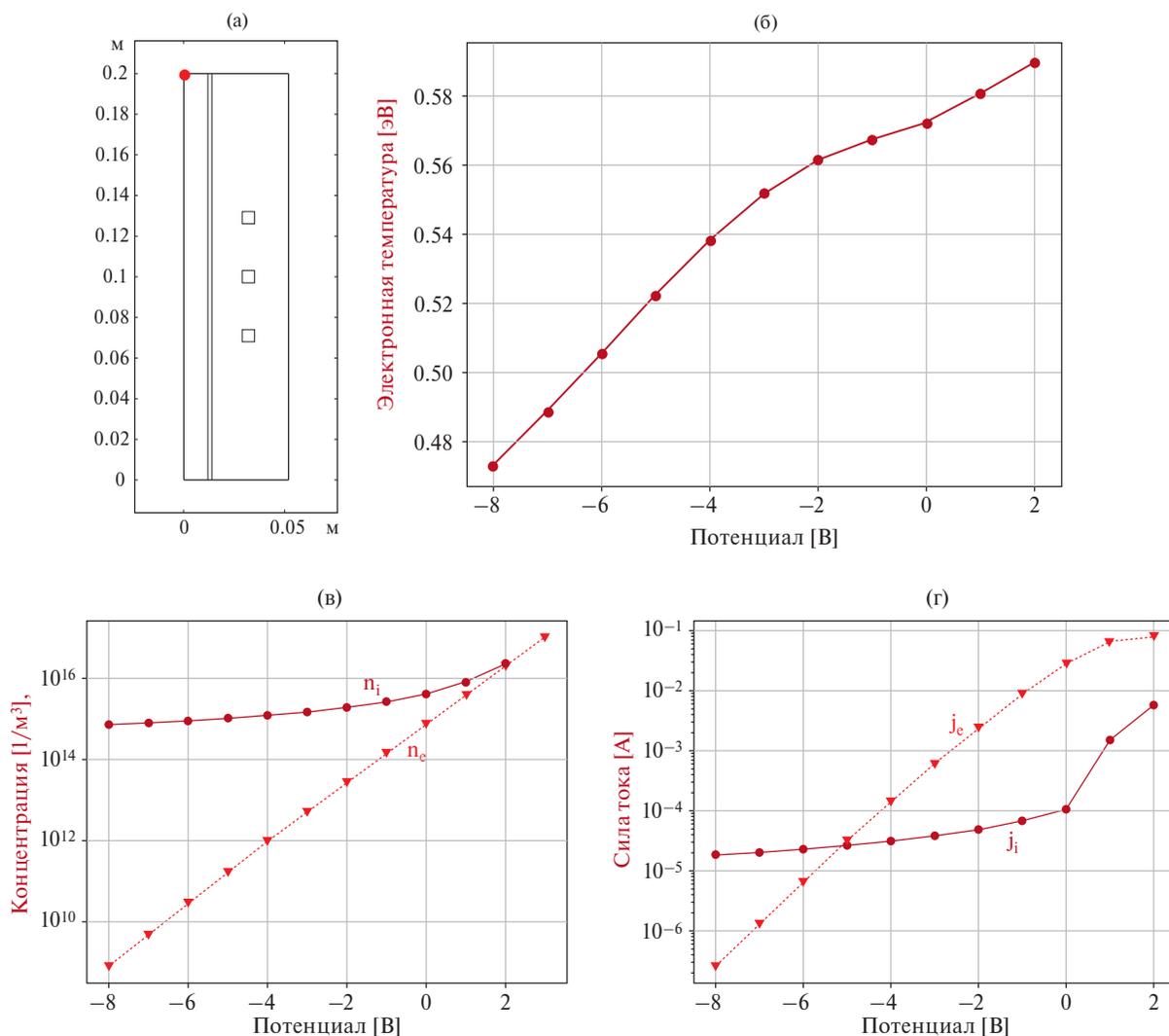


Рис. 4. Область распределения (а), зависимость температуры электронов на выходе разрядной трубки от потенциала смещения ϕ на верхней границе (б).

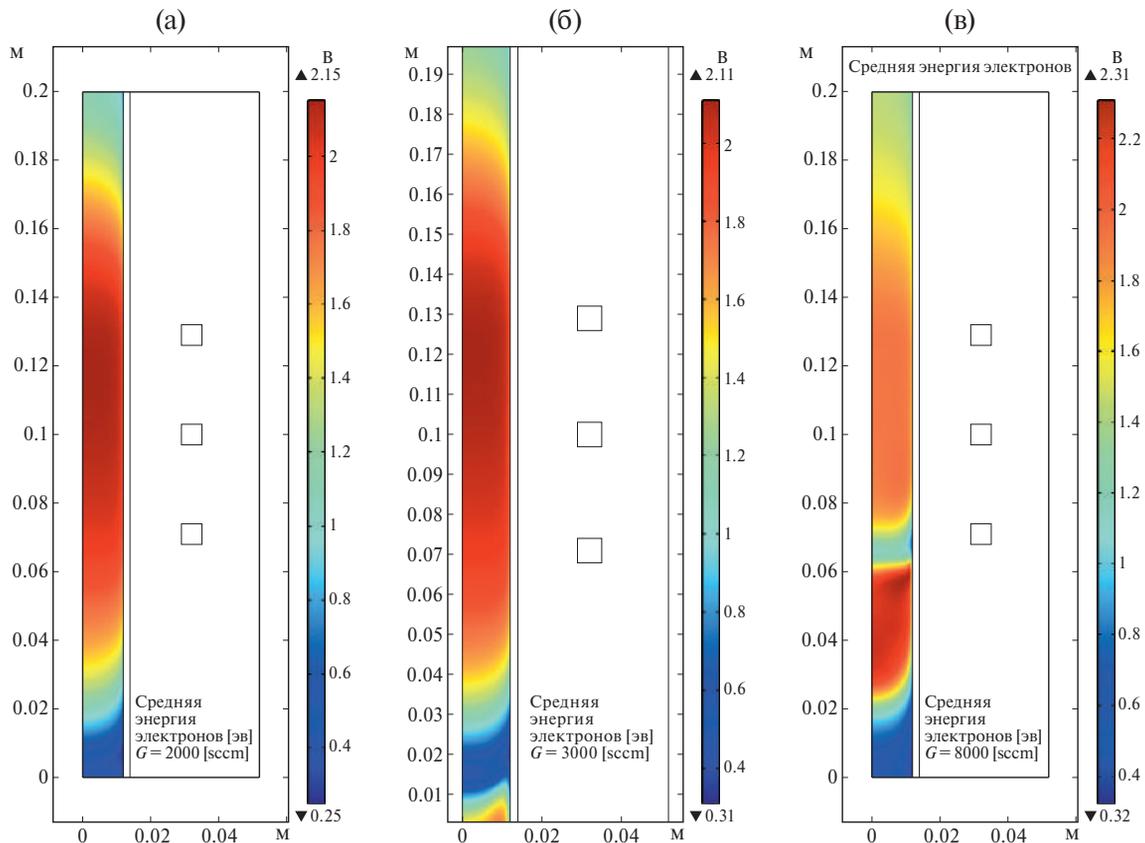


Рис. 5. Пространственное распределение средней энергии электронов (ϵ) при расходе газа $G=2000$ sccm (а), $G=3000$ sccm (б), $G=8000$ sccm (в).

не влияет, вследствие чего не меняется и температура газа.

4.3. Верификация модели по потоку газа

Концентрация ионов и электронов имеют почти один и тот же вид из-за того, что при сдвиге ионов потоком газа создается разность потенциалов, вследствие чего электроны устремляются за ионами.

Концентрации n_e , n_i монотонно увеличиваются с увеличением расхода газа G . Увеличение концентрации электронов при $G > 4000$ sccm в модели обусловлено ростом средней энергии электронов, вследствие чего увеличивается число ионизованных частиц. В то же время экспериментальные данные [1] показывают, что начиная с расхода $G=4000$ sccm, концентрация электронов не растет, а начиная с $G=7500$ sccm падает.

Таким образом, рассмотренная модель корректно описывает характеристики разряда до $G > 4000$ sccm [26].

На рис. 5б видно, что при высоких значениях расхода газа ($G > 3000$) появляется дополнительный плазменный сгусток, который отсутствует при низ-

ких расходах газа (рис. 5а). Данный артефакт и вносит поправку в концентрацию электронов на выходе из плазмотрона (рис. 10).

На рис. 6 видно, что при $G=8000$ sccm соотношение числа Дебая к диаметру разрядной камеры $\gg 0.1$, а при $G=2000$ sccm соотношение числа Дебая к диаметру разрядной камеры не превышает 0.1. В применяемой модели соотношение числа Дебая к диаметру разрядной камеры превышает 0.1 в некоторых точках расчетной области уже с $G=3000$ sccm, чем объясняется появление артефакта на рис. 5б и 5в. Это явление объясняется тем, что в начале разрядной трубки концентрация заряженных частиц мала, что видно на рис. 11, и вследствие этого увеличивается длина Дебая.

На рис. 7 видно, что при $p = 53$ Па максимальное число Кнудсена для плазмообразующего газа (аргон) 0.0167, при $p = 26$ Па максимальное число Кнудсена равно 0.0279, а при $p = 13$ Па максимальное число Кнудсена достигает 0.0514.

Заметим, что мы вычисляли число Кнудсена в зависимости от поперечного размера частицы по формуле $Kn = k_B T / (\sqrt{2} \pi \sigma^2 p L)$. Здесь T — температура несущего газа, σ — поперечный размер частицы,

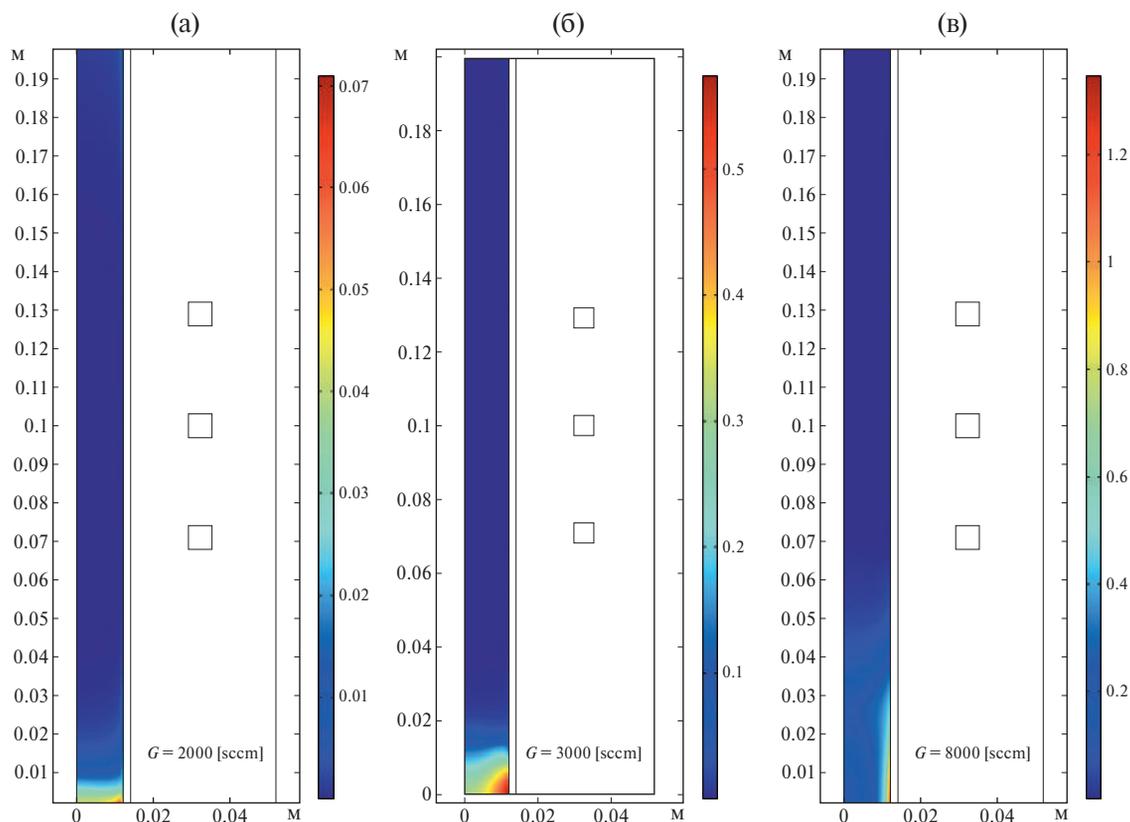


Рис. 6. Соотношение числа Дебая к диаметру разрядной камеры при расходе газа $G=2000$ sccm (а), $G=3000$ sccm (б), $G=8000$ sccm (в).

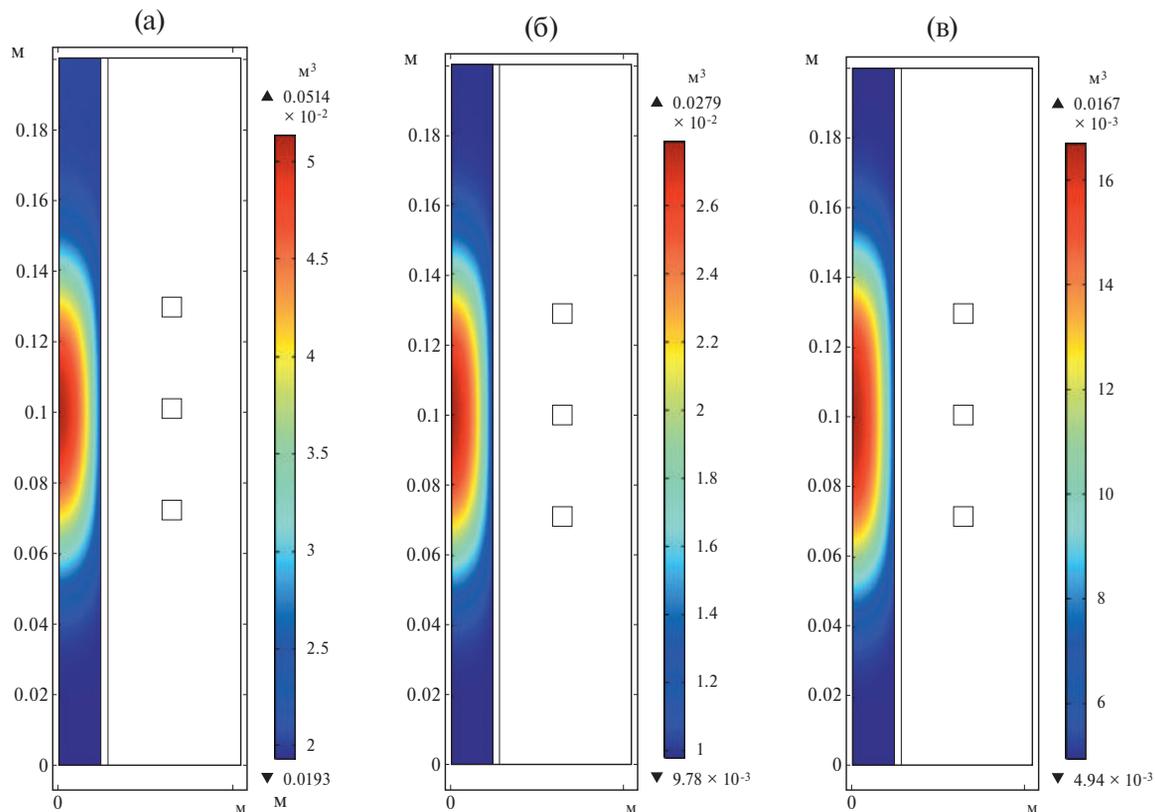


Рис. 7. Число Кнудсена Kn в безрасходном режиме при $p=13$ Па (а), $p=26$ Па (б), $p=53$ Па (в).

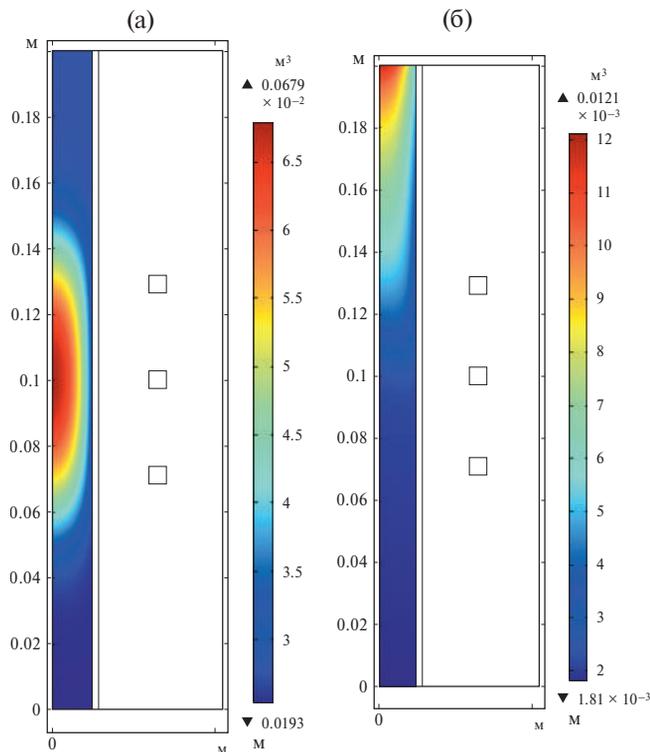


Рис. 8. Число Кнудсена Kn при $p = 9.65$ Па (а), $p = 53$ Па (б) и расходе 8000 sccm .

который в различных базах и справочниках варьирует от 142 до 384 пм для аргона; p — давление несущего газа, L — диаметр разрядной камеры. Поэтому, оценка числа Кнудсена имеет приближенный характер.

Практические численные эксперименты в пакете Comsol [36] показали, что численный метод решения системы уравнений расходится при давлении ниже 9.65 Па (рис. 8), а с увеличением расхода газа число Kn падает по сравнению с безрасходным режимом течения.

Полученные числа Кнудсена входят в разрешенные к расчету в пакете Comsol [36] для режима течения с проскальзыванием ($Kn < 0.1$), т.е. можно считать для рассматриваемых режимов течения и радиуса разрядной камеры минимально возможное расчетное давление — 9.65 Па. Основные закономерности, описанные выше, подтверждаются экспериментальными данными, полученными при расходах $G = 0 - 3000$ sccm .

4.4. Моделирование с потоком нейтрального газа

Вторая серия численных экспериментов заключалась в увеличении потока нейтрального газа вдоль разрядной трубки. Для моделирования потока газа, на границе inlet задается объемный расход газа G ,

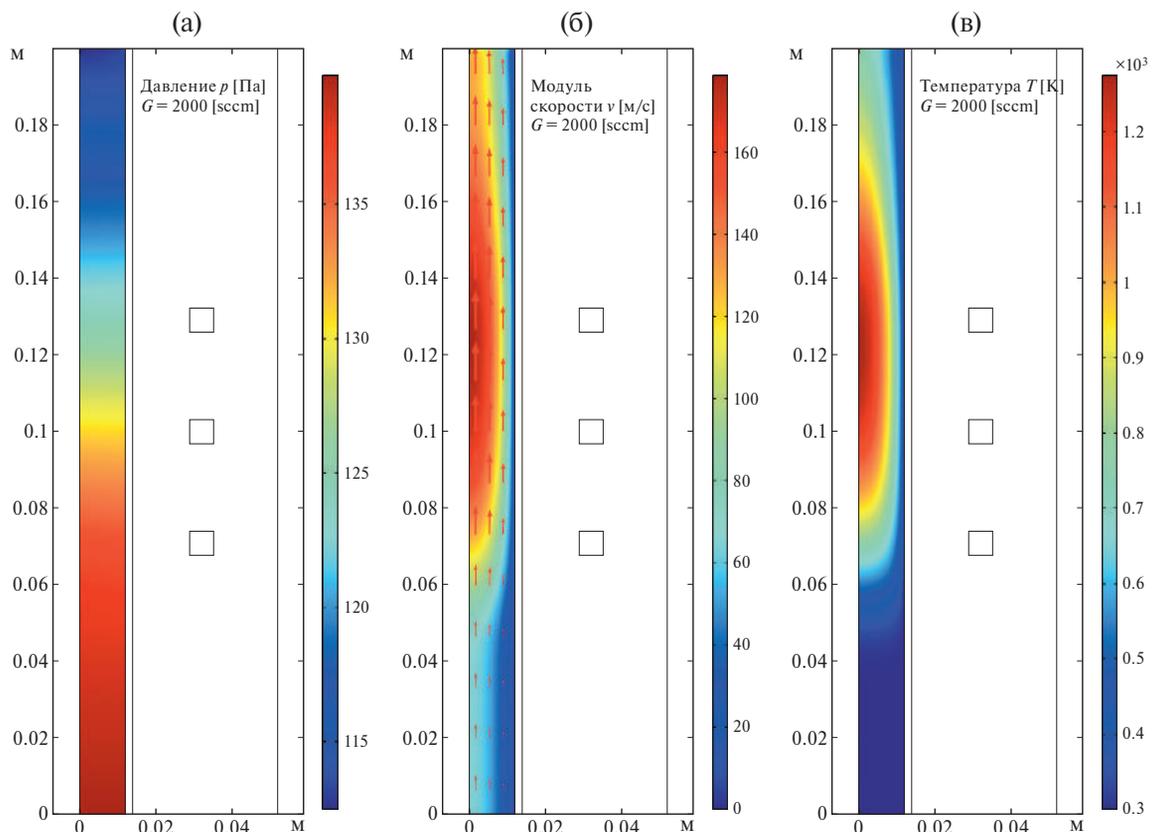


Рис. 9. Пространственное распределение давления p (а), модуля скорости v (б) и температуры газа (в) при расходе газа $G = 2000$ sccm .

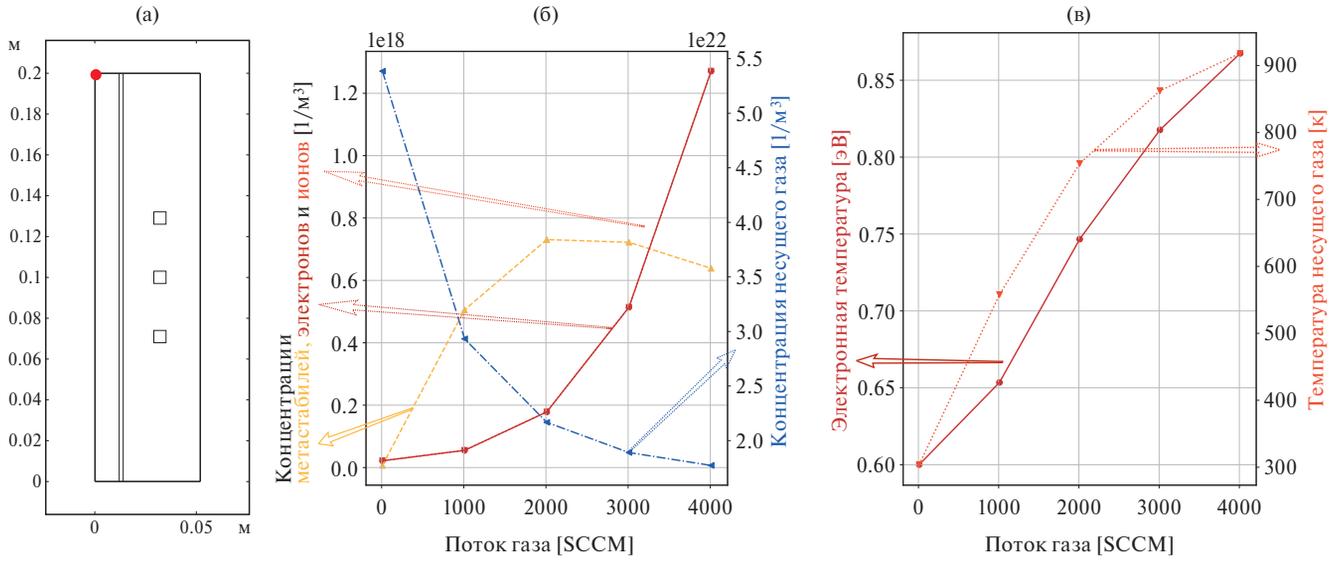


Рис. 10. Область распределения (а); зависимость концентрации электронов, возбужденных состояний и ионов на выходе разрядной трубки $n_{e,m,i,outlet}$ от расхода газа G (б). Графики концентрации электронов n_e и ионов n_i накладываются друг на друга, вследствие чего зависимость n_i плохо видна на рисунке; температура электронов и температура нейтральных частиц в зависимости от расхода газа G (в).

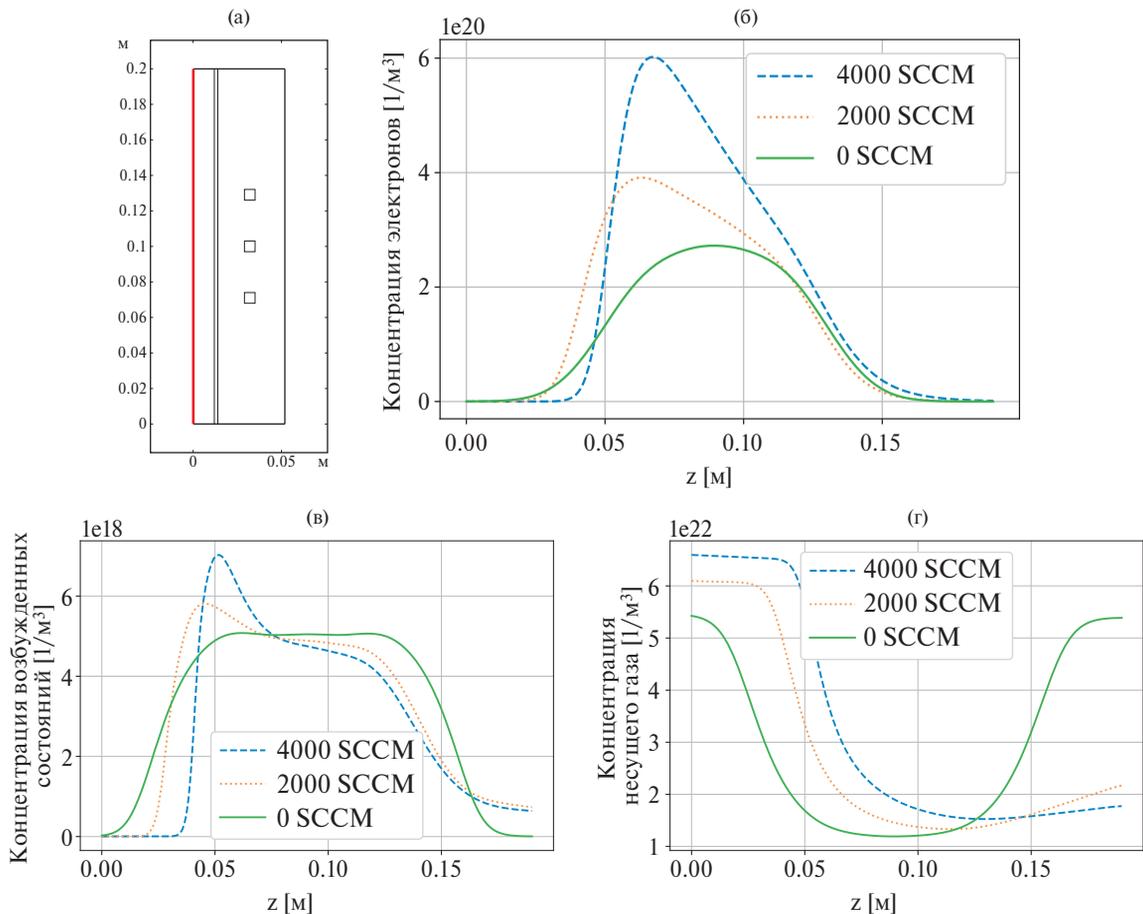


Рис. 11. Область распределения (а); зависимость концентраций электронов n_{ez} (б), возбужденных состояний n_{mz} (в) и нейтральных атомов аргона n_{iz} (г) вдоль разрядной трубки (а) от расхода газа G .

измеряемый в см³/мин (sccm). Данный объемный расход преобразуется в скорость на границе по формуле (5). Далее добавляется граничное условие, симулирующее откачку газа насосом: на противоположном конце трубки outlet задается постоянное давление.

В итоге газодинамические параметры плазмы рассчитываются с помощью уравнений Навье–Стокса (3) с названными условиями на границах inlet и outlet. Результатом решения являются пространственные распределения скорости газа v и давления p (рис. 9), которые применяются в расчетах уравнений на концентрацию электронов, ионов и метастабилей (8)–(11). Данные распределения в зависимости от расхода газа G показаны на рис. 10, 11.

Незначительное падение концентрации газа N_n на рис. 10 по сравнению с ростом концентрации ионов n_i и метастабильных состояний n_m объясняется увеличением скорости газа с ростом расхода в sccm. Таким образом, поток суммы частиц через поперечный срез разрядной трубки

$$\int_0^R (n_m + n_i + N_n) v dr$$

остаётся одинаковым на протяжении всей длины трубки. Вследствие этого мы можем утверждать, что столь малое падение концентрации газа при повышении G не является ошибочным.

На рис. 11б и 11в видно, что нижняя граница плазменного сгустка смещается к центру индуктора, верхняя граница отдаляется от него. Происходит перераспределение концентрации заряженных и метастабильных частиц в пределах области индуктора. Расчеты согласуются с теоретической моделью Ромиг [12] и экспериментальными данными [1].

В модели Ромиг рассмотрено влияние потока на распределение концентрации электронов в предположении ударной ионизации, постоянного коэффициента амбиполярной диффузии и частоты ионизации, равной константе в пределах области индуктора и нулю – в остальной части разрядной трубки.

Получено: с ростом скорости газа проходит смещение распределения концентрации электронов вниз по потоку, но в пределах области индуктора. В отличие от этой модели, в данной работе учитываются ступенчатая ионизация и коэффициенты диффузии и частоты ионизации, зависящие от ФРЭЭ. Поэтому в представленных результатах расчета на рис. 11б и 11в при увеличении расхода газа от 0 до 2000 sccm максимум концентрации электронов и возбужденных частиц смещается вверх по потоку, а с дальнейшим повышением расхода смещается вниз по потоку. Смещение максимума кон-

центрации электронов и возбужденных частиц в направлении противоположно потоку может быть вызвано влиянием ступенчатой ионизации.

Из рис. 10в видно, что при повышении расхода газа температура нейтральных частиц в точке, расположенной на оси у выхода из плазмотрона, растет быстрее, чем температура электронов. Эта разница в приросте обусловлена большей подвижностью электронов, вследствие чего вклад потока газа в смещение электронов значительно меньше, чем в смещение самого газа.

ВЫВОДЫ

Таким образом, в результате проведенных исследований установлено, что повышение потенциала смещения позволяет экспоненциально увеличить концентрацию заряженных частиц и температуру электронов. При этом приложение потенциала приводит к нарушению электронейтральности.

Установлено также, что потенциал смещения на концентрации возбужденных состояний и нейтральных частиц не влияет, вследствие чего не меняется и температура несущего газа. Концентрацию заряженных частиц можно увеличить и потоком газа, к тому же им смещаются и метастабильные частицы, увеличивается температура газа на выходе из разрядной камеры.

Метод расчета плазмы с потоком газа в COMSOL Multiphysics имеет ограничение, позволяющее проводить корректные расчеты ВЧИ-разрядов при пониженном давлении выше ($p > 9.65$ Па) для радиуса разрядной трубки $r = 1.2$ см. При более низких давлениях число Кнудсена превышает $Kn > 0.1$ и выходит из диапазона режима сплошности.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект 19-71-10055) <https://rscf.ru/project/19-71-10055/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абдуллин И., Желтухин Б., Катанов Н. Высококачественная плазменно-струйная обработка материалов при пониженных давлениях: Теория и практика применения. 2000.
2. Ventzek P.L., Sommerer T.J., Hoekstra R.J., Kushner M.J. // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 63. P. 605.
3. Li H., Xu T., Chen J., Zhou H., Liu H. // Appl. Surface Sci. 2004. V. 227. P. 364.
4. Kosku N., Murakami H., Higashi S., Miyazaki S. // Appl. Surface Sci. 2005. V. 244. P. 39.
5. Wen D.-Q., Liu W., Gao F., Lieberman M., Wang Y.-N. // Plasma Sources Sci. Technol. 2016. V. 25. P. 045009.
6. Kim K.-Y., Kim K.-H., Moon J.-H., Chung C.-W. // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. P. 093504.

7. Yue H., Jian S., Zeyu H., Zhang G., Chunsheng R. // Plasma Sci. Technol. 2017. V. 20. P. 014005.
8. Tinck S., Boullart W., Bogaerts A. // J. Phys. D: Applied Phys. 2008. V. 41. P. 065207. Zhang Y.-R., Zhao Z.-Z., Xue C., Gao F., Wang Y.-N. // J. Phys. D: Applied Phys. 2019. V. 52. P. 295204.
9. Reed T.B. // J. Appl. Phys. 1961. V. 32. P. 821.
10. Mostaghimi J., Proulx P., Boulos M.I. // Numerical Heat Transfer. 1985. V. 8. P. 187.
11. Romig M.F. Steady State Solutions of the Radio-frequency Discharge with Flow // The Physics of Fluids. 1960. V. 3. № 1. C. 129–133.
12. Racka-Szmidt K., Stonio B., Zelazko J., Filipiak M., Sochacki M. // Materials. 2021. V. 15. P. 123.
13. Zheng Y., Ye H., Liu J., Wei J., Chen L., Li C. // Materials Lett. 2019. V. 253. P. 276.
14. Kumabe T., Ando Y., Watanabe H., Deki M., Tanaka A., Nitta S., Honda Y., Amano H. // Japanese J. Appl. Phys. 2021. V. 60. SBBD03.
15. Dineen M., Loveday M., Goodyear A., Cooke M., Newton A., Baclet S., Ward C., Hemakumara T. // Advanced Etch Technology for Nanopatterning IX. V. 11329. SPIE. 2020. P. 54.
16. Fairushin I.I., Shemakhin A.Y. // High Energy Chemistry. 2023. V. 57. No. 41.
17. Jucius D., Grigaliunas V., Juodenas M., Guobiene A., Lazauskas A. // Optical Materials. 2023. V. 136. P. 113437.
18. Nozaki M., Terashima D., Yoshigoe A., Hosoi T., Shimura T., Watanabe H. // Japanese J. Appl. Phys. 2020. V. 59. SMMA07.
19. Puranto P., Hamdana G., Pohlenz F., Langfahl-Klabes J., Daul L., Li Z., Wasisto H. S., Peiner E., Brand U. // J. Phys.: Confer. Ser. V. 1319. IOP Publishing. 2019. P. 012008.
20. Yamada S., Takeda K., Toguchi M., Sakurai H., Nakamura T., Suda J., Kachi T., Sato T. // Appl. Phys. Express. 2020. V. 13. P. 106505.
21. Sugaya T., Yoon D., Yamazaki H., Nakanishi K., Sekiguchi T., Shoji S. // J. Microelectromechanical Systems. 2019. V. 29. P. 62.
22. Seok B., Kim S., Jun D., Jang J. // Electronics Lett. 2019. V. 55. P. 660.
23. Shemakhin A.Y., Zheltukhin V., Khubatkhuzin A. // J. Phys.: Confer. Ser. V. 774. IOP Publishing. 2016. P. 012167.
24. Shemakhin A.Y., Zheltukhin V. // Mathematica Montisnigri. 2017. V. 39. P. 126.
25. Terentev T., Shemakhin A.Y., Samsonova E., Zheltukhin V. // Plasma Sources Sci. Technol. 2022. V. 31. P. 094005.
26. Zheltukhin V., Terentev T., Shemakhin A., Samsonova E. // J. Phys.: Confer. Ser. V. 1870. IOP Publishing. 2021. P. 012018.
27. Zheltukhin V.S., Shemakhin A.Y., Terentev T.N., Samsonova E.S. // Mesh Methods for Boundary-Value Problems and Applications: 13th International Conference, Kazan, Russia, October 20–25, 2020. Springer. 2021. P. 587.
28. Zheltukhin V., Shemakhin A.Y. // Mathematical models and computer simulations. 2014. V. 6. P. 101.
29. Lindner H., Murtazin A., Groh S., Niemax K., Bogaerts A. // Analytical chemistry. 2011. V. 83. P. 9260.
30. Bernardi D., Colombo V., Ghedini E., Mentrelli A. // Pure and applied chemistry. 2005. V. 77. P. 359.
31. Ferreira C., Loureiro J., Ricard A. // J. Appl. Phys. 1985. V. 57. P. 82.
32. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. Наука, 1967.
33. Шемахин А.Ю. // Химия высоких энергий. 2021. Т. 58. С. 61.
34. PHELPS database. <http://www.lxcat.laplace.univ-tlse.fr>, June 4, 2013.
35. COMSOL AB. Stockholm. Sweden. COMSOL Multiphysics License No. 9602172. Ver. 5.6. <http://www.comsol.com>

SIMULATION OF LOW-PRESSURE INDUCTIVELY COUPLED PLASMA WITH DISPLACEMENT POTENTIAL AND GAS FLOW

A. Yu. Shemakhin^{a,*}

^aKazan (Volga Region) Federal University, Kazan, Russia

*e-mail: shemakhin@gmail.com

The dependence of the parameters of low-pressure inductively coupled argon plasma (13.3–113 Pa) and field frequency of 13.56 MHz at the coil on the potential applied to the electrode and on gas flow rate up to 4000 sccm is numerically studied. The model is developed in the COMSOL Multiphysics environment and verified with experimental data, as well as over the Knudsen number. As a result of a numerical experiment, it is revealed as follows: when the displacement potential increases linearly, the density of charged particles increases exponentially and a slight increase in the electron temperature is observed; when the gas flow rate increases linearly, the density of charged particles increases exponentially, the density of excited states has an extremum at 2000 sccm, and the gas and electron temperature increases linearly.

Keywords: mathematical simulation, inductively coupled plasma, ICRF discharge, COMSOL, combined RF discharge

УДК 533.9

ДЛИНА КРИТИЧЕСКИХ СТРИМЕРОВ

© 2024 г. Н. А. Богатов

*Институт прикладной физики РАН им. А.В. Гапонова-Грехова, Нижний Новгород, Россия**e-mail: bogatov@appl.sci-nnov.ru*

Поступила в редакцию 06.10.2023 г.

После доработки 29.10.2023 г.

Принята к публикации 10.11.2023 г.

Введено понятие эквипотенциальной длины положительного квазистационарного стримера в качестве критерия при оценке степени его изолированности. Определена эквипотенциальная длина положительных критических стримеров (стримеров, движущихся в минимальном электрическом поле, достаточном для неограниченного распространения положительного стримера) в нормальной атмосфере, как одиночных, так и находящихся в тонком пучке стримеров. Исследована зависимость эквипотенциальной длины положительных квазистационарных стримеров от внешнего поля, скорости, радиуса и концентрации электронов в головке стримера. Предложен критерий для аналитических моделей квазистационарных стримеров, дающий дополнительное независимое уравнение к системе уравнений, описывающих динамику квазистационарного стримера, и справедливый только для критического стримера. Доказана малость влияния на квазистационарный стример электродов, удаленных от головки стримера на расстояние, большее его эквипотенциальной длины, что подтверждает адекватность использования эквипотенциальной длины для оценки изолированности положительных стримеров.

Ключевые слова: квазистационарный стример, эквипотенциальная длина, критическое поле

DOI: 10.31857/S0367292124010084 EDN: SJLWPU

1. ВВЕДЕНИЕ

Стримеры, распространяющиеся в пространстве, занятом квазипостоянным квазиоднородным электрическим полем и не соединенные своим плазменным каналом с каким-либо электродом, являются довольно распространенным элементом искровых разрядов в плотном газе, в том числе разрядов в атмосфере Земли, вызванных грозовой активностью в тропосфере [1].

Стримеры, движущиеся в относительно слабом электрическом поле, замедляются и, как правило, останавливаются, исчезают. Стримеры, движущиеся в относительно сильном поле, ускоряются и ветвятся. При величине электрического поля, разделяющей области сильного и слабого поля, стримеры должны двигаться с постоянной скоростью, без ветвления, в виде стационарной волны ионизации.

Численные расчеты [2–4] показывают, что квазистационарные изолированные стримеры могут быть реализованы в некотором диапазоне напряженностей постоянного поля. Минимальная напряженность поля, при которой возможно неограниченное движение стримера, должна быть нижней границей этого диапазона. То есть стримеры, способные стабильно двигаться при минимальной напряженности поля, должны быть квазистационарными. Минимальную напряженность электриче-

ского поля, при которой стримеры способны двигаться бесконечно долго, называют критическим полем [5]. Мы тоже будем использовать этот термин, а квазистационарные стримеры, соответствующие критическому полю, будем называть критическими.

В положительных стримерных вспышках и зонах положительных лидеров электрическое поле часто автоматически подстраивается таким образом, чтобы стать близким критическому полю [1], поскольку стримеры переносят электрический заряд и влияют на поле в окружающем их пространстве, стремясь уменьшить его, так же как всякая электропроводящая среда стремится вытеснить электрическое поле из своего объема. Поэтому довольно часто встречаются ситуации, когда в разряде присутствуют не просто изолированные (оторванные от электродов) и квазистационарные, а именно критические стримеры.

Одним из существенных параметров изолированных стримеров, используемых при анализе динамики стримерных и лидерных разрядов, является длина стримера. В частности, она используется для оценки вероятности его изолированности от электрода, с которого стример стартовал.

Действительно, если длина стримера окажется больше расстояния от головки стримера до электрода, такой стример не сможет быть изолированным.

Обычно длину стримера находят, умножая его скорость на характерное время распада плазмы, образующейся в головке стримера в результате ионизации газа в сильном поле перед головкой (см., например, работы [1, 3]). Это длина, на которой концентрация плазмы в канале стримера уменьшается в 2 или $e \approx 2.73$ раза по отношению к концентрации плазмы в головке стримера. Однако такая длина не может быть использована для оценки степени изолированности стримера, поскольку проводимости стримерного канала на расстоянии от головки стримера, много большем характерного масштаба спада электроннои концентрации, может быть достаточно для того, чтобы эффективно переносить потенциал электрода к головке стримера. Это заключение становится очевидным при рассмотрении гипотетического случая стримерного канала с проводимостью, экспоненциально спадающей с расстоянием от головки стримера, но стремящейся по абсолютной величине к бесконечности с сохранением масштаба экспоненциального спада. Тогда при любом, сколь угодно большом, расстоянии от головки стримера до электрода, с которым соединен хвост стримера, весь его канал и его головка будут иметь потенциал электрода, и стример не будет изолированным, хотя его длина, определенная по масштабу спада проводимости канала, остается постоянной. Адекватной мерой расстояния между головкой стримера и электродом, на котором стример может считаться изолированным, является длина той части стримерного канала, в которой эффективно проходит выравнивание потенциала вдоль канала, или, что то же самое, вытеснение внешнего поля из объема канала в результате поляризации канала стримера. Мы будем называть эту длину эквипотенциальной. Как будет показано в разд. 5 работы, эквипотенциальная длина квазистационарного стримера может сильно отличаться от длины распада электроннои концентрации и быть как больше, так и меньше последней. Более того, эта длина является немонотонной функцией скорости стримера. Доказательство справедливости использования эквипотенциальной длины для определения степени изолированности стримеров от электродов приведено в разд. 6 данной работы.

Целями исследования являются:

- введение количественного критерия для определения эквипотенциальной длины стримера;
- определение эквипотенциальной длины квазистационарных, в том числе критических, положительных стримеров и тонких пучков таких стримеров в нормальной атмосфере;

- анализ зависимости эквипотенциальной длины от других параметров квазистационарных стримеров;
- доказательство адекватности использования эквипотенциальной длины стримера для оценки степени его изолированности.

В отрицательных квазистационарных стримерах поле в канале стримера на всей его длине, в том числе вблизи головки, не сильно отличается от внешнего поля [4], т.е. эквипотенциальность в канале отсутствует даже приближенно, и целесообразность введения понятия эквипотенциальной длины в этом случае не очевидна. Поэтому далее будем рассматривать только положительные квазистационарные стримеры, у которых эффект снижения поля в канале за головкой стримера ярко выражен (см., например, работу [3]).

Исследование проведено на основании упрощенной аналитической модели стримерного канала, которая позволила найти, помимо эквипотенциальной длины, некоторые другие параметры положительных квазистационарных стримеров. Применимость использованной в работе модели стримерного канала подтверждена сравнением полученных результатов с данными экспериментов и численных расчетов.

2. ОДИНОЧНЫЙ КРИТИЧЕСКИЙ СТРИМЕР

Рассмотрим положительный стационарный стример радиусом r_s , движущийся в воздухе в однородном постоянном электрическом поле с напряженностью E_0 со скоростью V по направлению электрического поля.

Ионизация газа в стримере происходит только в усиленном поле перед головкой в области размером порядка радиуса стримера и в небольшой части самой головки. В ионизованном хвосте стримера, располагающемся за головкой, поле существенно меньше пробойного, ионизация отсутствует, и электронная концентрация уменьшается со временем из-за рекомбинации электронов с положительными ионами и прилипания их к молекулам кислорода. Скорость отлипания электронов от отрицательных ионов в начальной стадии распада электроннои плазмы в хвосте стримера много меньше скорости прилипания и рекомбинации, поэтому отлипание можно не учитывать в балансе электроннои концентрации. Выберем систему координат, связанную со стримером, с началом координат в головке стримера. Ось x направим вдоль канала стримера в сторону хвоста стримера (против вектора электрического поля и скорости стримера). Тогда

электронная концентрация n подчиняется уравнению

$$\frac{dn}{dx}V = -v_a n - \alpha_e n^2, \quad (1)$$

где v_a — частота прилипания электронов, α_e — коэффициент рекомбинации электронов.

Параметр приведенного поля E/N (E — абсолютная величина напряженности электрического поля, N — плотность воздуха) в хвосте стримера не превышает 30 Td (1 Td = 10^{-17} В · см²). В этом случае основным процессом прилипания электронов к молекулам кислорода является трехчастичное прилипание, в котором роль третьего тела также играет кислород, поэтому частота прилипания пропорциональна квадрату концентрации молекул кислорода [O_2]. Мы полагаем [O_2] = $0.2N$, поэтому

$$v_a = 0.04k_a N^2, \quad (2)$$

где k_a — константа прилипания в реакции $e + O_2 + O_2 = O_2^- + O_2$. Проводимость плазмы в хвосте стримера, пропорциональная концентрации и подвижности электронов, монотонно убывает по мере удаления от головки стримера. Удельное сопротивление ρ — величина, обратно пропорциональная проводимости, — напротив, растет, обращаясь на бесконечном удалении от головки в бесконечность:

$$\rho = \frac{1}{e\mu n}, \quad \rho(x \rightarrow \infty) \rightarrow \infty, \quad (3)$$

где e и μ — абсолютные величины заряда и подвижности электронов соответственно.

Константа прилипания k_a , коэффициент рекомбинации α_e и величина μN являются функциями параметра E/N . Зависимости $k_a(E/N)$, $\alpha_e(E/N)$ и $\mu N(E/N)$, которые мы использовали в наших расчетах, получены на основании данных в работах [6–8] и приведены на рис. 1.

Потенциал пространства, окружающего стример,

$$\varphi_0(x) = E_0 x. \quad (4)$$

Будем предполагать радиус стримера r_s много меньшим его длины и характерного масштаба изменения погонного заряда канала стримера. В этом случае электрическое поле, создаваемое зарядом стримера вблизи его канала (за исключением отрезка длиной $\sim r_s$ вблизи головки стримера), будет приблизительно радиальным и имеющим цилиндрическую симметрию, а потенциал ионизованного следа в точке x будет отличаться от потенциала пространства на величину

$$\delta\varphi(x) \approx q(x)/C, \quad (5)$$

где $q(x)$ — погонный (на единицу длины) заряд в ионизованном следе, $C \approx 2\pi\epsilon_0/\ln(L/r_s)$ — погонная емкость канала стримера, L — эквипотенциальная длина стримера.

Строго говоря, погонная емкость неоднородна вдоль проводящего цилиндра, и выражение для погонной емкости приближительное, но при $L \gg r_s$ погрешность определения емкости по приведенной формуле невелика. Полный заряд стримера

$$Q = \int_0^\infty q(x) dx. \quad (6)$$

Из выражений (4, 5) следует, что

$$\varphi(x) = E_0 x + \frac{q(x)}{C}. \quad (7)$$

Напряженность (абсолютная величина) электрического поля в канале стримера

$$E = \frac{d\varphi(x)}{dx} = E_0 + \frac{1}{C} \frac{dq(x)}{dx}. \quad (8)$$

Будем искать стационарное распределение заряда на ионизованном следе. В этом случае полный ток вдоль оси x должен быть постоянен. При $x < 0$, то есть перед головкой стримера, свободные заряды отсутствуют, поэтому ток проводимости и конвекционный ток равны нулю. Ток смещения, прямо пропорциональный производной напряженности электрического поля по времени, везде равен нулю вследствие стационарности поля. Поэтому при полный ток равен нулю, а значит, он равен нулю везде.

Из заключения о равенстве полного тока в стационарном стримере нулю следует, в частности, вывод о стремлении к нулю заряда в хвосте стримера при $x \rightarrow \infty$, потому что в противном случае оставался бы ненулевой конвекционный ток, который при отсутствии тока проводимости и тока смещения будет равен полному току.

Ток в системе координат, связанной со стримером, складывается из тока проводимости ES/ρ (где $S = \pi r_s^2$ — площадь поперечного сечения плазменного следа) и конвекционного тока qV , поэтому должно выполняться равенство

$$ES/\rho = qV. \quad (9)$$

Подставляя (8) в (9), получим уравнение для погонного заряда ионизованного следа:

$$\frac{dq}{dx} - \frac{CV\rho}{S} q + CE_0 = 0, \quad x \geq 0. \quad (10)$$

Для расчетов удобно ввести безразмерные функции параметра E/N :

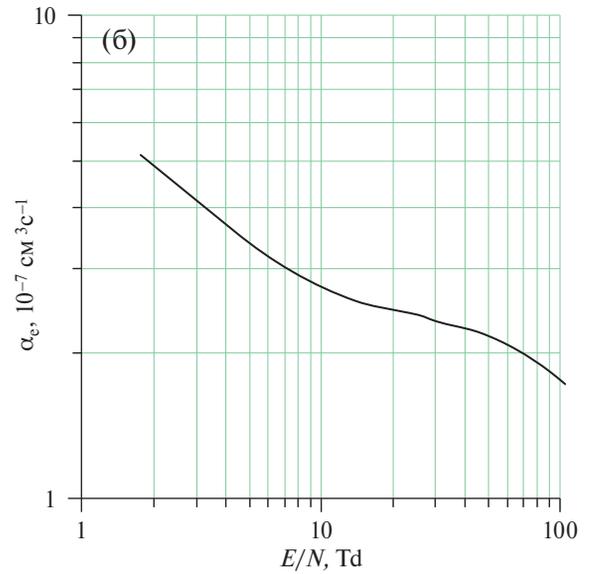
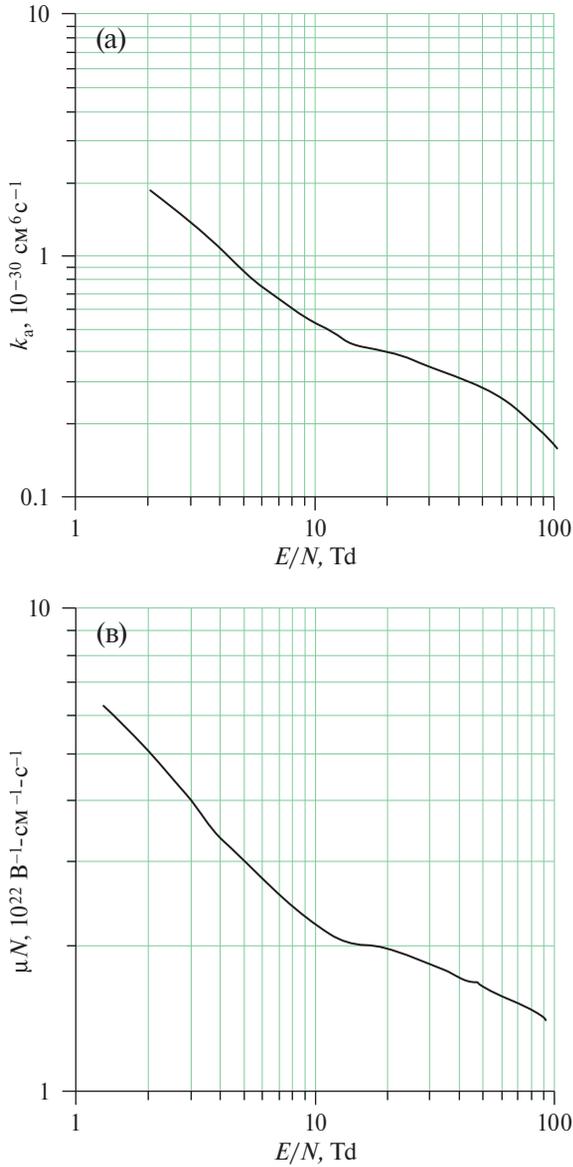


Рис. 1. Зависимости константы трехтельного прилипания k_a (а), коэффициента электрон-ионной рекомбинации α_e (б) и подвижности электронов μ (в) от параметра E/N , полученные на основании данных работ [6–8].

$$\frac{d\tilde{n}(\tilde{x})}{d\tilde{x}} = -\tilde{v}_a(\tilde{E}(\tilde{x}))\tilde{n}(\tilde{x}) - b\tilde{\alpha}_e(\tilde{E}(\tilde{x}))\tilde{n}(\tilde{x})^2, \quad (13)$$

$$\tilde{\rho}(\tilde{x}) = \frac{1}{\tilde{\mu}(\tilde{E}(\tilde{x}))\tilde{n}(\tilde{x})}, \quad (14)$$

$$\tilde{\varphi}_0(\tilde{x}) = \tilde{x}, \quad (15)$$

$$\delta\tilde{\varphi}(\tilde{x}) = \tilde{q}(\tilde{x}), \quad (16)$$

$$\tilde{Q} = \int_0^{\infty} \tilde{q}(\tilde{x}) d\tilde{x}, \quad (17)$$

$$\tilde{\varphi}(\tilde{x}) = \tilde{q}(\tilde{x}) + \tilde{x}, \quad (18)$$

$$\tilde{E}(\tilde{x}) = \frac{d\tilde{\varphi}(\tilde{x})}{d\tilde{x}} = \frac{d\tilde{q}(\tilde{x})}{d\tilde{x}} + 1, \quad (19)$$

$$\tilde{E}(\tilde{x}) = a\tilde{q}(\tilde{x})\tilde{\rho}(\tilde{x}), \quad (20)$$

$$\frac{d\tilde{q}(\tilde{x})}{d\tilde{x}} = a\tilde{q}(\tilde{x})\tilde{\rho}(\tilde{x}) - 1, \quad \tilde{x} \geq 0, \quad (21)$$

где $a = \frac{CV^2\rho_0}{Sv_{a0}}$ и $b = \frac{\alpha_{e0}n_0}{v_{a0}}$ — безразмерные пара-

метры. Введем также погонное сопротивление канала стримера $R_{s0} = \rho_0/S$, тогда выражение для параметра a будет следующим:

$$a = \frac{CV^2R_{s0}}{v_{a0}}. \quad (22)$$

Удельное сопротивление плазмы канала стримера ρ стремится к бесконечности при $x \rightarrow \infty$. При этом,

$$\tilde{k}_a = \frac{k_a}{k_{a0}}, \quad \tilde{\alpha}_e = \frac{\alpha_e}{\alpha_{e0}}, \quad \tilde{\mu} = \frac{\mu}{\mu_0}, \quad (11)$$

где k_{a0} , α_{e0} и μ_0 — значения k_a , α_e и μ при $E = E_0$.

Безразмерные функции (11) являются уже функциями не только параметра E/N , но и E_0 . Далее введем безразмерные переменные:

$$\tilde{x} = \frac{v_{a0}}{V}x, \quad \tilde{\varphi} = \frac{v_{a0}}{E_0V}\varphi, \quad \tilde{q} = \frac{v_{a0}}{CE_0V}q,$$

$$\tilde{Q} = Q \frac{v_{a0}^2}{CE_0V^2}, \quad \tilde{E} = \frac{E}{E_0}, \quad \tilde{\rho} = \frac{\rho}{\rho_0}, \quad \tilde{n} = \frac{n}{n_0}, \quad (12)$$

где $v_{a0} = 0.04k_{a0}N^2$ — частота прилипания при $E = E_0$, n_0 — концентрация электронов в головке стримера, $\rho_0 = 1/(e\mu_0n_0)$. В безразмерных переменных (12) уравнения (1, 3–10) имеют вид:

как следует из уравнения (9), погонный заряд канала q стремится к нулю. Поэтому граничным условием уравнения (21) будет следующее:

$$\tilde{q}(\tilde{x} = \infty) = 0. \quad (23)$$

Решение уравнения (21) с граничным условием (23) в области $\tilde{x} \geq 0$ следующее:

$$\tilde{q}(\tilde{x}) = \int_{\tilde{x}}^{\infty} e^{-a \int_{\tilde{x}}^{x'} \tilde{\rho}(x'') dx''} dx'. \quad (24)$$

Подставляя (24) в (17)–(19), найдем безразмерные величины полного заряда стримера, потенциала канала стримера и электрического поля в канале стримера:

$$\tilde{Q}(a) = \int_0^{\infty} \int_{\tilde{x}}^{\infty} e^{-a \int_{\tilde{x}}^{x'} \tilde{\rho}(x'') dx''} dx' d\tilde{x}, \quad (25)$$

$$\tilde{\varphi}(\tilde{x}) = \int_{\tilde{x}}^{\infty} e^{-a \int_{\tilde{x}}^{x'} \tilde{\rho}(x'') dx''} dx' + \tilde{x}, \quad (26)$$

$$\tilde{E}(\tilde{x}) = a \tilde{\rho}(\tilde{x}) \int_{\tilde{x}}^{\infty} e^{-a \int_{\tilde{x}}^{x'} \tilde{\rho}(x'') dx''} dx'. \quad (27)$$

Безразмерные плотность электронов $\tilde{n}(\tilde{x})$ и удельное сопротивление $\tilde{\rho}(\tilde{x})$ находятся из решения уравнений (13), (14) с граничным условием $\tilde{n}(\tilde{x} = 0) = 1$.

Для того, чтобы ввести количественный критерий длины эквипотенциальной части стримера, рассмотрим тонкий идеальный незаряженный проводник длиной \tilde{L} (в безразмерных переменных с единицей длины V/v_{a0}), помещенный вдоль внешнего электрического поля вместо стримера так, что положение одного из его концов совпадает с положением головки стримера. Потенциал такого проводника равен потенциалу пространства в его середине: $\tilde{\varphi}_l = \tilde{L}/2$.

Обозначим \tilde{L} (в безразмерных переменных) такую длину рассматриваемого нами эквивалентного проводника, при которой его потенциал будет равен потенциалу головки стримера $\tilde{\varphi}_0 = \tilde{\varphi}(\tilde{x} = 0)$:

$$\tilde{L} = 2\tilde{\varphi}_0 = 2 \int_0^{\infty} e^{-a \int_0^{x'} \tilde{\rho}(x'') dx''} dx'. \quad (28)$$

Длина \tilde{L} является мерой длины стримера, на которой приблизительно поддерживается постоянство потенциала, поэтому мы будем называть \tilde{L} эквипотенциальной длиной стримера (в размерных переменных $L = \tilde{L}V_{a0}$). В размерных переменных эквипотенциальная длина пропорциональна потенциалу головки стримера и обратно пропорциональна напряженности внешнего поля: $L = 2\varphi_0 / E_0$.

Если головку стримера можно приближенно считать сферической с радиусом r_s , тогда поле вблизи головки будет иметь приблизительно сферическую расходимость, и потенциал, создаваемый зарядами головки на ее вершине, будет равен $E_m r_s$. Потенциал φ_c , создаваемый зарядом канала на вершине головки стримера,

$$\varphi_c \approx \int_0^{\infty} \frac{q(x) dx}{4\pi\epsilon_0(x + r_s)}.$$

Сумма потенциалов, создаваемых всеми зарядами стримера, должна равняться потенциалу $\varphi(x = 0)$. Из этого условия можно найти поле перед головкой стримера \tilde{E}_m (в безразмерных переменных):

$$\tilde{E}_m \approx \frac{1}{\tilde{r}_s} \left[\tilde{\varphi}(\tilde{x} = 0) - \frac{C}{4\pi\epsilon_0} \int_0^{\infty} \frac{\tilde{q}(\tilde{x}) d\tilde{x}}{\tilde{x} + \tilde{r}_s} \right]. \quad (29)$$

Поскольку $\tilde{\varphi}(\tilde{x} = 0) = \tilde{q}(\tilde{x} = 0) = \tilde{L}/2$, то \tilde{E}_m оказывается линейно растущим с ростом \tilde{L} . Нужно отметить, что предположение о сферичности головки стримера с радиусом, равным радиусу канала стримера, не соответствует форме головки квазистационарных стримеров, получаемой в численных расчетах [3], поэтому оценка максимального поля на головке стримера по формуле (29) может существенно расходиться с результатами численных расчетов.

3. ПУЧОК КРИТИЧЕСКИХ СТРИМЕРОВ

Рассмотрим пучок параллельно движущихся положительных стримеров. Пучки стримеров, имеющих форму, близкую к цилиндрической, а также слабо расходящиеся и слабо сходящиеся пучки стримеров наблюдались в экспериментах с облаком заряженного водного аэрозоля [9].

Стримерная зона сквозной фазы положительного длинного искрового разряда в той своей части, которая расположена ближе к плоскому электроду, имеет цилиндрическую форму [10]. Стримерные зоны, соединяющие пространственные стемы с основным или пространственным лидерами, и пространственный лидер с основным лидером в отрицательной длинной искре, в средней своей части также имеют цилиндрическую форму [11].

Будем предполагать стационарность стримеров в пучке и пучка в целом. Предположим, что пучок стримеров имеет форму круглого цилиндра радиусом r_b , равномерно заполненного стримерами в количестве M . Предположим далее, что все стримеры одинаковы, т.е. имеют одинаковые и одинаково распределенные по каналам стримеров заряды и токи. Это возможно лишь при условии постоянства

электрического потенциала в поперечном сечении пучка стримеров.

Посмотрим, при каких параметрах пучка стримеров это условие выполняется. В цилиндре радиусом r , соосным с пучком стримеров, находятся Mr^2/r_b^2 стримеров. Если погонный заряд одного стримера в некотором сечении пучка стримеров равен q , то радиальное поле в пучке стримеров на расстоянии r от оси равно $\frac{Mr^2q}{r_b^2} \frac{1}{2\pi\epsilon_0 r} = \frac{Mq}{2\pi\epsilon_0 r_b^2} r$.

Потенциал внутри пучка стримеров

$$\varphi(r) = \frac{Mq}{2\pi\epsilon_0 r_b^2} \frac{1}{2} (r_b^2 - r^2) + \varphi(r_b),$$

где $\varphi(r_b) = \frac{Mq}{2\pi\epsilon_0} \ln\left(\frac{L_b}{r_b}\right)$ — потенциал поверхности

пучка стримеров, L_b — эквипотенциальная длина пучка стримеров. Относительное отличие потенциала внутри пучка стримеров от потенциала его поверхности равно

$$\frac{\varphi(r) - \varphi(r_b)}{\varphi(r_b)} = \frac{1}{2\ln\left(\frac{L_b}{r_b}\right)} \left(1 - \frac{r^2}{r_b^2}\right) \leq \frac{1}{2\ln\left(\frac{L_b}{r_b}\right)} \ll 1$$

при $L_b \gg r_b$. (30)

Из выражения (30) следует, что потенциал можно приближенно считать постоянным по сечению пучка стримеров, если эквипотенциальная длина пучка стримеров много больше радиуса пучка. Тогда уравнения (1)–(10) будут справедливы и для пучка стримеров, если q , Q и C заменить на погонную плотность заряда, полный заряд и погонную емкость пучка стримеров q_b , Q_b и $C_b = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln(L_b/R)}$ соответственно, а s заменить на сумму площадей поперечных сечений всех стримеров в пучке $\pi r_s^2 M$.

Введем следующие безразмерные переменные:

$$\tilde{x} = \frac{v_{a0}}{V} x, \quad \tilde{\varphi} = \frac{v_{a0}}{E_0 V} |\varphi|, \quad \tilde{q} = \frac{v_{a0}}{C_b E_0 V} |q_b|,$$

$$\tilde{Q} = |Q_b| \frac{v_{a0}^2}{C_b E_0 V^2}, \quad \tilde{E} = \frac{|E|}{E_0}, \quad \tilde{\rho} = \frac{\rho}{\rho_0}, \quad \tilde{n} = \frac{n}{n_0}. \quad (31)$$

В этих переменных уравнения для пучка стримеров будут такими же, как для одиночного стримера (13)–(22), но погонное сопротивление и параметр a будут другими (параметр b остается тем же):

$$R_{b0} = \frac{\rho_0}{\pi r_s^2 M}, \quad a_b = \frac{C_b V^2 R_{b0}}{v_{a0}} = \frac{C_b V^2 \rho_0}{\pi r_s^2 M v_{a0}}. \quad (32)$$

Будут также справедливы выражения (24)–(28) для погонного заряда, полного заряда, потенциала, поля и эквипотенциальной длины пучка стримеров.

4. КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ КРИТИЧЕСКИХ СТРИМЕРОВ

Критическое поле положительного стримера в нормальной атмосфере (давление 1 бар, температура 20 °С, влажность 11 г/см³) определено экспериментально и приблизительно равно 5 кВ/см [12]. Минимальные скорость и радиус положительных стримеров в стримерной короне в нормальной атмосфере были приблизительно измерены в работе [13] и составили $\approx 10^7$ см/с и ≈ 0.1 мм.

Такая же величина минимальной скорости положительных стримеров в стримерной зоне положительного лидера была ранее измерена в экспериментах с положительной длинной искрой [14]. Поскольку на периферии стримерной короны поле должно быть близким к критическому, то и стримеры должны быть близки к критическим, поэтому будем считать измеренные параметры этих стримеров соответствующими параметрам критических стримеров.

Концентрация электронов в головке положительного критического стримера в воздухе не измерялась, а в численных расчетах типичной величиной является $\approx 10^{14}$ см⁻³, которую мы используем для наших оценок. Параметр приведенного поля в этих условиях равен 18.6 Td. При таком значении параметра E/N кинетические коэффициенты имеют следующие значения: $\mu_0 = 743$ В⁻¹·см²·с⁻¹, $v_{a0} = 1.13 \cdot 10^7$ с⁻¹, $\alpha_{e0} = 2.51 \cdot 10^{-7}$ см³·с⁻¹.

Соответствующие безразмерные зависимости $\tilde{\mu}(\tilde{E})$, $\tilde{v}_a(\tilde{E})$ и $\tilde{\alpha}_e(\tilde{E})$ показаны на рис. 2.

Безразмерные параметры уравнений (13), (20), (21): $a = 0.237$, $b = 2.22$. Получившиеся в результате нашего расчета распределения электронной концентрации, погонного заряда и напряженности электрического поля в хвосте стримера показаны на рис. 3.

Электрическое поле в начале стримерного канала, непосредственно за головкой стримера, равно $0.12E_0$. Безразмерная эквипотенциальная длина положительного стримера $\tilde{L}_p = 1.55$, она показана на рис. 3 пунктирной линией. Эквипотенциальная длина оказывается приблизительно в 9 раз больше длины спада концентрации электронов (в e раз).

Полный заряд стримера $\tilde{Q}_p = 0.72$, потенциал головки стримера $\tilde{\varphi}(\tilde{x} = 0) = 0.79$. В размерных величинах параметры положительного критического

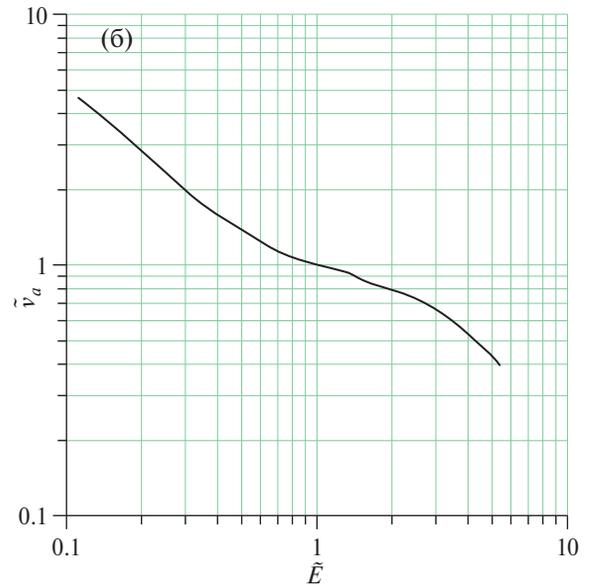
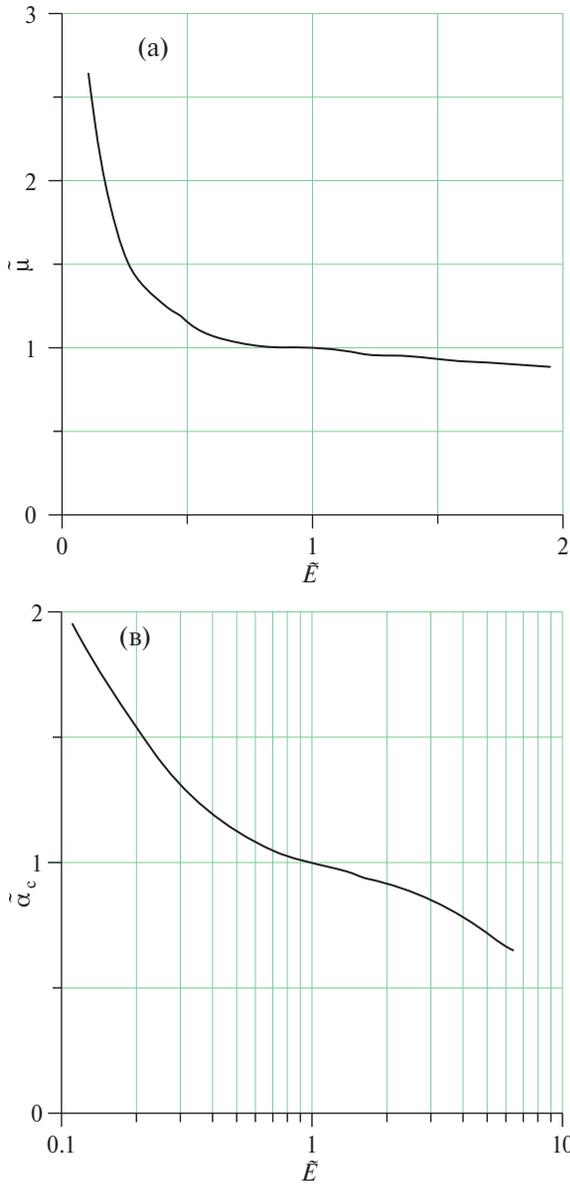


Рис. 2. Зависимости $\tilde{\mu}(\tilde{E})$, $\tilde{v}_a(\tilde{E})$ и $\tilde{\alpha}_e(\tilde{E})$ при $E_0 = 5$ кВ/см.

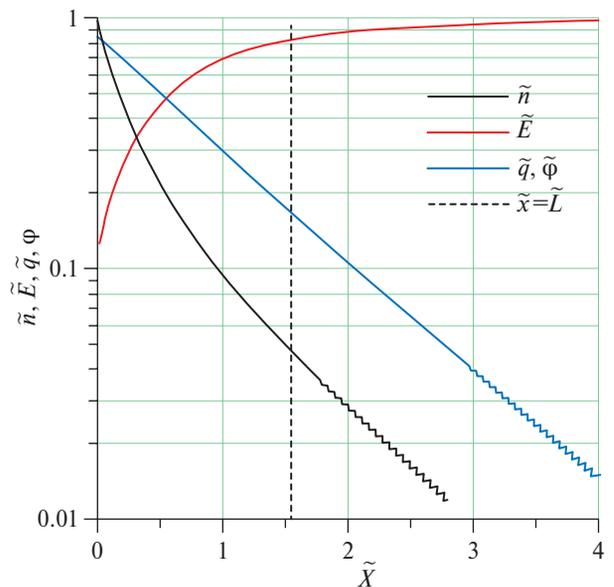


Рис. 3. Распределение концентрации электронов, напряженности электрического поля и погонного заряда в канале положительного критического стримера в нормальной атмосфере. $E_0 = 5$ кВ/см, $a = 0.237$, $b = 2.22$ ($n_0 = 10^{14}$ см $^{-3}$, $r_s = 0.1$ мм, $V = 10^7$ см/с). Пунктиром показана эквипотенциальная длина стримера $\tilde{L}_p = 1.55$.

стримера получаются следующими: $L = 1.37$ см, $Q_p = 0.29$ нКл, $\phi_0 = \phi(x = 0) = 3.4$ кВ. Напряженность электрического поля перед головкой стримера, в соответствии с формулой (29) равна 223 кВ/см (напомним, что этот параметр сильно зависит от формы головки стримера и не вытекает непосредственно из модели стримерного канала).

Эквипотенциальная длина пучка критических стримеров с указанными параметрами ($E_0 = 5$ кВ/см, $n_0 = 10^{14}$ см $^{-3}$, $r_s = 0.1$ мм, $V = 10^7$ см/с), содержащего М-стримеров, логарифмически растет с ростом М (рис. 4) и поэтому не сильно отличается от эквипотенциальной длины одиночного стримера и составляет несколько сантиметров.

Условие малости радиуса пучка стримеров по сравнению с его эквипотенциальной длиной может быть выполнено только для тонких пучков радиусом

в несколько миллиметров, в которых число стримеров не может быть большим. Для пучков стримеров большого, порядка сантиметра и более, диаметра наш анализ не применим, но зависимость $L_b(M)$, определенную посредством этого анализа, можно рассматривать как верхний предел эквипотенциальной длины пучка стримеров.

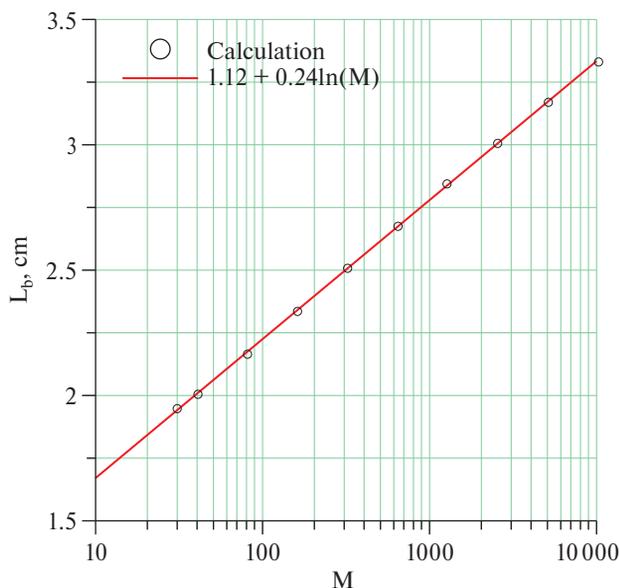


Рис. 4. Эквипотенциальная длина пучка критических стримеров L_b в зависимости от числа стримеров в пучке M .

Действительно, чем меньше эквипотенциальная длина стримеров в пучке, тем меньше их взаимное влияние и тем меньше эквипотенциальная длина пучка стримеров будет отличаться от эквипотенциальной длины одиночного стримера при прочих равных условиях.

5. АНАЛИЗ ЗАВИСИМОСТИ ЭКВИПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ДЛИНЫ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО КРИТИЧЕСКОГО СТРИМЕРА ОТ ДРУГИХ ЕГО ПАРАМЕТРОВ

Стационарный процесс движения ионизованного канала, являющийся решением уравнений (13)–(21), может быть реализован при любом наборе параметров E_0 , n_0 , r_s и V . Выбор единственного набора этих параметров, соответствующего критическому стримеру, определяется условиями формирования электрического поля и ионизации перед головкой стримера, которые мы здесь не рассматриваем.

Представляет интерес, однако, зависимость эквипотенциальной длины от этих четырех параметров. На рис. 5 показано, как меняется эквипотенциальная длина стримера при изменении каждого из четырех параметров при постоянных значениях трех остальных. Значения неизменных параметров выбраны близкими к значениям этих параметров для положительного критического стримера.

При повышении начальной концентрации электронов n_0 выше $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ эквипотенциальная длина практически перестает от нее зависеть (см. рис. 5б), потому что при высокой n_0 на начальном этапе рас-

пада электронной плазмы преобладает быстрый процесс электрон-ионной рекомбинации, а в основной части эквипотенциальной длины стримера преобладает прилипание электронов, которое всегда начинается с приблизительно одной и той же концентрации электронов, $n_0 \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Зависимость эквипотенциальной длины от внешнего поля E_0 тем слабее, чем меньше радиус стримера (см. рис. 5а), потому что в тонком канале поле высокое, а при высоком поле кинетические коэффициенты слабо меняются при изменении параметра E/N (см. рис. 1). По той же причине ослабляется зависимость эквипотенциальной длины от радиуса стримера. Увеличение L с ростом радиуса стримера из-за уменьшения погонного сопротивления его канала частично компенсируется при больших радиусах увеличением скорости прилипания и рекомбинации из-за уменьшения поля в канале.

Наиболее интересной является зависимость эквипотенциальной длины стримера от его скорости (см. рис. 5г). Эта зависимость не монотонная. При малой скорости стримера эквипотенциальная длина увеличивается с ростом скорости из-за увеличения длины спадания электронной концентрации в канале стримера, а при большой скорости эквипотенциальная длина уменьшается с ростом скорости, потому что ток проводимости не успевает компенсировать растущий конвективный снос заряда в канале стримера.

Максимум зависимости $L(V)$ достигается при значениях параметров стримера, близких к параметрам критического стримера ($r_s \approx 0.05 \text{ мм}$, $n_0 \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $V \approx 10^7 \text{ см/с}$). Мы предполагаем, что это совпадение не случайное, максимальная эквипотенциальная длина стримера означает максимальное усиление поля на головке стримера, позволяющее ему двигаться в минимальном внешнем поле.

В аналитических моделях, как правило, не хватает уравнений для того, чтобы определить все параметры стримера. Например, в аналитической теории [15] для определения всех параметров стримера не хватает одного уравнения, и в качестве такового автор предлагает условие максимальной скорости стримера, пользуясь тем, что полученная им зависимость скорости стримера от радиуса оказалась не монотонной, имеющей максимум.

Мы предполагаем, что для критических стримеров справедливо условие $\partial L(V)/\partial V = 0$, и его можно использовать в аналитической теории таких стримеров. Как видно из формулы (28), указанное условие эквивалентно условию $\delta\varphi(V)/\delta V = 0$. Значение скорости в максимуме зависимости $L(V)$ при

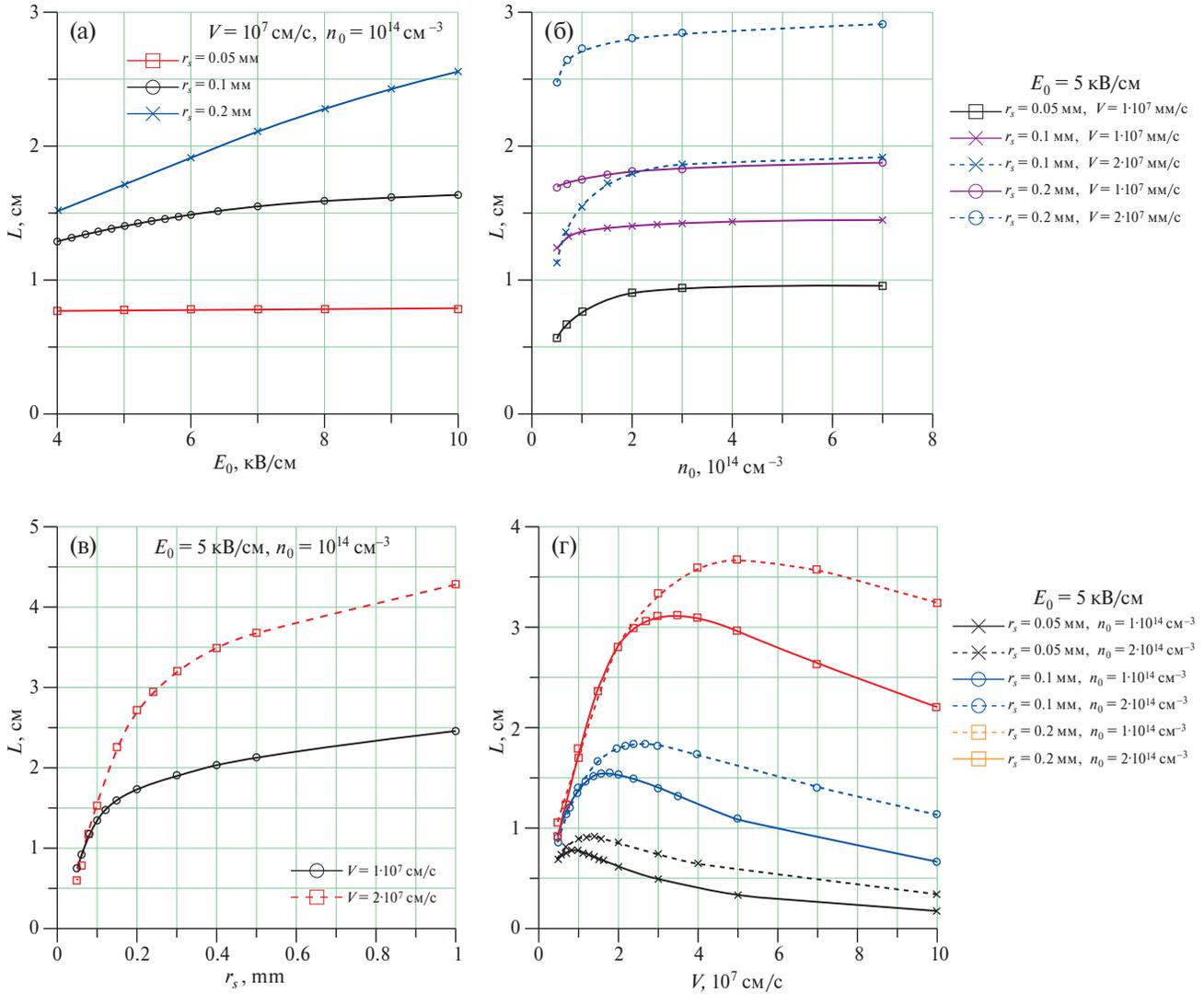


Рис. 5. Эквипотенциальная длина стримера в зависимости от E_0 (а), n_0 (б), r_s (в) и V (г).

неизменных величинах E_0 и n_0 оказывается прямо пропорциональным радиусу стримера:

$$V_m[10^7 \text{ см/с}] = 17,5r_s[\text{мм}] \text{ при } E_0 = 5 \text{ кВ/см} \text{ и } n_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}. \quad (33)$$

Далее применим нашу модель стримерного канала к результатам численного расчета квазистационарных положительных стримеров, полученным в работе [3], для определения эквипотенциальной длины этих стримеров и проверки применимости нашей модели к анализу параметров квазистационарных положительных стримеров сравнением результатов нашего расчета с результатами [3].

В табл. 1 в левых шести столбцах скопированы параметры положительных квазистационарных стримеров, приведенные в работе [3, табл. В1]. Обозначения скорости стримера, напряженности внешнего поля, потенциала головки стримера относи-

тельно окружающего пространства, максимального поля и концентрации плазмы в головке стримера изменены на принятые в данной статье. Радиус R , который в работе [3] называют радиусом стримера, является электродинамическим радиусом головки. Дополнительно к этим данным нами по рис. 4 той же работы были измерены электродинамический радиус R_s (радиус максимума радиального поля) и токовый радиус R_e (радиус электронной концентрации) стримерного канала на расстоянии 2–5 мм от головки стримера, которые также приведены в табл. 1.

Как видно из табл. 1, все три радиуса различаются. Особенно велико различие между электродинамическим и токовым радиусами: $R_s/R_e = 2 - 1.5$. В нашей модели стримерного канала это различие радиусов легко учесть — в сечение канала должен входить токовый радиус, в погонную емкость

Таблица 1. Параметры положительных квазистационарных стримеров, полученные в численном расчете [3]

V (10^7 см/с)	E_0 (кВ/см)	R (мкм)	E_m (кВ/см)	n_0 (10^{14} см $^{-3}$)	φ_0 (кВ)	R_s (мкм)	R_e (мкм)	R_s/R_e
0.3	5.42	36	222	3.12	1.52	125	63	2
0.4	5.10	40	214	2.94	1.61	119	65	1.8
0.5	4.86	44	206	2.70	1.72	114		
0.6	4.65	50	197	2.43	1.84	119		
0.7	4.47	57	189	2.16	1.97	119	68	1.7
0.8	4.33	65	181	1.90	2.12	125	74	
0.9	4.22	73	173	1.68	2.29	130	85	1.5
1	4.15	84	166	1.46	2.46	142	97	
1.1	4.09	96	159	1.28	2.64	148	102	
1.2	4.05	110	152	1.11	2.83	165	114	

канала — электродинамический радиус, а в уравнение (29) для максимального поля — радиус головки.

Рассчитанные нами по значениям параметров V , E_0 , n_0 , R_e , R_s и R значения потенциала головки относительно окружающего пространства φ_0 , полного заряда стримера Q , эквипотенциальной длины L и максимального поля перед головкой стримера E_m , найденного по формуле (29) с учетом различия радиусов R_e , R_s и R , приведены в табл. 2.

Кроме того, мы рассчитали эффективную длину стримера L_{eff} , как она была введена в работе [3], которая равна характерной длине потери проводимости канала стримера, а также отношение L/L_{eff} . Мы определяли L_{eff} как длину, на которой удельное сопротивление канала ρ увеличивается в e раз. Длина потери проводимости канала стримера меньше, чем длина релаксации электронной концентрации, потому что с удалением от головки стримера и ростом напряженности электрического поля в канале

уменьшается не только концентрация электронов, но и их подвижность. Эквипотенциальная длина стримера, как видно из табл. 2, больше эффективной длины в 20–50 раз.

Потенциал головки стримера, найденный в нашей модели, хорошо согласуется с результатами численного расчета [3], что свидетельствует о применимости нашей модели для анализа параметров канала квазистационарных стримеров.

Величина полного заряда стримера, найденная в нашей модели, тоже, по нашему мнению, должна хорошо соответствовать результатам численного расчета, но такое сравнение провести невозможно из-за отсутствия в работе [3] данных об этом параметре.

Максимальное поле на головке стримера в нашем расчете оказалось в 1.1–1.3 раза больше, чем в численном, что, скорее всего, связано с отличием поля, создаваемого зарядами головки, от сферически сим-

Таблица 2. Рассчитанные в данной работе параметры квазистационарных положительных стримеров, соответствующих стримерам из табл. 1.

V (10^7 см/с)	φ_0 (кВ)	Q (10^{-10} Кл)	E_m (кВ/см)	L (см)	L_{eff} (мм)	L/L_{eff}
0.3	1.58	0.375	287	0.584	0.114	51
0.4	1.78	0.558	287	0.7	0.159	44
0.5	1.91	0.739	278	0.787	0.211	37
0.6	1.99	0.907	255	0.855	0.271	31
0.7	2.08	1.09	235	0.93	0.341	27
0.8	2.21	1.31	219	1.02	0.418	24
0.9	2.41	1.6	213	1.14	0.501	23
1	2.63	1.94	203	1.27	0.596	21
1.1	2.76	2.25	188	1.35	0.683	20
1.2	2.98	2.67	178	1.47	0.786	19

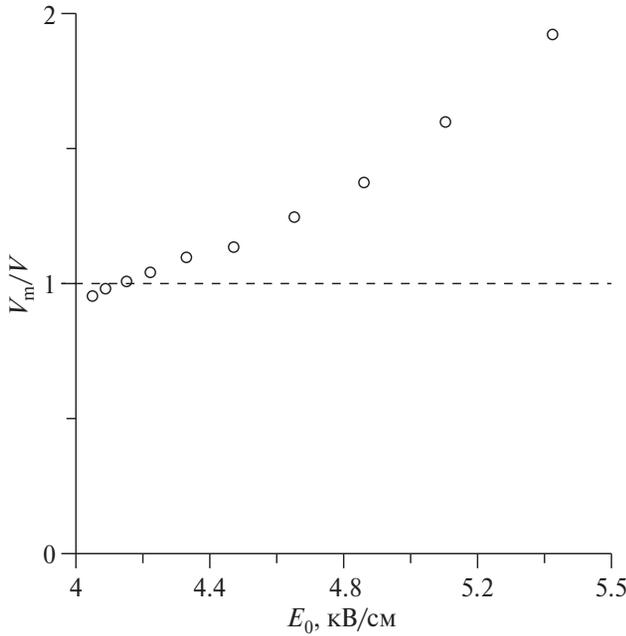


Рис. 6. Отношение скорости стационарного стримера V_m , определенной из условия $\partial L(V)/\partial V=0$, к скорости V из табл. 1 [3], в зависимости от поля E_0 .

метричного, которое мы предполагали при выводе формулы (29).

Критерий

$$\left. \frac{\partial L(V)}{\partial V} \right|_{V=V_m} = 0$$

при постоянных значениях E_0 , r_s и n_0 , формально примененный к стационарным стримерам, дает значения скорости стримера V_m , показанные на рис. 6 в отношении к скорости V для разных значений E_0 . Минимальное значение стабилизирующего поля ($E_0 = 4.05$ кВ/см), найденное в работе [3], должно быть близким к критическому полю. Соответственно, и другие параметры этого квазистационарного стримера должны быть близки к параметрам критического стримера. Критерий $\partial L(V)/\partial V=0$ должен выполняться только для критического стримера. Из рис. 6 видно, что по мере уменьшения стабилизирующего поля E_0 и приближении его к критическому полю отношение V_m/V также приближается к единице.

6. ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОДА НА ПАРАМЕТРЫ СТАЦИОНАРНОГО СТРИМЕРА

Чтобы убедиться в возможности использования эквипотенциальной длины квазистационарного стримера для оценки степени его изолированности, рассмотрим влияние электрода, расположенного на расстоянии L_e от головки стримера, на параметры последнего.

Контакт хвоста стримера с электродом в модели стационарного стримера можно учесть заменой граничного условия $\tilde{q}(\tilde{x}=\infty)=0$ на $\tilde{q}(\tilde{x}=\tilde{L}_e)=0$, где \tilde{L}_e — безразмерное расстояние от головки стримера до электрода (с которым имеет контакт хвост стримера). Тогда решение системы уравнений (14)–(21) в безразмерных переменных будет следующим:

$$\tilde{q}_e(\tilde{x}) = \int_{\tilde{x}}^{\tilde{L}_e} e^{-a \int_{\tilde{x}}^{\tilde{x}'} \tilde{\rho}(x'') dx''} d\tilde{x}', \quad (34)$$

$$\tilde{Q}_e(a) = \int_0^{\tilde{L}_e} \int_{\tilde{x}}^{\tilde{L}_e} e^{-a \int_{\tilde{x}}^{\tilde{x}'} \tilde{\rho}(x'') dx''} d\tilde{x}' d\tilde{x}, \quad (35)$$

$$\tilde{\phi}_e(\tilde{x}) = \int_{\tilde{x}}^{\tilde{L}_e} e^{-a \int_{\tilde{x}}^{\tilde{x}'} \tilde{\rho}(x'') dx''} d\tilde{x}' + \tilde{x}, \quad (36)$$

$$\tilde{E}_e(\tilde{x}) = a\tilde{\phi}_e(\tilde{x}) \int_{\tilde{x}}^{\tilde{L}_e} e^{-a \int_{\tilde{x}}^{\tilde{x}'} \tilde{\rho}(x'') dx''} d\tilde{x}', \quad (37)$$

где индекс e у переменных обозначает их отношение к стримеру, имеющему контакт с электродом.

Физической реализацией стационарного стримера, головка которого находится на некотором конечном неизменном расстоянии от электрода, является стример с конца тонкого игольчатого электрода в потоке газа, движущегося навстречу стримеру со скоростью, по величине в точности равной скорости стримера.

Практически получить такой стример, вероятно, невозможно из-за неустойчивости прямолинейного движения стримера. Но для оценки степени влияния контакта стримера с электродом рассмотрение такой ситуации оправдано.

Степень влияния контакта с электродом на стационарный стример можно характеризовать относительным изменением параметров стационарного стримера, движущегося в безграничном пространстве, при появлении контакта хвоста стримера с электродом на расстоянии L_e от головки стримера. У параметров, являющихся функциями координаты, следует рассматривать их значения вблизи головки стримера, где изменения наиболее существенно сказываются на процессах ионизации перед головкой стримера:

$$\begin{aligned} \Delta q = \Delta \phi = \Delta E &= \frac{\tilde{q}(0) - \tilde{q}_e(0)}{\tilde{q}(0)} = \frac{\tilde{\phi}(0) - \tilde{\phi}_e(0)}{\tilde{\phi}(0)} = \\ &= \frac{\tilde{E}(0) - \tilde{E}_e(0)}{\tilde{E}(0)} = \frac{\int_{\tilde{L}_e}^{\infty} e^{-a \int_0^{\tilde{x}'} \tilde{\rho}(x'') dx''} d\tilde{x}'}{\int_0^{\infty} e^{-a \int_0^{\tilde{x}'} \tilde{\rho}(x'') dx''} d\tilde{x}'} \end{aligned} \quad (38)$$

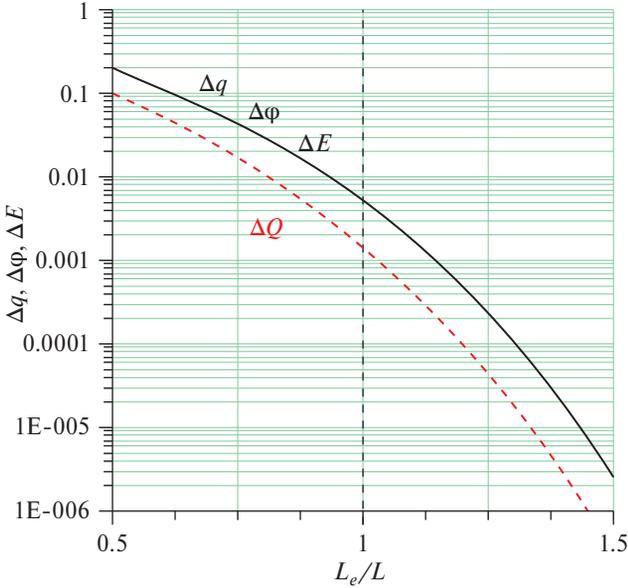


Рис. 7. Относительные изменения параметров критического положительного стримера при контакте хвоста стримера с электродом на расстоянии L_e от головки стримера в зависимости от отношения расстояния L_e к эквипотенциальной длине стримера L .

Относительное изменение полного заряда

$$\Delta Q = \frac{\tilde{Q} - \tilde{Q}_e}{\tilde{Q}} = \frac{\int_0^\infty \int_{\tilde{x}}^\infty e^{-a \int_{\tilde{x}}^{x''} \tilde{\rho}(x'') dx''} dx' d\tilde{x} - \int_0^{\tilde{L}_e} \int_{\tilde{x}}^{\tilde{L}_e} e^{-a \int_{\tilde{x}}^{x''} \tilde{\rho}(x'') dx''} dx' d\tilde{x}}{\int_0^\infty \int_{\tilde{x}}^\infty e^{-a \int_{\tilde{x}}^{x''} \tilde{\rho}(x'') dx''} dx' d\tilde{x}}. \quad (39)$$

Зависимости относительного изменения параметров стримера от отношения расстояния между головкой стримера и электродом, от которого стример стартовал, к эквипотенциальной длине стримера, для критического положительного стримера, рассмотренного в параграфе 4, приведены на рис. 7.

Как видно из рис. 7, при контакте хвоста стримера с электродом на расстоянии, равном половине эквипотенциальной длины стримера, изменение параметров стримера достигает 10–20%, но уже при $L_e = L$ это изменение менее 1% и стремительно уменьшается с ростом L_e . Поэтому можно утверждать, что на расстояниях от электрода, превышающем эквивалентную длину стационарного стримера, такой стример является изолированным в том смысле, что контакт его хвоста с электродом не влияет на динамику стримера.

Влияние электрода на стример, однако, не исчерпывается контактом электрода с хвостом стримера. На стример может оказывать воздействие

электростатическое изображение заряда стримера в электроде. Это относится не только к электроду, с которого стример стартовал, но и к электроду, к которому стример движется.

Заряд, наведенный в сферическом электроде точечным зарядом, и возмущение поля в междуэлектродном промежутке, создаваемое наведенным зарядом, монотонно растут с увеличением радиуса электрода, достигая максимума для плоского электрода. Поэтому оценим воздействие на стационарный стример заряда, наведенного стримером в плоском электроде.

Если головка стримера находится на расстоянии L_e от плоского электрода, от которого стример стартовал, распределение погонного заряда изображения стримера в электроде равно (в безразмерных переменных)

$$\tilde{q}'(2\tilde{L}_e - \tilde{x}) = -\tilde{q}(\tilde{x}), \quad 0 \leq \tilde{x} \leq \tilde{L}_e. \quad (40)$$

Поле, создаваемое этим зарядом на оси x ,

$$\tilde{E}'(\tilde{x}) = \int_0^{\tilde{L}_e} \frac{\tilde{q}(\tilde{x}') d\tilde{x}'}{2 \ln\left(\frac{L}{r_s}\right) (2\tilde{L}_e - \tilde{x}' - \tilde{x})^2}, \quad \tilde{x} \leq \tilde{L}_e. \quad (41)$$

Возмущение поля вблизи головки стримера

$$\tilde{E}'(0) = \int_0^{\tilde{L}_e} \frac{\tilde{q}(\tilde{x}') d\tilde{x}'}{2 \ln\left(\frac{L}{r_s}\right) (2\tilde{L}_e - \tilde{x}')^2}. \quad (42)$$

При приближении стримера к противоположному плоскому электроду возмущение поля изображением заряда стримера в этом электроде

$$\tilde{E}'(\tilde{x}) = \int_0^\infty \frac{\tilde{q}(\tilde{x}') d\tilde{x}'}{2 \ln\left(\frac{L}{r_s}\right) (2\tilde{L}_e + \tilde{x}' + \tilde{x})^2}. \quad (43)$$

Возмущение поля вблизи головки стримера

$$\tilde{E}'(0) = \int_0^\infty \frac{\tilde{q}(\tilde{x}') d\tilde{x}'}{2 \ln\left(\frac{L}{r_s}\right) (2\tilde{L}_e + \tilde{x}')^2}. \quad (44)$$

На рис. 8 относительные возмущения поля вблизи головки стримера изображениями его заряда в плоских электродах показаны в зависимости от отношения расстояния от головки стримера до соответствующего электрода к эквипотенциальной длине стримера. На расстоянии головки стримера от плоского электрода, равном эквипотенциальной длине стримера, возмущение поля, вызываемое изображением заряда стримера в электроде той же полярности,

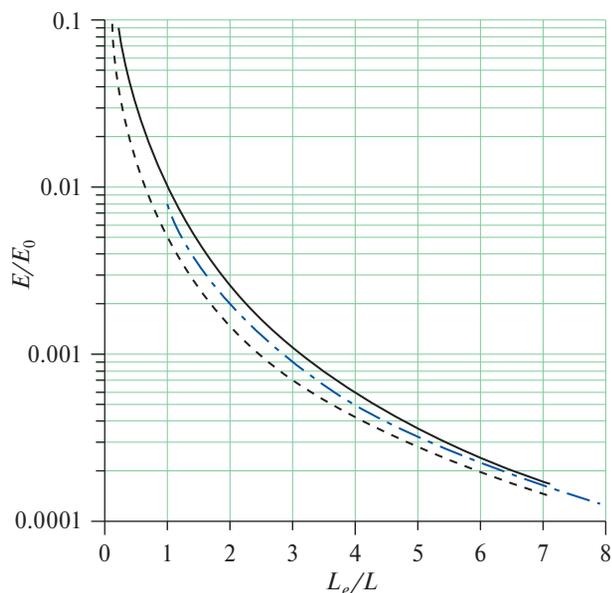


Рис. 8. Относительное возмущение поля вблизи головки стримера, вызываемое изображением заряда стримера в плоских электродах, в зависимости от отношения расстояния от головки стримера до соответствующего электрода к эквипотенциальной длине стримера. Сплошная линия относится к электроду, от которого стример удаляется; пунктирная — к электроду, к которому стример приближается; штрихпунктирная — это функция $0.008(L/L_e)^2$.

что и стример, равно 1%, а в электроде противоположной полярности — 0.5%. При дальнейшем увеличении расстояния от головки стримера до электрода возмущение поля уменьшается приблизительно обратно пропорционально квадрату расстояния, то есть существенно медленнее, чем влияние контакта хвоста стримера с электродом (рис. 7).

Влияние контакта хвоста пучка стримеров с электродом приблизительно такое же, как и в случае одиночного стримера, поскольку эквипотенциальная длина пучка и параметры стримеров в пучке близки к таковым в одиночном стримере. Пучок стримеров, удаленный от электрода на расстояние, превышающее его эквипотенциальную длину, можно считать изолированным. Влияние же изображений заряда пучка стримеров в электродах растет пропорционально количеству стримеров в пучке, а расстояние от головной части пучка стримеров до электрода, на котором возмущение поля, вызванное изображением заряда пучка стримеров в электроде, не превышает некоторой заданной величины, увеличивается приблизительно пропорционально корню квадратному из числа стримеров в пучке.

Например, если число критических стримеров в пучке равно 10^4 , то расстояние, на котором возму-

щение поля в окрестности головной части пучка, вызванное изображением заряда пучка стримеров в плоском электроде, не превышает 1%, $100L_b \approx 3$ м.

Таким образом, действительно, эквипотенциальную длину квазистационарного стримера или пучка таким стримеров, можно использовать для ответа на вопрос, является ли стример или пучок стримеров изолированным. При удалении головки стримера от электродов на расстояние, равное или превышающее эквипотенциальную длину, влияние электродов на параметры стримера незначительно, и можно считать стример изолированным. В противном случае близость электродов может существенно повлиять на параметры стримера, и считать его изолированным нельзя.

7. ОБСУЖДЕНИЕ

В аналитической модели мы считали канал стримера круглым цилиндром с однородной по сечению концентрацией электронов. В таком приближении радиус стримера по электронной концентрации (токовый радиус) R_e совпадает с так называемым электродинамическим радиусом R_s , на котором радиальное поле достигает максимума.

В количественных оценках мы использовали экспериментально измеренный радиус критического стримера по интенсивности свечения (оптический радиус) R_{rad} . Эксперимент [17, 18] и численное моделирование [16] показывают, что эти радиусы различаются. В соответствии с результатами [16], соотношение приблизительно следующее: $R_s : R_{rad} : R_e = 2 : 1.3 : 1$.

Очевидно, что в вычислении площади S в формулах для погонного сопротивления R_{s0} и параметра a следует использовать токовый радиус R_e , а в формуле для погонной емкости C — электродинамический радиус R_s , как мы и делали для вычисления параметров квазистационарных положительных стримеров в синтетическом воздухе, представленных в табл. 1 и 2.

Оптический радиус сравнительно близок к токовому, этим обоснован наш выбор экспериментально измеренного оптического радиуса критического стримера в качестве r_s при анализе зависимости эквипотенциальной длины критических стримеров в атмосферном воздухе. Учет различия R_{rad} и R_e в этом случае был бы превышением точности, с которой в настоящий момент экспериментально измерен радиус критического стримера в атмосферном воздухе.

Точность, с которой экспериментально измерены параметры критических стримеров, задаваемые

в нашей аналитической модели стримерного канала, невысока. Например, в работе [19] минимальный радиус положительных стримеров в синтетическом воздухе атмосферного давления составил 65 мкм. Сечение канала такого стримера примерно в 2 раза меньше сечения канала радиусом 100 мкм, которое мы использовали для наших оценок.

Величина критического поля, полученная в разных экспериментальных работах, находится в диапазоне 4.14—5.42 кВ/см [12] (в численном расчете [3] минимальное поле для квазистационарных стримеров равно 4.05 кВ/см), т.е. может отличаться от взятого нами значения на 20%.

Данные о скорости критического стримера (минимальной скорости положительного стримера) тоже в разных экспериментах довольно сильно разнятся — например, в работе [20] эта скорость равна $2 \cdot 10^7$ см/с. Величину ошибки определения эквипотенциальной длины, связанную с неопределенностью входных параметров стримера, можно оценить по рис. 5. Эта ошибка нигде не превышает коэффициента

$$2 \begin{pmatrix} +100 \\ -50 \end{pmatrix} \%.$$

Такая погрешность возможна и в оценке заряда стримера и потенциала его головки. В пределах этой погрешности найденная в нашей модели величина полного заряда положительного критического стримера 0.29 нКл согласуется с экспериментально измеренной средней величиной заряда стримеров стримерной зоны сквозной фазы положительного длинного искрового разряда 0.5 нКл [1].

Наша модель предполагает стационарность стримера как волны ионизации, но при небольшом отклонении от стационарности параметры стримера в нашей модели также меняются незначительно. Критерием малости отклонения от стационарности может служить условие малости заряда, оставляемого в хвосте стримера на длине, равной эквипотенциальной длине L , по сравнению с зарядом стримера.

Наша модель, описываемая уравнениями (1)–(27), в равной степени применима к положительным и отрицательным стримерам, однако для отрицательных стримеров эквипотенциальная длина, формально введенная уравнением (28), в меньшей степени характеризует изолированность отрицательного стримера от электрода. По этой причине мы посчитали целесообразным введение такого параметра для отрицательных стримеров.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе введено понятие эквипотенциальной длины положительного стримера как длины, на которой проходит существенное вытеснение внешнего электрического поля из канала стримера.

На основе упрощенной модели стримерного плазменного канала определена эквипотенциальная длина положительного критического стримера, как одиночного, так и находящегося в тонком пучке критических стримеров.

Показано, что эквипотенциальная длина может служить мерой изолированности квазистационарных стримеров и пучков таких стримеров, то есть при удалении головки стримера от электродов на расстояние, равное или больше эквипотенциальной длины, стример является изолированным. В противном случае влияние электродов на параметры стримера будет существенным.

Длины релаксации электронной концентрации и проводимости в стримерном канале у положительных квазистационарных стримеров в воздухе на порядок величины (и более) меньше эквипотенциальной длины, поэтому они не могут быть использованы для оценки степени изолированности стримеров.

Результаты анализа зависимости эквипотенциальной длины L положительного критического стримера от его параметров (радиуса r_s , скорости V и концентрации электронов в головке стримера n_0 , а также напряженности внешнего поля E_0) позволяют предположить справедливость следующего условия для положительного критического стримера:

$$\left. \frac{\partial L(V, r_s, n_0, E_0)}{\partial V} \right|_{r_s = \text{const}, n_0 = \text{const}, E_0 = \text{const}} = 0.$$

Это уравнение можно использовать в качестве дополнительного условия в аналитических моделях критических стримеров при определении их параметров.

Модель стримерного плазменного канала, рассматриваемая в данной работе, позволила оценить, помимо эквипотенциальной длины некоторые другие параметры положительного критического стримера, а именно: распределения вдоль канала погонного заряда, потенциала и напряженности электрического поля; полный заряд стримера, 0.29 нКл; потенциал головки стримера относительно окружающего пространства, 3.4 кВ.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено в рамках реализации Программы создания и развития НИЦМУ “Центр фотоники” при финансовой поддержке Минобрнауки России, соглашение № 075-15-2022-316.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Базелян Э.М., Райзер Ю.П.* Искровой разряд. М.: МФТИ, 1997.
2. *Qin J., Pasko V.P.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2014. V. 47. P. 435202. DOI: 10.1088/0022-3727/47/43/435202.
3. *Li X., Guo B., Sun A., Ebert U., Teunissen J.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2022. V. 31. 065011. DOI: 10.1088/1361-6595/ac7747.
4. *Guo B., Li X., Ebert U., Teunissen J.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2022. V. 31. 095011. DOI: 10.1088/1361-6595/ac8e2e.
5. *Phelps C.T.* // J. Geophys. Res. 1971. V. 76. P. 5799. DOI: 10.1029/JC076i024p05799.
6. *Dutton J.* // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1975. V. 4. P. 3–577. DOI: 10.1063/1.555525.
7. *Александров Н.Л.* // УФН. 1988. Т. 154. Вып. 2. С. 177. DOI: 10.3367/UFN.0154.198802a.0177.
8. *Хаксли Л., Кромpton P.* Диффузия и дрейф электронов в газах. М: Мир, 1977.
9. *Kostinskiy A.Yu., Bogatov N.A., Syssoev V.S., Mareev E.A., Andreev M.G., Bulatov M.U., Sukharevsky D.I., Rakov V.A.* // Journal of Geophysical Research: Atmospheres. V. 127, e2021JD035821. DOI: 10.1029/2021JD035821.
10. *Bogatov N.A., Syssoev V.S., Sukharevsky D.I., Orlov, A.I., Rakov V.A., Mareev E.A.* 2022. An experimental study of the breakthrough-phase and return-stroke processes in long sparks. Journal of Geophysical Research: Atmospheres. V. 127, e2021JD035870. <https://doi.org/10.1029/2021JD035870>
11. *Горин Б.Н., Шкилев А.В.* // Электричество. 1976. № 6. С. 31.
12. *Allen N., Ghaffar A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. V. 28. P. 331. DOI: 10.1088/0022-3727/28/2/016
13. *Briels T.M.P., van Veldhuizen E.M., Ebert U.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. V. 41. P. 234008. DOI: 10.1088/0022-3727/41/23/234008
14. *Горин Б.Н., Шкилев А.В.* // Электричество. 1974. № 2. С. 29.
15. *Lehtinen N.G.* // Radiophysics and Quantum Electronics. 2021. V. 64. № 1, P. 11. DOI: 10.1007/s11141-021-10108-5
16. *Babaeva N.Yu., Naidis G.V.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. V. 29. P. 2423. DOI: 10.1088/0022-3727/29/9/029
17. *Pancheshnyi S., Nudnova M., Starikovskii A.* // Phys. Rev. E. 2005. V. 71. 016407. DOI: 10.1103/PhysRevE.71.016407.
18. *Nudnova M.M., Starikovskii A.Yu.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. V. 41. P. 234003. DOI: 10.1088/0022-3727/41/23/234003
19. *Nijdam S., van de Wetering F.M.J.H., Blanc R., van Veldhuizen E.M., Ebert U.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 145204. DOI: 10.1088/0022-3727/43/14/145204
20. *Allen N.L., Mikropoulos P.N.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1999. V. 32. P. 913. DOI: 10.1088/0022-3727/32/8/012

LENGTH OF CRITICAL STREAMERS

N. A. Bogatov

Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia
e-mail: bogatov@appl.sci-nnov.ru

The concept of equipotential length of positive quasi-stationary streamers is introduced as a criterion for assessing their degree of isolation. The equipotential length of positive critical streamers (streamers moving in the minimum electric field sufficient for the unrestricted propagation of a positive streamer) in the normal atmosphere is defined, both for individual streamers and those forming a thin bundle of streamers. The dependence of the equipotential length of positive quasi-stationary streamers on external field, velocity, radius, and electron concentration in the streamer head is investigated. A criterion is proposed for analytical models of quasi-stationary streamers, providing an additional independent equation to the system of equations describing the dynamics of quasi-stationary streamers, valid only for critical streamers. The insignificance of the influence of electrodes located at a distance greater than its equipotential length from the streamer head on the quasi-stationary streamer is proven, confirming the adequacy of using the equipotential length to assess the isolation of positive streamers.

Keywords: quasi-stationary streamer, equipotential length, critical field

УДК 533.9

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РАЗРЯД МЕЖДУ МЕТАЛЛИЧЕСКИМ КАТОДОМ И ЖИДКИМ НЕМЕТАЛЛИЧЕСКИМ АНОДОМ

© 2024 г. Р. Р. Каюмов^{a, *}, А. И. Купутдинова^a, Д. Н. Мирханов^a, Ал. Ф. Гайсин^b

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

^b Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

* e-mail: almaz87@mail.ru

Поступила в редакцию 22.09.2023 г.

После доработки 22.11.2023 г.

Принята к публикации 25.11.2023 г.

Исследована газоразрядная плазма, генерируемая между металлическим катодом и жидким неметаллическим анодом при атмосферном давлении. Зажигание разряда осуществляется путем погружения металлического электрода в электролит. Рассмотрены типы и формы генерируемых в межэлектродном промежутке плазменных структур, их электрофизические параметры. Представлены результаты термографического анализа поверхности электродов в условиях горения разряда. С помощью эмиссионной спектроскопии исследованы состав плазмы, концентрация электронов и температура тяжелой компоненты.

Ключевые слова: газоразрядная плазма, плазменно-жидкостная система, электрический разряд, численный метод, электролит, эмиссионная спектроскопия, термограмма

DOI: 10.31857/S0367292124010096 EDN: SJLQOP

1. ВВЕДЕНИЕ

Газоразрядная плазма традиционно ассоциируется с газовой фазой, однако разряды могут возникать во всех термодинамических состояниях. Плазменные разряды, формирующиеся в жидкостях и взаимодействующие с ними, представляют собой интенсивно развивающуюся область научного исследования и приложений.

Первым научным трудом в этой области является работа Генри Кавендиша “Опыты в воздухе” 1785 года о взаимодействии плазмы электрической искры с жидкостью и получении азотистой кислоты в воздухе.

Эксперименты по взаимодействию плазмы и жидкости в рамках электрохимии насчитывают более 100 лет. Примерно 30 лет назад основное внимание уделялось электролизу и изучению пробоя диэлектрических жидкостей для высоковольтного переключения тока. За этими работами последовал сильный акцент на экологические исследования на основании того, что плазма в жидкостях и в контакте с ними является богатым источником активных молекул и УФ-излучения [1].

В течение 15 лет фокус исследований взаимодействия плазмы с жидкостями расширился и стал охватывать различные области применения, включая электрохимию, аналитическую химию, восстанов-

ление окружающей среды (очистка и дезинфекция воды), синтез материалов (наночастицы, металлические порошки), обработка материалов (удаление заусенец, плазменная полировка, активация полимеров), химический синтез (перекиси водорода H_2O_2 и молекулярного водорода H_2), стерилизация и разнобразное медицинское применение, включая плазменную обработку биоматериалов, ускоренное заживление ран, абляцию биотканей и коагуляцию крови.

Эти возможности поставили перед плазменным сообществом междисциплинарные научные вопросы. В дополнение к специализированным обзорным статьям были опубликованы два более широких обзора, посвященных приложениям результатов взаимодействия плазмы с жидкостями [2, 3].

Электрические разряды и плазма, взаимодействующие с жидкостью, могут генерироваться источниками постоянного тока [4], переменного тока низких частот [5], генераторами высокочастотных токов на частоте 13,56 МГц [6, 7] и микроволновым возбуждением в диапазоне сверхвысоких частот [8].

Существует множество конфигураций рабочих камер для поддержания плазмы электрических разрядов с жидкими неметаллическими электродами с различными рабочими характеристиками; их можно разделить на три основные категории:

- разряды внутри жидкости [9];
- разряды в газовой фазе над поверхностью жидкости, в том числе когда жидкость является проводящим электродом [10];
- разряды в многофазных средах, в том числе внутри пузырьков, парогазовой смеси, аэрозолях и пенах [11].

Плазму в жидкостях исследуют визуально и с помощью оптической эмиссионной спектроскопии [12]. Данные методы позволяют измерить основные параметры плазмы, включая типы и формы структур, состав плазмы, температуру и плотность ее компонентов.

Много работ посвящено численному моделированию процессов в разрядах, однако остается много нерешенных вопросов о взаимодействии плазмы с жидкостями, в том числе:

- пробой и механика процессов на границе раздела сред;
- физико-химические процессы при плазменно-жидкостном взаимодействии.

Другая проблема – это междисциплинарная связь с широким спектром химических веществ и физических процессов, включая различные частицы, ионы, электроны, УФ-излучение, электрические поля, тепловые потоки нейтрального газа через границу газ–жидкость. Все эти отдельные компоненты взаимодействия плазмы с жидкостью обычно изучают с помощью разных методов.

Несмотря на множество нерешенных фундаментальных вопросов, над которыми работают специалисты различных научных школ, плазменно-жидкостные технологии успешно внедряют в промышленность. Одним из примеров такого успешного внедрения является электролитно-плазменная полировка внешней и внутренней поверхности металлических изделий [13–15].

Электролитно-плазменный метод позволяет проводить обработку изделий по следующим основным направлениям:

- полировка сложно-профильных поверхностей;
- зачистка заусенцев;
- декоративная полировка;
- очистка поверхностей от загрязнений и ее подготовка к нанесению покрытий.

Эффективность применения электролитно-плазменной обработки существенно зависит от множества параметров, которые можно обобщить в три основных пункта: тип обрабатываемого металла, свойства электролита и режимы обработки. Как

показывает практика, режимы, эффективные при обработке одних металлов, часто не подходят для других металлов и сплавов.

В предыдущей работе [16] нашей научной группы были представлены результаты исследования электрического разряда между металлическим анодом и жидким неметаллическим катодом при атмосферном давлении. Установлены типы и формы плазменных структур, формирующихся в межэлектродном промежутке, электрофизические параметры. Получены данные о составе плазмы разряда, концентрации электронов и тяжелой компоненте. Представлены результаты численных расчетов протекания тока в электролитической ячейке и механизмы начальной стадии разряда.

Целью данной работы является исследование характеристик электрического разряда между металлическим катодом и жидким неметаллическим анодом.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Зажигание и исследование электрического разряда в рассматриваемой конфигурации электродов осуществлялось на установке (рис. 1), где 1 – металлический катод; 2 – область с разрядом; 3 – электролитическая ванна; 4 – металлическая пластина из меди марки М1 для подвода положительного потенциала к электролиту. В качестве металлического катода применялся металлический стержень из алюминия марки АМЦ-40, а в качестве жидкого неметаллического анода использовался 3%-ный раствор хлорида натрия (NaCl) в очищенной водопроводной воде.

Металлический катод предварительно погружали в электролит и перемещали в вертикальной плоскости на расстояние 15 мм с помощью автоматического манипулятора. Для контроля температуры раствора электролита в ванне предусмотрен термостат. Термостатирование осуществляли с помощью циркуляционного охладителя рефрижераторного типа.

Обновление электролита в ванне осуществляли с помощью системы подачи и откачки электролита. Для очищения раствора от примесей в системе предусмотрен фильтр грубой очистки. Удаление паров электролита из зоны исследования разряда проводили с помощью стационарной вытяжки и вентилятора.

Экспериментальная установка оснащена высоковольтным генератором мощностью 40 кВт с изменяемым напряжением до 4 кВ при номинальном

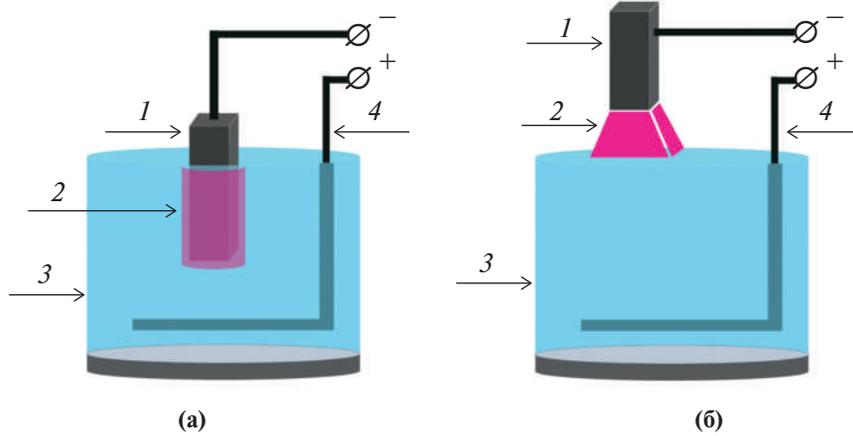


Рис. 1. Функциональная схема экспериментальной установки для зажигания электрического разряда между металлическим катодом и жидким (неметаллическим) анодом.

токе до 10 А, который обеспечивает питание тока разряда, диагностического и вспомогательного оборудования.

Генератор электрического питания преобразует и регулирует сетевое напряжение. Высоковольтный и низковольтный регулируемые блоки обеспечивают указанные диапазоны устанавливаемых напряжений и тока. Установка заземлена. Текущие значения тока и напряжения показывают стрелочные индикаторы на пульте источника, далее эти показания передаются на управляющий компьютер и контролируются оператором.

Эксперименты проводились при устанавливаемых параметрах напряжения $U = 0.05\text{--}0.9$ кВ, диаметр металлического катода $d_k = 6$ мм, межэлектродное расстояние между металлическим катодом и электролитическим анодом $i = 4$ мм, глубина погружения металлического электрода в электролит $h = 10$ мм, удельная электропроводность электролита $\sigma = 0.1\text{--}0.12$ Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$ и температуры жидкого (неметаллического) анода $T_a = 20\text{--}24$ °С.

В изысканиях использовали современное диагностическое оборудование, применяли эффективные методы и подходы исследований.

Видеосъемка динамики протекающих в зоне горения разряда процессов, а также образующихся плазменных структур осуществляли с помощью высокоскоростной видеокамеры марки Casio EX-F1. Ввиду высокой динамичности протекающих в зоне горения разряда процессов скорость съемки была выбрана 1200 и 600 кадров в секунду. В 300 мм от зоны горения разряда устанавливали на штатив камеру, которая передавала получаемую информацию на ЭВМ оператору. Обработка данных проводилась на персональном компьютере. Дополнительное детальное исследование анодных и катодных пятен на

поверхности жидкого и металлического электродов проводили одновременно с помощью микроскопа СП-52.

Излучение плазмы разряда вели методом эмиссионной спектроскопии на оптико-волоконном спектрометре марки PLASUS EC 150201 MC. Излучение разряда регистрировали с помощью коллиматора для фиксации световых лучей в диапазоне длин волн 195–1105 нм. Коллиматор подвели к зоне горения разряда на расстояние 100–200 мм. Исследуемое излучение собирали со всего объема формируемого разряда, поэтому оценка состава и компонентов плазмы выполнена без привязки к определенной точке на разряде. Анализ полученных данных делали, сопоставляя исследуемый спектр с базой данных Национального института стандартов и технологий (США).

Для анализа распределения температуры исследуемой поверхности металлического и электролитического электродов в процессе горения разряда использовалась тепловизионная камера (тепловизор) FLIRA6500SC с пространственным разрешением детектора 640×512 пикселей при рабочем спектральном диапазоне 3,6–4,9 мкм. Тепловизор фиксировал температуру поверхности электродов в калиброванном диапазоне 4–2400 °С. Для калибровки тепловизионной камеры использовали многоволновый пирометр. Его применение обусловлено тем, что при горении разряда часто образуются оксидная пленка и окалина, которые могут приводить к погрешностям измерений температуры. Обработка полученных значений проводили на компьютере.

Исследование пульсаций, колебаний тока и напряжения разряда осуществляли с помощью цифровых осциллографов GDS-806S и GOS-6030. Для обеспечения контроля электрофизических пара-

метров в момент зажигания и поддержания разряда к осциллографам подключали устройство на фото-диодах с микросхемой для регистрации оптического излучения разряда.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В начальный момент электрический разряд инициализируют путем погружения алюминиевого катода в электролит на глубину 10 мм. После подачи потенциала на электроды ($U = 0.05\text{--}0.25$ кВ) в зоне контакта металлического и жидкого электродов наблюдали процесс образования пузырей с выделением конвективных паровоздушных потоков, что обусловлено нагревом металлического катода за счет протекающего постоянного тока в цепи. Это запускает процессы джоулевого тепловыделения с поверхности металлического катода и физико-химического выделения растворенных веществ из электролита.

Вокруг алюминиевого катода образуется парогазовая оболочка. За счет термоэлектронной эмиссии протекают процессы испускания электронов с поверхности нагретого катода и их движения в направлении анода. Таким образом, на границе электродов взаимодействуют три среды: твердый металлический электрод (катод), паровоздушная оболочка вокруг электрода и электролит.

В зоне контакта электродов протекает процесс, характерный для электролиза, что определяется протеканием электрического тока в жидкости им имеющимися в электролите ионами. Варьируя параметрами температуры, состава и концентрации электролита, можно менять протекание электродных процессов в желательном направлении.

Горения разряда при данных устанавливаемых параметрах не наблюдается, так как формируемое у поверхности металлического катода электронное облако недостаточно для формирования лавины и запуска процесса ионизации в паровоздушной оболочке.

С увеличением напряжения выше 300 В характер процессов, протекающих на межэлектродной границе, меняется. Раствор электролита вокруг металлического катода начинает кипеть. В определенный момент напряженность электрического поля достигает значения, достаточного для образования электронной лавины и последующего пробоя парогазового промежутка между электродами.

В парогазовой оболочке наблюдаются микроразряды, которые случайным образом появляются и затухают в разных областях. Электрический разряд формируется в виде импульсов тока ($I = 2\text{--}12$ А). Такое «поведение» разряда обусловлено тем, что на

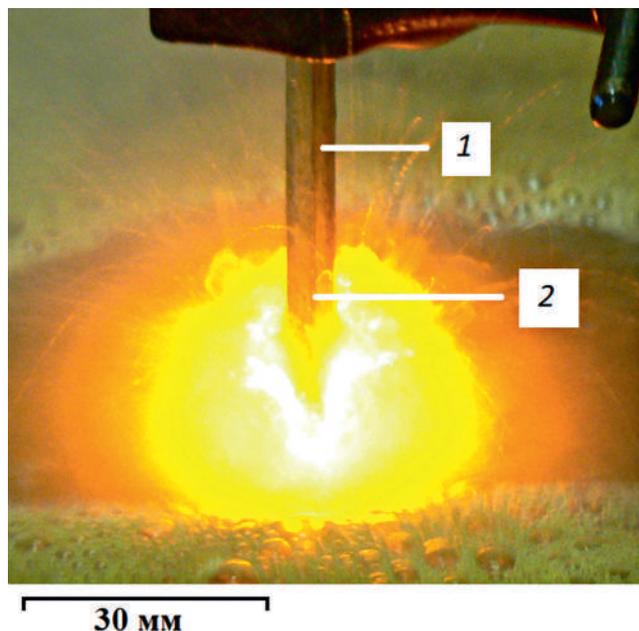


Рис. 2. Фотография электрического разряда между металлическим катодом и жидким (неметаллическим) анодом при атмосферном давлении. Цифры 1 и 2 соответствуют областям, обозначенным на рис. 3.

границе взаимодействия сред протекают процессы, аналогичные электрогидравлическому взрыву. Условное разделение границ фаз: твердый электрод — парогазовая оболочка — электролит сильно, неустойчиво и хаотично меняется, что приводит к горению разряда в виде импульсов тока.

После пробоя и формирования разряда металлический катод поднимают с помощью автоматического манипулятора над поверхностью жидкого анода. Разряд желтого цвета горит в объемной (диффузной) форме (рис. 2), что характерно при наличии атомов натрия.

Часть катода находится внутри светящейся области, разряд как бы укутывает его. Максимальная температура наблюдается на части катода, окутанной разрядом (рис. 3).

В этой части температура катода практически постоянна за счет притока тепла от разряда. От нее в направлении к точке закрепления катода температура поверхности уменьшается практически по линейному закону вследствие теплопроводности. Случайные отклонения от линейного графика вызваны, по-видимому, попаданием в поле зрения коллиматора горячих брызг от разряда (см. рис. 2).

В межэлектродном промежутке на расстоянии $l = 81\text{--}95$ мм температура падает до 100 °С, что связано с нагревом паров электролита, поднимающихся с поверхности жидкого анода. График (см. рис. 3)

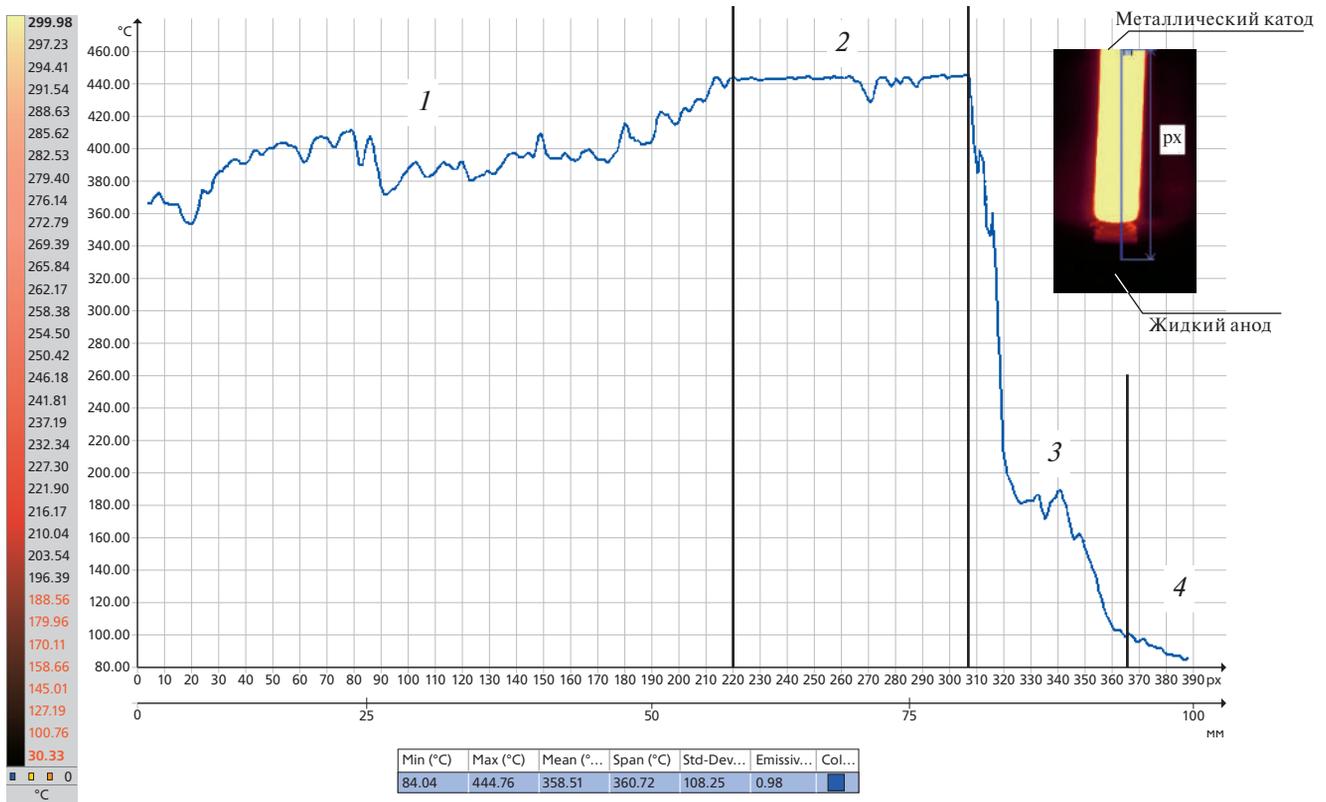


Рис. 3. Термограмма поверхности металлического катода и жидкого (неметаллического) анода в условиях горения электрического разряда: 1 – поверхность металлического катода вне разряда, 2 – поверхность металлического катода в области разряда, 3 – межэлектродный промежуток, 4 – поверхность жидкого анода.

при $l = 95\text{--}100$ мм соответствует температуре вдоль поверхности жидкого анода, то есть расстоянию $0\text{--}5$ мм от центра разряда (l – это путь в фокальной плоскости коллиматора при сканировании объекта исследования). Температура поверхности электролита с удалением от разряда падает до 85°C вследствие теплопроводности и конвективного теплопереноса в электролите.

Построена вольтамперная характеристика (ВАХ) разряда после подъема и фиксации положения металлического катода над поверхностью жидкого анода (рис. 4). Из графика видно, что в интервале тока от $75\text{--}150$ мА величина U растет, а с возрастанием от 150 до 300 мА ВАХ разряда имеет падающий характер. Такое развитие объясняется тем, что с увеличением тока меняется баланс процессов рождения и гибели электронов в положительном столбе плазмы.

При зажигании разряда с ростом тока вначале увеличиваются концентрация электронов и проводимость плазмы, что ведет к росту напряжения. Затем, с увеличением тока и вкладываемой в разряд мощности, растут потери энергии на диссоциацию молекул, возбуждение электронных состояний атомов и молекул, колебательных и вращательных сте-

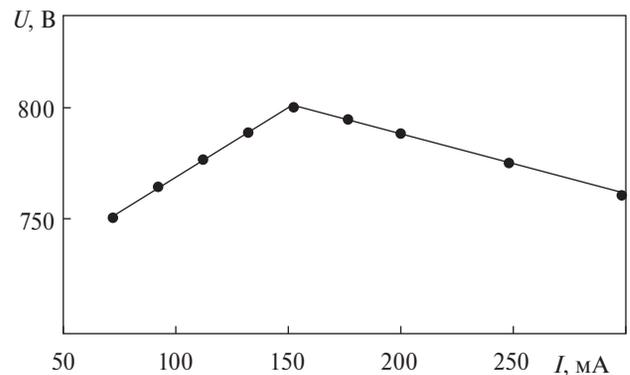


Рис. 4. Вольтамперная характеристика электрического разряда между металлическим катодом и жидким неметаллическим анодом.

пеней свободы молекул и увеличение плотности отрицательных ионов. Это приводит к уменьшению концентрации электронов и, соответственно, к уменьшению доли электронной и увеличению доли ионной проводимости тока в разряде, что эквивалентно увеличению сопротивления разряда и напряжения.

Для оценки состава, концентрации электронов и тяжелой компоненты плазмы проведен спектраль-

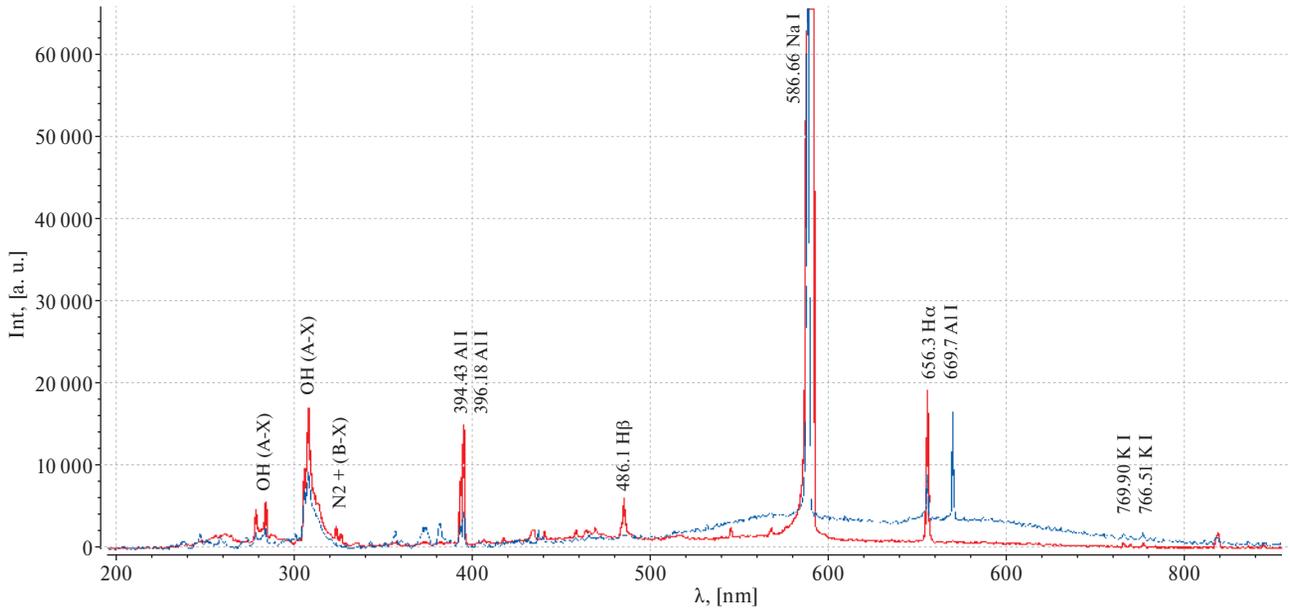


Рис. 5. Спектр электрического разряда между металлическим катодом и жидким анодом (синий график) и металлическим анодом и жидким катодом (красный график) при атмосферном давлении.

Таблица 1. Элементный состав плазмы для режимов 1 и 2

Режим	Эксперимент	N2+	Молекулы
1	Металлический анод и жидкий катод	H I, Na I, Al I, K I	OH (A-X), N ₂ ⁺ (B-X)
2	Металлический катод и жидкий анод	H I, Na I, Al I, K I	OH (A-X), N ₂ ⁺ (B-X)

ный анализ излучения электрического разряда между металлическим катодом и жидким (неметаллическим) анодом. Проведено также сравнение полученных данных с результатами предыдущей работы [16] по оценке компонентов плазмы разряда в конфигурации между металлическим анодом и жидким неметаллическим катодом.

Исходя из анализа спектра (рис. 5), следует, что в наблюдаемом участке плазмы присутствуют молекулы, атомы и ионы различных элементов (табл. 1).

Аппаратное уширение в исследуемом спектре проверено по атомарной линии Al I (669.7 нм). Минимальная ширина оптически тонких и самых узких линий $\Delta\lambda_G \approx 1$ нм. Она и принята за аппаратную ширину ($\Delta\lambda_G$ – полуширина гауссовского контура).

Оценка концентрации электронов в плазме для спектра рассчитывалась по полуширине нескольких водородных линий из серии Бальмера. Измеренная полуширина $\Delta\lambda_F$ (полуширина фойгтовского контура) определялась по линиям H_α и H_β .

С учетом аппаратной составляющей уширение линий вследствие эффектов давления и линейного штарк-эффекта определялась величина $\Delta\lambda_L$ – полуширина лоренцевского контура по формуле [17]

$$\Delta\lambda_F \approx 0,5346\Delta\lambda_L + \sqrt{0,2166\Delta\lambda_L^2 + \Delta\lambda_G^2}.$$

Концентрация электронов определялась по соотношению из справочника [18]:

$$n_e = 10^{13} (\Delta\lambda_L)^2 \left[C_0(T) + \sum_{n=1}^m C_n(T) (\ln \Delta\lambda_L)^n \right],$$

где $C_n(T)$ – из справочника [18] для соответствующей спектральной линии водорода из серии Бальмера (табл. 2).

Расчет концентрации электронов проводили по водородным линиям из серии Бальмера, где наиболее четко видны H_α и H_β (табл. 3).

Таблица 2. Коэффициенты для расчета концентрации электронов по спектрам излучения водородных линий из серии Бальмера

Коэффициент C_n	Линия атомарного водорода H_α	Линия атомарного водорода H_β
C_0	671,4	36,56
C_1	-227,5	-1,45
C_2	44,72	-0,109
C_3	-2,325	0,005

Таблица 3. Концентрация электронов в плазменном разряде между электродами для режимов 1 и 2

Измеряемая и расчетная величина	Эксперимент			
	Металлический анод и жидкий катод		Металлический катод и жидкий анод	
	1		2	
Режим				
Линии серии Бальмера	H_α	H_β	H_α	H_β
Полуширина фойгтовского контура, нм	1,36	1,59	1,12	1,01
Полуширина с учетом лоренцевой составляющей, нм	0,601491	0,934406	0,215116	0,018635
Концентрация электронов, см ⁻³	Не оценивалось	$9,37 \cdot 10^{15}$	$1,648 \cdot 10^{16}$	Не оценивалось

Рассчитывая концентрацию электронов в режиме 1 по линиям H_α и H_β , выбирали спектр, у которого наибольшая ширина фойгтовского контура, так как там наибольшее отклонение от аппаратного уширения, а следовательно, и большая точность. Учитывая аппаратное уширение для режима 1, выбрали наиболее широкую линию, а именно H_β с концентраций $n_e = 9,37 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Для режима 2 концентрация электронов взята по наиболее широкой линии H_α , и она составила $n_e = 1,648 \cdot 10^{16}$ см⁻³.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате теоретических и экспериментальных исследований электрического разряда между металлическим катодом и жидким неметаллическим анодом при атмосферном давлении установлено, что разряд формируется в объемной диффузной форме. В конфигурации, когда металлический катод погружен в электролит, разряд горит хаотично в парогазовом промежутке в форме микроканалов с импульсом тока от 2 до 12 А.

При расположении металлического катода над электролитом ВАХ разряда в диапазоне $I = 75$ – 150 мА имеет возрастающий характер, а от 150 до 300 мА величина U падает.

Температура металлического катода в условиях горения разряда возрастает с 84 до 445 °С, температура газа в межэлектродном промежутке меняется в диапазоне 100–390 °С, а температура жидкого анода варьирует: $T_a = 85$ – 99 °С.

В наблюдаемом участке плазмы налицо различные элементы, в том числе атомы водорода Н I, натрия Na I, алюминия Al I, калия K I, а также молекулы гидроксила OH (A-X) и ионы азота N₂⁺ (B-X). Концентрация электронов, рассчитанная по уширению водородных линий серии Бальмера, составляет величину $n_e \approx 1,6 \cdot 10^{16}$ см⁻³.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 21-79-30062).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sato M., Ohgiyama T., Clements J.S. // IEEE Trans. Ind. Appl. 1996. V. 32 P. 106. DOI: 10.1109/28.485820
2. Locke B.R., Sato M., Sunka P., Hofman M.R., Chang J.S // Ind. Eng. Chem. Res. 2006. V. 45. P. 882.
3. Bruggeman P.J., Leys C. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42. P. 053001.
4. Сироткин Н.А., Титов В.А. // Прикладная физика. 2016. № 6. С. 25.
5. Валиев Р.И., Хафизов А.А., Багаутдинова Л.Н., Гайсин Ф.М., Басыров Р.Ш., Гайсин Аз.Ф., Гайсин Ал.Ф., Гайсин Ф.М., Желтухин В.С., Сон Э.Е. // Теплофизика высоких температур. 2021. Т. 59. № 4. С. 634.
6. Гайсин Ал.Ф., Гайсин Ф.М., Желтухин В.С., Сон Э.Е. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 1. С. 71.
7. Гайсин Ал.Ф., Сон Э.Е., Петряков С.Ю. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 7. С. 625.
8. Аверин К.А., Лебедев Ю.А., Шахатов В.А. // Прикладная физика. 2016. № 2. С. 41.
9. Акишев Ю.С., Грушин М.Е., Каральник В.Б., Моноч А.Е., Панькин М.В., Трушкин Н.И., Холоденко В.П., Чугунов В.А., Жиркова Н.А., Ирхина И.А., Кобзев Е.Н. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 12. С. 1142.
10. Баринев Ю.А., Школьник С.М. // Журнал технической физики. 2016. Т. 86. № 11. С. 155.
11. Самитова Г.Т., Гайсин Аз.Ф., Мустафин Т.Б., Гайсин Ал.Ф., Сон Э.Е., Весельев Д.А., Гайсин Ф.М. // Теплофизика высоких температур. 2011. Т. 49. № 5. С. 788.
12. Гайсин А.Ф., Сон Э.Е., Ефимов А.В., Гильмутдинов А.Х., Кашапов Н.Ф. // Теплофизика высоких температур. 2017. Т. 55. № 3. С. 472.
13. Гайсин А.Ф., Каюмов Р.Р., Кунутдинова А.И., Марданов Р.Р. // Физика и химия обработки материалов. 2023. № 1. С. 37.
14. Гайсин А.Ф., Гильмутдинов А.Х. // Физика и химия обработки материалов. 2020. № 2. С. 28.

15. Гайсин А.Ф., Гильмутдинов А.Х., Мирханов Д.Н. // Металловедение и термическая обработка металлов. 2018. № 2. С. 69.
16. Петряков С.Ю., Мирханов Д.Н., Гайсин Ал.Ф., Басыров Р.Ш., Кашанов Н.Ф. // Прикладная механика и техническая физика. 2022. Т. 63. № 5. С. 20.
17. Kielkopf J.F. // Journal of the Optical Society of America. 1973. V. 63. P. 987.
DOI: 10.1364/JOSA.63.000987
18. Елуцев В.В., Касабов Г.А. Спектроскопические таблицы для низкотемпературной плазмы. М.: Атомиздат, 1973.

ELECTRIC DISCHARGE BETWEEN A METAL CATHODE AND A LIQUID NON-METAL ANODE

R. R. Kayumov^{a, *}, A. I. Kuputdinova^a, D.N. Mirkhanov^a, Al. F. Gaisin^b

^a Kazan National Research Technical University, Kazan, Russia

^b Joint Institute of High Temperatures RAS, Moscow, Russia

* e-mail:almaz87@mail.ru

Gas-discharge plasma generated between a metal cathode and a liquid non-metallic anode at atmospheric pressure has been studied. The discharge is ignited by immersing the metal electrode in the electrolyte. The types and shapes of plasma structures generated in the interelectrode gap and their electrical parameters are considered. The results of thermographic analysis of the electrode surface under discharge conditions are presented. Using emission spectroscopy, the plasma composition, electron concentration and temperature of the heavy component were studied.

Keywords: gas-discharge plasma, plasma-liquid system, electric discharge, numerical method, electrolyte, emission spectroscopy, thermogram

УДК 533.9

ДИНАМИКА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА, ИНИЦИИРОВАННОГО МОЩНЫМ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ В ВОЗДУХЕ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ В ДОПРОБОЙНЫХ ПОЛЯХ

© 2024 г. Н. А. Попов^{a,*}, Н. А. Богатов^b, А. Н. Бочаров^c, Е. А. Мареев^b^a Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Москва, Россия^b Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород, Россия^c Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*e-mail: NPopov@mics.msu.su

Поступила в редакцию 13.10.2023 г.

После доработки 10.11.2023 г.

Принята к публикации 11.11.2023 г.

Проведено численное моделирование динамики разряда, инициированного мощным фемтосекундным лазерным импульсом в воздухе, атмосферного давления в допробойных полях. Расчеты проводились в рамках 1D-осесимметричной модели, описывающей эволюцию радиальных профилей основных параметров исследуемого разряда. Модель включает в себя систему реакций, определяющих нагрев газа, и подробное описание кинетических процессов в данном разряде, а также систему газодинамических уравнений для описания расширения нагретого канала. Результаты расчетов времени пробоя разрядного промежутка согласуются с данными измерений во всем исследованном диапазоне напряженностей электрического поля, $E = 9\text{--}17$ кВ/см. Показано, что одним из ключевых факторов, определяющих эволюцию параметров данного разряда, является темп нагрева газа.

Ключевые слова: электрический разряд, лазерный импульс, атмосферное давление, пробой

DOI: 10.31857/S0367292124010105 EDN: SJHOWD

ВВЕДЕНИЕ

Исследования электрических разрядов, инициированных филаментированным лазерным импульсом в воздухе, начались в 1995 г. [1], сразу вслед за открытием эффекта филаментации мощных фемтосекундных лазерных импульсов [2]. С самого начала этих исследований главным стимулом была идея использования лазерного плазменного филамента для управления молниевыми разрядами [1].

Сама идея управления лазером искровыми, в том числе молниевыми, разрядами возникла в конце 1960-х гг., когда появились мощные наносекундные лазеры, способные создавать протяженные, многометровые, оптические разряды. Возможность направления лабораторных длинных искровых разрядов в атмосфере каналами оптических разрядов была убедительно продемонстрирована экспериментально [3–12].

В то же время эффект инициирования разряда в постоянном поле, то есть снижения порогового напряжения или поля, с помощью лазерных искр в длинных, более метра, промежутках практически отсутствовал.

Причина низкой эффективности инициирования разрядов в воздухе оптическими искрами заключается в том, что плазменный канал оптической искры не является непрерывным, а представляет собой цепочку плазмоидов, разделенных воздушными зазорами. Поляризация такого канала в постоянном электрическом поле не может обеспечить усиления поля на концах канала, достаточного для заметного снижения порога развития разряда.

Плазменный канал мощного фемтосекундного лазера непрерывен и больше подходит для иницииции разряда в постоянном поле. Поэтому в последнее время основные усилия исследователей, имеющих перспективной целью создание метода лазерной молниезащиты, сосредоточены на изучении инициирования разряда в постоянном поле филаментированными лазерными импульсами.

Плазменный канал, созданный мощным филаментированным лазерным импульсом, представляет собой очень интересный физический объект в силу особенностей его начальных параметров, которые существенно отличают его от плазмы других атмосферных разрядов. Плазма в филаментированном лазерном импульсе, получающемся в результате са-

мофокусировки в воздухе лазерного излучения большой мощности, появляется в итоге многофотонной и туннельной ионизации, в отличие от лавинной ионизации электронным ударом или термической ионизации в других атмосферных разрядах. Большая часть энергии лазерного импульса, поглощенной в атмосфере, идет на ионизацию газа, и лишь очень небольшая ее часть расходуется на возбуждение и нагрев газа, что опять-таки совершенно не типично для других атмосферных разрядов.

В результате лазерный импульс создает плазменный канал с очень высокой, порядка 10^{17} см^{-3} , концентрацией электронов и почти полным отсутствием нагрева и возбуждения газа (что крайне редко встречается в других неравновесных разрядах атмосферного давления). Такие необычные характеристики плазмы лазерного филамента приводят к тому, что на стадии распада этой плазмы в присутствии постоянного электрического поля важную роль могут играть те плазмохимические процессы, которые в традиционных атмосферных разрядах существенной роли не играют.

В работах [13, 14] приведены данные измерений и численного моделирования динамики плотности электронов в лазерном филаменте в первые несколько наносекунд после его образования. В зависимости от энергии лазерного импульса максимальная плотность электронов N_e^{max} достигала $(0.5-1.1) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а характерные значения радиуса плазменного канала $R_c = 50-60 \text{ мкм}$.

Основная часть опубликованных в научной литературе лабораторных экспериментов посвящена распространению высоковольтных разрядов вдоль плазменного канала, созданного лазерным импульсом [15–30]. Процесс же генерация протяженного самоподдерживающегося (а значит, долго живущего) разрядного канала, инициированного мощным фемтосекундным лазерным импульсом, изучен существенно менее полно.

Измерения динамики разрежения газа в канале фемтосекундного лазерного импульса представлены в работах [31–35]. Было показано, что степень разрежения соответствует быстрому нагреву газа примерно на $\Delta T = 100 \text{ К}$. Характерные времена выравнивания давления газа в канале составили несколько сотен наносекунд при радиусе канала $50-60 \text{ мкм}$.

В работе [36] проведены экспериментальные исследования динамики разряда, инициированного мощным фемтосекундным лазерным импульсом в воздухе атмосферного давления в постоянном электрическом поле. Измерено время пробоя τ_{br} (время задержки резкого нарастания тока в разрядной цепи

относительно лазерного импульса) в зависимости от напряженности электрического поля. Было показано, что с уменьшением поля E с 17 до 9 кВ/см время τ_{br} увеличивается с 0.1 до 10 мкс. Проведено сравнение измеренной зависимости $\tau_{br}(E)$ с расчетными данными полученными в работах [37, 38], и отмечена необходимость совершенствования теоретических моделей для более точного описания динамики развития инициированного разряда.

Численное моделирование разряда в постоянном однородном электрическом поле в плазменном канале, созданном филаментированным лазерным импульсом, проводилось в работах [37, 38]. В обоих случаях получена резкая зависимость времени пробоя разрядного промежутка (времени от момента создания плазменного канала до образования горячего разреженного канала с высоким значением E/N) от напряженности постоянного электрического поля. Однако количественное расхождение результатов расчетов с данными эксперимента [36] было существенным, более порядка величины.

В частности, в работе [38] расчетные времена пробоя разрядного промежутка при $E = 10 \text{ кВ/см}$ и $N_e^0 = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ составили $\sim 25 \text{ нс}$, что существенно меньше экспериментальных значений [36] ($\tau_{br} \sim 1 \text{ мкс}$ при $E = 10 \text{ кВ/см}$) и даже характерных газодинамических времен, которые в данном случае составляют $60-100 \text{ нс}$.

Целью данной работы является разработка 1D-осесимметричной численной модели разряда в плазменном канале, созданном мощным фемтосекундным лазерным импульсом в воздухе атмосферного давления при постоянном электрическом поле. Модель включает достаточно полную систему реакций с участием заряженных частиц (в частности, реакции образования и разрушения отрицательных ионов, систему ионно-молекулярных реакций и реакций ион-ионной рекомбинации) с учетом зависимостей скоростей этих процессов от температуры ионов, реакции наработки и гибели электронно-возбужденных атомов и молекул, тепловыделение в реакциях тушения электронно-возбужденных атомов и молекул азота и кислорода, тепловыделение в реакциях VT-релаксации и VV-обмена, а также систему газодинамических уравнений для описания разрежения горячего газового канала.

Расчеты проводились для условий, соответствующих экспериментам [36], результаты сравнивались с данными измерений по таким важным параметрам, как зависимость времени пробоя разрядного промежутка от напряженности электрического поля.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Задача описания эволюции параметров одиночного плазменного канала рассматривалась в одномерной осесимметричной постановке. В начальный момент задавались концентрация заряженных частиц и радиус канала R_0 .

Начальное распределение плотности заряженных частиц предполагалось следующим:

$$N_e(r) = N_e^0 \exp\left[-\left(\frac{r}{R_0}\right)^2\right], \quad (1)$$

здесь $R_0 = 50$ мкм – величина начального радиуса канала, N_e^0 полагалась равной измеренному значению, $\approx 10^{17}$ см $^{-3}$ [13, 14]. Напряженность электрического поля предполагалась постоянной во времени и равной измеренному значению. Изменение величины приведенного электрического поля E/N (при заданном значении поля) определялось изменением плотности газа, связанным с газодинамическим разрежением канала по мере его нагрева.

Для моделирования радиального расширения горячего канала использовалась система одномерных нестационарных уравнений

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho u r}{\partial r} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho u^2 r}{\partial r} + \frac{\partial P}{\partial r} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho E_g}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho u r (E_g + P)}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \lambda \frac{\partial T}{\partial r}) + W_T, \quad (4)$$

где r , u , P – значения плотности, скорости и давления газа, $E_g = \varepsilon + u^2/2$, ε – внутренняя энергия единицы массы газа.

Зависимость $\varepsilon = \varepsilon(P, T)$ определяется уравнением состояния данного газа. Для воздуха в широком диапазоне параметров $\varepsilon = P/\rho(\gamma - 1)$, где $\gamma = C_p/C_v$ – эффективный показатель адиабаты. Первое слагаемое в правой части уравнения (4) описывает изменение внутренней энергии газа за счет теплопроводности.

Граничные условия на оси горячего канала для уравнений (2–4) выбирались исходя из предположения об осевой симметрии, а на внешней границе расчетной области ($r = R$) параметры газа предполагались невозмущенными:

$$\left. \frac{\partial N}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad N|_{r=R} = N_0, \quad T|_{r=R} = T_0.$$

Система уравнений (2–4) решалась численно на равномерной по r сетке с использованием модифи-

цированного метода Мак-Кормака второго порядка точности по пространству и времени.

Кинетический блок модели включал в себя систему процессов, описывающих изменение концентраций основных нейтральных и заряженных компонент азотно-кислородной смеси, колебательное возбуждение и нагрев газа в зоне действия электрического разряда. Зависимости скоростей процессов ионизации, диссоциации и возбуждения частиц электронным ударом в разряде от величины приведенного электрического поля E/N вычислялись по известным сечениям этих процессов и функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ), которая находилась из решения уравнения Больцмана в двучленном приближении с использованием кода *BOLSIG+* [39]. Сечения рассеяния электронов на молекулах N_2 и O_2 брались из работ [40] и [41–42] соответственно. Изменение констант скоростей с увеличением степени колебательного возбуждения молекул N_2 учитывалось методом, рекомендованным в работе [43].

Для определения концентрации электронов решалось уравнение

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (u N_e)}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r D_a \frac{\partial N_e}{\partial r}) + N_e (v_{ion} - v_{att}) + Q_{ass} - Q_{rec} + Q_{det}. \quad (5)$$

Здесь D_a – коэффициент амбиполярной диффузии, v_{ion} и v_{att} – частоты ионизации и прилипания электронов, Q_{ass} – образование заряженных частиц в реакциях ассоциативной ионизации [44, 45], Q_{rec} включает в себя систему реакций электрон-ионной рекомбинации, Q_{det} – процессы отлипания электронов от отрицательных ионов: на атомах $O(^3P)$, молекулах $O_2(a^1\Delta_g)$ и др. [44, 45].

В рассматриваемых условиях основным положительным ионом является O_2^+ (рис. 1), поэтому коэффициент свободной диффузии, входящий в определение D_a , брался для этого иона. Зависимость коэффициента свободной диффузии от E/N не учитывалась, поскольку в диапазоне полей $E/N = 30–90$ Td она является относительно слабой.

Уравнения баланса, аналогичные уравнению (5), решались для всех заряженных частиц. Учитывалось десять сортов положительных и отрицательных ионов: O_2^+ , O_4^+ , $O_2^+ \cdot N_2$, N_2^+ , N_4^+ , NO^+ , O^- , O_2^- , O_3^- , O_4^- . За основу бралась система ионно-молекулярных реакций, приведенная в работах [44, 45]. Расчетные шаги по пространству и времени $\Delta r \sim 0.5$ мкм и $\Delta t \sim 10^{-13}$ с соответственно. Кроме того, в модель были включены реакции с участием следующих нейтральных частиц: $N_2(X^1\Sigma_g^+)$, $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, $N_2(B^3\Pi_g)$,

$N_2(C^3\Pi_u)$, $N_2(a'^1\Sigma_u^-)$, $N(^4S)$, $N(^2D)$, $N(^2P)$, NO , $O_2(X^3\Sigma_g^-)$, $O_2(a'^1\Delta_g)$, $O(^3P)$, $O(^1D)$, $O(^1S)$ [44–46]. Детальное описание кинетической модели и результаты тестовых расчетов приведены в работах [45–46].

Удельная мощность источника тепловыделения W_T в уравнении (4) имеет вид

$$W_T = \frac{\varepsilon_v - \varepsilon_v(T)}{\tau_{VT}} + W_{vv} + W_R, \quad (6)$$

где ε_v – средний запас колебательной энергии на молекулу N_2 , τ_{VT} – характерное время VT – релаксации $N_2(v)$, W_{vv} – скорость нагрева газа в реакциях колебательного VV -обмена, W_R – скорость нагрева газа в реакциях тушения электронно-возбужденных атомов и молекул азота и кислорода в химических реакциях и др. (более подробное описание W_R см. далее).

Уравнение для ε_v – запаса колебательной энергии на молекулу N_2 – записывалось в виде

$$\frac{\partial \varepsilon_v}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(u\varepsilon_v)}{\partial r} = \eta_v jE/N - \frac{\varepsilon_v - \varepsilon_v(T)}{\tau_{VT}} - \frac{W_{vv}}{N_2}, \quad (7)$$

где $\eta_v (E/N)$ – доля энергии разряда, поступающая на колебательное возбуждение N_2 .

Для описания удельной мощности VV -обмена использовалось выражение [47, 48]:

$$W_{vv} = \frac{4\hbar\omega \cdot b \cdot k_{N_2}^{vv}}{(\delta_{N_2}^{vv})^3} \cdot v_{Tr}^2 \times \\ \times \exp[-2b \cdot v_{Tr}^2 - 1] \cdot [N_2^2(v=0)], \\ b = \frac{x_e \cdot \hbar\omega}{T}, \quad (8)$$

где $\hbar\omega = 0.292$ эВ – энергия колебательного кванта N_2 , $k_{N_2}^{vv} = 2.5 \cdot 10^{-14} \cdot (T/300)^{1.5}$ см³/с – константа скорости VV -обмена в азоте [49], $\delta_{N_2}^{vv} = 6.8 \cdot T^{-0.5}$ см⁻¹ – обратный радиус VV -обмена, $v_{Tr} = 0.5[(T/(x_e T_v)) + 1]$ – число Тринора, $x_e \cdot \hbar\omega = 6.13 \cdot 10^{-3} \cdot \hbar\omega$ – постоянная ангармонизма.

Для описания источника тепловыделения W_R в уравнении (6) использовалась модель “быстрого” нагрева газа [45, 46], включающая реакции

Таблица 1. Реакции с участием заряженных частиц в азотно-кислородных смесях

Номер	Реакция	Константа, см ³ /с, см ⁶ /с	Ссылка
C1	$N_2^+ + N_2 + M \rightarrow N_4^+ + M$	$5.0 \cdot 10^{-29}$	[44]
C2	$N_4^+ + e \rightarrow N_2(C^3\Pi_u) + N_2$	$2.0 \cdot 10^{-6} \cdot (300/T_e)^{0.5}$	
C3	$N_4^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N_2 + N_2$	$2.5 \cdot 10^{-10}$	
C4	$N_2^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N_2$	$6.0 \cdot 10^{-11}$	
C5	$O_2^+ + N_2 + N_2 \rightarrow O_2^+ \cdot N_2 + N_2$	$9.0 \cdot 10^{-31} \cdot (300/T)^2$	
C6	$O_2^+ \cdot N_2 + O_2 \rightarrow O_4^+ + N_2$	10^{-9}	
C7	$O_2^+ \cdot N_2 + N_2 \rightarrow O_2^+ + O_2 + N_2$	$1.1 \cdot 10^{-6} \cdot (300/T)^{5.3} \cdot \exp(-2357/T)$	
C8	$O_2^+ \cdot N_2 + O_2 \rightarrow O_4^+ + N_2$	$2.4 \cdot 10^{-30} \cdot (300/T)^{3.2}$	
C9	$O_4^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + O_2 + O_2$	$3.3 \cdot 10^{-6} \cdot (300/T)^4 \cdot \exp(-5030/T)$	
C10	$O_2^+ + e \rightarrow O(^3P) + O(^3P, ^1D)$	$1.95 \cdot 10^{-7} \cdot (300/T_e)^{0.7}$	
C11	$O_4^+ + e \rightarrow O(^3P) + O(^3P, ^1D) + O_2$	$4.2 \cdot 10^{-6} \cdot (300/T_e)^{0.48}$	[45, 50]
C12	$e + O_2 + O_2 \rightarrow O_2^- + O_2$	$k(T, T_e)$	[44]
C13	$O_2^- + O_2 + O_2 \rightarrow O_4^- + O_2$	$3.5 \cdot 10^{-31} \cdot (300/T_{ion})$	[51]
C14	$O_4^- + O_2 \rightarrow O_2^- + O_2$	$10^{-10} \cdot \exp(-1044/T_{ion})$	
C15	$O_2^- + O(^3P) \rightarrow O_3 + e$	$1.5 \cdot 10^{-10}$	[44]
C16	$O_2^- + O_3 \rightarrow O_3^- + O_2$	$4.0 \cdot 10^{-10}$	
C17	$O_4^- + O(^3P) \rightarrow O_3^- + O_2$		
C18	$e + O_2 \rightarrow O^- + O(^3P)$	$k(E/N)$	
C19	$O^- + N_2 \rightarrow N_2O + e$	10^{-12}	[51]
C20	$O^- + O_2 + M \rightarrow O_3^- + M$	$1.1 \cdot 10^{-30} \cdot (300/T_{ion})$	
C21	$O_3^- + O(^3P) \rightarrow O_2 + O_2 + e$	$3.0 \cdot 10^{-10}$	[44]
C22	$O_3^- + O(^3P) \rightarrow O_2^- + O_2$		
C23	$O_2^- + O_2^+ \rightarrow 2 \cdot O + O_2$		
C24	$O_2^- + O_4^+ \rightarrow 2 \cdot O + 2 \cdot O_2$		
C25	$O_4^- + O_2^+ \rightarrow 2 \cdot O + 2 \cdot O_2$		
C26	$O_4^- + O_4^+ \rightarrow 2 \cdot O + 3 \cdot O_2$	$2.0 \cdot 10^{-6} \cdot (300/T_{ion})^{1.55}$	[45, 51]

Таблица 2. Основные реакции, определяющие тушение электронно-возбужденных атомов и молекул в смесях $N_2:O_2$

Номер	Реакция	ΔE^* , эВ	Константа, cm^3/c	Ссылка
R1	$N_2(A^3\Sigma_u^+) + O_2 \rightarrow N_2(v) + 2 \times O(^3P)$	ΔE_A	$1.7 \cdot 10^{-12} \cdot (T/300)^{0.5}$	[44, 52]
R2	$N_2(A^3\Sigma_u^+) + O_2 \rightarrow N_2(v) + O_2(b^1\Sigma_g^+)$	–	$7.5 \cdot 10^{-13} \cdot (T/300)^{0.5}$	
R3	$N_2(A^3\Sigma_u^+, v) + O_2 \rightarrow N_2(v) + 2 \times O(^3P)$	$\Delta E(v)$	$4.5 \cdot 10^{-12}$	[46, 52]
R4	$N_2(A^3\Sigma_u^+, v=0-2) + O(^3P) \rightarrow N_2(v) + O(^1S)$	–	$(2-4) \cdot 10^{-11}$	[44, 46]
R5	$N_2(A^3\Sigma_u^+, v) + O(^3P) \rightarrow NO(v) + N(^2D)$	$\Delta E(v)$	$(4 \pm 0.5) \cdot 10^{-11}$	[46]
R6	$N_2(A^3\Sigma_u^+, v+2) + N_2 \rightarrow N_2(A^3\Sigma_u^+, v) + N_2(v)$	–	$k(v)$	[53]
R7	$N_2(B^3\Pi_g) + N_2 \rightarrow N_2(A^3\Sigma_u^+, v) + N_2(v)$	–	$(3-5) \cdot 10^{-11}$	[44]
R8	$N_2(B^3\Pi_g) + O_2 \rightarrow N_2(v) + 2 \times O(^3P)$	ΔE_B	$3.0 \cdot 10^{-10}$	
R9	$N_2(B^3\Pi_g) + O(^3P) \rightarrow NO(v) + N(^2D)$	$(1.74)^*$		[54]
R10	$N_2(C^3\Pi_u) + N_2 \rightarrow N_2(B^3\Pi_g, v) + N_2(v)$	–	$1.0 \cdot 10^{-11}$	[44]
R11	$N_2(C^3\Pi_u) + O_2 \rightarrow N_2(v) + O(^3P) + O(^1D)$	ΔE_B	$3.0 \cdot 10^{-10}$	[54]
R12	$N_2(C^3\Pi_u) + O(^3P) \rightarrow NO(v) + N(^2D)$	$(5.42)^*$		
R13	$N_2(a'^1\Sigma_u^-) + N_2 \rightarrow N_2(B^3\Pi_g, v) + N_2(v)$	–	$2.0 \cdot 10^{-13}$	[44]
R14	$N_2(a'^1\Sigma_u^-) + O_2 \rightarrow N_2 + O(^3P) + O(^1D)$	ΔE_a	$2.8 \cdot 10^{-11}$	[54]
R15	$N_2(a'^1\Sigma_u^-) + O(^3P) \rightarrow NO(v) + N(^2D)$	$(2.79)^*$	$3.0 \cdot 10^{-10}$	
R16	$N(^2D) + O_2 \rightarrow NO(v) + O(^1D)$	$(1.76)^*$	$7.3 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(-185/T)$	[44, 52]
R17	$N(^2D) + O_2 \rightarrow NO(v) + O(^3P)$	$(3.73)^*$	$2.4 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(-185/T)$	
R18	$N(^2D) + O(^3P) \rightarrow N(^4S) + O(^3P)$	2.35	$1.8 \cdot 10^{-12}$	[52]
R19	$N(^2D) + NO \rightarrow O(^3P, ^1D) + N_2(v)$	$\Delta E(v)$	$6.0 \cdot 10^{-11}$	
R20	$N(^2D) + N_2 \rightarrow N(^4S) + N_2(v)$	–	$1.7 \cdot 10^{-14}$	[44]
R21	$O(^1S) + O(^3P) \rightarrow O(^1D) + O(^3P)$	2.22	$5.0 \cdot 10^{-11} \cdot \exp(-301/T)$	
R22	$O(^1S) + O_2 \rightarrow O(^3P) + O_2^*$	–	$3.0 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(-850/T)$	
R23	$O(^1S) + O_2 \rightarrow O(^1D) + O_2(X, v)$	–	$1.3 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(-850/T)$	
R24	$O(^1S) + NO \rightarrow O(^3P) + NO(v)$	$(4.19)^*$	$2.9 \cdot 10^{-10}$	
R25	$O(^1S) + NO \rightarrow O(^1D) + NO(v)$	$(2.22)^*$	$5.1 \cdot 10^{-10}$	
R26	$O(^1S) + N_2 \rightarrow O(^1D) + N_2(v)$	–	$5.0 \cdot 10^{-17}$	
R27	$O(^1D) + O(^3P) \rightarrow O(^3P) + O(^3P)$	1.97	$8.0 \cdot 10^{-12}$	
R28	$O(^1D) + NO \rightarrow O(^3P) + NO(v)$	$(1.97)^*$	$1.7 \cdot 10^{-10}$	[44]
R29	$O(^1D) + O_2 \rightarrow O(^3P) + O_2(X, v)$	–	$0.64 \cdot 10^{-11} \cdot \exp(67/T)$	
R30	$O(^1D) + O_2 \rightarrow O(^3P) + O_2(b^1\Sigma_g^+)$	–	$2.56 \cdot 10^{-11} \cdot \exp(67/T)$	
R31	$O_2(b^1\Sigma_g^+) + O(^3P) \rightarrow O(^3P) + O_2(a'^1\Delta_g)$	0.65	$8.0 \cdot 10^{-14}$	
R32	$O(^1D) + N_2 \rightarrow O(^3P) + N_2(v)$	1.38	$1.8 \cdot 10^{-11} \cdot \exp(107/T)$	[55]
R33	$NO(v=1) + O(^3P) \rightarrow NO(v=0) + O(^3P)$	0.236	$6.5 \cdot 10^{-11}$	

ΔE – энергия, поступающая в нагрев газа; $(\Delta E)^*$ – энергия, поступающая в нагрев газа с учетом быстрой релаксации колебательного возбуждения молекул NO.

преддиссоциации сильно-возбужденных электронных состояний кислорода (которые заселяются либо электронным ударом, либо при тушении возбужденных состояний $N_2(A^3\Sigma_u^+, B^3\Pi_g, C^3\Pi_u, a'^1\Sigma_u^-)$), а также реакции тушения возбужденных атомов $O(^1D)$ молекулами азота и др. Кроме того, учитывались реакции VT-релаксации колебательного возбуждения N_2 на атомах и молекулах кислорода [45]. Поскольку в рассматриваемых условиях ско-

рости VT-релаксации колебательного возбуждения O_2 и NO достаточно велики, колебательные температуры этих молекул считались равными газовой.

Основные реакции с участием заряженных частиц приведены в табл. 1, реакции с участием электронно-возбужденных молекул $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, $N_2(B^3\Pi_g)$, $N_2(C^3\Pi_u)$, $N_2(a'^1\Sigma_u^-)$ и атомов $N(^2D)$, $N(^2P)$, $O(^1D)$, $O(^1S)$ – в табл. 2.

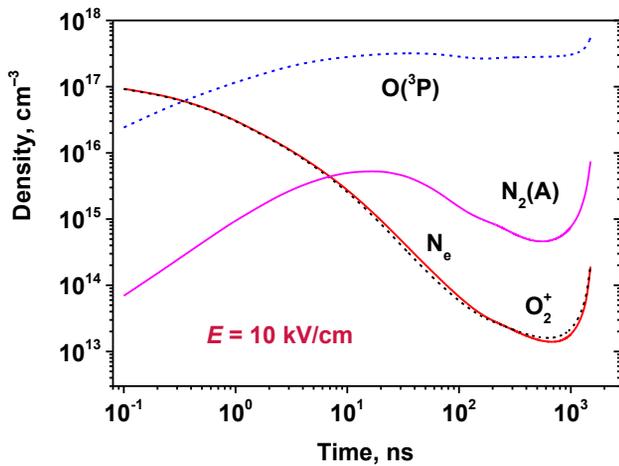


Рис. 1. Временная динамика плотности электронов, положительных ионов O_2^+ , молекул $N_2(A)$ и атомов кислорода на оси разрядного канала в воздухе

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Все представленные расчеты проводились для условий, соответствующих экспериментам [36], где была исследована динамика разряда, инициированного мощным фемтосекундным лазерным импульсом в воздухе атмосферного давления в постоянном электрическом поле. Лазерные импульсы генерировались фемтосекундной лазерной системой на кристаллах Ti:Sa [56]. Длина волны лазерного излучения составляла ~ 800 нм, длительность импульсов 70 фс, энергия в импульсе 5–10 мДж. Скоростная фоторегистрация динамики инициированного разряда проводилась с помощью стрик-камеры (модель K008M, ЗАО “Компания БИФО”) по излучению разряда в видимом диапазоне.

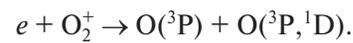
Однородное постоянное электрическое поле создавалось между двумя дисковыми электродами диаметром 200 мм и толщиной 10 мм. На один из электродов через балластное сопротивление 500 МОм подавалось напряжение от источника высокого напряжения $U = 0–130$ кВ. Потенциал второго электрода был равен потенциалу земли. Расстояние между электродами изменялось в диапазоне $d = 4–60$ мм. В центрах дисковых электродов были отверстия с закругленными краями диаметром 3 мм, через которые проходил лазерный пучок.

Как уже отмечалось, в работе [36] были получены данные о зависимости времени пробоя от напряженности поля в разряде. Момент пробоя регистрировался по резкому нарастанию тока в разрядной цепи.

В момент времени $t = 0$ задавалось начальное значение плотности заряженных частиц $N_e^0 = [O_2^+] \approx$

$\approx 10^{17}$ cm^{-3} , созданных фемтосекундным лазерным импульсом [13, 14]. Напряженность электрического поля предполагалась постоянной во времени.

На рис. 1 приведены результаты расчетов динамики плотности электронов, положительных ионов O_2^+ , а также молекул $N_2(A)$ и атомов кислорода на оси разрядного канала в воздухе при величине поля $E = 10$ кВ/см и $N_e^0 = 1.1 \cdot 10^{17}$ cm^{-3} . Поскольку поле в данном случае существенно ниже пробойного, происходит быстрый распад плазмы, созданной фемтосекундным лазерным импульсом. Заметим, что основная гибель заряженных частиц в данном случае связана не с прилипанием электронов к молекулам кислорода, а с реакциями электрон-ионной рекомбинации



Причина этого заключается в очень высокой начальной плотности заряженных частиц. Важную роль в последующей динамике разряда играет также быстрая наработка атомарного кислорода в процессе рекомбинации заряженных частиц (см. рис. 1). Концентрация атомов за несколько наносекунд достигает $[O] > 2 \cdot 10^{17}$ cm^{-3} , и эти атомы активно участвуют в реакциях отлипания электронов от отрицательных ионов O_2^-, O_3^-, O_4^- .

На рис. 2 представлена временная динамика температуры и плотности газа на оси разрядного канала для условий рис. 1. Следует отметить быстрый нагрев газа (примерно на 100 К) за первые 10 нс. Одной из основных причин такого роста температуры является тепловыделение в реакции электрон-ионной рекомбинации $e + O_2^+$. Согласно данным [50], имеет место следующее распределение продуктов этой реакции:

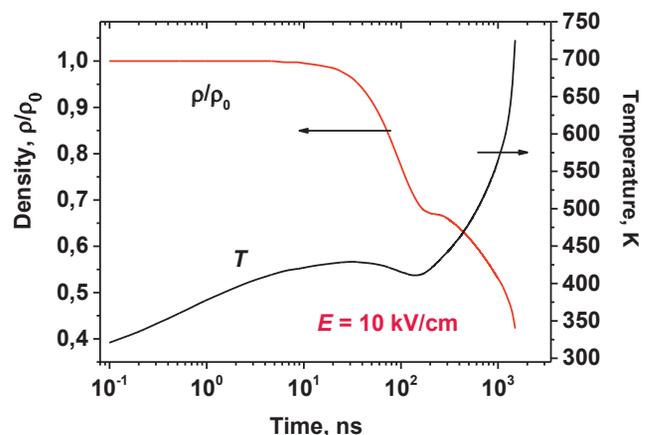


Рис. 2. Временная динамика температуры и плотности газа на оси разрядного канала в воздухе: $R_0 = 50$ мкм, $E = 10$ кВ/см, $P = 760$ Торр, $T_0 = 300$ К.

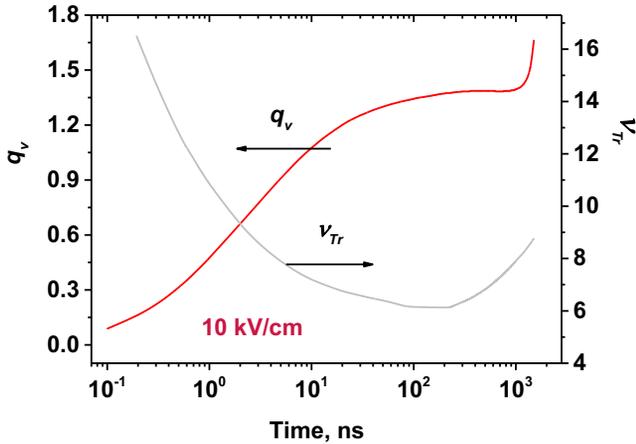
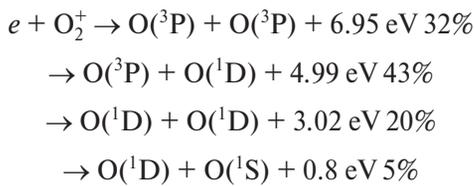


Рис. 3. Временная динамика среднего запаса колебательных квантов на молекулу N_2 , $q_v = \epsilon_v / \hbar\omega$ и числа Тринора v_{Tr} на оси разряда для условий рис. 1.



Таким образом, доля энергии, которая выделяется в этой реакции в нагрев газа, составляет 5 эВ. Снижение температуры газа на временах $t = 40$ – 140 нс, наблюдаемое на рис. 2, связано с газодинамическим адиабатическим расширением горячего канала. Это расширение сопровождается снижением плотности газа и соответствующим увеличением приведенного электрического поля E/N .

На рис. 3 приведены временные профили среднего запаса колебательных квантов на молекулу N_2 , $q_v = \epsilon_v / \hbar\omega$ и числа Тринора v_{Tr} (номера уровня, соответствующего минимуму триноровского распределения). Как видно, при $t > 10$ нс запас колебательных квантов на молекулу превышает $q_v = 1$, в результате, согласно работе [57], эффекты ангармонизма при VV-обмене начинают играть существенную роль.

Для оценки времени τ_0 , начиная с которого можно использовать выражение (8) для описания удельной мощности VV-обмена, воспользуемся выражением [55, с. 47]

$$\tau_0 \sim \frac{T(\delta_{vv})^3}{12\hbar\omega x_e Q_{10}}.$$

При $P = 760$ Торр, $T = 500$ К и $Q_{10}/[N_2] = 10^{-13}$ см³/с [57], получим $\tau_0 \sim 50$ нс. Отметим, что для более полного описания механизма нагрева газа в результате процессов VV-обмена необходимо включение в расчетную модель системы уравнений

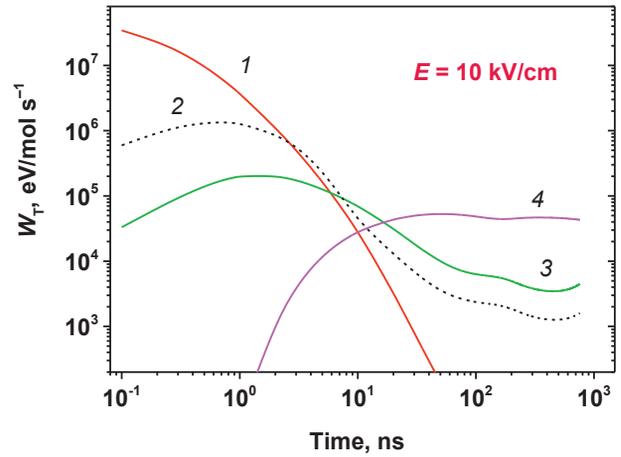


Рис. 4. Зависимость от времени интенсивности нагрева газа на оси канала W_T в процессах (эВ/мол \cdot с⁻¹) в процессах: 1 – $e + O_2^+ \rightarrow O(^3P) + O(^3P, ^1D) + \Delta E_1$; 2 – $O(^1D) + N_2 \rightarrow O(^3P) + N_2 + \Delta E_2$; 3 – $N_2(B, C, a) + O_2 \rightarrow O(^3P) + O(^3P, ^1D) + \Delta E_3$, 4 – в процессах VV-обмена.

поуровневой колебательной кинетики $N_2(v)$, что предполагается сделать в последующих работах.

Поскольку эффекты нагрева газа, снижения его плотности и увеличения E/N играют ключевую роль в динамике данного разряда, рассмотрим более подробно основные механизмы этого нагрева. На рис. 4 приведены результаты расчетов скорости нагрева газа W_T в различных процессах при $E = 10$ кВ/см. Как видно, на начальном этапе, при $t < 1$ нс, основной нагрев связан с тепловыделением в реакции электрон-ионной рекомбинации $e + O_2^+$, затем сравнимые вклады вносят реакции тушения молекул $N_2(A, B, C, a)$ кислородом и тушения возбужденных атомов $O(^1D)$ азотом. На более поздних временах, при $t > 50$ нс, основную роль в нагреве газа играют реакции VV-обмена [47, 48].

Нагрев и последующее разрежение горячего канала приводит к росту приведенного электрического поля E/N , что, в свою очередь, увеличивает скорости ионизации, электронного возбуждения $N_2(A, B, C, a)$ и диссоциации молекул кислорода электронным ударом. Рост концентрации электронно-возбужденных молекул приводит к росту скоростей ассоциативной и ступенчатой ионизации, а рост концентрации атомов кислорода – к росту частоты отлпания электронов от отрицательных ионов. В результате спад плотности заряженных частиц (до величины N_e^{\min}) сменяется их нарастанием. Характерное время, за которое расчетная концентрация электронов увеличивается до значений $N_e \geq 3 N_e^{\min}$, будем называть временем пробоя, τ_{br} . На рис. 5 приведены результаты сравнения расчетных значений

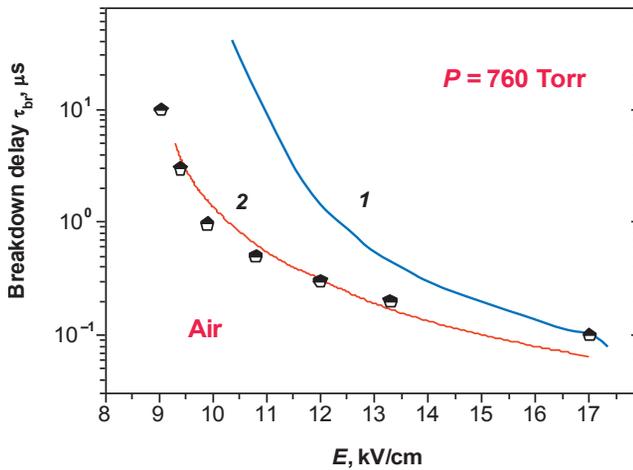


Рис. 5. Зависимость времени пробоя от величины приложенного поля в воздухе, возбужденном фемто-секундным лазерным импульсом. $P = 760$ Торр, $T_0 = 300$ К. Точки — экспериментальные данные [36], штриховая кривая 1 — расчет [37], сплошная кривая 2 — расчет данной работы.

τ_{br} (кривые 1, 2) с данными измерений [36] (точки) для различных величин поля в разряде. Кривая 1 соответствует расчетным данным работы [37]. При больших полях, $E = 17$ кВ/см, согласие расчетных данных [37] с измерениями достаточно хорошее, однако с уменьшением поля отличие расчетных значений от данных эксперимента существенно возрастает.

Причина этого, на наш взгляд, заключается в том, что в модели [37] не учитывался нагрев газа, связанный с реакциями VV-обмена, а как следует из рис. 4, именно эти процессы определяют рост температуры газа (и, соответственно, рост величины E/N) на достаточно больших временах. В результате при малых полях за счет тепловыделения в реакциях VV-обмена значительно (в десятки раз) снижается время пробоя τ_{br} .

Минимальное время пробоя, $\tau_{br} = 60\text{--}100$ нс, относительно слабо зависит от приложенного напряжения и определяются в основном характерным газодинамическим временем $\tau_g = R_c / C_s$, где R_c — радиус горячего канала, а C_s — скорость звука в канале. Причина этого состоит в том, что рост величины E/N , необходимый для пробоя, связан в основном с понижением плотности газа, которое проходит только на временах, превышающих τ_g .

Как уже отмечалось, в работе [38] также были проведены расчеты динамики разряда в постоянном электрическом поле, инициированном фемтосекундным лазерным импульсом в воздухе атмосферного давления. Полученные в расчетах [38] времена про-

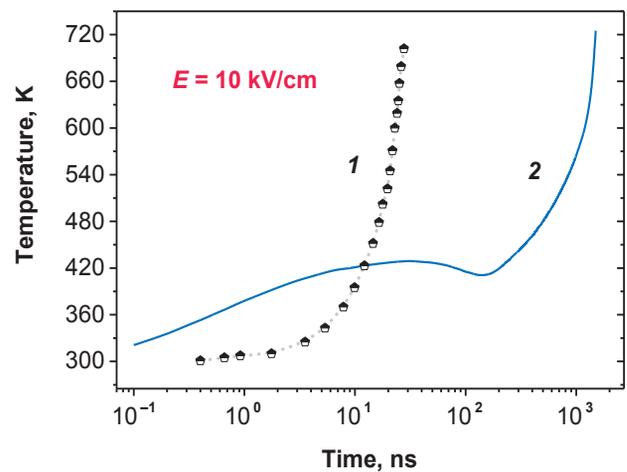


Рис. 6. Временная динамика температуры газа при $E = 10$ кВ/см, $P = 760$ Торр, $T_0 = 300$ К. Кривая 1 — результаты расчетов [38], кривая 2 — расчеты данной работы.

боя разрядного промежутка оказались очень короткими, в частности, при $E = 10$ кВ/см и $N_e^0 = 4 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, получены времена пробоя $\tau_{br} \sim 25$ нс, (согласно рис. 5, при 10 кВ/см, $\tau_{br} = 1$ мкс, что в 40 раз больше, чем 25 нс).

На рис. 6 приведены результаты сравнения динамики нагрева воздуха при $E = 10$ кВ/см, полученные в [38] и данной работе. Как видно, в этих расчетах характерные времена нагрева газа отличаются в десятки раз. Причина такого различия состоит в следующем. В работе [38] расчеты проводились в изобарическом приближении, то есть увеличение температуры газа “мгновенно” приводило к росту E/N . Соответственно, существенно увеличивались скорости ионизации, диссоциации и электронного возбуждения молекул электронным ударом. В реальности имеет место запаздывание между нагревом газа и падением его плотности, которое в данном случае составляет примерно 60–100 нс (см. рис. 2). Другим важным фактором является описание нагрева газа. В работе [38] предполагалось, что 5% энергии разряда, затрачиваемой на колебательное возбуждение молекул азота, “мгновенно” поступает в нагрев газа (см. [58]). А поскольку в рассматриваемых условиях ($E/N = 30\text{--}70$ Тд) практически вся энергия разряда поступает в колебательную подсистему молекул азота, это предположение приводит к существенному завышению скорости нагрева газа.

Согласно данным измерений [36] и результатам расчетов представленных на рис. 4, в полях $E_{min} \sim 9$ кВ/см возможно развитие пробоя в разряде, инициированном мощным фемтосекундным лазерным импульсом (при атмосферном давлении).

Важно отметить, что полученное значение E_{\min} меньше напряженности электрического поля в стримерной зоне отрицательного лидера, которая составляет 10–15 кВ/см [59, 60]. Иными словами, создание протяженного плазменного канала мощным фемтосекундным лазерным импульсом в стримерной зоне отрицательного лидера может инициировать описанные ранее процессы нагрева газа, роста приведенного поля E/N и степени ионизации в созданном канале. Следствием этого может быть поляризация этого канала, усиление поля на его полюсах с последующим формированием системы положительных и отрицательных стримеров.

В заключение остановимся на возможности дополнительной экспериментальной проверки полученных в данной работе расчетных результатов. Как уже отмечалось, ключевыми процессами, определяющими эволюцию параметров данного разряда, являются процессы нагрева газа, приводящие к последующему снижению его плотности и росту E/N . Для измерения температуры газа может быть использована методика, основанная на обработке вращательной структуры излучения 2^+ системы азота (переход $N_2(C) \rightarrow N_2(B)$) [61]. Для адекватного использования данной методики, необходимо чтобы вращательное распределение $N_2(C)$ повторяло вращательное распределение основного состояния. Это условие выполняется, когда заселение состояния $N_2(C)$ происходит электронным ударом из основного состояния $e + N_2(X) \rightarrow e + N_2(C)$. Если это не так и имеются другие достаточно эффективные каналы заселения $N_2(C)$, например pooling reaction $N_2(A) + N_2(A) \rightarrow N_2(C) + N_2$ [44, 52], вращательные распределения $N_2(C)$ и основного состояния могут существенно различаться и данная методика неприменима.

На рис. 7 приведены результаты сравнения объемных скоростей заселения состояния $N_2(C)$ в реакциях: $e + N_2 \rightarrow e + N_2(C)$ и $N_2(A) + N_2(A) \rightarrow N_2(C) + N_2$. Как видно, на временах $t = 10\text{--}80$ нс скорости заселения $N_2(C)$ в этих процессах сравнимы по величине. При $t > 100$ нс заселение $N_2(C)$ электронным ударом из состояния $N_2(X)$ является доминирующим, и на этих временах возможно адекватное измерение температуры газа в рамках методики [61].

Отдельный интерес представляет вопрос о возможном влиянии продольной неоднородности параметров лазерного канала на времена пробоя разрядного промежутка. В мощных фемтосекундных лазерных импульсах, по-видимому, возможно чередование областей с более высокой и менее высокой плотностью электронов. Времена пробоя существенно зависят от начальной плотности заряженных

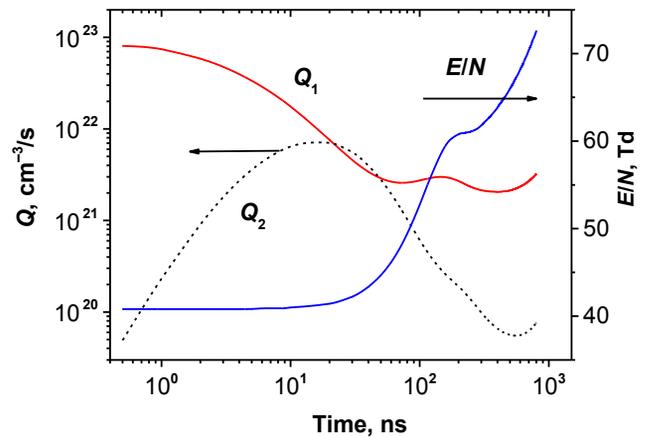


Рис. 7. Временная динамика приведенного электрического поля E/N и объемных скоростей наработки молекул $N_2(C)$ на оси канала в реакциях: (Q_1) $e + N_2 \rightarrow e + N_2(C)$; (Q_2) $N_2(A) + N_2(A) \rightarrow N_2(C) + N_2$.

частиц, причем минимальные значения τ_{br} будут соответствовать областям с максимальной плотностью электронов. Продольные размеры этих областей будут значительно превышать поперечные, поэтому рассмотрение механизма пробоя в рамках 1D-осесимметричной модели, как это сделано в данной работе, является оправданным. Пробой в областях с максимальной плотностью электронов приведет к вытеснению электрического поля, перераспределению потенциала и быстрому распространению волны пробоя в остальной части разрядного промежутка.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты численного моделирования эволюции параметров разряда в постоянном электрическом поле, инициированного мощным фемтосекундным лазерным импульсом в воздухе атмосферного давления. Расчеты проводились в рамках 1D-осесимметричной модели, описывающей эволюцию радиальных профилей основных параметров исследуемого разряда. Модель включает достаточно полное описание кинетических процессов в данном разряде, систему реакций, определяющих нагрев газа, а также систему газодинамических уравнений для описания расширения и разрежения нагретого канала.

Результаты расчетов времени пробоя разрядного промежутка τ_{br} согласуются с данными измерений во всем исследованном диапазоне напряженностей постоянного электрического поля, $E = 9\text{--}17$ кВ/см. Показано, что одним из ключевых факторов, определяющих эволюцию параметров данного разряда, является темп нагрева газа. На временах, превышающих характерное время выравнивания давления

в канале, рост температуры газа приводит к снижению его плотности, росту приведенного электрического поля E/N и удельной мощности разряда. Это, в свою очередь, приводит к дальнейшему росту темпа нагрева газа, E/N и, в конечном счете, к пробое разрядного промежутка.

Результаты расчетов подтвердили резкую зависимость времени пробоя разрядного промежутка от приложенного напряжения. Показана возможность развития пробоя в поле $E_{\min} = 8.5\text{--}9$ кВ/см при атмосферном давлении, что в 3.5 раза меньше пробойного поля (при атмосферном давлении). Кроме того, полученное значение E_{\min} меньше характерной напряженности электрического поля в стримерной зоне отрицательного лидера, которая составляет 10–15 кВ/см [59, 60]. Таким образом, создание протяженного плазменного канала мощным фемтосекундным лазерным импульсом в стримерной зоне отрицательного лидера может инициировать описанные процессы нагрева газа, роста E/N и степени ионизации в созданном канале. Следствием этого может быть поляризация канала, усиление поля на его полюсах с последующим формированием системы положительных и отрицательных стримеров.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках проекта Национального центра физики и математики “Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика”.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zhao X.M., Diels J.-C., Wang C.Y., Elizondo J.M. // IEEE J. Quantum Electron. 1995. V. 31. P. 599.
2. Braun A., Korn G., Liu X., Du D., Squier J., Mourou G. // Opt. Lett. 1995. V. 20(1). P. 73.
3. Koopman D.W., Wilkerson T.D. // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. P. 1883.
4. Greig J.R., Koopman D.W., Fernsler R.F., Pechacek R.E., Vitkovitsky I.M., Ali A.W. // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 41. P. 174.
5. Fujiwara E., Izawa Y., Kawasaki Z., Matsuura K., Yamanaka C. // The Review of Laser Engineering. 1991. V. 19(6). P. 528–537.
6. Miki M., Aihara Y., Shindo T. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1993. V. 26. P. 1244–1252.
7. Shindo T., Aihara Y., Miki M., Suzuki T. // IEEE Tran. on Power Delivery. 1993. V. 8. P. 1.
8. Aihara Y., Shindo T., Miki M., Suzuki T. // Electrical Engineering in Japan. 1993. V. 113(4). P. 66
9. Honda C., Takuma T., Muraoka K., Akasaki M., Kinoshita F., Katakira O. // Electrical Engineering in Japan. 1994. V. 114(7). DOI: 10.1002/EEJ.4391140704
10. Wang D., Kawasaki Z.-I., Matsuura K., Shimada Y., Uchida S., Yamanaka C., Fujiwara E., Izawa Y., Simokura N., Sono Y. // J. Geophys. Res. D. 1994. V. 99. P. 16907–16912.
11. Shimada Y., Uchida S., Yasuda H., Motokoshi S., Yamanaka C., Kawasaki Z.-I., Yamanaka T., Ishikubo Y., Adachi M. // Proc. SPIE 3423, Second GR-I International Conference on New Laser Technologies and Applications, (14 July 1998). <https://doi.org/10.1117/12.316594>
12. Uchida S., Shimada Y., Yasuda H., Motokoshi S., Yamanaka C., Yamanaka T., Kawasaki Z.-I., Tsubakimoto K. // J. Opt. Technol. 1999. V. 66(3). P. 199.
13. Bodrov S., Bukin V., Tsarev M., Murzanev A., Garnov S., Aleksandrov N., Stepanov A. // Optics Express. 2011. V. 19. P. 6829–6835.
14. Bodrov S., Aleksandrov N., Tsarev M., Murzanev A., Kochetov I., Stepanov A. // Phys. Rev. 2013. V. 87. P. 053101.
15. Comtois D., Chien C.Y., Desparois A., Ge'nin F., Jarry G., Johnston T.W., Kieffer J.-C., La Fontaine B., Martin F., Mawassi R., Pépin H., Rizk F.A.M., Vidal F. // Appl. Phys. Lett., 2000. V. 76. P. 819–821.
16. Pépin H., Comtois D., Vidal F., Chien C.Y., Desparois A., Johnston T.W., Kieffer J.C., La Fontaine B., Martin F., Rizk F.A.M. // Phys. Plasmas 2001. V. 8. P. 2532–2539.
17. Rodriguez M., Sauerbrey R., Wille H., Wöste L., Fujii T., André Y.-B., Mysyrowicz A., Klingbeil L., Rethmeier K., Kalkner W., Kasparian J., Salmon E., Yu J., Wolf J.-P. // Opt. Lett. 2002. V. 27. P. 772.
18. Gordon D.F., Ting A., Hubbard R.F., Briscoe E., Manka C., Slinker S.P., Baronavski A.P., Ladouceur H.D., Grounds P.W., Girardi P.G. // Physics of Plasmas. 2003. V. 10. P. 4530.
19. Kasparian J., Rodriguez M., Mejean G., Yu J., Salmon E., Wille H., Bourayou R., Frey S., André Y.-B., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wolf J.-P., Woeste L. // Science. 2003. V. 301. P. 61.
20. Ackermann R., Stelmaszczyk K., Rohwetter P., Méjean G., Salmon E., Yu J., Kaspariana J., Méchain G., Bergmann V., Schaper S., Weise B., Kumm T., Rethmeier K., Kalkner W., Wolf J. P. // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 85. P. 23.
21. Ackermann R., Mechain G., Mejean G., Bourayou R., Rodriguez M., Stelmaszczyk K., Kasparian J., Yu J., Salmon E., Tzortzakis S., André Y.-B., Bourrillon J.-F., Tamin L., Cascelli J.-P., Campo C., Davoise C., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wöste L., Wolf J.-P. // Appl. Phys. B. 2006. V. 82. P. 561–566.

22. Méjean G., Ackermann R., Kasparian J., Salmon E., Yu J., and Wolf J.-P. Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. P. 021101.
23. Fujii T., Miki M., Goto N., Zhidkov A., Fukuchi T., Oishi Y., Nemoto K. // Physics of Plasmas. 2008. V. 15. P. 013107.
24. Zhang Z., Lu X., Liang W.-X., Hao Z.-Q., Zhou M.-L., Wang Z.-H., Liu X. and Zhang J. // Optics Express. 2009. V. 17. P. 3461–3468.
25. Leonov S.B., Firsov A.A., Shurupov M.A., Michael J.B., Shneider M.N., Miles R.B., Popov N.A. // Physics of Plasmas 2012. V. 19. P. 123502.
26. Daigle J.-F., Theberge F., Lassonde P., Kieffer J.-C., Fujii T., Fortin J., Châteauneuf M., Dubois J. // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 103. P. 184101.
27. Arantchouk L., Point G., Brelet Y., Prade B., Carbonnel J., Andre Y.-B., Mysyrowicz A., Houard A. // J. Appl. Phys. 2014. V. 116. P. 013303.
28. Schmitt-Sody A., Lucero A., French Da., Latham W.P., White W., Roach W.P. // Optical Engineering 2014. V. 53. P. 051504.
29. Théberge F., Daigle J.-F., Kieffer J.-C., Vidal F., Châteauneuf M. // Sci. Rep. 2017. V. 7. P. 40063.
30. Produit T., Walch P., Schimmel G., Mahieu B., Herkommer C., Jung R., Metzger T., Michel K., Andre Y.-B., Mysyrowicz A., Houard A., Kasparian J., Wolf J.-P. // Optics Express. 2019. V. 27. P. 11339.
31. Vidal F., Comtois D., Ching-Yuan Chien, Desparois A., La Fontaine B., Johnston T.W., Kieffer J.-C., Mercure H.P., Pépin H., Rizk F.A. // IEEE Trans. Plasma Science. 2000. V. 28. P. 418.
32. Tzortzakis S., Prade S.B., Franco M., Mysyrowicz A. // Phys. Rev. E. 2001. V. 64. P. 57401.
33. Cheng Y.-H., Wahlstrand J.K., Jhajj N., Milchberg H.M. // Opt. Express. 2013. V. 21. P. 4740.
34. Lahav O., Levi L., Orr I., Nemirovsky R.A., Nemirovsky J., Kammer I., Segev M., Cohen O. // Phys. Rev. A. 2014. V. 90. P. 021801(R).
35. Point G., Milian C., Couairon A., Mysyrowicz A., Houard A. // J. Phys. B. 2015. V. 48. P. 094009.
36. Богатов Н.А., Степанов А.Н. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 198.
37. Александров Н.Л., Базелян Э.М., Богатов Н.А., Киселев М.А., Степанов А.Н. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. С. 1142.
38. Petrova Tz.B., Ladouceur H.D., Baronavski A.P. // Physics of Plasmas. 2008. V. 15. P. 053501.
39. Hagelaar G.J., Pitchford L.C. // Plasma Sources Sci. Technol. 2005. V. 14. P. 722.
40. Phelps A.V., Pitchford L.C. // Phys Rev A. 1985. V. 31. P. 2932–2949.
41. Врагинский О.В., Vasilieva A.N., Klopovskiy K.S., Kovalev A.S., Lopaev D.V., Proshina O.V., Rakhimova T.V., Rakhimov A.T. // J. Phys. D Appl. Phys. 2005. V. 38. P. 3609.
42. Kovalev A.S., Lopaev D.V., Mankelevich Y.A., Popov N.A., Rakhimova T.V., Poroykov A.Y., Carroll D.L. // J. Phys. D Appl. Phys. 2005. V. 38. № 14. P. 2360.
43. Александров Н.Л., Кочетов И.В. // ТВТ. 1987. Т. 25. С. 766–771.
44. Kossyi I.A., Kostin A.Y., Matveev A.A., Silakov V.P. // Plasma Sources Sci. Technol. 1992. V. 1. P. 207–227.
45. Popov N.A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. V. 44. P. 285201.
46. Popov N.A. // Plasma Sources Sci. Technol. 2016. V. 25. P. 044003.
47. Biberman L.M., Vorob'ev V.S., Yakubov I.T. Kinetics of non-equilibrium low-temperature plasmas. Plenum, New York. 1987.
48. Da Silva C.L., Pasko V.P. // J. Geophys. Res. 2013. V. 118. P. 13561–13590.
49. Акишев Ю.С., Демьянов А.В., Кочетов И.В., Ханартович А.П., Пашкин С.В., Пономаренко В.В., Певгов В.Г., Подобедов В.Б. // ТВТ. 1982. Т. 20. С. 818–827.
50. Florescu A.I., Mitchell J.B.A. Physics Reports. 2006. V. 430. P. 277.
51. Benilov M.S., Naidis G.V. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2003. V. 36. P. 1834.
52. Herron J.T. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1999. V. 28(5). P. 1453.
53. Popov N.A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. V. 46. P. 355204.
54. Shkurenkov I., Burnette D.D., Lempert W.R., Adamovich I.V. // Plasma Sources Sci. Technol. 2014. V. 23. P. 065003.
55. Capitelli M., Ferreira C.M., Gordiets B.F., Osipov A.I. Plasma Kinetics in Atmospheric Gases. Berlin: Springer. 2000.
56. Степанов А.Н., Бабин А.А., Киселев А.М., Сергеев А.М. // Квантовая электроника. 2001. Т. 31. С. 623.
57. Демьянов А.В., Жданок С.А., Кочетов И.В., Ханартович А.П., Певгов В.Г., Старостин А.Н. // ПМТФ. 1981. № 3. С. 5–10.
58. Petrova Tz.B., Ladouceur H.D., Baronavski A.P. // Phys. Rev. 2007. V. 76. P. 066405.
59. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Искровой разряд. М.: МФТИ, 1997.
60. Guo B., Li X., Ebert U., Teunissen J. // Plasma Sources Sci. Technol. 2022. V. 31. P. 095011.
61. Laux C.O., Spence T.G., Kruger C.H., Zare R.N. // Plasma Sources Sci. Technol. 2003. V. 12.

DYNAMICS OF A DISCHARGE INITIATED BY A POWERFUL FEMTOSECOND LASER PULSE IN ATMOSPHERIC PRESSURE AIR IN PRE-BREAKDOWN ELECTRICAL FIELDS

N. A. Popov^a, N. A. Bogatov^b, A. N. Vocharov^c, E. A. Mareev^b

^a *Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn institute of nuclear physics, Moscow, Russia*

^b *Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia*

^c *Joint Institute for High Temperatures of the Russian Academy, Moscow, Russia*

Numerical modeling of the dynamics of a discharge initiated by a high-power femtosecond laser pulse in air at atmospheric pressure in pre-breakdown fields was carried out. Calculations were conducted within the framework of a 1D-axisymmetric model that describes the evolution of the radial profiles of the main parameters of the discharge under study. The model includes a system of reaction that determine gas heating and a detailed description of the kinetic processes in a given discharge, as well as a system of gas-dynamic equations to describe the expansions of the heated channel. The results of calculations of the breakdown time of the discharge gap are consistent with the measurement data over the entire studied range of electric field strengths, $E = 9\text{--}17$ kV/cm. It is shown that one of the key factors determining the evolution of the parameters of a given discharge is the rate of gas heating.

Keywords: electric discharge, laser pulse, atmospheric pressure, breakdown

УДК 537.523.9, 537.523.2

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ФИЛАМЕНТАЦИИ НАНОСЕКУНДНОГО ПОВЕРХНОСТНОГО БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА. ЧАСТЬ 1. ПРИБЛИЖЕНИЕ ЛОКАЛЬНОГО ПОЛЯ

© 2024 г. В. Р. Соловьев*, Д. А. Лисицын, Н. И. Караваева

*Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская область, Россия*** e-mail: vic_sol@mail.ru*

Поступила в редакцию 17.10.2023 г.

После доработки 11.11.2023 г.

Принята к публикации 15.11.2023 г.

Проведено численное исследование применимости ранее предложенного механизма филаментации поверхностного барьерного разряда в азоте при положительной полярности наносекундного импульса напряжения к описанию аналогичного процесса в азоте и воздухе в случае импульса отрицательной полярности. Результаты расчетов показали, что и в этом случае и в азоте, и в воздухе есть признаки успешного моделирования эффекта филаментации, но при этом общая динамика развития разряда качественно расходится с наблюдаемой в эксперименте. Предполагается, что причина неудачного моделирования в грубости используемого приближения локального поля в областях с резкими градиентами концентрации электронов, присущими зоне филаментации.

Ключевые слова: поверхностный барьерный разряд, стример, филамент, приближение локального поля

DOI: 10.31857/S0367292124010113 EDN: SJGRUZ

1. ВВЕДЕНИЕ

Численному моделированию развития поверхностного барьерного разряда, возбуждаемого импульсом напряжения длительностью 20–50 нс, называемого наносекундным поверхностным барьерным разрядом (ПБР), по-прежнему уделяется много внимания [1–5] не только из-за его потенциального применения в аэродинамических приложениях [2, 6, 7] и задачах инициации/стабилизации горения [8, 9], но и в силу необъясненного пока эффекта филаментации [10–14], который кардинально меняет свойства этого разряда и возможности его практического применения в названных областях.

Открытый в эксперименте [10] эффект филаментации заключается в том, что при достаточно высоких амплитудах импульса напряжения и плотностях газа (азота или воздуха) хорошо известная квазигомогенная стримерная фаза развития разряда за несколько наносекунд сменяется фазой филаментарной, когда вместо набора близко расположенных стримеров появляются более яркие четко выраженные каналы-филаменты, между которыми расстояние приблизительно на порядок больше, чем между стримерами.

Исследование свойств этих филаментов [11–14] показало, что концентрация электронов в них на 2–3 порядка больше, чем в стримере, и приближа-

ется к значению локального термодинамического равновесия, а энерговыделение также резко возрастает. При этом на начальном этапе формирования филамента газовая температура внутри него остается почти неизменной, т.е. близкой к 300 К.

В работе [15] была предпринята попытка объяснить явление филаментации в случае импульса напряжения положительной полярности, когда между стримером и поверхностью диэлектрика существует зазор [1, 16]. Было показано: действительно, с повышением плотности газа (азота или воздуха) и увеличением амплитуды импульса напряжения на обращенной к диэлектрику границе стримера за счет дополнительной ступенчатой ионизации возбужденных состояний молекулы N_2 может развиваться тонкий слой с нарастающей во времени плотностью плазмы. Концентрация электронов и ионов в этом слое повышается приблизительно на два порядка по сравнению с исходной концентрацией плазмы в канале стримера. То есть по свойствам эта структура похожа на наблюдаемый в экспериментах филамент.

В данной работе представлены результаты применения разработанной ранее [15] и модифицированной модели для случая возбуждения ПБР импульсом напряжения отрицательной полярности, чтобы проверить, работает ли предложенный меха-

низм и в случае импульса напряжения отрицательной полярности, когда область разрядной плазмы не отделена от поверхности диэлектрика четко выраженным зазором и разряд стелется по поверхности диэлектрика [1, 16, 17].

Моделирование, как и в работе [15], ведется в приближении локального поля, когда константы всех неупругих процессов с участием электронов считаются функциями локального значения приведенного электрического поля E/N (E — напряженность электрического поля, N — плотность газа) и определяются из решения уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергиям.

Описание исходной модели

Схема реализации ПБР представлена на рис. 1. Задача решается в 2D-приближении в предположении постоянства параметров вдоль оси Z .

Используемая модель представляет собой решение уравнений переноса электронов и ионов в 2D-дрейфово-диффузионном приближении:

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \nabla \mathbf{J}_k = S_k - R_k, \quad k = i, e, ni \quad (1)$$

и уравнения Пуассона для потенциала ϕ самосогласованного электрического поля \mathbf{E}

$$\nabla(\epsilon \nabla \phi) = -4\pi e(n_i - n_{ni} - n_e), \quad \mathbf{E} = -\nabla \phi, \quad (2)$$

где n_i и n_{ni} есть концентрации положительных и отрицательных ионов, а n_e — концентрация электронов. Потоки \mathbf{J}_k заряженных частиц есть

$$\mathbf{J}_e = -n_e K_e \mathbf{E} - \nabla(D_e n_e), \quad (3)$$

$$\mathbf{J}_i = n_i K_i \mathbf{E}, \quad \mathbf{J}_{ni} = n_{ni} K_{ni} \mathbf{E}, \quad (4)$$

где K и D — подвижность и коэффициент диффузии.

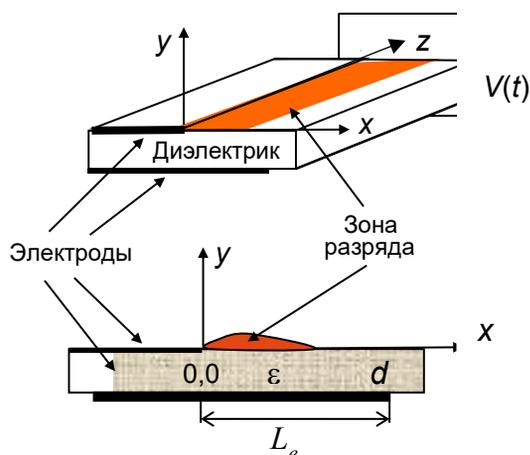


Рис. 1. Схема реализации поверхностного барьерного разряда.

В случае азота из-за быстрой конверсии иона N_2^+ в ион N_4^+ предполагается, что положительные ионы представлены только ионами N_4^+ , а в случае воздуха из-за быстрой перезарядки молекулярных ионов азота на молекулах кислорода с последующей конверсией — ионами O_4^+ .

Отрицательные ионы представлены атомарными ионами O^- , получающимися в ходе диссоциативного прилипания электрона к молекуле O_2 , и молекулярными ионами O_2^- , возникающими в процессе трехтельного прилипания электрона к молекуле O_2 . Подробное описание модели представлено в работах [1, 16, 18].

Выражения для источников S_k и стоков R_k в уравнении (1) описывают ионизацию электронным ударом молекул N_2 и O_2 из основного состояния, диссоциативную рекомбинацию молекулярного иона и электрона с константой скорости рекомбинации k_{dr} и оба вида прилипания электронов с константами скорости k_{at1} и k_{at2} :

$$S_{e,i} = S_{ph} + k_{iN_2} N(1 - \alpha)n_e + k_{iO_2} N \alpha n_e, \quad (5)$$

$$R_i = k_{dr} n_e n_i, \quad (6)$$

$$R_e = k_{dr} n_e n_i + k_{at1} n_e \alpha N + k_{at2} n_e \alpha N^2. \quad (7)$$

Здесь N — концентрация газа в целом, α — содержание кислорода в смеси.

Источник фотоионизации S_{ph} в уравнении (5) описывает ионизацию молекул O_2 УФ-излучением возбужденных молекул $N_2(b^1\Pi_u, b^1\Sigma_u^+, c_4^1\Sigma_u^+)$ в полосе 98.0–102.5 нм, которое генерируется в зоне разряда. Согласно выводам работы [19], для успешного развития стримера в “чистом” N_2 достаточно $10^{-4}\%$ примеси O_2 , поэтому при моделировании развития разряда в “чистом” N_2 мы полагали $\alpha = 0.001$. Такая примесь O_2 практически не влияет на кинетику, но является достаточной для моделирования примеси O_2 , обеспечивающей источник фотоионизации.

Вычисление источника S_{ph} базируется на модели, предложенной в работе [20], и реализуется решением уравнения переноса УФ-излучения в приближении лучистой теплопроводности [1]. Максимум этого источника находится в области фронта стримера, но его наличие существенно и для периферии разряда.

Кинетика возбужденных состояний молекулы азота $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, $N_2(B^3\Pi_g)$, $N_2(C^3\Pi_u)$ и блока синглетных состояний H с энергией возбуждения около 13 эВ $N_2(1^1\Sigma_u, 1^1\Pi_u)$, которые мы будем обозначать, как состояния A , B , C и H соответственно,

Таблица 1. Константы скоростей процессов

Процесс		Константа скорости, см ³ /с	Ссылка
A1	$e + N_2 \rightarrow N_2(A) + e$	$10^{-8.4-14/\gamma}$	[21]
A2	$e + N_2 \rightarrow N_2(B) + e$	$10^{-8.2-14.8/\gamma}$	
A3	$e + N_2 \rightarrow N_2(C) + e$	$10^{-7.8-25/g}$	
A4	$e + N_2 \rightarrow N_2(H) + e$	$10^{-7.9-36/g}$	
A5	$e + N_2 \rightarrow N_2(a\phi) + e$	$10^{-8.8-16.7/g} + 10^{-8.5-17.4/g} + 10^{-8.7-17.5/\gamma}$	
A6	$N_2(A) + O_2 \rightarrow N_2(X) + 2O$	$1.7 \cdot 10^{-12}$	[22]
A7	$N_2(A) + O_2 \rightarrow N_2(X) + O_2$	$7.5 \cdot 10^{-13}$	
A8	$N_2(B) + O_2 \rightarrow N_2(X) + 2O$	$3 \cdot 10^{-10}$	
A9	$N_2(B) + N_2 \rightarrow N_2(A) + N_2$	$1 \cdot 10^{-11}$	[22]*
A10	$N_2(C, H) + O_2 \rightarrow N_2(X) + 2O$	$3 \cdot 10^{-10}$	
A11	$N_2(C, H) + N_2 \rightarrow N_2 + N_2$	$1 \cdot 10^{-11}$	[22]
A12	$N_2(C) \rightarrow N_2(B) + \hbar\omega$	$3 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$	
A13	$N_2(C) + e \rightarrow N(S) + N(S) + e$	$5.4 \cdot 10^{-7-9.6/g}$	[23]
A14	$N_2(C) + e \rightleftharpoons N_2(B) + e$	$10^{-7}, 10^{-7} \cdot \exp(-3.68/T_e(\text{эВ}))$	[24]
A15	$N_2(B) + e \rightleftharpoons N_2(A) + e$	$10^{-7}, 5 \cdot 10^{-7} \cdot \exp(-1.18/T_e(\text{эВ}))$	
A16	$N_2(H) + e \rightleftharpoons N_2(a') + e$	$10^{-7}, 1.6 \cdot 10^{-7} \cdot \exp(-4.46/T_e(\text{эВ}))$	
A17	$N_2(A) + e \rightarrow N_2^+ + 2e$	$10^{-8.2-21.1/\gamma}$	[21]
A18	$N_2(C, H) + e \rightarrow N_2^+ + 2e$	$10^{-6.82-10/\gamma}$	
A19	$N_2(A) + N_2(A) \rightarrow N_2(C) + N_2(X)$	$1.5 \cdot 10^{-10}$	[22]
A20	$N_2(H) \rightarrow N_2(S) + N(D)$	$0.5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$	[25]
A21	$N_2(C) + e \rightarrow N_2^* + e \rightarrow N_2^+ + 2e$	$0.4 \cdot 10^{-8} \left(\frac{13.6}{T_e(\text{эВ})} \right)^3 \exp(-4.55/T_e(\text{эВ})_e)$?
A22	$N_2(H) + e \rightarrow N_2^* + e \rightarrow N_2^+ + 2e$	$0.9 \cdot 10^{-8} \left(\frac{13.6}{T_e(\text{эВ})} \right)^3 \exp(-2.58/T_e(\text{эВ})_e)$?
A23	$e + O_4^+ \rightarrow O_2 + O_2$	$1.4 \cdot 10^{-6} \left(\frac{0.026}{T_e(\text{эВ})} \right)^{0.5}$	[22]
A24	$e + N_4^+ \rightarrow N_2 + N_2$	$2 \cdot 10^{-6} \left(\frac{0.026}{T_e(\text{эВ})} \right)^{0.5}$	

* Данные для H -состояния взяты по аналогии с C -состоянием; $\gamma = E/N/(10^{-16} \text{ В} \cdot \text{см}^2)$.

описывается уравнениями баланса без учета пространственного переноса:

$$\frac{\partial N_k}{\partial t} = S_k - R_k, \quad k = A, B, C, a', H. \quad (8)$$

В табл. 1 представлены учитываемые процессы с участием возбужденных состояний молекулы N_2 . Для процессов A14–A16 указаны константы процессов девозбуждения уровней и обратного ему возбуждения электронным ударом. Температура электронов T_e и константы скорости процессов с участием высокоэнергетичных электронов, как функции E/N , вычислялись на основе численного решения уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергиям [21].

Построенная по результатам работы [21] аппроксимация численного решения для T_e имеет вид

$$T_e[\text{эВ}] = \begin{cases} T_a + 0.39\gamma^{0.725} = T_a + 0.073 \left(\frac{E}{N} \right)^{0.725} \\ \left(\frac{E}{N} \right) \geq 15 \text{ Тд,} \\ T_a + 0.15\gamma^{1.08} = T_a + 0.012 \left(\frac{E}{N} \right)^{1.08} \\ \left(\frac{E}{N} \right) < 150 \text{ Тд,} \end{cases} \quad (9)$$

а подвижности электронов –

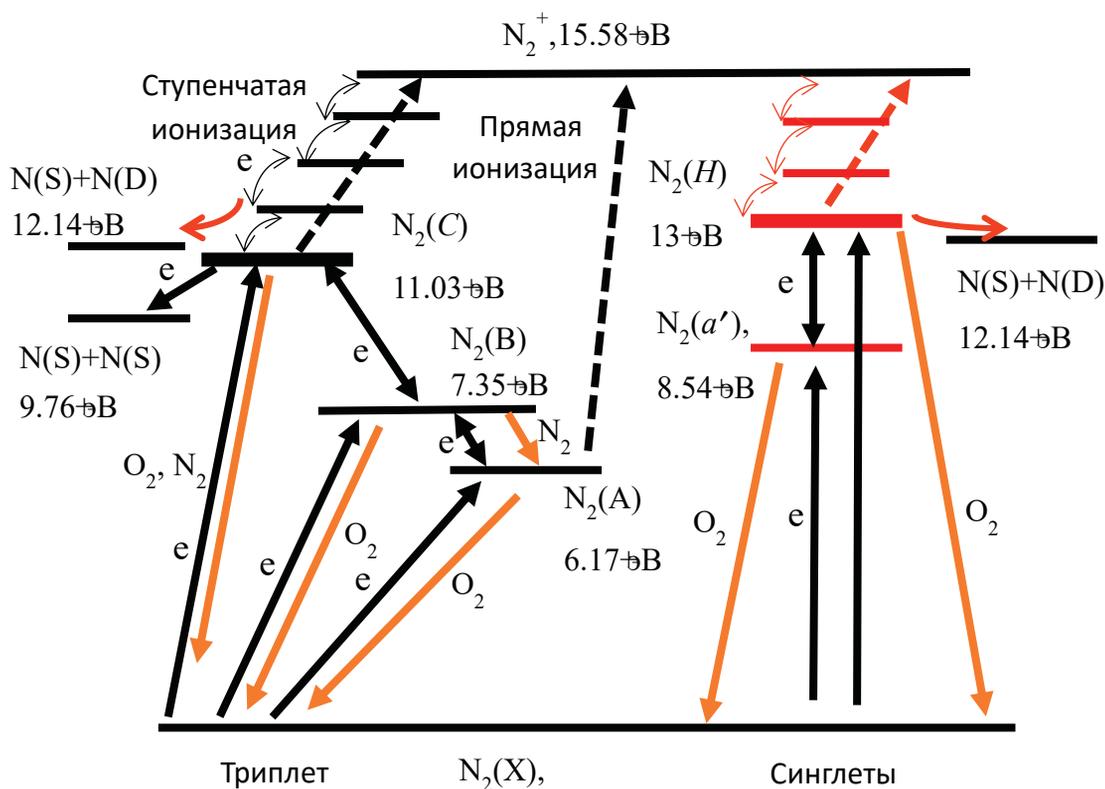


Рис. 2. Схема учитываемых процессов.

$$K_e = 772 \frac{N_0}{N\gamma^{0.225}} = 1296 \frac{N_0}{N \left(\frac{E}{N}\right)^{0.225}} \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}. \quad (10)$$

Здесь T_e и температура газа T_a , выражены в эВ; $\gamma = E/N/(10^{-16} \text{ В см}^2)$ — безразмерная величина приведенного электрического поля E/N , N_0 — плотность газа при нормальных условиях.

В развитие модели работы [15], ранее разработанной для анализа процесса филаментации ПБР при положительной полярности импульса напряжения, к учитываемым возбужденным состояниям молекулы N_2 добавлен трек синглетных состояний a' и H . Весь набор состояний и переходов между ними показан на рис. 2, а константы скоростей реакций для чистого азота — в табл. 1 [21–25]. В случае воздуха константы скоростей реакций с участием электронов вычислялись аналогично по функции распределения электронов по энергиям в воздухе [21], отличие от констант в чистом азоте не превышает 10–15%.

Для вычисления констант ступенчатой ионизации из состояний C и H по каскадам триплетных и синглетных термов (соответственно процессы A21 и A22) использовалось аналитическое выражение [26]

$$k_{st} = \beta \frac{g_i}{g^*} \frac{me^{10}}{\hbar^3 T_e^3} \exp(-I^* / T_e), \quad (11)$$

где β — множитель, зависящий от структуры термов атома/молекулы; m , e — масса и заряд электрона, $g_i = 2$, g^* — статистические веса иона N_2^+ и возбужденного состояния, из которого рассматривается ионизация, \hbar — постоянная Планка, I^* — потенциал ионизации возбужденного состояния ($I^* = 4.55$ эВ, $g^* = 18$ для состояния C и $I^* = 2.58$ эВ, $g^* = 8$ — для H).

В нашей работе было принято фактически максимальное значение $\beta = 0.77$, которое получается, если при расчете константы ступенчатой ионизации/рекомбинации использовать наиболее точные значения сечений перехода между сильно возбужденными состояниями атома, вычисленными методом Монте-Карло [26].

В диапазоне изменения E/N от 100 до 1000 Тд температура электронов T_e растет, а константа ступенчатой ионизации (A22) падает от 10^{-6} до $3 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$. Рост константы ступенчатой ионизации с понижением температуры обусловлен многоступенчатостью этого процесса, реализованного в переходах электрона по близко лежащим связанным состояниям — диффузии в пространстве энергии. В силу этого экспоненциальный фактор активационного

барьера имеет меньшее значение, чем константы переходов между возбужденными состояниями, растущие с понижением энергии электронов и формирующие предэкспоненциальный фактор в формуле (11).

2.1. Коррекция констант скоростей неупругих процессов

Уравнение для энергии единицы объема электронного газа имеет вид [27]

$$\frac{\partial n_e \bar{\varepsilon}}{\partial t} + \nabla \left(\frac{5}{3} \bar{\mathbf{J}}_e - \lambda_\varepsilon \nabla \bar{\varepsilon} \right) = e \mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E} - n_e N \sum_k I_k^* k_k(\bar{\varepsilon}) - n_e W_{el}, \quad (12)$$

$$\lambda_\varepsilon = \frac{5}{3} D_e n_e, \quad \bar{\varepsilon} = \frac{3}{2} T_e, \quad (13)$$

где $\bar{\varepsilon}$ — средняя энергия электрона, а λ_ε — коэффициент электронной теплопроводности.

В правой части уравнения первый член описывает набор энергии электроном в электрическом поле, второй и третий — потери на неупругие и упругие столкновения, соответственно; I_k^* — энергетический порог процесса k , а $k_k(\bar{\varepsilon})$ — константа скорости этого процесса.

В условиях, характерных для ПБР приведенных полей $E/N > 100$ Тд ($1 \text{ Тд} = 10^{-17} \text{ В} \cdot \text{см}^2$) упругие потери $n_e W_{el}$ и потери на возбуждение колебательных состояний пренебрежимо малы, и основными потерями являются потери на ионизацию и возбуждение электронных состояний молекул газа [21].

В приближении локального поля, используемом практически всеми исследователями, и в частности в данной работе, левая часть уравнения (12) предполагается равной нулю, и коррекция решения на случай пространственно неоднородного распределения электронов сводится к учету диффузионного потока в процессе набора электроном энергии в электрическом поле. Уравнение (12) принимало вид

$$e \mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E} = n_e N \sum_k I_k^* k_k(\bar{\varepsilon}) \quad (14)$$

или, после подстановки выражения (3) для потока электронов,

$$e K_e E^2 \left(1 + \frac{\mathbf{E} \cdot \nabla (D_e n_e)}{K_e n_e E^2} \right) = N \sum_k I_k^* k_k(\bar{\varepsilon}). \quad (15)$$

При решении уравнения Больцмана для нахождения набора констант $k_k(\bar{\varepsilon}) = k_{kB}(E/N)$ фактически реализовывалось соотношение

$$e K_e E^2 = N \sum_k I_k^* k_{kB}(E/N). \quad (16)$$

Разделив уравнение (15) на уравнение (16), получим

$$\sum_k I_k^* k_{kB}(E/N) \left(1 + \frac{\mathbf{E} \cdot \nabla (D_e n_e)}{K_e n_e E^2} \right) = \sum_k I_k^* k_k(\bar{\varepsilon}). \quad (17)$$

Соотношение (17) позволяет сделать оценочную коррекцию на константы неупругих процессов $k_{kB}(E/N)$, вычисленные решением уравнения Больцмана

$$k_k(\bar{\varepsilon}) = k_{kB}(E/N) \left(1 + \frac{\mathbf{E} \cdot \nabla (D_e n_e)}{K_e n_e E^2} \right). \quad (18)$$

Скорректированные константы $k_k(\bar{\varepsilon})$ по-прежнему вычисляются в приближении локального поля, поскольку средняя энергия и температура электронов являются однозначной функцией E/N по соотношению (9).

В задачах моделирования развития ПБР эта процедура, примененная к коррекции константы ионизации, позволяет стабилизировать расчет и устранить развитие численных неустойчивостей при контакте разрядной плазмы с поверхностью диэлектрика [16]. Неявно этот подход был реализован и в работах Бефа [28] путем задания в уравнении переноса электронов (1) источника ионизации не в виде $S_e = k_i N n_e$, а через поток электронов в виде $S_e = v_i |\mathbf{J}_e| / K_e E$.

Коррекция ионизации с помощью соотношения (18) позволяет успешно моделировать общую картину развития ПБР и получать результаты, близкие к экспериментальным данным по скорости и длине развития разряда, что подтверждается всеми ранее проведенными расчетами в приближении локального поля.

В работе [15] коррекция (18) применялась только к процессу ионизации электронным ударом, на константы возбуждения состояний N_2 эта процедура не распространялась, и это было существенным недостатком. Для рассмотренного в работе [15] случая возникновения “филаментарной” структуры в разряде в N_2 при $V = +40$ кВ, $N/N_0 = 4$ на рис. 3 представлены профили n_e , E/N (рис. 3а) и скоростей процессов возбуждения H - и C -состояний (рис. 3б). Полученные без учета и с учетом коррекции (18). Градиент n_e на обращенной к диэлектрику границе стримера (рис. 3а) очень резкий, поэтому отрицательная диффузионная поправка $j_{dif}/j_{dr} = \mathbf{E} \cdot \nabla (D_e n_e) / (K_e n_e E^2)$ к константам возбуждения

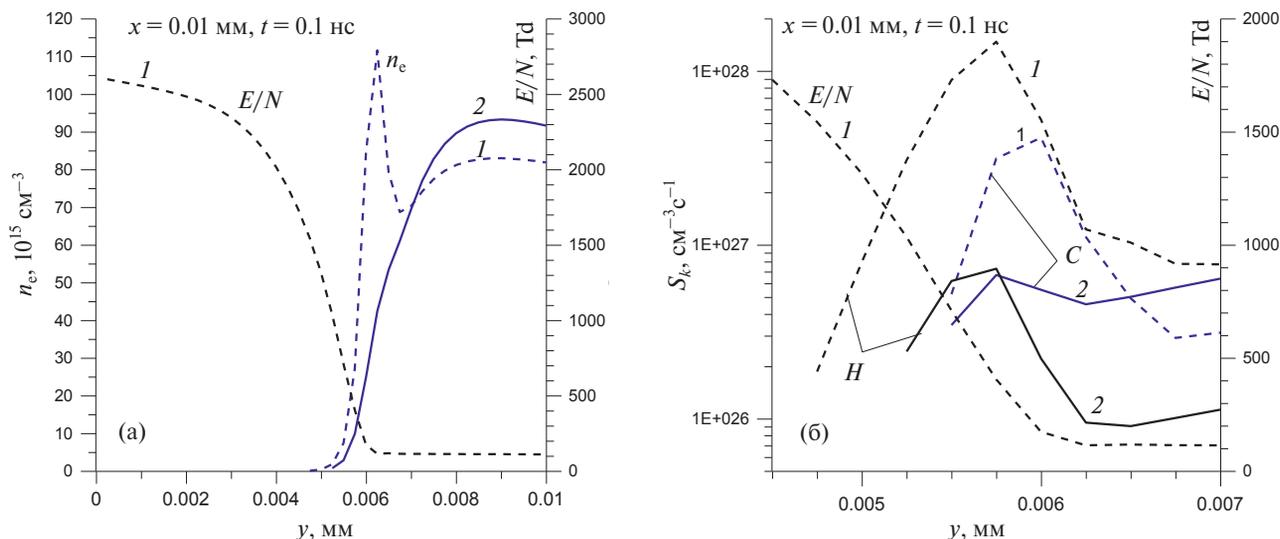


Рис. 3. Профили n_e , E/N (а) и скоростей процессов возбуждения H и C состояний (б) в сечении разряда $x = 0.01$ мм в N_2 при $V = +40$ кВ, $N/N_0 = 4$ без коррекции (1) и с коррекцией (2) констант скорости возбуждения H - и C -состояний.

в выражении (18) настолько велика, что снижает скорости возбуждения состояний H и C почти на порядок (рис. 3б), достигая внутри приповерхностного слоя величины -0.8 .

Как показано в работе [15], зарождение и развитие “филамента” на обращенной к диэлектрику границе стримера (пик n_e на кривой 1 рис. 3а) обусловлено дополнительной ступенчатой ионизацией из высоковозбужденных состояний C и H (процессы A21 и A22). Эти состояния заселяются преимущественно прямым электронным возбуждением из основного состояния X молекулы N_2 (процессы A3 и A4). В связи с этим коррекция констант возбуждения состояний C и H резко сказывается на процессе развития “филамента”: на рис. 3а пик n_e исчез на кривой 2.

В исследуемом случае отрицательной полярности импульса напряжения мы ожидаем по крайней мере не меньших градиентов n_e у поверхности диэлектрика [1, 16, 17], поэтому коррекция (18) необходима для адекватного описания динамики приповерхностного слоя и была реализована в предлагаемой работе для всех возбужденных состояний.

2.2. Коррекция кинетики возбужденных состояний молекулы азота

Переходы между возбужденными состояниями молекулы N_2 под действием электронного удара проходят преимущественно между состояниями одной мультиплетности, т.е. в азоте “работают” два канала — по триплетным (A , B и C) и синглетным (a' и H) термам.

При рассматриваемых высоких напряжениях концентрация электронов велика, и эти переходы необходимо учитывать. Как отмечалось ранее, для более детального описания процесса ступенчатой ионизации в данной модели добавлен трек переходов по синглетным термам молекулы N_2 , т.е. учитываются состояния $N_2(a')$, $N_2(H)$ и переходы с их участием. Данный канал является дополнительным к рассмотренному в работе [15] каналу ионизации по триплетным термам со ступенчатой ионизацией только через C -состояние. Кроме того, добавлен конкурирующий со ступенчатой ионизацией процесс преддиссоциации возбужденных состояний молекулы N_2 с энергией возбуждения выше 13 эВ (процесс A20).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 4 представлены результаты экспериментального исследования [13] стример-филаментарного перехода в воздухе и азоте в виде кривых в плоскости давление N/N_0 и амплитуда импульса напряжения V . Эти кривые разделяют области, где разряд развивается в привычном квазиоднородном режиме (точки ниже кривой) и где он принимает филаментарную форму (точки выше кривой).

В случае импульса положительной полярности пороги перехода в N_2 и воздухе сильно различаются (кривые, отмеченные красными кружками), причем порог для воздуха значительно выше по напряжению. Для анализа была взята точка $V = +40$ кВ, $N/N_0 = 8$, в которой порог должен быть превышен и для N_2 , и для воздуха. В случае импульса отрицательной полярности различие между кривыми

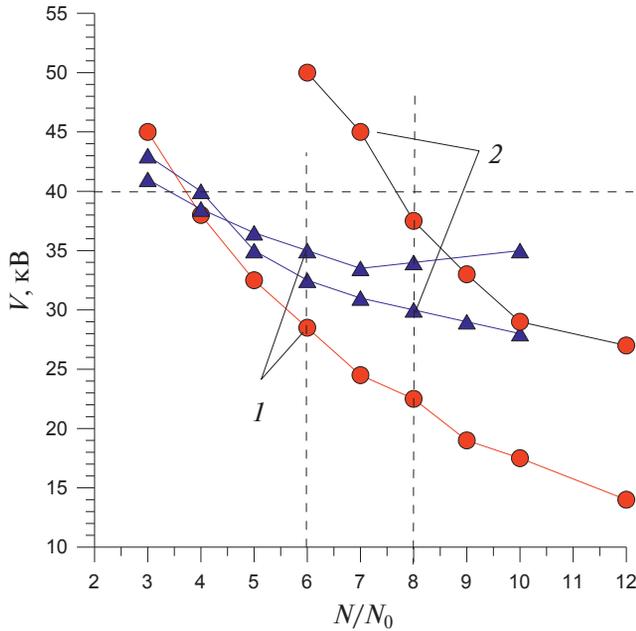


Рис. 4. Экспериментальные кривые стример-филаментарного перехода в N_2 (1) и воздухе (2) для импульсов положительной (красные кружки) и отрицательной (синие треугольнички) полярности [13].

перехода не столь существенно. Для анализа была взята точка $V = -40$ кВ, $N/N_0 = 6$, также лежащая выше обеих кривых.

Расчеты выполнены для параметров диэлектрического барьера, соответствующих принятым в эксперименте [10, 13], толщина диэлектрика $d = 0.3$ мм, $\epsilon = 3$, но, с целью сокращения времени расчета, для ступенчатого импульса напряжения, по

величине совпадающего с амплитудой импульса, использованного в работах [10, 13].

По сравнению с моделью работы [15] добавленная коррекция (18) констант возбуждения термов молекулы N_2 снизила интенсивность ступенчатой ионизации C -состояния, что проявилось в исчезновении пика n_e на кривой 2 на рис. 3а, но учет дополнительного канала ионизации по синглетным термам через H -состояние компенсировал это снижение. В итоге в новой модели результаты для импульса положительной полярности остались качественно такими же, как в модели [15], и представлены для N_2 и воздуха на рис. 5 и 6 соответственно.

Для азота точка $V = +40$ кВ, $N/N_0 = 8$ лежит намного выше кривой стример-филаментарного перехода; в эксперименте напряжение перехода приблизительно 23 кВ при $N/N_0 = 8$. Соответственно, разумно ожидать: если предлагаемая модель описывает суть наблюдаемого явления, то расчет даст интенсивное развитие “филаментарной” структуры.

Для воздуха точка $V = +40$ кВ, $N/N_0 = 8$ лишь немного превышает порог перехода. В эксперименте напряжение перехода приблизительно 37 кВ при $N/N_0 = 8$, и развитие “филаментации” должно быть менее интенсивным.

Представленные на рис. 5 и 6 результаты эволюции профиля концентрации электронов в сечении разряда качественно подтверждают высказанные ранее ожидания: в азоте идет интенсивное развитие слоя плазмы с нарастающей концентрацией в виде

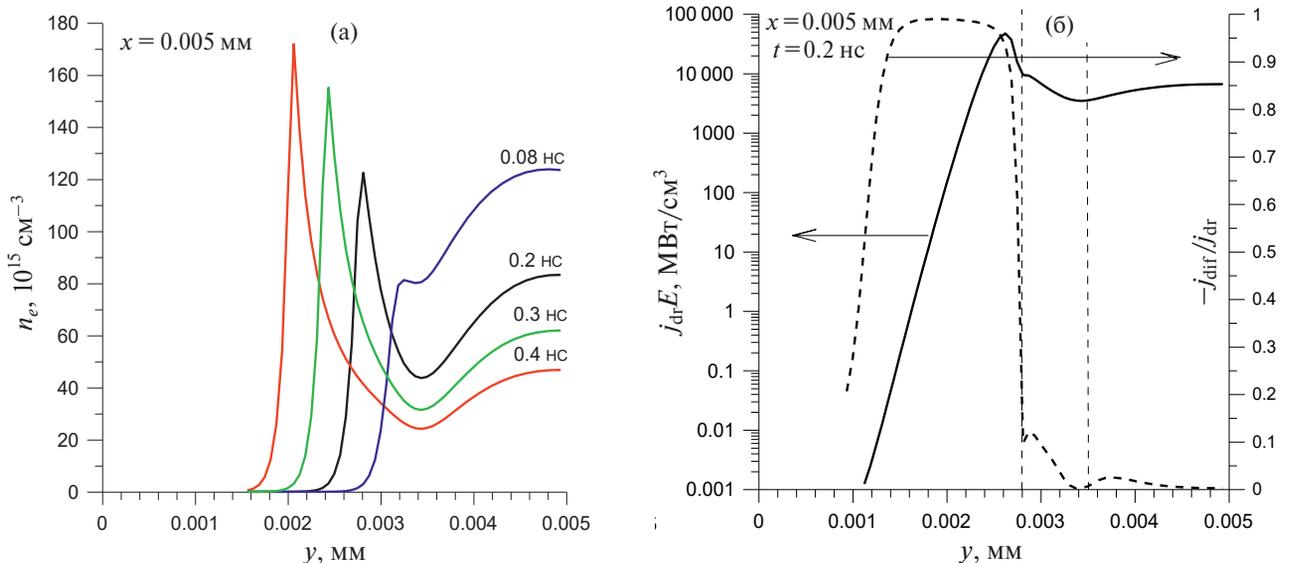


Рис. 5. Эволюция профиля n_e в сечении разряда $x = 0.005$ мм; азот N_2 , $V = +40$ кВ, $N/N_0 = 8$ (а); профили дрейфовой компоненты мощности энерговклада $j_{dr}E$ и отношения потоков $-j_{dir}/j_{dr}$ в сечении разряда $x = 0.005$ мм в момент $t = 0.2$ нс (б).

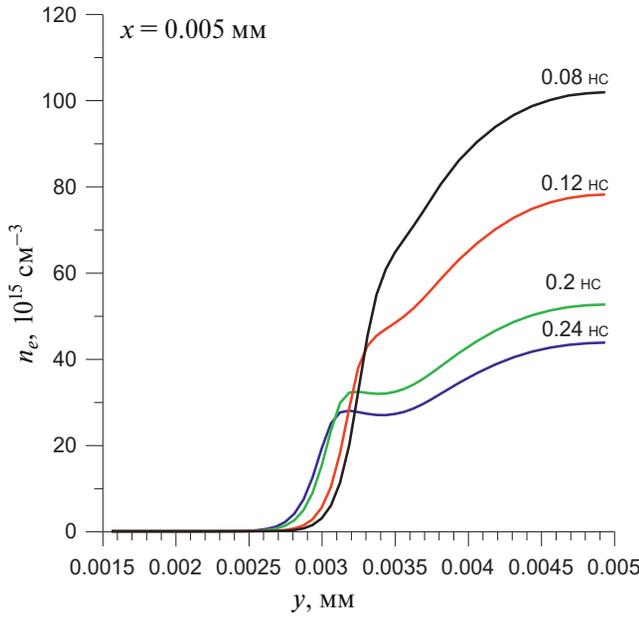


Рис. 6. Эволюция профиля n_e в сечении разряда $x = 0.005$ мм; воздух, $V = +40$ кВ, $N/N_0 = 8$.

пика, смещающегося со временем к поверхности диэлектрика, а в воздухе на тех же временах отмечается только зарождение этого процесса.

Для иллюстрации действия корректирующего множителя в выражении (18) и масштаба мощности энерговклада в области образования аномального слоя плазмы на рис. 5б для момента времени 0.2 нс, когда уже началось развитие слоя, показаны профили отношения диффузионного потока электронов к дрейфовому $J_{dif}/J_{dr} = \mathbf{E} \cdot \nabla(D_e n_e)/(K_e n_e E^2)$ и удель-

ная мощность набора электроном энергии в поле без учета диффузионного потока.

Вертикальными штриховыми прямыми на рис. 5б отмечены положение максимума пика n_e и точки стыковки этого пика с основным каналом разряда. Полученная в расчете мощность энерговклада в канале порядка $7 \cdot 10^3$ МВт/см³ при $n_e \approx 8 \cdot 10^{16}$ см⁻³ и $E/N \approx 60$ Тд соответствует мощности набора энергии единичным электроном порядка 10^{-7} Вт/частицу.

Результаты расчета для ступенчатого импульса отрицательной полярности представлены на рис. 7–9. Как следует из результатов, представленных на рис. 7а, эволюция профиля n_e в сечении разряда имеет ту же тенденцию, что и при положительной полярности, с той лишь разницей, что процесс формирования слоя плазмы с нарастающей во времени концентрацией происходит в непосредственной близости от поверхности диэлектрика.

Для азота этот процесс идет более интенсивно, чем для воздуха, но не с такой резко выраженной разницей, как в случае положительной полярности импульса напряжения. В момент 0.06 нс пик n_e в азоте на порядок выше, чем в воздухе, и составляет $3 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Далее, пик n_e в азоте начинает снижаться и к моменту 0.08 нс составляет $1.5 \cdot 10^{18}$ см⁻³, а пик в воздухе продолжает расти и практически выходит на то же значение, что и в азоте при 0.06 нс — $2.5 \cdot 10^{18}$ см⁻³.

Как и в случае положительной полярности импульса напряжения, причиной развития слоя с нарастающей n_e является ионизация из С- и Н-состо-

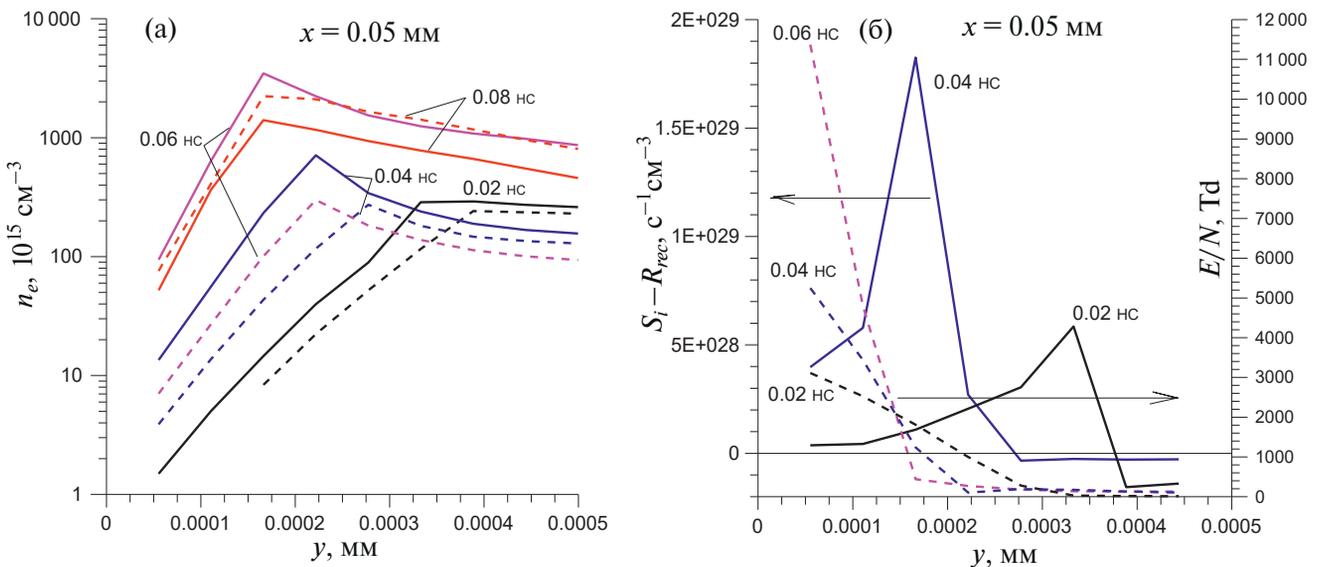


Рис. 7. Эволюция профиля n_e в сечении разряда $x = 0.05$ мм в N_2 (сплошные кривые) и воздухе (штриховые); $V = -40$ кВ, $N/N_0 = 6$ (а); эволюция профилей источника избыточной ионизации (сплошные кривые) и E/N (штриховые) в сечении разряда $x = 0.05$ мм в азоте N_2 ; $V = -40$ кВ, $N/N_0 = 6$ (б).

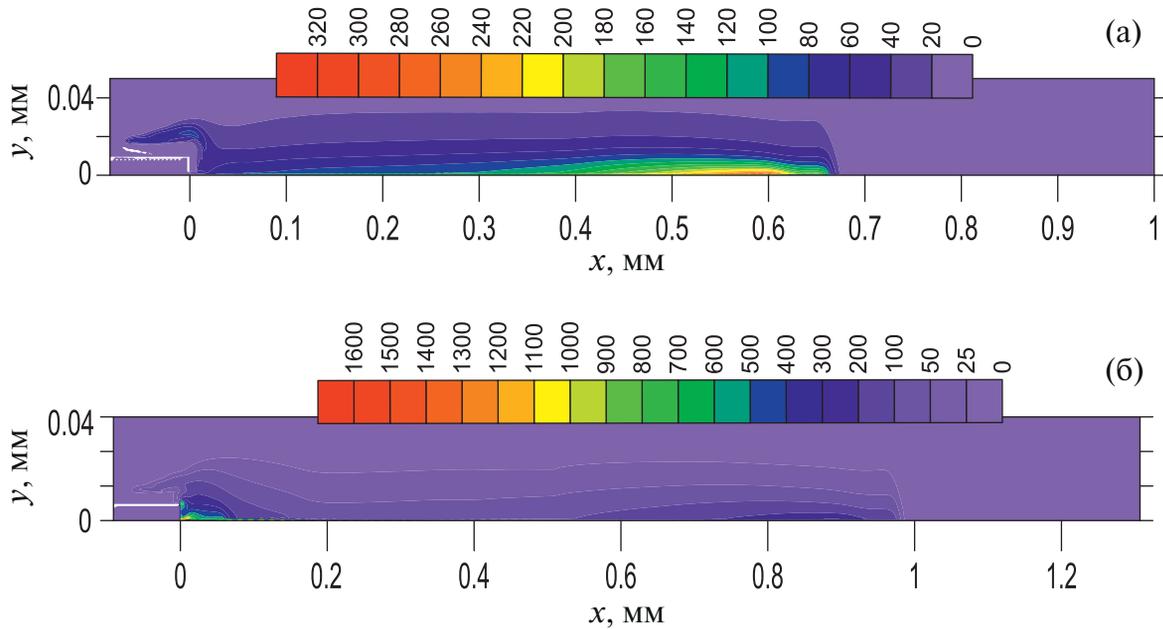


Рис. 8. Пространственные распределения n_e в воздухе в ед. 10^{15} см^{-3} в моменты 0.06 (а) и 0.08 нс (б); $V = -40 \text{ кВ}$, $N/N_0 = 6$.

яний N_2 . На рис. 7б показана эволюция профилей E/N и разности суммарных источников ионизации S_i и рекомбинационных стоков R_{rec} в азоте в сечении разряда $x = 0.05 \text{ мм}$.

Со временем максимум ионизации смещается к поверхности диэлектрика, поскольку в формирующемся слое E/N возрастает. Со смещением слоя в области, примыкающей к основному каналу разряда, разность $S_i - R_{rec}$ становится отрицательной, как и в основном канале. В отличие от положительной полярности импульса напряжения, этот процесс протекает в более тонком слое, примыкающем к диэлектрику.

Казалось бы, полученный результат подтверждает адекватность предложенного механизма “филаментации” ПБР и для отрицательной полярности импульса напряжения. Однако такой вывод является преждевременным, поскольку, согласно выполненным расчетам, качественно подобное развитие разряда наблюдается и при меньших напряжениях, когда расчетная точка находится ниже экспериментальной кривой стример-филаментарного перехода.

Кроме того, общее поведение развития разряда качественно отличается от наблюдаемого в эксперименте [14], а именно: в эксперименте после перехода в филаментарный режим скорость развития и длина разряда резко возрастают по сравнению с квазиоднородным режимом. В расчете эффект прямо противоположный — с развитием слоя с высокой n_e

разряд практически останавливается. Объяснение этого эффекта проиллюстрировано рис. 8 и 9.

На рис. 8 показаны пространственные распределения n_e в воздухе в моменты 0.06 и 0.08 нс, когда, согласно рис. 7, в воздухе происходит резкий скачок в развитии “филамента”.

В момент 0.06 нс разряд имеет “нормальную” форму с отстоящим от электрода катодным слоем и каналом разряда, примыкающим к поверхности диэлектрика. Максимум концентрации плазмы в канале находится на приблизительно $1/6$ длины канала от фронта разряда.

В момент 0.08 нс наблюдается резкое перераспределение концентрации электронов n_e , максимум смещается в область, непосредственно примыкающую к электроду. При этом если с 0.06 до 0.08 нс фронт разряда сместился на 0.3 мм, то после 0.08 нс положение фронта практически перестало меняться, т.е. вместо резкого роста длина разряда остановилась на величине около 1 мм.

Следующая стадия развития разряда проиллюстрирована на рис. 9 для разряда в азоте, где процесс аномального нарастания n_e выражен сильнее и пик n_e достигает максимума к 0.06 нс. Вблизи электрода виден достаточно протяженный слой плазмы высокой концентрации, который вплотную примыкает к электроду и “съедает” катодный слой.

Пространственное распределение потенциала показано на рис. 9б. Катодного падения нет, и

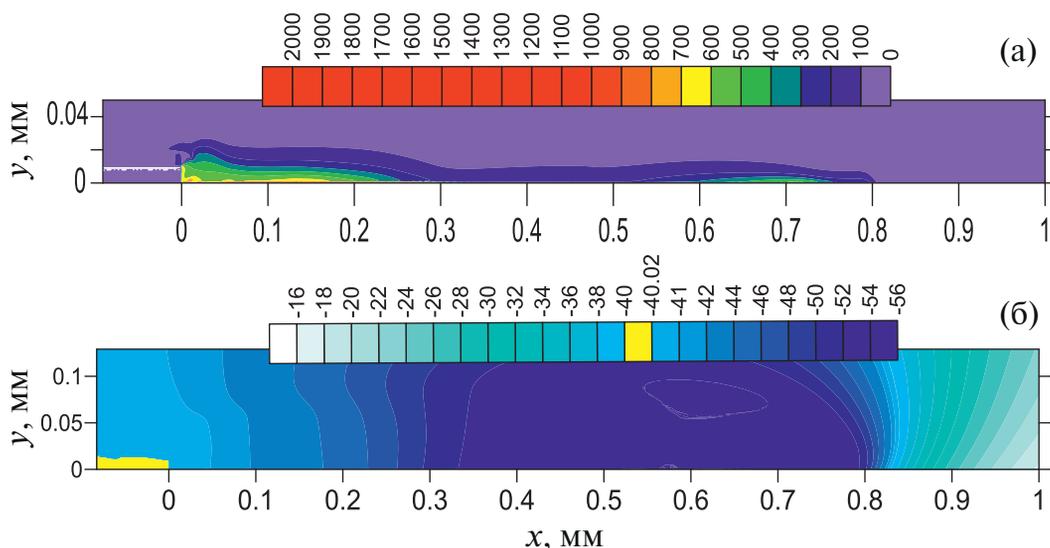


Рис. 9. Пространственные распределения n_e в ед. 10^{15} см^{-3} (а) и потенциала в ед. кВ (б) в азоте в момент времени 0.06 нс; $V = -40$ кВ, $N/N_0 = 6$.

вместо монотонного роста потенциала от -40 кВ до 0 наблюдается сначала его падение до -56 кВ, а затем — только рост в правильном направлении. Аномальный “пузырь” потенциала вызван именно интенсивной ионизацией и возникновением избыточного отрицательного заряда. Этот заряд фактически блокирует действие электрода, и разряд перестает развиваться, хотя, казалось бы, образовавшийся слой плазмы высокой концентрации должен работать как продление электрода и давать, наоборот, более интенсивное развитие разряда, которое и наблюдается в эксперименте после перехода в филаментарный режим.

Следует подчеркнуть, что полученный аномальный результат не вызван действием ступенчатой ионизации. При ее полном отключении результат качественно не меняется, и процесс образования “пузыря” потенциала лишь немного сдвигается по времени в сторону больших времен. Причина, видимо, в неточности используемой модели локального поля, а именно в слишком грубом описании процессов ионизации в области резких градиентов концентрации электронов и поля.

Естественным устранением этого недостатка является учет пространственного переноса энергии электронов, т.е. переход к модели локальной энергии, когда константы скорости ионизации и всех неупругих процессов вычисляются как функции локальной энергии электрона.

Образующиеся слои с аномально высокой плотностью электронов оказываются достаточно тонкими и быстро меняющимися, так что возникает вопрос, насколько справедливы рассмотрение их

динамики в модели непрерывной среды и используемое для расчета констант неупругих процессов приближение установившейся функции распределения электронов по энергиям? Приведенные поля в слоях выше 1000 Тд, что соответствует средней энергии электронов выше 15 эВ. Оценим характерное время установления функции распределения электронов по энергиям τ_{EEDF} в области энергий 15–30 эВ.

Это время определяется двумя основными процессами — набором энергии в поле за время $\tau_{tr} = \lambda_{tr}/v_e = 1/N\sigma_{tr}v_e$ и потерями энергии в неупругих процессах, основным из которых является ионизация электронным ударом с характерным временем $\tau_i = \lambda_i/v_e = 1/N\sigma_i v_e$. Здесь σ_{tr} , λ_{tr} — транспортное сечение рассеяния и длина пробега электрона, σ_i и λ_i — сечение и длина ионизации, v_e — тепловая скорость электрона.

В рассматриваемой области энергий $\sigma_{tr} = 10^{-15} \text{ см}^2$, а σ_i линейно растет от порога 15.6 эВ и при $\epsilon = 30$ эВ достигает величины 10^{-16} см^2 , поэтому $\tau_i \approx 10\tau_{tr}$. Величина τ_{EEDF} определяется максимальным из времен τ_i и τ_{tr} , т.е. $\tau_{EEDF} \approx \tau_i$.

Характерное время задачи о слое есть $\tau_\Delta = \Delta/v_{dr}$, где Δ — толщина слоя, а $v_{dr} = K_e E$ — скорость дрейфа электронов. При $E/N > 1000$ Тд $v_{dr} = v_e \approx 2 \cdot 10^8 \text{ см/с}$. В случае импульса положительной полярности $\Delta \approx 30\lambda_i$ [29] и $\tau_\Delta \gg \tau_i \gg \tau_{tr}$, т.е. справедливо и приближение непрерывной среды, поскольку $\tau_i \gg \tau_{tr}$, и приближение установившейся функции распределения, так как $\tau_\Delta \gg \tau_{EEDF}$. В случае импульса отрицательной полярности $\Delta \sim \lambda_i$ [17]

и $\tau_{\Delta} \sim \tau_i \gg \tau_{tr}$, т.е. приближение непрерывной среды по-прежнему справедливо, а функция распределения может не успевать установиться.

Следует отметить, что даже при выполнении условия установления функции распределения $\tau_{\Delta} \gg \tau_{EEDF}$, стандартно используемые константы неупругих процессов могут отличаться от истинных, поскольку при $v_{dr} \approx v_e$ нарушается условие применимости двучленного приближения, используемого при решении уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергиям. Проверить адекватность стандартного расчета констант неупругих процессов в условиях резких градиентов можно методом Монте-Карло.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Целью данной работы было численное исследование применимости предложенного в работе [15] механизма филаментации поверхностного барьерного разряда в азоте при положительной полярности наносекундного импульса напряжения к описанию аналогичного процесса в азоте и воздухе в случае импульса отрицательной полярности.

Модель работы [15] была доработана в плане более точного описания кинетики возбужденных состояний молекулы азота раздельным учетом переходов по триплетным и синглетным термам и более корректным описанием процессов возбуждения этих термов электронным ударом путем учета процесса диффузии электронов при определении набора энергии электроном в электрическом поле.

Внесенные в модель изменения качественно не повлияли на ранее полученные результаты филаментации разряда при положительной полярности импульса.

Результаты расчетов при отрицательной полярности импульса напряжения показали, что и в этом случае в азоте и воздухе есть признаки успешного моделирования эффекта филаментации, которые проявляются в формировании области плазмы с плотностью электронов и ионов нарастающей до $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

В отличие от случая положительной полярности эта область прилегает непосредственно к поверхности диэлектрика. Однако общее поведение динамики разряда оказывается при этом аномальным и противоположным наблюдаемому в эксперименте: в расчете “филаментация” приводила не к ускорению развития разрядного канала, а к остановке этого развития.

Причиной, по-видимому, является грубость используемого приближения локального поля в областях с резкими градиентами концентрации электронов и электрического поля. Более корректный результат можно получить только при учете пространственного переноса энергии электронов с расчетом констант неупругих процессов не как функций локального поля, а как функций локальной энергии электронов, что и предполагается сделать в следующей работе.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-29-00084, <https://rscf.ru/project/22-29-00084/>. Авторы выражают благодарность Н.А. Попову за ценные замечания по кинетике возбужденных состояний молекулы азота.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Soloviev V.R., Krivtsov V.M.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. V. 27. P. 114001.
2. *Kinefuchi K, Starikovskiy A.Y., Miles R.B.* // Physics of Fluids. 2018. V. 30. P. 106105.
3. *Babaeva N.Yu, Tereshonok D.V, Naidis G.V.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2016. V. 25. P. 044008.
4. *Zhu Y., Starikovskaia S.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. V. 27. P. 124007.
5. *Zhu Y., Wu Y., Wei B., Liang H., Jia M., Song H., Li Y.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2019. V. 53. P. 6517.
6. *Bayoda K.D., Benard N., Moreau E.* // J. Applied Phys. 2015. V. 118. P. 63301.
7. *Александров Н.Л., Стариковский А.Ю.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 126.
8. *Starikovskiy A., Aleksandrov N.* // Prog. Energy Combust. Sci. 2013. V. 39. P. 61.
9. *Starikovskaia S.M.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2014. V. 47. P. 353001.
10. *Stepanyan S.A., Starikovskiy A.Yu., Popov N.A., Starikovskaia S.M.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2014. V. 23. P. 045003.
11. *Shcherbanev S.A., Ding Ch., Starikovskaia S.M., Popov N.A.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2019. V. 28. P. 065013.
12. *Ding Ch., Khomenko A.Yu., Shcherbanev S.A., Starikovskaia S.M.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2019. V. 28. P. 085005.
13. *Shcherbanev S.A., Popov N.A., Starikovskaia S.M.* // Combustion and Flame. 2017. V. 176. P. 272.
14. *Ding Ch., Jean A., Popov N.A., Starikovskaia S.M.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2022. V. 31. P. 045013.
15. *Соловьев В.П.* // Физика плазмы. 2022. Т.48. С.552.
16. *Soloviev V.R., Krivtsov V.M.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42. P. 125208.
17. *Soloviev V.R.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1698. P. 012026.

18. Soloviev V.R., Anokhin E.M., Aleksandrov N.L. // Plasma Sources Sci. Technol. 2020. V. 29. P. 035006.
19. Wormeester G., Pancheshnyi S., Luque A., Nijdam S., Ebert U. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 505201.
20. Железняк М.Б., Мнацаканян А.Х., Сизых С.В. // ТВТ. 1982. Т. 20. С. 423.
21. Дятко Н.А., Кочетов И.В., Напартович А.П. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. С. 888.
22. Kossyi I.A., Kostinsky A.Yu., Matveyev A.A., Silakov V.P. // Plasma Sources Sci. Technol. 1992. V. 1. P. 207.
23. Chng T.L., Lepikhin N.D., Orel I.S., Popov N.A., Starikovskaia S.M. // Plasma Sources Sci. Technol. 2020. V. 29. P. 035017.
24. Bacri J., Medani A. // Physica B+C. 1982. V. 112. P. 101.
25. Полак Л.С., Словецкий Д.И., Соколов А.С. // Химия высоких энергий. 1972. Т. 6. С. 396.
26. Смирнов Б.М. Ионы и возбужденные атомы в плазме. М.: Атомиздат, 1974. С. 264, 271.
27. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука. 1966. С. 394
28. Lagmich Y., Callegari Th., Pitchford L.C., Boeuf J.P. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. V. 41. P. 095205.
29. Soloviev V.R., Krivtsov V.M. // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 927. P. 012059.

STUDYING OF FILAMENTATION MECHANISM FOR NANOSECOND SURFACE DIELECTRIC BARRIER DISCHARGE. PART 1. LOCAL FIELD APPROXIMATION

V. R. Solovyov, D. A. Lisitsyn, N. I. Karavaeva

Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow Region, Russia

The goal of this work is to check numerically whether or not the previously proposed mechanism for surface barrier discharge filamentation in nitrogen in the case of positive polarity nanosecond voltage pulse is applicable for similar process in nitrogen and air in the case of negative voltage polarity pulse. The results have shown, that in this case some signs of successful filamentation modeling are present both in nitrogen and air, but the whole dynamics of discharge development is qualitatively different from that one observed in experiment. It is assumed, that the failure of simulation is due to the usage of local field approximation, which is too rough inside a region with steep electron density gradient relevant to filamentation zone.

Keywords: surface barrier discharge, streamer, filament, local field approximation

УДК 533.9

ЗАЖИГАНИЕ САМОСТОЯТЕЛЬНОГО $E \times B$ -РАЗРЯДА; “ВКЛАД ИОНОВ” В ПОНИМАНИЕ ПРОЦЕССА

© 2024 г. Н. А. Строкин*, А. В. Ригин

Иркутский национальный исследовательский технический университет, Иркутск, Россия

*E-mail: strokin85@inbox.ru

Поступила в редакцию 06.09.2023 г.

После доработки 30.10.2023 г.

Принята к публикации 11.11.2023 г.

Определены критические значения напряжения и индукции зажигания для самостоятельного плазменного разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях как на индивидуальных инертных газах, так и на их смесях, как плазмообразующих средах. В качестве параметров, позволивших визуализировать зажигание $E \times B$ -разряда, использовались ток ионов и производная индукционного тока разряда. Приведены временные характеристики процесса. Обнаружена двойная структура тока ионов (тока разряда) в процессе зажигания. Исходным состоянием рабочей среды для первого скачка разрядного тока является нейтральный газ; для второго — плазма. На распределениях ионов по энергии, полученных в процессе зажигания, выделяется пик ионов, рожденных в прикатодной области, и широкий по энергии спектр, отвечающий разрядному промежутку. Показан различный характер зажигания разряда для пеннинговских пар при изменении роли газа в плазмообразующей смеси: основной или примесь. Установлено, что свойства разряда определяются в числе прочего особенностями формирования распределения электрического потенциала в прикатодном слое.

Ключевые слова: самосогласованный разряд, плазма, скрещенные электрическое и магнитное поля, зажигание разряда, двойная структура, ток ионов, пара Пеннинга

DOI: 10.31857/S0367292124010126 EDN: SJDNTZ

1. ВВЕДЕНИЕ

Электрический разряд в газах, когда внешнего магнитного поля нет, детально исследован [1–3]. На его вольтамперной характеристике (ВАХ) выделяют токи, вызванные естественной радиацией, — область, названная темным разрядом. Далее, с увеличением тока, — различные режимы тлеющего разряда и дуговой разряд.

В настоящее время более широкое применение находят плазменные источники плазмы, ионов и электронов, в которых частицы и потоки плазмы извлекаются из разряда, в котором присутствуют скрещенные электрическое (E) и магнитное (B) поля. Потоки плазмы, ионов и электронов используются как рабочие тела в технологических процессах нано- и микроэлектроники [4–7]; плазменные двигатели применяют при коррекции орбит космических аппаратов [8]; низкотемпературная газоразрядная плазма стала инструментом в медицине [9–11]. Разработаны различные магнетронные схемы, плазменные ускорители с анодным слоем (УАС; в английской литературе TAL — Thruster with Anode Layer) и стационарные плазменные двигатели (СПД).

В статьях [9–11] описаны результаты экспериментов по зажиганию самостоятельного $E \times B$ -

разряда в аргоне, ксеноне и азоте, в которых в ионизации рабочего газа участвуют как первичные электроны, испускаемые катодом, так и вторичные, образующиеся в межэлектродной плазме. При этом измерялся ток разряда как индикатор зажигания. Получены зависимости $U_{ig} = f(Pd)$ (U_{ig} — напряжение зажигания, P — давление плазмообразующего газа, d — расстояние между электродами), которые похожи на классические кривые Пашена, но при совпадающих значениях параметра Pd они лежат ниже кривых, измеренных без магнитного поля; напряжение зажигания в присутствии магнитного поля становится меньше.

Для объяснения зависимостей параметров процесса зажигания разряда при наложении внешнего магнитного поля, начиная с вероятностных соображений Таунсенда [12], констатировалось, что число столкновений нейтральных частиц с электронами с ионизацией возрастает из-за увеличения длины пути электрона по спирали в магнитном поле, когда средняя длина свободного пробега уменьшается с 1 до $1/(1 + \omega_{He}^2 T^2)$ где ω_{He} — электронная циклотронная частота, T — среднее время между столкновениями [13].

Роль магнитного поля в $E \times B$ -разряде рассматривалась в рамках концепции роста эквивалентного давления, приводящего к уменьшению величины U_{ig} . Однако удовлетворительного количественного согласия с результатами экспериментов теория не обеспечивала. Сближение данных получили при учете изменений обобщенного коэффициента ионизации в зависимости от напряженности магнитного поля [14]. Так, по мере увеличения магнитного поля (при так называемом магнитном зажигании) все большее значение приобретает захват вторично-эмиссионных электронов катодом. Валле [15] классифицировал области зажигания разряда в $E \times B$ -полях в соответствии с участками траекторий движения электронов, на которых набирается достаточная для ионизации нейтралов энергия. Был получен большой набор кривых “обычного” $U_{ig}=f(Pd)$ и магнитного $U_{ig}=f(Bd)$ зажигания, где B — индукция магнитного поля. По мере увеличения магнитного поля происходил переход от обычного зажигания с высоким U_{ig} к магнитному зажиганию при значительно меньших напряжениях. То, что основным параметром, влияющим на процесс пробоя, является отношение B/n , где n — плотность нейтралов, подчеркивалось в обзоре [16] при введении концепции приведенного электрического поля (E/n), в которой учитывался угол дрейфа электронов по отношению к вектору напряженности электрического поля E .

Расчетным путем, учитывая конечное время релаксации энергии ускоренных в катодном слое электронов, найдено существование критических значений индукции магнитного поля и давления, ниже которых становится невозможным существование самостоятельного $E \times B$ -разряда [17].

О результатах работы, в которой исследовались временные характеристики процесса зажигания в УАС с внешним плазменным источником электронов (несамостоятельный разряд), сообщалось в статье [18]. Разряд возникает локально вблизи катода через 7 мкс после включения напряжения на разрядном промежутке. Выход на стационарный режим длится около 50 мкс. Пиковая плотность тока разряда регистрировалась в течение первых 25 мкс.

На одну из особенностей зажигания тлеющего разряда без магнитного поля обратил внимание Пеннинг [19]. Во время исследования процесса зажигания разряда в неоне им было показано, что напряжение зажигания значительно снижалось за счет добавки в неон малой доли примеси (от 0,0001 до 0,1%) ртути (Hg), криптона (Kr), аргона (Ar), водорода (H_2) или азота (N_2), которые вместе с неоном называют теперь пеннинговскими парами. Потен-

циалы ионизации ϕ_i партнеров неона равны соответственно 10,4, 13,3, 15,8, 15,4 и 15,5 эВ — более низкие, чем потенциал возбуждения неона ($\phi_{met.Ne} \approx 16,7$ эВ) в метастабильное долгоживущее состояние.

Такой же эффект наблюдался, если к аргону ($\phi_{met.Ar} \approx 11,6$ эВ) напускали I_2 , Hg, Xe или Kr (ϕ_i соответственно 10,45, 10,4, 12,1, 14 эВ). Зависимости напряжения зажигания от n_{adm} (концентрации примеси) $U_{ig}=f(n_{adm})$ — это кривые, имеющие точку минимума по U_{ig} [20, 21]. При концентрации примеси $n_{adm} \geq 0,1n_{pri}$, где n_{pri} — концентрация основного газа, эффект уменьшения U_{ig} не наблюдался.

Для создания плазменных источников, в которых частицы и потоки плазмы извлекаются из области $E \times B$ -разряда, необходимо знать условия зажигания разряда. Во всех ранних экспериментах под зажиганием понимался одностадийный процесс, когда появлялся ток самостоятельного или несамостоятельного аномального тлеющего $E \times B$ -разряда. Не регистрировались разряды, предшествующие аномальному тлеющему $E \times B$ -разряду, также как и различные режимы самостоятельного аномального тлеющего $E \times B$ -разряда по аналогии с известными типами разрядов без магнитного поля (стационарные темный, коронный, нормальный и аномальный тлеющие разряды).

Ранние исследования проводились, когда в качестве плазмообразующего газа использовался “моногаз”, — однокомпонентная газовая плазмообразующая среда. В то же время есть плазменные устройства, например плазменные масс-сепараторы, плазменные лазеры, в которых рабочий газ — это многокомпонентная смесь. Особенности зажигания $E \times B$ -разряда в многокомпонентной среде также не определены.

Поэтому работа, результаты которой изложены в предлагаемой статье, была посвящена определению связи между значениями электрического напряжения, магнитной индукции и давления рабочей газовой среды в межэлектродном промежутке УАС при зажигании самостоятельного $E \times B$ -разряда как в однокомпонентных инертных газах, так и в их смесях, а также поиску возможных новых режимов реализации разрядов и особенностей их зажигания.

2. ЗАЖИГАНИЕ $E \times B$ -РАЗРЯДА В ОДНОКОМПОНЕНТНОЙ ГАЗОВОЙ СРЕДЕ

Источник многокомпонентного потока ионов, который использовался в данной работе, это УАС — ускоритель с анодным слоем (рис. 1). Он предназначен для работы в составе плазмооптического

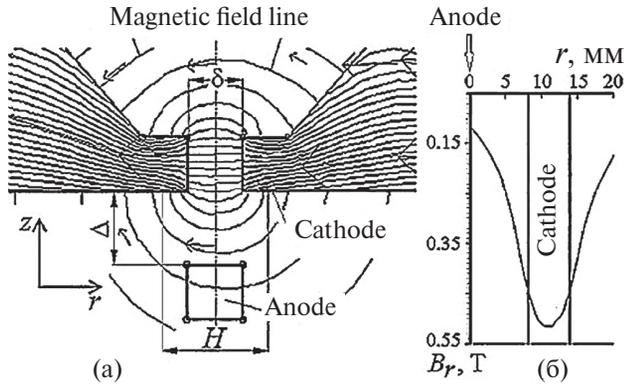


Рис. 1. (а) — Схема разрядного промежутка УАС; (б) — пример распределения радиальной компоненты индукции магнитного поля вдоль разрядного промежутка; $d = 6$ мм; $\Delta = 10$ мм; $H \approx 14$ мм — область эмиссии электронов с поверхности катода.

масс-сепаратора с фокусирующим электрическим полем и разделением многокомпонентного потока ионов на три части (ПОМС-Е-3) [22].

Основная стадия масс-сепарации в ПОМС-Е-3 — это сообщение ионам в поперечном (радиальном) к направлению движения ионов магнитном поле максимально возможной азимутальной скорости, что требует магнитных полей со значительной индукцией: $B_{az} \leq 1$ Тл. Кроме того, для оптимизации работы ПОМС-Е-3 энергию ионов многокомпонентного потока ионов нужно минимизировать. Поэтому первой задачей, решаемой в нашей работе, стало нахождение условий зажигания $E \times B$ -разряда при $B_{az} \sim 1$ Тл и наименьших значениях разрядного напряжения в УАС.

Зажигание $E \times B$ -разряда — плазменный процесс, начинающийся с пробоя и заканчивающийся выходом на стационарный аномальный тлеющий $E \times B$ -разряд. Процесс характеризуется кривыми зажигания: классической по Пашену $U_{ig} = f(Pd)$ и специфичными для $E \times B$ -разряда, в которые входит B_{ig} — индукция зажигания, $U_{ig} = f(B_{ig})$, $B_{ig} = f(U_{ig})$ и $B_{ig} = f(Pd)$.

Для перечисленных во введении устройств с $E \times B$ -разрядом характерно их использование при давлениях рабочего плазмообразующего газа $P \leq 10^{-4}$ Торр, поэтому можно уточнить, имея в виду классические кривые Пашена, что для $E \times B$ -разряда зависимость $B_{ig} = f(U_{ig})$ и другие — это левые ветви кривых зажигания. В качестве B_{ig} в экспериментах принимались значения радиальной компоненты магнитной индукции в месте рождения электронов — на катоде. Они рассчитывались по измеренному в момент пробоя току в цепи катушки, создающей магнитное поле в УАС.

Напряжение зажигания U_{ig} — это значение напряжения на аноде УАС в момент пробоя. Одним из источников информации о пробое был индукционный датчик — пояс Роговского без внешней интегрирующей RC-цепочки, охватывающий линию питания анод–катод УАС. Параметры датчика: внутренне сопротивление $r = 0.14$ Ом, индуктивность $L = 3.049$ мГн, ёмкость $C = 8.78$ мкФ; нагрузочное сопротивление $R = 10$ кОм включено параллельно L пояса.

Токовый сигнал с пояса Роговского, пропорциональный производной по времени тока в плазме, в режиме одиночного запуска регистрировали с помощью осциллографа TDS2024 на развертках от 5 мкс/дел до 1 мс/дел.

Второй вариант индикатора зажигания, ранее для этой цели не использовавшийся, — это датчик ионного тока, формируемого ионами, покидающими УАС через кольцевое отверстие в катоде. В качестве ионного датчика использовался коллектор энергоанализатора с задерживающим потенциалом (ЭЗП; RFA — Retarding Field Analyzer в английской литературе), работающего в комплексе с системой управления и регистрации [23–25] и установленный на выходе из катода УАС.

Фотографии типичных сигналов с экрана осциллографа показаны на рис. 2. Стрелкой отмечен момент зажигания разряда. Сигнал с пояса Роговского позволяет точно определить момент зажигания.

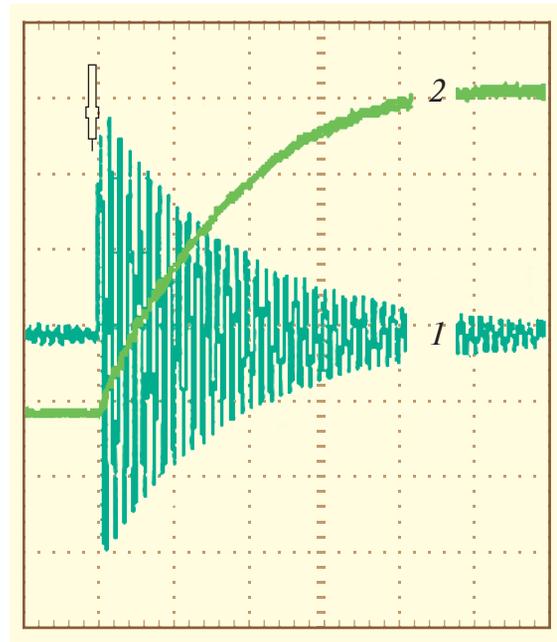


Рис. 2. Неон, скорость напуска $q = 120$ сссм, $U_{ig} = 840$ В, $B_{ig} = 0.24$ Тл; кривая 1 — сигнал с пояса Роговского; 2 — сигнал с ионного датчика; масштаб по оси времени $M = 250$ мкс/дел.

По сигналу с датчика ионного тока определялась полная длительность процесса зажигания $\tau \sim 0.5\text{--}2.5$ мс, зависящая от режима зажигания разряда.

Для аномального тлеющего разряда в УАС, на котором проведены описываемые эксперименты, кривые зажигания — наиболее интересные для $E \times B$ -разряда зависимости $B_{ig} = f(U_{ig})$ — показаны на рис. 3а.

Диапазон по U_{ig} снизу ограничен значениями, меньше которых зажигания нет; сверху — развитием в УАС дугового разряда. Магнитное поле явно способствует зажиганию при малых U_{ig} ; с ростом U_{ig} необходимая для пробоя величина B_{ig} , особенно для легко ионизируемых газов, быстро падает. Для аргона (кривая 2 на рис. 3а) основной спад B_{ig} примерно в 1.6 раза проходит при росте U_{ig} от 700 В до 850 В.

Параметром, эквивалентным давлению, в данной работе является принятая для плазменных ускорителей величина — скорость напуска газа q . Диапазон изменения скорости напуска для разных рабочих плазмообразующих газов разный. Для криптона,

например, $q(\text{Kr}) \leq 12$ сссм; для неона $q(\text{Ne}) \leq 120$ сссм.

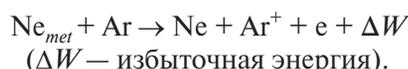
Верхний предел q для всех газовых смесей q_{\max} соответствует давлению газа $P \approx (2\text{--}2.5) \cdot 10^{-4}$ Торр; при $q = q_{\max}$ происходит электрический пробой разрядного промежутка. Рост скорости напуска газов ведет к уменьшению B_{ig} и U_{ig} (ср. на рис. 3а кривые 3 и 4 для Ne). На рис. 3б показаны зависимости $B_{ig} = f(q)$.

Рост скорости напуска (давления) ожидаемо уменьшает необходимую для зажигания разряда индукцию магнитного поля.

Для каждого из газов, при изменении как U_{ig} , так и q получены свои критические значения $B_{ig,cr}$, ниже которых при заданных рабочих величинах U_{ig} и q зажигание разряда не происходит. При наибольших для каждого из рабочих газов значений U_{ig} и q зажигание разряда практически не зависит от магнитного поля.

3. ЗАЖИГАНИЕ $E \times B$ -РАЗРЯДА НА СМЕСЯХ ГАЗОВ

Эффективная работа плазменного масс-сепаратора — это и генерация максимально возможной плотности ионов n_i в многокомпонентном потоке. Одним из способов увеличения n_i относительно плотности, получаемой в процессе столкновений электронов и атомов с ионизацией, является ионизация при реакциях обмена энергией между атомами, находящимися в основном и метастабильном возбужденном состояниях, таких как



Время жизни некоторых ионов в метастабильном состоянии много больше времен пролета ионов рабочего пространства УАС. Поэтому второй задачей нашей работы стало исследование особенностей пеннинговской ионизации в $E \times B$ -разряде УАС. В нашем случае пеннинговскими парами [19–21, 26] являются смеси неона с аргоном или криптоном, в которых потенциал возбуждения неона в метастабильное состояние $\phi_{met,Ne} \approx 16.7$ эВ превышает потенциалы ионизации аргона (15.68 эВ) и криптона (14 эВ).

Естественное, по Пеннингу, поведение кривой зажигания $B_{ig} = f(q)$ — уменьшение необходимого для зажигания разряда вклада энергии со стороны магнитного поля — обнаружено при добавке к неону криптона или аргона как примеси; значения B_{ig} монотонно спадают с ростом q_{Ar} и q_{Kr} (рис. 4). Здесь $q_{Ne} = 60$ сссм, поэтому напуск Kr или Ar с $q \approx 10$ сссм

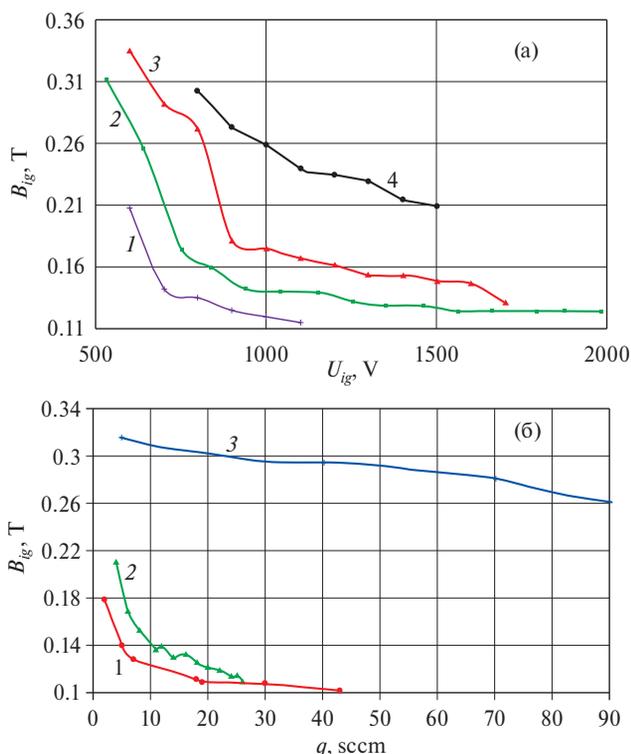


Рис. 3. Левые ветви кривых зажигания $E \times B$ -разряда в УАС при $U_{ig} \approx 840$ В: (а) — 1 — Kr ($q = 5$ сссм), 2 — Ar ($q = 10$ сссм), 3 — Ne ($q = 60$ сссм), 4 — Ne ($q = 50$ сссм); (б) — 1 — Kr, 2 — Ar, 3 — Ne. Здесь и далее на всех рисунках параметр q выражен в единицах сссм (стандартные кубические сантиметры в минуту при плотности, определяемой стандартными условиями для температуры и давления).

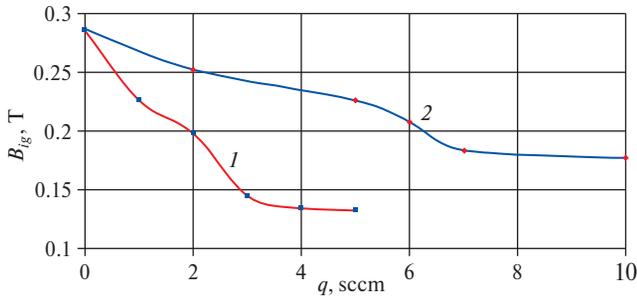


Рис. 4. Левые ветви кривых зажигания: 1 — Ne ($q = 60$ sccm) плюс Kr, скорость напуска которого изменялась ($q - \text{var}$); 2 — Ne ($q = 60$ sccm) + Ar ($q - \text{var}$); $U_{ig} \approx 825$ В.

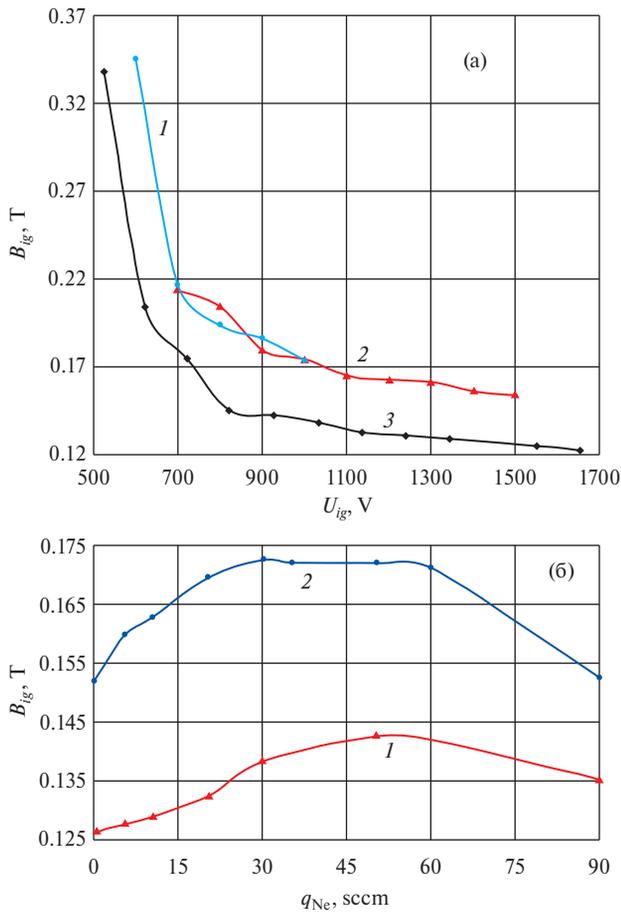


Рис. 5. (а) — набор левых ветвей кривых зажигания для смесей аргона, криптона и неона: кривая 1 — Kr ($q = 3$ sccm) + Ne ($q = 30$ sccm); 2 — Ar ($q = 5$ sccm) + Ne ($q = 30$ sccm); 3 — Kr ($q = 3$ sccm) + Ar ($q = 3$ sccm) + Ne ($q = 40$ sccm); (б) — зависимости $B_{ig} = f(q)$: 1 — Kr ($q = 7$ sccm) + Ne ($q - \text{var}$); 2 — Ar ($q = 10$ sccm) + Ne ($q - \text{var}$); $U_{ig} \approx 830$ В.

дает незначительное относительное увеличение полного давления.

На рис. 5а приведены кривые $B_{ig} = f(U_{ig})$ для двух- и трехкомпонентных смесей аргона, криптона и неона. При заданных скоростях напуска газов наи-

меньшие критические магнитные поля и наиболее широкий рабочий диапазон обнаружены для трехкомпонентной смеси плазмообразующих газов. Увеличение скоростей напуска сдвигает графики вниз, не изменяя характера зависимости $B_{ig} = f(U_{ig})$.

Однако если неон был добавкой к аргону или криптону, индукция зажигания возрастала, пока скорости напуска неона не достигали величины $q_{Ne} \sim 45$ sccm, а далее — монотонно спадала, достигая при $q_{Ne} \sim 90$ sccm значений, примерно соответствующих $q_{Ne} \sim 0$ (рис. 5б).

Обнаружено: когда рабочая среда — это смесь газов, поведение индукции зажигания при изменении скорости напуска существенно другое по сравнению с $B_{ig} = f(q_{ig})$ для моногазовых рабочих сред (см. рис. 3б).

4. ДВОЙНАЯ СТРУКТУРА ТОКА ПРИ ЗАЖИГАНИИ РАЗРЯДА

На рис. 2 приведен пример сигнала с коллектора ионов ЭЗП (кривая 2), когда все сетки энергоанализатора имеют нулевой потенциал — нет воздействия электрических полей на поток частиц, проникающих в ЭЗП. Временное разрешение $\Delta t \approx 10^{-7}$ с здесь определяется осциллографом; по сигналу есть возможность определить полное время зажигания разряда.

Когда ЭЗП работал в своем основном режиме — энергоанализатора с рабочими потенциалами сеток — было замечено, что ионный ток с коллектора вблизи момента зажигания разряда имеет двойную структуру, поэтому нами проведен эксперимент по более подробному исследованию временной динамики ионного сигнала. Ее в течение времени до 100 с есть возможность наблюдать, когда ЭЗП работает совместно с системой регистрации [24].

В режиме измерения энергетических спектров ионов на анализирующую сетку ЭЗП подается напряжение, растущее ступенчато со скоростью $dU_{ЭЗП}/dt \leq 3 \cdot 10^2$ В/с, т.е. напряжение увеличивается не быстрее, чем на 9 В каждые 30 мс; минимальная длительность ступени — 10 мс. Теперь при измерении зависимостей $B_{ig} = f(U_{ig})$ временное разрешение будет определяться длительностью ступени напряжения $\Delta t_{ЭЗП}$.

Получение кривой зажигания начиналось с выбора и фиксации U_{ig} и затем медленно, для наглядной визуализации изменения тока ионов во времени, увеличивалось магнитное поле в УАС до момента появления бросков ионного тока на коллекторе

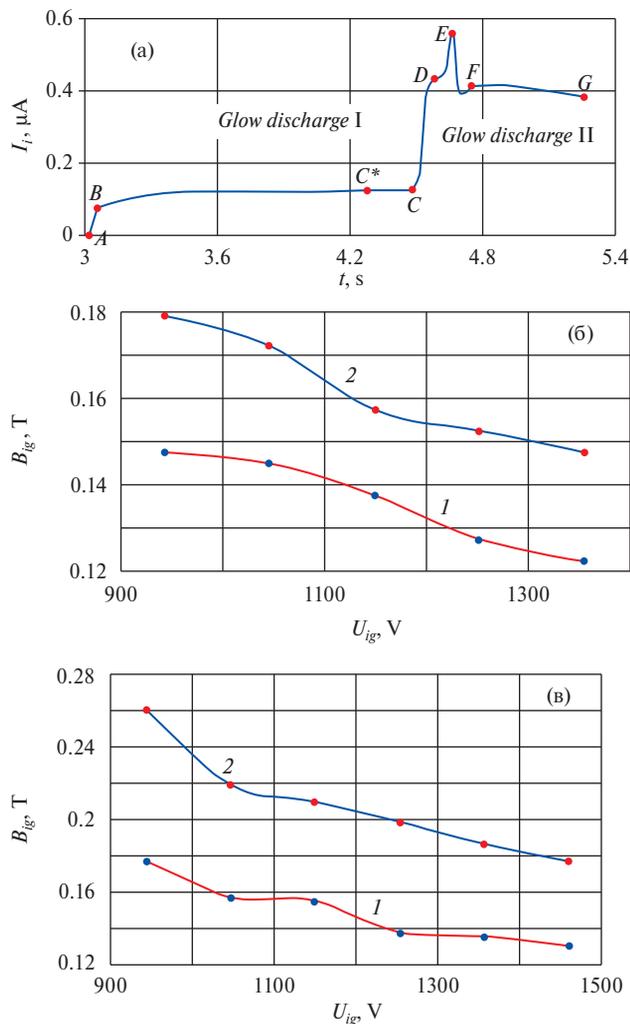


Рис. 6. (а) — ионный ток в процессе зажигания $E \times B$ -разряда: аргон ($q = 5$ sccm), $dU_{ЭЗП}/dt = 2$ В/30 мс, $U_{ig} = 940$ В, $B_{иг} = 0.145$ Тл, $B_{IIг} = 0.172$ Тл; б — $B_{иг} = f(U_{ig})$ для смеси Кг ($q = 4$ sccm) + Ne ($q = 50$ sccm): 1 — режим I (зажигание газ \rightarrow плазма), 2 — режим II (зажигание плазма \rightarrow плазма); (в) — $B_{иг} = f(U_{ig})$ для Ne ($q = 70$ sccm): кривая 1 — газ–плазма (режим I), 2 — плазма–плазма (режим II).

ЭЗП — первого, а затем и второго пробоя разрядного промежутка.

На рис. 6а приведен пример ионного сигнала, в котором есть двойная структура, что эквивалентно и двойной структуре разрядного тока. Здесь магнитное поле плавно изменялось в диапазонах от 0 до точки А — начала первого скачка тока — пробоя газового промежутка, и между точками С* (ориентировочно) и С — до второго скачка тока, длительности которых не превышают $\Delta t \sim 50$ мкс. Почеркнем, что исходным состоянием для первого скачка тока является нейтральный газ; для второго — плазма. На участках осциллограммы после точки А до точки С* и после точки С — магнитное поле

не изменялось. За скачками I и II следуют два стационарных состояния горения аномального тлеющего разряда (участки ВС и FG на рис. 6а).

Измеренные отношения амплитуд скачков ионных токов в разные режимы горения составляют $I_{II}/I_I \approx 2 \div 11$.

Необходимо отметить, что поведение тока на участке ВС — это суммарный эффект: спад тока, определяемый ростом задерживающего потенциала ЭЗП (для кадра, приведенного на рис. 6а, изменение на участке ВС $\Delta U_{ЭЗП} \approx 95$ В), плюс некоторый прирост тока в процессе выхода на стационарный уровень тлеющего разряда в режиме горения I (см. разд. 5, рис. 8а).

На рис. 6б даны кривые зажигания $E \times B$ -разрядов в режимы горения I и II, полученные последовательно (в одном кадре) при медленном увеличении индукции магнитного поля на смеси криптона и неона. На смеси газов реализуются токи разряда, большие по сравнению с разрядами на моногазах. На рис. 6в показаны кривые зажигания для режимов I и II в неоне.

Измерение плавающего потенциала с помощью плоского лэнгмюровского зонда (диаметр приемной поверхности 0.4 мм), установленного на внутреннем срезе катода УАС, позволило определить зависимости плавающего потенциала U_{fl} от рабочего давления и величины индукции магнитного поля. По принятой классификации зонд в плазме УАС работает в бесстолковительном режиме, так как $\lambda_{ea} \gg r_p$, r_{De} , r_{Le} , где длина свободного пробега электронов относительно столкновений с нейтралами (давление $P = 10^{-4}$ Торр, $W_e = 25$ эВ) $\lambda_{ea} \approx 5$ м; характерный размер зонда $r_p = 0.02$ см, дебаевский радиус электронов (25 эВ, $5 \cdot 10^6$ см $^{-3}$) $r_{De} \approx 1.7$ см; ларморовский радиус электронов в прикатодной области (25 эВ, 3 кГс) $r_{Le} \approx 5.6 \cdot 10^{-3}$ см.

Отметим, что плоскость собирающей поверхности зонда параллельна силовым линиям магнитного поля, так как вблизи катода на оси разрядного канала существует практически только радиальная компонента магнитного поля B_{rK} . Эффективная собирающая поверхность зонда вытянута вдоль силовых линий магнитного поля по радиусу, поэтому зона прихода электронов вдоль оси разрядного канала зафиксирована примерно в плоскости катода, для которой мы и сообщаем измеренную зависимость $I_e = f(U_p)$ электронного тока на зонд от потенциала зонда.

По величине U_{fl} можно оценить потенциал плазмы U_{pl} , когда, например, рабочим газом был

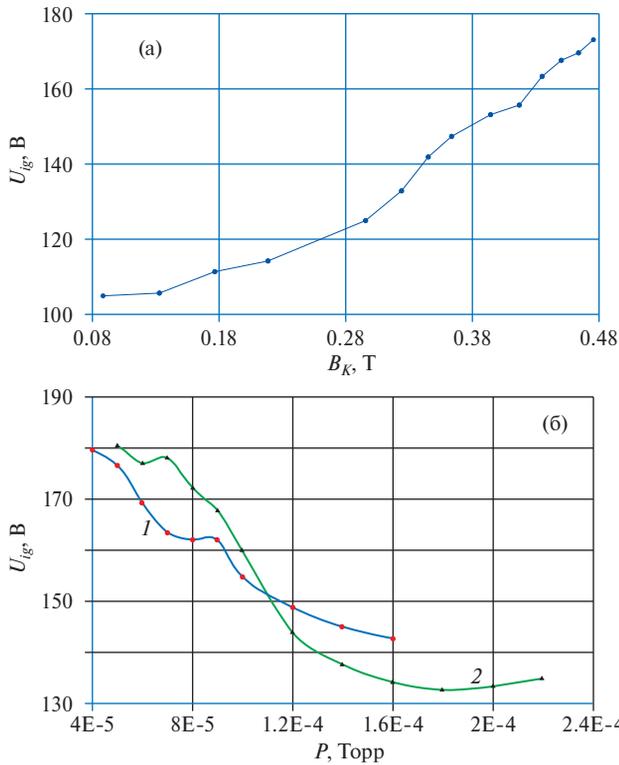


Рис. 7. Потенциал плазмы в прикатодной области, аргон: (а) — $P=9 \cdot 10^{-5}$ Торр, $U_d=1160$ В; (б) — 1 — $B_K=0.427$ Тл, $U_d=1160$ В; 2 — $B_K=0.45$ Тл, $U_d=670$ В.

аргон, $U_{pl.Ar} \approx U_{fl} + 5,2 \frac{k_B T_e}{e}$ (k_B — постоянная

Больцмана). Функциональные зависимости U_{fl} и U_{pl} от рабочего давления и величины индукции магнитного поля получаются одинаковыми.

В качестве нижней оценки температуры (энергии) электронов мы брали $k_B T_e = \phi_i$, где $\phi_i = 15.68$ эВ для аргона. Данные сведены на рис. 7. Потенциал плазмы в прикатодной области растет в 1.65 раза при росте индукции магнитного поля на катоде B_K от 0.089 до 0.477 Тл (рис. 7а) и заметно падает при увеличении давления плазмообразующего газа — на рис. 7б приведена зависимость $U_{pl}=f(P)$ при изменении давления от $4 \cdot 10^{-5}$ до $2.2 \cdot 10^{-4}$ Торр.

5. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИОНОВ ПО ЭНЕРГИИ В МОМЕНТ ЗАЖИГАНИЯ $E \times B$ -РАЗРЯДА

Распределения ионов по энергии измеряли с помощью ЭЗП на выходе из катода УАС. Время запуска ЭЗП синхронизировалось с моментом зажигания разряда. Изменяя во времени напряжение на анализирующей сетке ($dU_{ЭЗП}/dt$), можно было на коллекторе ЭЗП видеть ионы с энергиями $50 \text{ eV} \leq W_i \leq eU_A$, где U_A — напряжение на аноде УАС в момент зажигания ($U_A = U_{ig}$). Так, при $dU_{ЭЗП}/dt =$

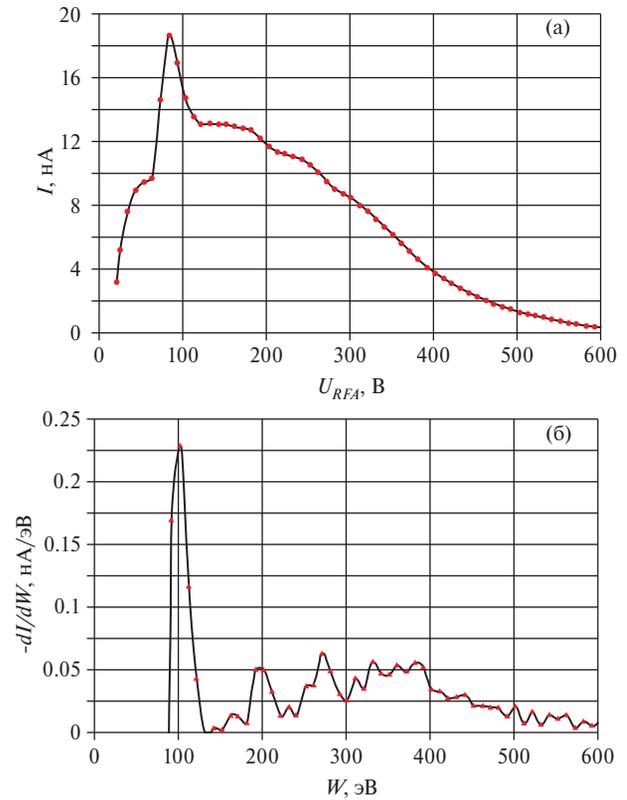


Рис. 8. (а) — ток ионов с коллектора ЭЗП; (б) — энергетический спектр ионов. $U_{ig}=800$ В, $B_{ig}=0.184$ Тл; аргон, $q=12$ sccm; $dU_{ЭЗП}/dt=10$ В / 20 мс.

$= (2 \text{ В}) / (50 \text{ мс})$ регистрировались ионы с энергиями $W \leq 150$ эВ; при $dU_{ЭЗП}/dt = (4 \text{ В}) / (10 \text{ мс})$ — с энергиями $W \geq 700$ эВ.

Ионы рождались в процессе столкновений электронов с атомами рабочего газа в разных точках разрядного промежутка и, соответственно, ускорялись до различных энергий. Если запуск ЭЗП запаздывал относительно момента зажигания разряда, то из спектров ионов по энергии “исчезали” ионы с энергиями $W \leq eU_{ЭЗП}$.

На рис. 8а показан ток ионов I , а на рис. 8б — соответствующий ему спектр ионов ($-dI/dW$) по энергии. Здесь запуск ЭЗП практически совпал с моментом зажигания разряда. Структура тока — с двойным скачком. На спектре явно выделен пик ионов с энергиями $80 \leq W \leq 130$ эВ, рожденных в прикатодной области.

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Существование двух скачков тока — инициирующего аномальный тлеющий разряд (первый скачок — в режим горения I) и уже в режиме аномального тлеющего разряда — прыжок в режим горения II — можно назвать принципиальным отличием

стадии зажигания $E \times B$ -разряда от стадии зажигания тлеющего разряда без магнитного поля. Аналогия с плавным переходом при росте напряжения на электродном промежутке из режима “нормальный тлеющий разряд” в режим “аномальный тлеющий разряд” в случае, когда магнитного поля нет, может рассматриваться лишь как формальная.

Плазменный скачок разрядного тока (в режим горения II) проходит после перестройки потенциала в прикатодной области. Перед первым скачком были одни макроскопические значения магнитного поля и электрического потенциала в прикатодной области (области инициирования зажигания), а после него — уже другие условия для реализации второго режима зажигания (плазма — плазма).

В момент зажигания разряда формируется прикатодный скачок потенциала, на котором электроны, эмитированные из катода в результате вторичной ион-электронной и автоэлектронной эмиссий, набирают энергию, достаточную для ионизации. Это согласуется с данными о начальной фазе зажигания несамостоятельного $E \times B$ -разряда [18]: через 7 мкс после включения напряжения разряд возникает вблизи катода. Далее по направлению к аноду, судя по нашим ионным спектрам, потенциал почти постоянный, электрическое поле слабое, поэтому ионов в этой зоне мало. Ближе к середине разрядного промежутка формируется плазменный столб с заметным электрическим полем, где “собирается” некоторое количество электронов — эмиссионных и плазменных. Прианодного скачка потенциала еще практически нет.

Зависимости $B_{igI} = f(U_{ig})$ и $B_{igII} = f(U_{ig})$, полученные в одном цикле зажигания разряда, подобны друг другу, что говорит о схожести физических процессов, происходящих при зажигании в режимы горения I и II.

Зажигание самостоятельного $E \times B$ -разряда — длинный во времени $\tau \sim 10^{-3}$ с процесс. Из приведенных экспериментальных данных можно оценить коэффициент диффузии электронов поперек магнитного поля: $D_{e\perp} = \Delta^2/\tau \approx 10^{-1}$ м²/с. Классический коэффициент диффузии $D_{e\perp}$ можно оценить и расчетным путем, если принять, что при одном столкновении частица может смещаться на максимальное из возможных расстояние — ларморовский радиус ρ_{He} : $D_{e\perp} = \rho_{He}^2 \nu_{ea}$, где ν_{ea} — частота упругих столкновений электронов с нейтралами. При $B = 0.2$ Тл, $T_e = 25$ эВ, что обеспечивает ионизацию неона (у него самый большой $\phi_i \approx 21.47$ эВ из используемых газов), $\rho_{He} \approx 3,5 \cdot 10^{-3}$ м. Тогда частота столкновений электронов с атомами $\nu_{ea} = D_{e\perp}/\rho_{He}^2 \approx 8 \cdot 10^3$ с⁻¹.

Чтобы обеспечить такую ν_{ea} , достаточно установить давление $P_n = 1.4 \cdot 10^{-6}$ Торр, что много меньше $P \leq 2 \cdot 10^{-4}$ Торр — рабочих давлений в эксперименте. Это показывает возможность реализации диффузионного механизма зажигания самостоятельного $E \times B$ -разряда в УАС с учетом плазменных эффектов в процессе зажигания в режим горения II.

Различие в поведении пеннинговских пар при изменении их роли в паре — основной газ или примесь — объясняется различной степенью влияния разряда на распределение потенциала в прикатодной области, формирование которого в процессе зажигания самостоятельного $E \times B$ -разряда проходит по-разному для каждой рабочей газовой среды.

Когда неон — основной газ, зажигание разряда проходит при $B_{ig} \geq 0.28$ Тл. При этом формируется прикатодный слой потенциала толщиной $\Delta < 3$ мм величиной около $\Delta\phi \geq 30$ В. Если легко ионизируемые компоненты (Ar, Kr) — основной газ, то зажигание разряда происходит при $B_{ig} \leq 0.17$ Тл и $\Delta\phi$ не превышает 15–20 В, что делает маловероятным ионизацию неона и его возбуждение в метастабильное состояние. Такие экспериментальные данные говорят об условности подхода эквивалентного давления [13, 14], с одной стороны, а с другой — расшифровывают его содержание.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение временной динамики сигналов с индукционного датчика позволило получить кривые зажигания $E \times B$ -разряда (моменты зажигания), связывающие напряжение, индукцию зажигания и давление плазмообразующих газов в случае как одно-, так и двух- и трехкомпонентных смесей инертных газов.

Показано, что поток ионов, покидающих зону $E \times B$ -разряда, может быть информативным индикатором процесса зажигания — появления плазмы в промежутке анод–катод УАС. Данные с коллектора ионов определили полную длительность процесса зажигания.

Работая с ионным сигналом, при зажигании “магнитным полем” в дополнение к известному традиционному скачку разрядного тока, изменяющемуся от нуля (точка А на рис. 6а) до некоторого тока I_1 (точка В на рис. 6а) — в режим горения I был обнаружен второй скачок СЕ — в режим горения II (рис. 6а), который проходит уже в плазме тлеющего $E \times B$ -разряда. То есть в эксперименте наблюдался пороговый эффект резкого увеличения проводимости (тока) разрядного промежутка УАС, заполненного

плазмой, который инициировался растущим магнитным полем.

Показан различный характер зажигания разряда для пеннинговских пар при изменении роли газа в смеси (основной или примесь), который определяется, в числе иного, особенностями формирования распределения электрического потенциала в прикатодном слое.

Уменьшение необходимой для зажигания разряда индукции магнитного поля наблюдалось при добавке примеси легко ионизируемого газа (криптон, $\varphi_{Kr} = 14$ эВ; аргон, $\varphi_{Ar} = 15.68$ эВ) к неону, у которого потенциал ионизации $\varphi_{Ne} = 21.47$ эВ, заметно больше (см. рис. 4). Но если к криптону или аргону добавлялся сравнительно трудно ионизируемый неон, то кривая магнитного зажигания $B_{ig} = f(U_{ig})$ — это кривая с максимумом при определенном значении скорости напуска неона (см. рис. 5б). В том же диапазоне скоростей напуска неона ($5 \div 90$ сссм), когда он был единственным плазмообразующим газом (см. рис. 3б), кривая $B_{ig} = f(U_{ig})$ монотонно спадала при росте q_{Ne} .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Brown S.C.* Introduction to electrical discharges in gases (John Wiley & Sons, New York, London, Sydney, 1966). Available at: <http://experimentationlab.berkeley.edu/sites/default/files/Electrical-Discharges-In-Gases.pdf>
2. *Raizer Y.P.* Gas Discharge Physics (Springer, Berlin, 1991). Available at: <https://link.springer.com/book/9783642647604>
3. *Gallo C.F.* // IEEE Trans. Ind. Appl. 1975. V. IA-13. P. 739. DOI: 10.1109/TIA.1975.349370
4. *Baranov O., Bazaka K., Kersten H., Keidar M., Cvelbar U., Xu S., Levchenko I.* // Appl. Phys. Rev. 2017. V. 4. P. 041302. DOI: 10.1063/1.5007869
5. *Liu W., Zhang G., Jin C., Xu Y., Nie Y., Shi X., Sun J., and Yang J.* // Appl. Phys. Lett. 2022. V. 121. P. 073301. DOI: 10.1063/5.0092988
6. *Abolmasov S.N.* // Plasma Sourc. Sci. Technol. 2012. V. 21. P. 035006. DOI: 10.1088/0963-0252/21/3/035006
7. *Michiels M., Leonova K., Godfroid T., Snyders R., and Britun N.* // Appl. Phys. Lett. 2022. V. 121. P. 051603. DOI: 10.1063/5.0096128
8. *Goebel D.M. and Katz I.* Fundamentals of Electric Propulsion: Ion and Hall Thrusters (John Wiley & Sons, Hoboken, New Jersey, 2008). Available at: https://descanso.jpl.nasa.gov/SciTechBook/series1/Goebel_cmprsd_opt.pdf.
9. *Keidar M.* // Plasma Sourc. Sci. Technol. 2015. V. 24. P. 033001. DOI: 10.1088/0963-0252/24/3/033001
10. *Keidar M. and Robert E.* // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 121901. DOI: 10.1063/1.4933406
11. *Xu Z., Lan Y., Ma J., Shen J., Han W., Shuheng H.U., Chaobing Y.E., Wenhao X.I., Zhang Y., Yang C., Zhao X., Cheng C.* // Plasma Sci. Technol. 2020. V. 22. P. 103003. DOI: 10.1088/2058-6272/ab9ddd
12. *Townsend J.S.* // J. Sci., Ser. 6. 1913. V. 26. P. 730. DOI: 10.1080/14786441308635017
13. *Townsend J.S., Gill E.W.B.* // J. Sci. Ser. 7. 1938. V. 26. P. 290. DOI: 10.1080/14786443808562125
14. *Blevin H.A., Haydon S.C.* // Aust. J. Phys. 1958. V. 11. P. 18. DOI: 10.1071/PH580018
15. *Valle G.* // Nuovo Cimento. 1950. V. 7. P. 174. DOI: 10.1007/BF02781871
16. *Heylen A.E.D., Eng C.* // IEE Proc. 1980. V. 127. P. 221. DOI: 10.1049/ip-a-1.1980.0034
17. *Nikulin S.P.* // Tech. Phys. 1998. V. 43. P. 795. DOI: 10.1134/1.1259092
18. *Ellison C.L., Raitzes Y., Fisch N.J.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2011. V. 39. P. 2950. DOI: 10.1109/TPS.2011.2121925
19. *Penning F.M.* // Naturwiss. 1927. V. 15. P. 818. DOI: 10.1007/BF01505431
20. *Penning F.M.* // Z. Phys. 1929. V. 57. P. 723. DOI: 10.1007/BF01340651
21. *Penning F.M.* // Physica. 1934. V. 1. P. 1028. DOI: 10.1016/S0031-8914(34)80297-2
22. *Strokin N.A., Bardakov V.M.* // Plasma Phys. Rep. 2019. V. 45. P. 46. DOI: 10.1063/1.4846898
23. *Bardakov V.M., Ivanov S.D., Kazantsev A.V., Strokin N.A.* // Rev. Sci. Instrum. 2015. V. 86. 053501. DOI: 10.1063/1.4920998
24. *Bardakov V.M., Ivanov S.D., Kazantsev A.V., Strokin N.A.* // Instrum. Exp. Tech. 2015. V. 58. No. 3. P. 359. DOI: 10.1134/S0020441215030045
25. *Lai S.T.* // AIP Adv. 2020. V. 10. P. 095324. DOI: 10.1063/5.0014266
26. *Ohayon B., Wahlin E., Ron G.* // J. Instrum. 2015. V. 10. P. 03009. DOI: 10.1088/1748-0221/10/03/P03009

IGNITION OF SELF-SUSTAINED EXB DISCHARGE; ION CONTRIBUTION TO UNDERSTANDING THE PROCESS

N. A. Strokin, A. V. Rigin

Irkutsk National Research Technical University, Irkutsk, Russia

We determined critical values for the ignition voltage and magnetic induction for a self-sustained plasma discharge in crossed electric and magnetic fields, both at inert gases and in their mixtures. As parameters that enabled to visualize igniting an $E \times B$ discharge, we used the ion current and the induction current derivative, and provided the temporal characteristics for the process. We found a double structure of the ion current (discharge current) during the ignition. The working media initial state for the discharge current first jump is a neutral gas, whereas the working media initial state for the second jump is plasma. A peak of ions originated within the near-cathode area is detected on the energy distributions of the ions obtained during the ignition. Also detected is a wide ion energy spectrum related to the discharge gap. We show a various discharge ignition character for Penning pairs, when the gas changes its role (main or admixture) in the mixture. The character is determined by features of forming the electric potential distribution in the near-cathode layer.

Keywords: self-consistent discharge, plasma, crossed electric and magnetic fields, discharge ignition, double structure, ion current, Penning pair

УДК 533.9.03

СТОЛКНОВЕНИЕ ДВУХ ПЛАЗМЕННЫХ ДИФФУЗНЫХ СТРУЙ С ОДИНАКОВОЙ И РАЗНОЙ ПОЛЯРНОСТЬЮ ФРОНТА ПРИ ДАВЛЕНИИ ВОЗДУХА 1 ТОРР

© 2024 г. В. Ф. Тарасенко*, Н. П. Виноградов, Е. Х. Бакшт, Д. С. Печеницин

*Институт сильноточной электроники Сибирского отделения**Российской академии наук, Томск, Россия***e-mail: VFT@loi.hcei.tsc.ru*

Поступила в редакцию 29.08.2023 г.

После доработки 20.10.2023 г.

Принята к публикации 27.10.2023 г.

В воздухе при давлении 1 торр исследован режим столкновения плазменных диффузных струй (ПДС), состоящих из стримеров красного цвета. ПДС формировались с частотой посылок импульсов напряжения 21 кГц в кварцевой трубке, стартуя от плазмы емкостного разряда, создаваемой импульсами напряжения положительной и отрицательной полярности. Установлено, что при одинаковой полярности импульсов напряжения встречные ПДС в воздухе подавляют излучение друг друга на 2+ и 1+ системах молекулярного азота. Показано, что при разной полярности импульсов напряжения интенсивность свечения в области встречи ПДС существенно увеличивается. Приведены данные о влиянии задержек между включением генераторов различной полярности на спектры излучения ПДС. Установлено, что при увеличении относительной влажности воздуха в спектре излучения появляются линия атомарного водорода H_{α} , а также полосы молекул гидроксила OH и OH^+ , спектральная плотность излучения которых соизмерима с плотностью энергии излучения полос второй положительной (2+) системы молекулярного азота.

Ключевые слова: столкновение стримеров, воздух низкого давления, плазменная диффузная струя, емкостный разряд

DOI: 10.31857/S0367292124010139 EDN: SIZVIY

1. ВВЕДЕНИЕ

Пробой в длинных трубках при различных давлениях изучали многие научные группы. Результаты этих исследований систематизированы в обзорах [1, 2] и монографиях [3, 4]. В большинстве работ исследования проводили с двумя электродами, расположенными на торцах трубки (см. публикации [1–5] и ссылки в них). Трубки заполняли различными газами, в том числе воздухом низкого давления.

Так, в работе [5] продемонстрировано распространение волны ионизации при давлении воздуха 2 торра и сообщалось, что при напряжении генератора 11 кВ полосы второй положительной системы азота дают основной вклад в излучения плазмы в области 300–800 нм. В части работ, например [1, 6], сообщалось о регистрации рентгеновского излучения при прохождении быстрой волны ионизации по трубке и ее приближении к электроду положительной полярности.

Известны также исследования взаимодействия двух волн ионизации, которые распространялись как от одного электрода [7, 8], так и от двух противоположных электродов [9]. В работе [7] найден

режим пробоя в гелии при давлениях 0.1–60 Торр, когда формировались две волны ионизации. Причем вторая появлялась после образования катодного пятна на высоковольтном электроде, а ее фронт имел более высокую скорость. В результате вторая ВИ догоняла первую, и далее они двигались вместе с большей скоростью фронта, чем имели до слияния.

В работе [8] теоретически и экспериментально исследовалось формирование волны ионизации в прямой трубке, которая соединялась с кольцом из трубки того же диаметра, а с противоположной стороны кольца приваривалась вторая прямая трубка. В экспериментах использовали неон при атмосферном давлении или смесь неона с малыми добавками ксенона. Первая ВИ инициировалась с острия отрицательной полярности импульсом напряжения амплитудой 25 кВ, который имел фронт 25 нс и длительность ≈ 10 мкс. В кольце волна ионизации разделялась надвое, а затем две волны ионизации с фронтами одинаковой полярности сталкивались в области второй трубки. При этом во второй трубке формировалась третья ВИ. Концентрация электронов в фронте первой волны ионизации при

ее разделении уменьшалась от $4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ до $6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, а при соединении двух ВИ в начале второй трубки увеличивалась до $9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

В работе [9] исследовалось столкновение двух ВИ в неоне и аргоне при давлении 1 торр и частоте следования импульсов до 100 Гц. Трубка имела длину 1 м и диаметр 1.5 см. Волны ионизации инициировались с двух металлических электродов, расположенных на противоположных концах трубки, импульсами напряжения от одного источника положительной полярности.

Оптические исследования показали, что ВИ движутся навстречу друг другу с уменьшающимися скоростями. Интенсивность излучения неона в волнах ионизации линейно уменьшалась при их приближении. ВИ подавляли друг друга, и интенсивность излучения в центре трубки в области их столкновения снижалась на порядок. Ширина наблюдаемой области уменьшения светимости при столкновении волн ионизации зависела от типа газа и давления, а также амплитуды импульса напряжения.

В наших работах [10–13] было предложено инициировать плазменные диффузные струи (ПДС) с помощью высокочастотного емкостного разряда в кварцевой трубке за счет электродов на ее внешней поверхности. Это позволяло исключить контакт плазмы разряда с металлическими электродами.

Было установлено, что при заполнении трубки воздухом низкого давления от области разряда внутри трубки между двумя внешними электродами формируются ПДС красного цвета, обусловленного свечением полос первой положительной системы молекулярного азота. Высоковольтный и заземленный электроды охватывали кварцевую трубку и располагались на расстоянии 6 см. Струи распространялись от созданной плазмы на десятки сантиметров к торцам трубки, на которых электроды отсутствовали.

Длина ПДС зависела от давления воздуха и амплитуды импульсов напряжения, а также от полярности высоковольтного электрода. При напряжении источника питания 7 кВ и давлении менее 1 Торр ПДС распространялись от области их инициирования на расстояние более 1 м [11]. Особенностью ПДС с длиной в десятки сантиметров и более было существенное (на порядок и более) превышение спектральной энергии излучения полос второй положительной системы азота $W(2+)$ над аналогом первой положительной системы азота $W(1+)$. При этом ПДС имели красный цвет, который наблюдался визуально и регистрировался фотоаппаратом при давлениях 0.2–3 Торр [10–13].

В работе [12] было показано, что каждая из ПДС состоит из двух стримеров, генерируемых на фронте и спаде импульса напряжения. Кроме того, обнаружено, что при достижении фронтом второго положительного стримера места остановки первого отрицательного формируется третий стример, имеющий малую скорость.

Однако столкновение стримеров, создаваемых с помощью импульсов напряжения от генераторов разной полярности в длинных трубках, заполненных воздухом низкого давления, ранее не исследовалось. Такие изыскания были бы полезны для моделирования некоторых свойств красных спрайтов, формы которых при давлении воздуха от сотых долей до 1.5 Торра весьма разнообразны [14–17].

Столкновение двух разнополярных стримеров и лидеров в настоящее время также экспериментально и теоретически изучается в связи с формированием ступенчатого лидера при отрицательной молнии [18, 19] и генерацией рентгеновского излучения при пробое метровых промежутков в воздухе атмосферного давления [20–23]. Известно также о генерации лазерного излучения из области столкновения стримеров при формировании диффузного разряда между электродами в виде лезвий [24].

Цель данной работы — экспериментально исследовать в атмосферном воздухе при давлении 1 Торр вольтамперные и оптические характеристики разряда при столкновении двух плазменных диффузных струй красного цвета, состоящих из стримеров с полярностью фронта одинакового и противоположного знака.

При описании свойств ПДС мы будем использовать, как и в работе [12], термин “стример”, хотя к движущей области ионизации, создаваемой высоким электрическим полем, можно относить как стример, так и волну ионизации, поскольку физические процессы при их формировании подобны.

Как известно (см. обзор [2] и ссылки в нем), в волнах ионизации при инициировании пробоя в условиях сравнительно низких напряжений определяющую роль играют стенки трубки из диэлектрика. Электрическое поле значительно усиливается в месте контакта диэлектрика с металлом высоковольтного электрода. Далее форма разряда, при прочих равных условиях, определяется амплитудой импульса напряжения и частотой следования импульсов. При высоких напряжениях пробой между электродами на концах трубки может происходить за один импульс длительностью около 1 мкс и менее вследствие возникновения быстрой волны ионизации [1]. При уменьшении напряжения вначале скорость волн

ионизации уменьшается, а при низких напряжениях, начиная с некоторой пороговой величины, пробой в трубке прекращается [2]. При переходе от режима однократных импульсов напряжения к режиму с высокой частотой посылок импульсов, обычно более 10 Гц, пробой газа в трубке начинал возникать при той же амплитуде импульса напряжения. Соответственно, пороговое напряжение пробоя зависит не только от амплитуды импульсов напряжения, но и от паузы между импульсами [2].

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

Для формирования плазменных диффузных струй применялась установка, подобная описанной в работах [10, 12, 13]. Различия состояли в применении двух импульсных генераторов с синхронизируемым запуском, увеличении длины кварцевой трубки и использовании двух пар кольцевых электродов, установленных на внешней поверхности трубки. Схема установки показана на рис. 1.

Иницирующий емкостный разряд и ПДС формировались в трубке 1 из кварца высокого качества (марка GE-214). Данный кварц имеет высокий коэффициент пропускания в ультрафиолетовой (УФ), видимой и ближней инфракрасной областях спектра. Длина трубки равнялась 220 см, ее внутренний диаметр составлял 50 мм, а толщина стенки — 2.5 мм. На внешней поверхности кварцевой трубки устанавливали две пары кольцевых электродов (2, 3 и 4, 5) шириной 1 см. Расстояние между ближними краями электродов, изготовленных из стальной фольги, в каждой паре составляло 6 см. Расстояния между электродами 3 и 4, а также от электродов 2 и 5 до ближайших торцов кварцевой трубки, соответственно левого и правого, были одинаковыми и равнялись 66 см. На электроды от двух высоковольтных генераторов подавались импульсы напряжения

различной или одинаковой полярности с амплитудой 7 кВ и длительностью на полувысоте 1.3 мкс. Фронт и спад импульсов напряжения при давлении воздуха от 0.2 Торр до 9 Торр имели длительность около 0.4 мкс. Частота следования импульсов в большинстве экспериментов, как и в работах [10–13], составляла 21 кГц. Проводились также включения установки при частотах 1, 10, 30, 100, 1000 и 5000 Гц. Для запуска высоковольтных генераторов U_1 и U_2 с регулируемой задержкой использовали многоканальный генератор BNC 565. Точность включения импульсов запуска была не хуже 1 нс. Это позволяло проводить измерения как при одновременном включении генераторов U_1 и U_2 , так и при изменении задержек их запуска в широких пределах, а также включать только один из генераторов.

Напряжение между электродами в каждой паре измеряли делителями АКТАКОМ АСА-6039 с полосой пропускания 50 МГц. Величины сопротивлений делителей $R_2 = R_5 = 900$ кОм, а $R_3 = R_4 = 900$ МОм. Токи разряда измеряли шунтами с сопротивлением 3 Ом, которые устанавливались последовательно с заземленными электродами. Высоковольтные электроды 2 и 5 специально экранировали друг от друга заземленными электродами 3 и 4.

Сигналы с делителей и шунтов подавались на четырехканальный осциллограф MDO 3104 (полоса частот регистрации до 1 ГГц, частота дискретизации 5 выборок/нс). Излучение плазмы разряда регистрировалось цифровым фотоаппаратом Canon 2000D, спектрометром HR2000+ES (диапазон 200–1150 нм; спектральное разрешение ≈ 0.9 нм) с известной чувствительностью на различных длинах волн и кремниевым фотоэлектронным множителем (ФЭУ) (Si-ФЭУ) в составе модуля MicroFC-SMA-10035. Время нарастания переходной характеристики ФЭУ составляло 0.3 нс, время восстановления ячеек — 180 нс. Все оптические измерения проводили в темноте.

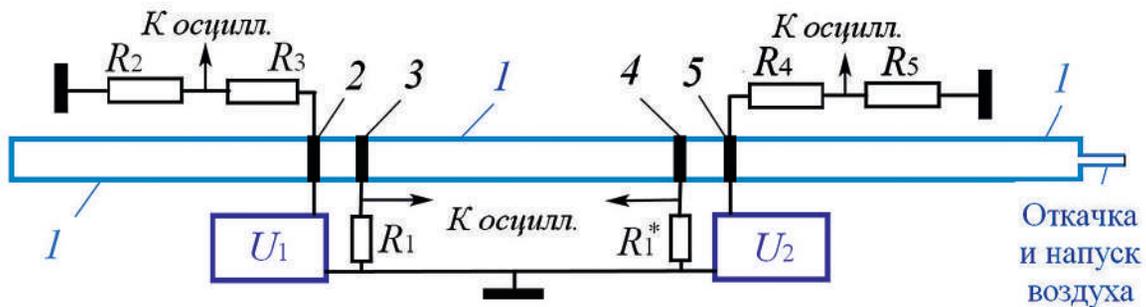


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для изучения столкновений ПДС, инициируемых емкостным разрядом, которые имели фронт как одинаковой полярности, так и противоположной. 1 — трубка из кварца; 2 — высоковольтный электрод, соединенный с генератором U_1 и делителем напряжения (R_2 – R_3); 3 — электрод, заземленный через шунт R_1 и соединенный с генератором U_1 ; 4 — электрод, заземленный через шунт R_1^* и соединенный с генератором U_2 ; 5 — высоковольтный электрод, соединенный с генератором U_2 и делителем напряжения (R_4 – R_5).

Излучение от разряда к спектрометру и ФЭУ подавалось по световодам, приемный конец которых устанавливался в различных местах на одинаковом расстоянии от поверхности трубки. При этом поле зрения световода охватывало участок кварцевой трубки высотой 5.5 и длиной 1 см. Остальная часть трубки закрывалась черным экраном. Излучение ПДС регистрировалось на расстояниях 16 и 33 см от левого края электрода 4, а также посередине между электродами 4 и 5.

Максимальную чувствительность ФЭУ имел на длине волны 420 нм, при этом чувствительность плавно уменьшалась в обе стороны от максимума, и на краях диапазона (320–800 нм) составляла около 15% от максимальной. При измерениях записывались 3–5 импульсов излучения, форма и амплитуда которых повторялись с отклонением от среднего импульса не более чем на 10%. Это позволяло определять средние скорости распространения фронта стримера при его прохождении от одного участка трубки к другому.

Кварцевую трубку откачивали до давления 10^{-2} торр, а затем заполняли воздухом с относительной влажностью около 40%. Измерения проводили при температуре ≈ 30 °С и давлении 1 Торр, которое соответствует давлению на высоте над уровнем моря ≈ 47 км. Высота для реальной атмосферы указана приблизительно, поскольку на таких уровнях есть локальные колебания давления в зависимости от температуры, ветра и других факторов.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В представленных экспериментах исследовали установившийся режим формирования плазменных диффузных струй, при котором их форма не изменялась при включении установки на десятки минут. Более длительные включения не исследовались, но ограничений не было, и температура кварцевой трубки существенно не изменялась.

Основное внимание было уделено исследованиям столкновения ПДС при различных полярностях их фронта и вариации задержки между включением генераторов. На кольцевые электроды 2, 3 и 4, 5 подавались импульсы напряжения одинаковой формы от двух генераторов U_1 и U_2 . На рис. 2 приведены импульсы тока и напряжения с включением генератора U_1 , который расположен слева, при отрицательной полярности, и второго U_2 , расположенного справа, — при положительной, с различными задержками при их запуске.

Пробой воздуха между электродами 2, 3 и 4, 5 и инициирование ПДС проходили на фронте импульса

напряжения. Величина емкостного тока, который был зарегистрирован в отсутствие пробоя при атмосферном давлении воздуха в трубке и одинаковом напряжении на электродах, не превышала 10% максимального тока через шунт при давлении 1 торр. Вариации задержки между импульсами напряжения на форму импульсов напряжения при $f = 21$ кГц практически не влияли. Однако форма импульсов тока и амплитуда отдельных его пиков существенно зависели от времени включения генераторов при задержках от 0 до 1.85 мкс.

При одновременном включении генераторов, на фронте импульсов напряжения, как и должно быть, шунтами R_1 и R_1^* регистрируется разнонаправленный ток (см. рис. 2а). С задержкой срабатывания генератора U_1 относительно генератора U_2 на 1.25 мкс (см. рис. 2б), во время первого импульса тока генератора U_2 с шунта R_1 регистрировали ток амплитудой (~ 0.1 А) положительной полярности. Этот ток обусловлен как емкостным током во время фронта импульса напряжения от генератора U_2 , так и динамическим емкостным током [25], при котором заряжается емкость между фронтом плазмы в ПДС и электродом 3. Кроме того, при этой задержке между запуском генераторов (см. рис. 2б) имелась следующая особенность: импульс тока, который генерировался при спаде импульса напряжения от генератора U_2 , совпадал по времени и направлению с первым импульсом тока от генератора U_1 . Это приводило к изменению формы ПДС и интенсивности спектров излучения.

Увеличение задержки между запуском генераторов до 1.85 мкс и более не оказывало существенного влияния на осциллограммы импульсов тока с шунтов при опережающем запуске как генератора U_1 , так и генератора U_2 (см. рис. 2в). Однако задержки между запуском генераторов, которые были менее длительности импульса напряжения, влияли на форму импульсов тока, что приводило к изменению формы ПДС и их спектров излучения. Наиболее заметные изменения в форме ПДС при разной полярности генераторов были получены в условиях их одновременного запуска.

Фотографии разряда, полученные в режиме с импульсами напряжения разной полярности при одновременном включении обоих генераторов, показаны на рис. 3.

Фотография ПДС с увеличенной светимостью за счет коррекции яркости и контраста изображения при компьютерной обработке показана на рис. 3а. Коррекция была использована для того, чтобы показать, что ПДС распространяется в обе стороны

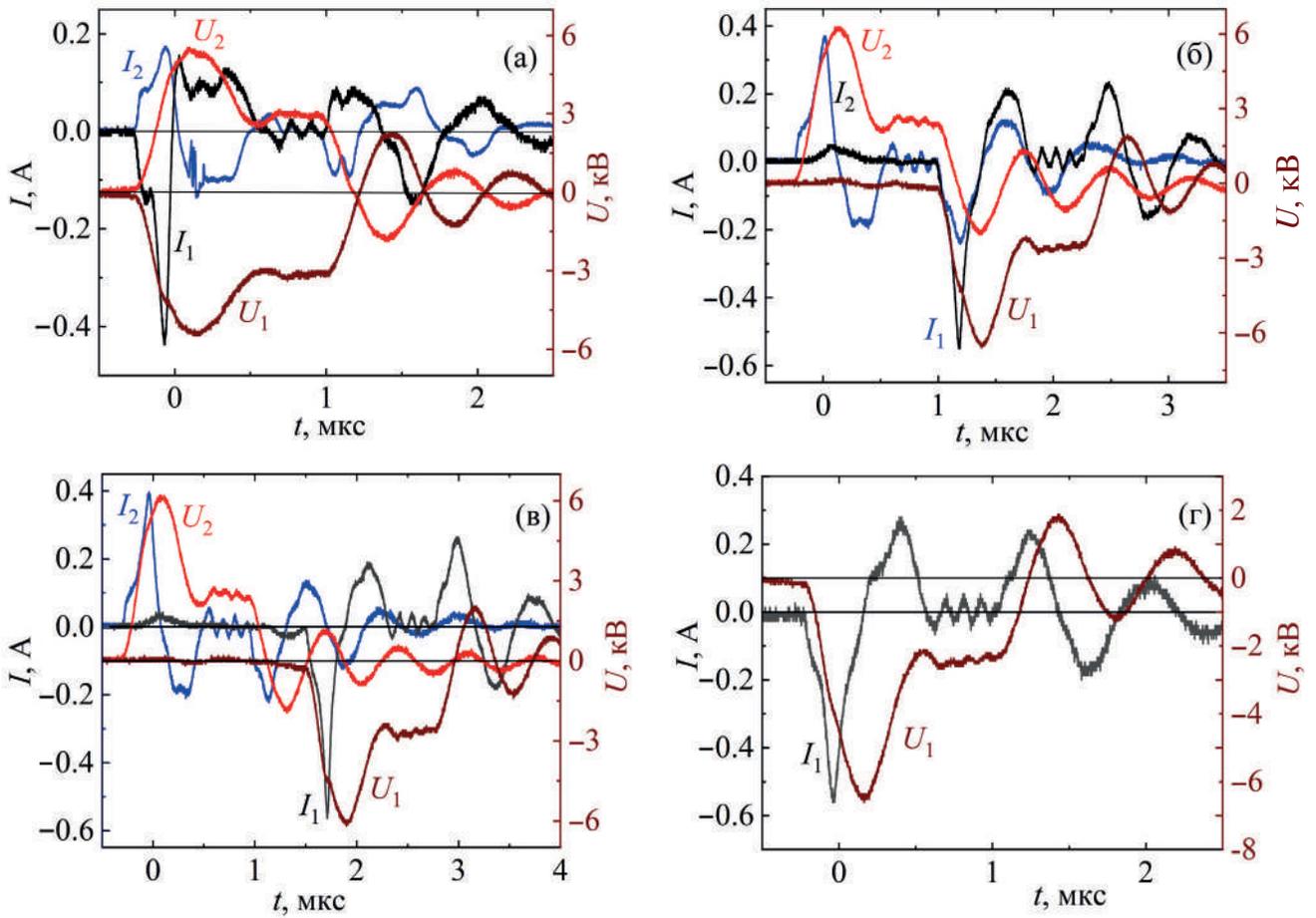


Рис. 2. Импульсы тока и напряжения при включении двух генераторов отрицательной (U_1) и положительной (U_2) полярности без задержки между импульсами напряжения (а), с задержками ≈ 1.25 (б) и ≈ 1.85 мкс (в), а также при включении одного генератора U_1 . Давление воздуха $p = 1$ Торр, частота следования импульсов $f = 21$ кГц. $|U_1| \approx |U_2| \approx 7$ кВ.

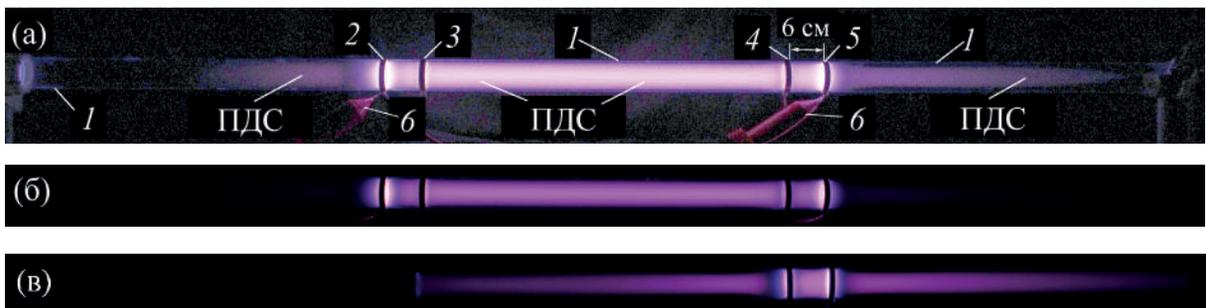


Рис. 3. Фотографии ПДС (см. соответствующие осциллограммы для них на рис. 2а), которые приведены после коррекции яркости и контраста изображения (а) и без коррекции (б), а также фотография ПДС без коррекции изображения, которая получена при включении одного генератора U_2 с положительной полярностью (в). Обозначения 1–5 соответствуют подписи к рис. 1. 6 — делители АКТАКОМ. Экспозиция фотографий 0.25 с. Давление воздуха $p = 1$ торр, частота посылок импульсов $f = 21$ кГц. Полярность генератора U_1 отрицательная, U_2 — положительная. $|U_1| \approx |U_2| \approx 7$ кВ.

от каждой пары электродов, в том числе по направлению к торцам трубки. С генераторами разной полярности направленные к торцам трубки ПДС имели малую интенсивность излучения по сравнению с ее областью между электродами 3, 4. Кроме того, увеличение яркости изображения на рис. 3а позволило

показать положение стенки кварцевой трубки 1. На исходной фотографии (см. рис. 3б), которая передавала излучение ПДС без насыщения матрицы фотоаппарата, видно, что цвет ПДС красный и подобен цвету на фотографиях спрайтов (см., например, рис. 2в работы [16] и рис. 23 работы [26]).

При включении одного из генераторов интенсивность излучения разряда ПДС в центральной части трубки уменьшалась по сравнению с режимом разных полярностей двух генераторов, а в области между высоковольтным электродом и ближайшим к нему торцом трубки интенсивность излучения увеличивалась. На рис. 3в показано свечение ПДС между электродом 5 и правым торцом трубки при включении одного генератора U_2 .

Изменение задержки между импульсами напряжения в пределах 1.85 мкс приводило к уменьшению интенсивности излучения ПДС в центральной части трубки между электродами 3, 4 по сравнению с режимом одновременного включения генераторов. При этом наибольшее уменьшение интенсивности излучения наблюдалось для режима (см. рис. 2б), когда совпадали первый пика тока I_1 с пиком тока I_2 той же полярности, который формировался на спаде импульса напряжения от генератора U_2 . В условиях совпадения во времени полярности пиков тока от генераторов U_1 и U_2 относительное уменьшение интенсивности свечения плазмы разряда проходило и при различных амплитудах однополярных пиков тока. Отметим, что измерения с помощью ФЭУ и ИССД-камеры в работе [12] показали, что ПДС в подобных условиях состоят из двух стримеров.

Для проверки режима столкновения стримеров, которые генерируются в ПДС первыми и имеют одинаковую полярность фронта, были проведены опыты в условиях использования импульсов напряжения одинаковой полярности и одновременного

запуска обоих генераторов. Фотографии разряда в этих условиях показаны на рис. 4.

На исходной фотографии 4а видны четыре ПДС, по две у каждой пары электродов. Как и на рис. 3в (см. также работы [10, 11, 13]), они распространяются в обе стороны от плазмы емкостного разряда, создаваемой между кольцевыми электродами. Излучение в центре трубки между электродами 3, 4 подавлялось практически полностью (см. рис. 4). Было установлено, что диаметр ПДС с удалением от инициирующих ее электродов плавно уменьшается (см. рис. 4а). Так как диаметр ПДС определяется размерами стримеров, из которых она состоит, можно предположить, что диаметр фронта стримера также уменьшается при удалении от места его инициирования.

При разнополярных пиках импульсов тока, один из которых был первым (I_1), а второй формировался на спаде импульса напряжения от генератора U_2 , значительного уменьшения интенсивности излучения в сталкивающихся стримерах не наблюдалось. Причина состоит в том, что возникают разные амплитуды пиков в импульсах тока. Осциллограммы импульсов тока и напряжения для такого режима при задержке между запуском генераторов 1.25 мкс показаны на рис. 2в.

Регистрация спектров излучения с различными задержками между включением генераторов проводилась в трех областях, показанных на рис. 4а вертикальными стрелками C_1 , C_2 и C_3 белого цвета. Часть полученных спектрограмм приведена на рис. 5 и 6а.

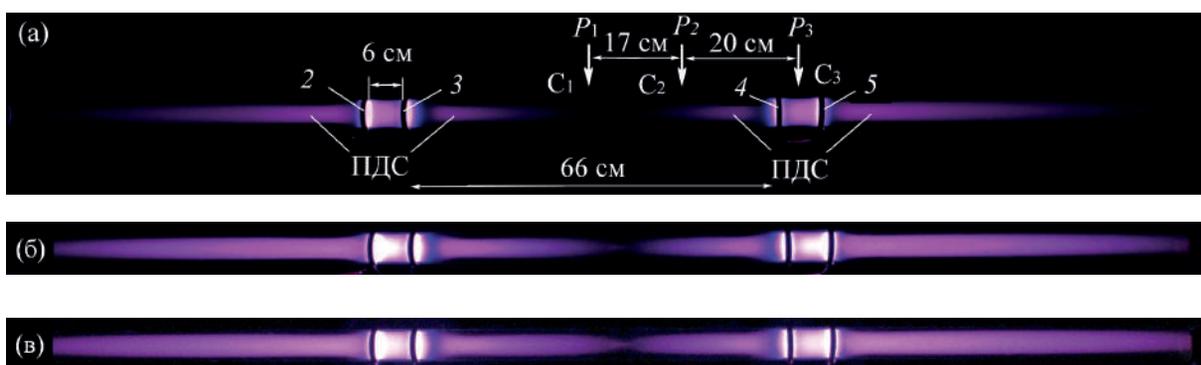


Рис. 4. Фотографии ПДС, инициируемых емкостным разрядом между электродами 2 и 3 от генератора U_1 и между электродами 4 и 5 от генератора U_2 , полученные в режиме с импульсами напряжения одинаковой положительной полярности без коррекции яркости и контраста изображения при экспозиции 0.25 с (а), а также после двух уровней коррекции изображения той же фотографии (б) и (в). 2 и 5 — высоковольтные электроды, 3 и 4 — заземленные электроды. Стрелками показаны места установки световодов от спектрометра и ФЭУ. C_1 — между электродами 3 — 4 на расстоянии 33 см от правого края электрода 3 и левого края электрода 4; C_2 — на расстоянии 50 см от правого края электрода 3 и 16 см от левого края электрода 4; C_3 — в центре между электродами 4–5. Световоды собирали излучение из области трубки шириной 1, остальная ее часть закрывалась черным экраном. Давление воздуха $p = 1$ Торр, $f = 21$ кГц. $U_1 \approx U_2 \approx +7$ кВ.

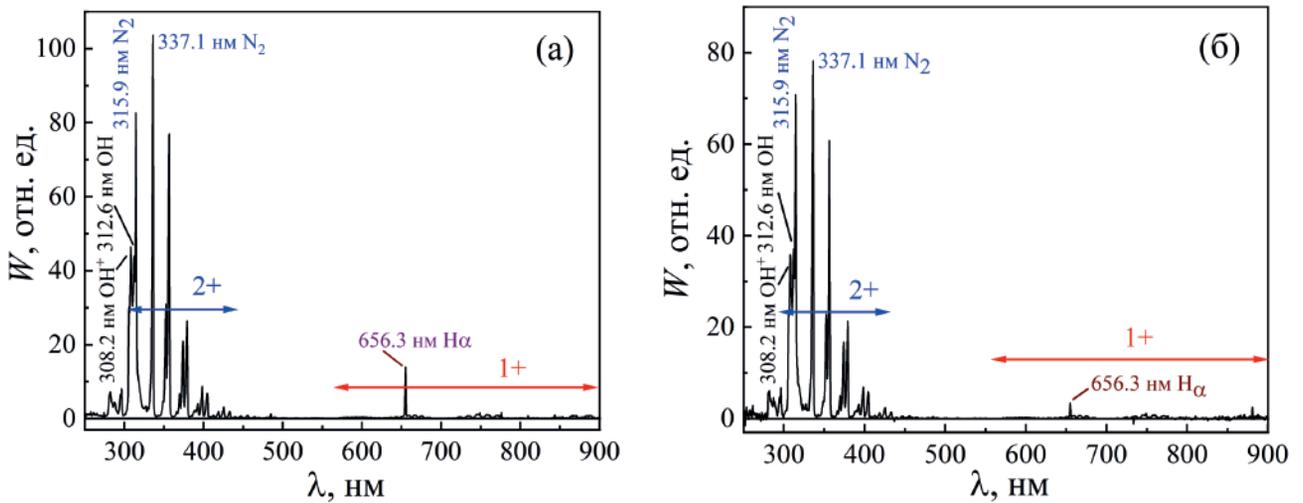


Рис. 5. Спектры излучения ПДС из области между электродами 4 и 5, отмеченной стрелкой C_3 на рис. 4, при различной полярности генераторов и их одновременном запуске (а), а также при задержке включения генератора U_1 на 1.25 мкс (б). 2+ — область спектра с наиболее интенсивными полосами второй положительной системы азота, в том числе 337.1 и 315.9 нм; 308.2 и 312.6 нм — максимумы полос молекул OH^+ и OH с красным оттенением; H_α — линия атомарного водорода с длиной волны 656.3 нм, 1+ — область спектра с наиболее интенсивными полосами первой положительной системы азота. Давление воздуха $p = 1$ Торр, $U_1 = -7$ кВ, $U_2 = +7$ кВ. Экспозиции 3 с (а) и 20 с (б).

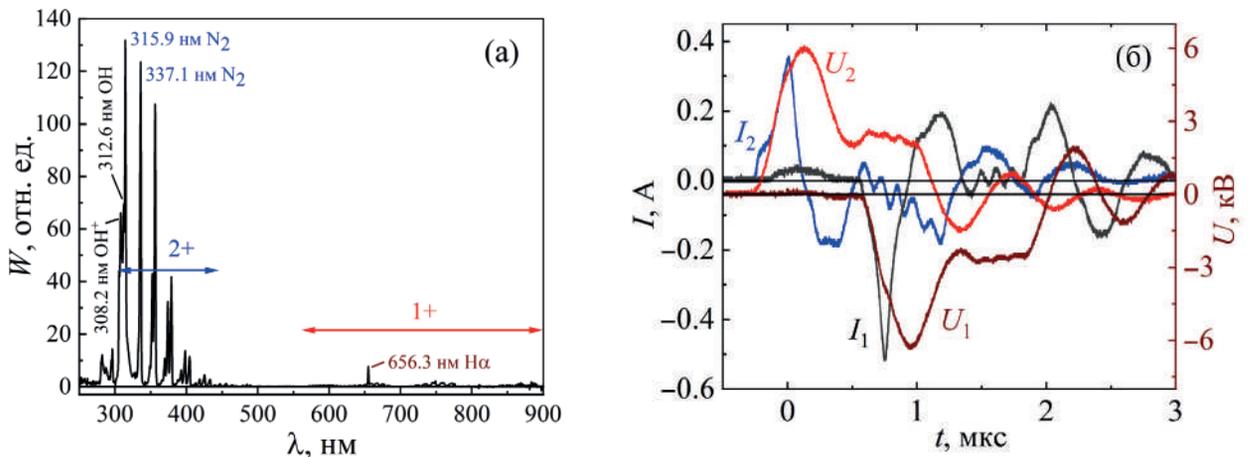


Рис. 6. Спектр излучения ПДС из области C_1 между электродами 3 и 4 при различной полярности генераторов и задержке включения генератора U_1 на 830 нс (а), а также осциллограммы тока и напряжения для этого режима (б). 2+ — область спектра с наиболее интенсивными полосами второй положительной системы азота; 308.2 и 312.6 нм — полосы молекул OH^+ и OH с красным оттенением; H_α — линия атомарного водорода с длиной волны 656.3 нм, 1+ — область с наиболее интенсивными полосами первой положительной системы азота. Давление воздуха $p = 1$ Торр, $U_1 = -7$ кВ, $U_2 = +7$ кВ. Экспозиции 20 с (а).

В зависимости от режима возбуждения и места регистрации на спектрограммах наблюдались полосы 2+ и 1+ систем молекулярного азота, полосы молекул гидроксила OH^+ и OH (наиболее интенсивные с $\lambda = 312.6, 308.2$ и 306.4 нм), а также линия водорода H_α . Спектральная плотность энергии излучения $W(1+)$ первой положительной системы азота была сравнительно малая. Однако, из-за излучения полос 2+ системы азота, полос молекул OH^+ и OH в УФ-области спектра, которая не регистрируется фото-

аппаратом и не заметна визуально, а также благодаря большому числу полос 1+ системы азота и их спектральной ширине, разряд, как и в работах [10–13], имел красный цвет. При одновременном включении генераторов U_1 и U_2 с разной полярностью максимальную интенсивность излучения имела полоса 2+ системы азота $W(2+)$ с длиной волны 337.1 нм. Для этих условий осциллограммы напряжения и тока показаны на рис. 2а, фотографии — на рис. 3а и 3б, а спектр излучения — на рис. 5а.

При включении двух генераторов наибольшие плотности энергии излучения W на полученных спектрограммах и импульсные мощности излучения P были зарегистрированы для всех полос и линии водорода H_α из областей между электродами 2, 3 и 4, 5.

Между электродами 2, 3 и 4, 5 реализуются наибольшее приведенное электрическое поле, а также удельные энерговклады в газ, что и приводит к получению наибольших значений W . При включении одного генератора U_1 наибольшие плотности энергии излучения регистрировались между электродами 2 и 3, а при включении одного генератора U_2 — между электродами 4 и 5.

Большие значения W для полос 2+ и 1+ системы азота, полос OH^+ и OH , а также линии H_α были получены из области между электродами 3 и 4 при одновременном включении обоих генераторов с разной полярностью. Если сравнивать спектры излучения для всех полос и линии водорода H_α , варьируя задержки между включением генераторов, то при одновременном включении двух генераторов с разной полярностью величины W в центре трубки были наибольшими.

Увеличение интенсивности W полос OH^+ и OH по сравнению с их спектральной плотностью энергии излучения в работах [10–13] можно объяснить более высокой относительной влажностью воздуха, которая в данных экспериментах была около 40%.

При одновременном включении генераторов U_1 и U_2 с одинаковой полярностью величины интенсивностей W полос 2+ и 1+ системы азота в центре трубки были минимальны. Они были значительно меньше, чем при включении только одного из генераторов. Для излучения в красной области спектра это видно из сравнения фотографий на рис. 3в и 4а, которые были сделаны с одинаковой экспозицией 0.25 с. При включении одного из генераторов его полярность не оказывала существенного влияния на вид спектра излучения ПДС в центре трубки, но величины интенсивности излучения W на всех регистрируемых полосах и линиях были в несколько раз меньше, чем при включении двух генераторов с разной полярностью.

При вариации длительности задержек между запуском генераторов с разной полярностью было обнаружено, что при задержке на ≈ 830 нс запуска генератора U_1 с отрицательной полярностью относительно запуска генератора U_2 с положительной полярностью наибольшая интенсивность излучения регистрируется на длине волны 315.9 нм. Данная спектрограмма показана на рис. 6а. Увеличение

величины W на длине волны 315.9 нм, как было установлено в результате анализа спектров, проходило в результате наложения на полосу 2+ системы молекулярного азота полос излучения молекул OH с длиной волны 312.2 и 306.4 нм, а также полос молекул OH^+ с длиной волны 308.2 нм.

Кроме того, мог быть вклад и других полос молекул OH и OH^+ с меньшей интенсивностью в этой области, которые имеют также красное оттенение. При задержке между запуском генераторов на ≈ 830 нс увеличение интенсивности на длине волны 315.9 нм было наибольшим. На рис. 6б видно, что паузы между отдельными пиками тока в этом случае минимальные. По-видимому, увеличение суммарной длительности тока разряда приводило к диссоциации большего числа молекул воды и, таким образом, интенсифицировало образование и возбуждение молекул OH и OH^+ .

Исследования мощности излучения стримеров в ПДС с помощью ФЭУ, приемный конец световода которого устанавливали на различных расстояниях от электрода 4, подтвердило результаты, полученные с помощью спектрометра и фотоаппарата, по интенсивности излучения из плазмы разряда в различных областях трубки при столкновении ПДС. Положения световода показаны на рис. 4а стрелками C_1 , C_2 и C_3 и соответствуют мощностям излучения P_1 , P_2 и P_3 из этих областей. ФЭУ регистрировал импульсы мощности излучения P преимущественно полос излучения 2+ системы молекулярного азота, которые имели наибольшие W и попадали в область чувствительности ФЭУ — спектральный диапазон 320–800 нм.

Как и в работе [12], из ПДС регистрировали импульсы излучения двух стримеров, которые генерировались в областях C_1 и C_2 в результате действия разнополярных пиков тока на фронте и спаде импульсов напряжения. На рис. 7 приведены импульсы напряжения от генератора U_1 , импульсы излучения P_1 , P_2 и P_3 соответственно из областей C_1 , C_2 и C_3 при одновременном включении двух генераторов разной полярности ($-U_1$ и $+U_2$), а также максимальные амплитуды импульсов излучения P_1 , P_2 и P_3 при различных режимах.

Проанализируем характеристики импульсов излучения P_1 и P_2 от первых стримеров в ПДС из областей C_1 и C_2 , а также импульс P_3 из области C_3 , в которой происходил начальный пробой воздуха внутри трубки и реализовались максимальные удельные энерговклады.

При записи большого числа импульсов напряжения было установлено, что их форма меняется

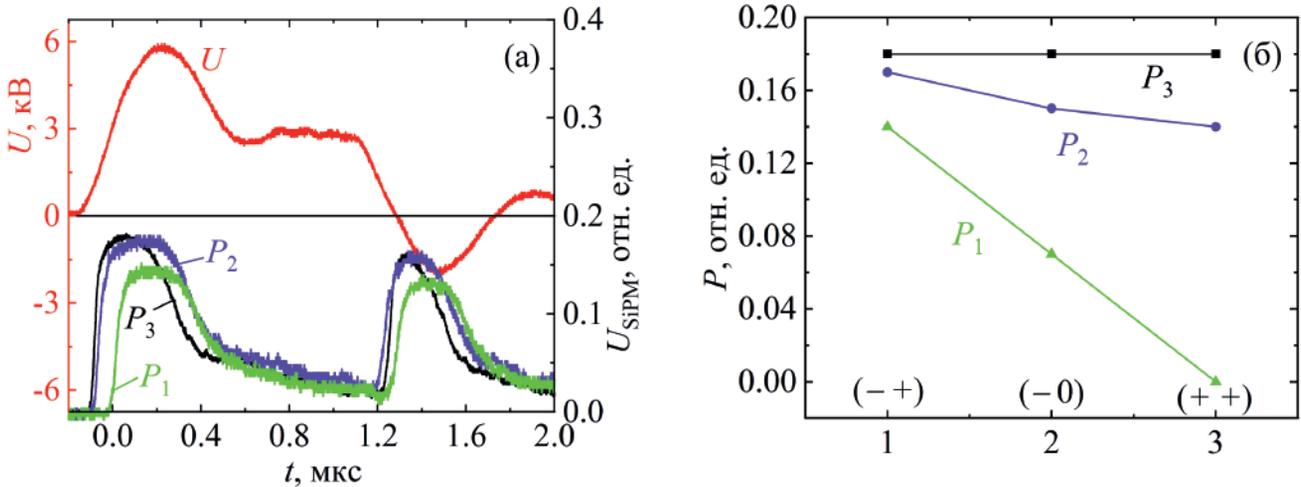


Рис. 7. Осциллограммы импульса напряжения U с генератором $+U_2$ и мощностей излучения P_1 , P_2 и P_3 , которые регистрировалась ФЭУ при включении двух генераторов ($-U_1$ и $+U_2$) разной полярности, соответственно из областей C_1 , C_2 и C_3 (см. рис. 4а) (а), а также максимальные мощности излучения P_1 , P_2 и P_3 из областей C_1 , C_2 , и C_3 соответственно, с одновременным включения как двух генераторов ($-U_1$ и $+U_2$) — 1, ($+U_1$ и $+U_2$) — 3, так и одного ($-U_2$) — 2 (б). Цифры 1, 2 и 3 показаны на оси абсцисс. Давление воздуха $p = 1$ Торр, $f = 21$ кГц, $|U_1| \approx |U_2| \approx 7$ кВ.

от импульса к импульсу в пределах 10%. Это влияло на задержку между импульсами напряжения и излучения как от первых стримеров, так и от вторых, а также на задержки между первыми и вторыми импульсами излучения. Поэтому на рис. 7а приведены специально выбранные первые импульсы излучения, синхронизированные с импульсами напряжения, имевшими одинаковый фронт. Средние скорости движения фронта первых стримеров в этих условиях составили ≈ 0.2 см/нс между областями C_2 и C_1 и ≈ 1 см/нс между областями C_3 и C_2 . Средние скорости уменьшались при удалении от плазмы между электродами 4 и 5, которая инициировала ПДС. Их величины согласуются с данными, полученными ранее [10–13]. Для определения средних скоростей фронта ПДС брали разность между фронтом первых импульсов излучения на полувысоте сигнала. Скорости распространения вторых импульсов излучения планируем определить в будущих работах за счет модернизации генераторов и системы регистрации.

Мощность излучения P_1 в области разряда C_1 при одинаковой полярности генераторов регистрировали вблизи порога чувствительности аппаратуры. С увеличением расстояния от области C_1 (соответственно, от электрода 3) и с уменьшением расстояния до электрода 4 мощность излучения начинала возрастать. В области C_2 мощность излучения P_2 составила около 94% от наибольшей мощности излучения P_3 , которая наблюдалась из области C_3 при включении как одного генератора U_2 , так и обоих. При различной полярности генераторов мощность излучения P_1 в области C_1 составляла около 80% от P_3 . Отметим,

что мощность P_3 из области C_3 не изменялась и оставалась наибольшей как при включении одного генератора U_2 , так и при одновременном включении обоих генераторов с разной и одинаковой полярностью (см. рис. 7б).

4. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В работе проведены исследования столкновения двух плазменных диффузных струй в воздухе низкого давления. При описании свойств ПДС мы использовали термин “стример”, имея в виду, что физический процесс, при котором формируется движущаяся область ионизации в результате действия высокого электрического поля, один и тот же в стримерах и волнах ионизации.

Плазменные диффузные струи формировались в длинной трубке с внутренним диаметром 5 см, заполненной атмосферным воздухом до давления 1 Торр. Они состояли из стримеров и генерировались в области плазмы емкостного разряда между двумя парами кольцевых электродов, на которые подавали импульсы напряжения одинаковой и разной полярности. При одинаковой полярности фронта первых стримеров в ПДС интенсивность излучения в области столкновения ПДС подавляется, как и при разряде низкого давления в неоне и аргоне [9]. Установлено, что в воздухе уменьшение интенсивности излучения ПДС и их диаметра проходит на длине трубки в десятки сантиметров, что можно связать с большой длиной фронта стримера в ПДС.

При разной полярности фронтов ПДС и, соответственно, первых стримеров в них интенсивность излучения в области их столкновения возрастает на полосах 2+ и 1+ систем молекулярного азота, полосах молекул OH и OH⁺, а также на атомарной линии водорода H_α. При этом область повышенной интенсивности излучения наблюдается на длине трубки около 66 см между электродами 3 и 4, что можно также связать с большой длиной фронта стримеров в ПДС.

Длина фронта стримера оценивалась по времени нарастания импульсов излучения на рис. 7а. Для импульса P₁ длительность фронта составляла около 100 нс, а его средняя скорость между областями C₂ и C₁ составляла 0.2 см/нс. Соответственно, длина фронта ПДС и первого стримера в ней была около 20 см.

С увеличением внутреннего диаметра диэлектрической трубки до 15 см, когда влияние стенок существенно уменьшалось, ПДС также формировались, а их диаметр увеличивался. При частоте посылок импульсов $f = 21$ кГц, напряжении генератора равном 7 кВ и давлении воздуха $p = 1$ Торр диаметр ПДС возрос до 8 см. Расстояние между светящейся областью ПДС и внутренней стенкой трубки превышало 3 см, а ее длина составляла около 25 см.

Отметим, что если сравнивать при одинаковых приведенных диаметрах (пропорциональных N_0/N) скорость красных спрайтов [16, 27], которые формируются в открытом пространстве на высоте от уровня океана 65–70 м (концентрация частиц N) и скорость стримеров и лидеров [28–31], формируемых при атмосферном давлении (концентрация частиц N_0), то она больше у красных спрайтов. В работе [27] это различие объясняется влиянием фотоионизации. Планируется использовать диэлектрические трубки диаметром 15 см и более для изучения этого эффекта, а также исследовать влияние давления воздуха на диаметр стримеров и ПДС.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования показали, что при столкновении движущихся областей ионизации, создаваемых высоким электрическим полем в воздухе при давлении около 1 Торр, образуются плазменные диффузные струи, и важную роль играет полярность их фронта.

Установлено, что задержка в иницировании ПДС от разных генераторов, а также полярность их фронта изменяют спектры излучения и характер свечения области их взаимодействия. При этом может наблюдаться как усиление, так и подавление спектральной плотности энергии излучения на раз-

личных полосах молекул азота, гидроксила и атомов водорода.

Повышение температуры и относительной влажности воздуха в результате изменения погоды может приводить к усилению спектральной плотности энергии излучения в полосах OH, OH⁺ и линии атома водорода H_α. Предполагается продолжить изучение процессов при столкновениях фронтов одного и нескольких последовательных стримеров во встречных ПДС, а также определить влияние частоты следования импульсов на напряжение зажигания разряда в различных экспериментальных условиях.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят Г.В. Найдиса за полезные обсуждения, а Д.А. Сорокина — за поддержку данной работы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИСЭ СО РАН, проект № FWRM-2021-0014.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Vasilyak L.M., Kostyuchenko S.V., Kudryavtsev N.N., Filyugin I.V.* // Phys. Usp. 1994. V. 37. No. 3. P. 247. DOI: 10.1070/PU1994v037n03ABEH000011
2. *Ionikh Y.Z.* // Plasma Physics Reports. 2020. V. 46. P. 1015. DOI: 10.1134/S1063780X20100049
3. *Lagarkov A.N., Rutkevich I.M.* Ionization Waves in Electrical Breakdown of Gases. New York: Springer Verlag, 1994.
4. *Васильяк Л.М., Асиновский Э.И., Самойлов И.С.* Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том. Кн. II / Под ред. В.Е. Фортова. М.: Наука, 2000. С. 225.
5. *Anikin N.B., Zavialova N.A., Starikovskaia S.M., Starikovskii A.Y.* // IEEE Transactions on Plasma Science. 2008. V. 36. No. 4. P. 902. DOI: 10.1109/TPS.2008.924504
6. *Huang B., Zhang C., Qiu J., Zhang X., Ding Y., Shao T.* // Plasma Sourc. Sci. and Technol. 2019. V. 28. No. 9. P. 095001. DOI:10.1088/1361-6595/ab3939
7. *Asinovsky E.I., Lagarkov A.N., Markovets V.V., Rutkevich I.M.* // Plasma Sourc. Sci. and Technol. 1994. V. 3. No. 4. P. 556.
8. *Xiong Z., Robert E., Sarron V., Pouvesle J.M. and Kushner M.J.*, 2012. // J. of Physics D: Applied Physics. V. 45. No. 27. P. 275201. DOI:10.1088/0022-3727/45/27/275201
9. *Shishpanov A.I., Ivanov D.O., Kalinin S.A.* // Plasma Research Express. 2019. V. 1. No. 2. P. 025004. DOI:10.1088/2516-1067/ab1b8d

10. Tarasenko V., Vinogradov N., Baksht E., Sorokin D. // J. Atmospheric Science Research. 2022. V. 5. Iss. 3. P. 26. DOI: 10.30564/jasr.v5i3.4858
11. Tarasenko V.F., Baksht E.Kh., Vinogradov N.P., Sorokin D.A. // Optics and Spectroscopy. 2022. V. 130. № 12. P. 1490–1507. DOI: 10.21883/EOS.2022.12.55234.4014-22
12. Tarasenko V.F., Baksht E.Kh., Panarin V.A., Vinogradov N.P. // Plasma Physics Reports. 2023. V. 49. № 6. P. 786. DOI: 10.1134/S1063780X23700393
13. Sorokin D.A., Tarasenko V.F., Baksht E.Kh. et al. // Phys. Plasmas. 2023. V. 30. Art. no. 083515. DOI: 10.1063/5.0153509
14. Luque A. // J. of Geophysical Research: Atmospheres. 2017. 122. № 19. P. 10, 497. <https://doi.org/10.1002/2017JD027157>
15. Köhn C., Chanrion O., Neubert T. // J. Geophysical Research: Space Physics. 2019. V. 124. № 4. P. 3083. <https://doi.org/10.1029/2018JA025972>
16. Stenbaek-Nielsen H.C., McHarg M.G., Haaland R., Luque A. // J. of Geophysical Research: Atmospheres. 2020. V. 125. P. e2020JD033170. <https://doi.org/10.1029/2020JD033170>
17. Garnung M.B., Celestin S., Farges T. // J. Geophysical Research: Space Physics. 2021. V. 126. № 6. P. e2020JA028824. <https://doi.org/10.1029/2020JA028824>
18. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Физика молнии и молниезащиты. М.: Физматлит, 2001. 320 с.
19. Bogatov N.A., Syssoev V.S., Sukharevsky D.I., Orlov A.I., Rakov V.A., Mareev E.A. // J. of Geophysical Research: Atmospheres. 2022. V. 127. P. e2021JD035870. <https://doi.org/10.1029/2021JD035870>
20. March V., Montanya J. // Geophysical Research Letters. 2010. V. 37. P. L19801. <https://doi.org/10.1029/2010GL044543>
21. Dwyer J.R., Uman M.A. // Physics Reports. 2014. V. 534. № 4. P. 147. <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2013.09.004>
22. Kochkin P.O., van Deursen A.P.J., Ebert U. // J. Physics D.: Applied Physics. 2015. V. 48. P. 025205. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/48/2/025205>
23. Da Silva C.L., Millan R.M., McGaw D.G., Yu C.T., Put-ter A.S., LaBelle J., Dwyer J. // Geophysical Research Letters. 2017. V. 44. No. 11. P. 174. <https://doi.org/10.1002/2017GL075262>
24. Panchenko A.N., Sorokin D.A., Tarasenko V.F. // Progress in Quantum Electronics. 2021. V. 76. P. 100314. <https://doi.org/10.1016/j.pquantelec.2020.100314>
25. Beloplotov D.V., Tarasenko V.F., Shklyayev V.A., Sorokin D.A. // J. of Physics D: Applied Physics. 2021. V. 54. No. 30. P. 304001. <https://doi.org/10.1088/1361-6463/abfdcc>
26. Nijdam S., Teunissen J., Ebert U. // Plasma Sourc. Sci. and Technol. 2020. V. 29. № 10. P. 103001. DOI:10.1088/1361-6595/abaa05
27. Stenbaek-Nielsen H.C., Kanmae T., McHarg M.G., Haaland R. // Surv. Geophys. 2013. V. 34. P. 769. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/abaa05>
28. Raether H. Electron Avalanches and Breakdown in Gases. London: Butterworths, 1964.
29. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Долгопрудный: Интеллект, 2009. 736 с.
30. Starikovskiy A. Yu., Aleksandrov N.L., Shneider M.N. // J. Applied Physics. 2021. V. 129. P. 063301. <https://doi.org/10.1063/5.0037669>
31. Babaeva N.Yu., Naidis G.V. // J. Physics D.: Applied Physics 2021. V. 54. P. 223002. <https://doi.org/10.1088/1361-6463/abe9e0>

COLLISION OF TWO PLASMA DIFFUSE JETS WITH THE SAME AND DIFFERENT FRONT POLARITY AT AN AIR PRESSURE OF 1 TORR

V. F. Tarasenko*, N. P. Vinogradov, E. H. Baksht, D. S. Pechenitsin

*Institute of High-Current Electronics of the Siberian Branch
of the Russian Academy of Sciences, Tomsk, Russia*

* e-mail: VFT@loi.hcei.tsc.ru

In air at a pressure of 1 Torr, the mode of collision of diffuse plasma jets (PDJs) consisting of ionization waves — red streamers have been studied. PDJ were formed in a quartz tube by a capacitive discharge from two identical generators with pulses of positive and negative polarity. It has been established that, with the same polarity of voltage pulses, counter-current PDJs suppress each other's radiation. It is shown that for different polarity of voltage pulses, the intensity of the glow in the region where the PDJ meets increases significantly. Data are presented on the effect of delays between switching on generators of different polarity on the emission spectra of PDJ. It has been established that with an increase in air humidity, an atomic hydrogen line Ha appears in the emission spectrum, as well as OH and OH⁺ bands, the spectral energy density (W) of some of which is commensurate with the W bands of the second positive (2+) nitrogen system. The velocity of the PDJ front was measured when two generators of different polarity were turned on.

Keywords: collision of streamers, low-pressure air, plasma diffuse jet, capacitive discharge